



HAL
open science

L'histoire cosmique des baryons dans un univers hiérarchique

Yann Rasera

► **To cite this version:**

Yann Rasera. L'histoire cosmique des baryons dans un univers hiérarchique. Astrophysique [astro-ph].
Université Paris-Diderot - Paris VII, 2005. Français. NNT : . tel-00070844

HAL Id: tel-00070844

<https://theses.hal.science/tel-00070844v1>

Submitted on 22 May 2006

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

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

Université de Paris VII-Denis Diderot

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Yann RASERA

Spécialité : Astrophysique et méthodes associées

**L'HISTOIRE COSMIQUE DES BARYONS
DANS UN UNIVERS HIÉRARCHIQUE**

soutenue le 13/10/2005 devant le jury :

Prof. James Bartlett	Président
Prof. Joseph Silk	Rapporteur
Prof. Alain Blanchard	Rapporteur
Dr. Julien Devriendt	Examineur
Prof. Jean-Pierre Chièze	Directeur de thèse
Dr. Romain Teyssier	Responsable de thèse

**Service d'Astrophysique
DSM/DAPNIA/CEA-Saclay
yann.rasera@cea.fr**

Université de Paris VII-Denis Diderot

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Yann RASERA

Spécialité : Astrophysique et méthodes associées

**L'HISTOIRE COSMIQUE DES BARYONS
DANS UN UNIVERS HIÉRARCHIQUE**

soutenue le 13/10/2005 devant le jury :

Prof. Joseph Silk	Rapporteur
Prof. Alain Blanchard	Rapporteur
Prof. James Bartlett	Examineur
Dr. Julien Devriendt	Examineur
Prof. Jean-Pierre Chièze	Directeur de thèse
Dr. Romain Teyssier	Responsable de thèse

**Service d'Astrophysique
DSM/DAPNIA/CEA-Saclay
yann.rasera@cea.fr**

Remerciements

Cette thèse fut pour moi l'occasion d'un voyage inoubliable au royaume des galaxies. Au-delà de cette aventure scientifique, je retiendrai la chaleur humaine qui règne au Service d'Astrophysique du CEA-Saclay. Un immense MERCI à tous les acteurs qui ont contribué à cette joie, cette bonne humeur et qui m'ont aidé dans les moments difficiles. Ces acteurs sont innombrables, voici les premiers rôles.

Romain Teyssier fut un génial guide pour m'aider à débrouiller les mystères de l'Univers et surtout dompter la complexité des simulations numériques.

Jean-Pierre Chièze me permit à chacune de nos discussions de prendre du recul sur mes problèmes physiques.

Pierre Olivier Lagage m'accueillit à bras ouverts dans son laboratoire.

Jim Bartlett, Joe Silk, Julien Devriendt et Alain Blanchard, grâce à leur lecture attentive et leurs remarques constructives, me permirent d'améliorer le présent rapport.

David Elbaz et Pierre Alain Duc m'ont dévoilé toute la complexité des observations.

Patrick Sizun, Pierre Fayet, Michel Cassé, Bertrand Cordier et Jacques Paul m'ont fait découvrir le monde de la physique des hautes énergies.

Pascal et Matthias, travaillant dans le même bureau, m'ont supporté dans tous les sens du terme.

Le personnel du SAp m'a communiqué son entrain et sa joie de vivre. Sandrine m'a épargné l'utilisation des ondelettes. Renaud a été un super partenaire de Djembé. Nicolas a ri à toutes mes blagues. Samuel a été cosmologiquement sympathique. Delphine m'a fait goûter de son eau de coing. Cédric a été à la piscine. Florian, Joel, Savita, Pierrick, Alain, Laurène et Flipflop ont rendu le séjour plus qu'agréable.

Concernant les activités culturelles et sportives, Jean-Philippe et Jérôme

m'ont laissé gagné quelques sets au tennis pour me donner du baume au cœur. Philippe et toute l'équipe du volley ont livré des matchs endiablés le Jeudi soir. Helise et Alessandra m'ont fait découvrir la nourriture italienne. Anna et Alba m'ont fait visiter la capitale de la Catalogne. Valérie m'a fait découvrir les monuments de Paris. Céline a lu mes e-mails, même les plus tordus.

Les secrétaires ont su se sortir d'un monde qui me dépasse : celui de la complexité administrative.

Et enfin, ma famille, Sylvère, Georges et Odile, ont su me distiller, malgré la distance, toute leur énergie et leur bonne humeur.

MERCI à tout ceux là ainsi qu'aux autres...

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	9
Abstract	11
1 Introduction	13
2 Le modèle hiérarchique de formation des grandes structures	17
2.1 Cosmologie	18
2.1.1 Dynamique de l'Univers	18
2.1.2 Evolution des fluctuations de densité	20
2.1.3 La cosmologie Λ CDM	23
2.2 Le modèle des halos	25
2.2.1 Evolution linéaire	25
2.2.2 Evolution non-linéaire	26
2.3 Fonction de masse des halos	28
2.3.1 Pour l'Univers : Press-Schechter	28
2.3.2 Pour les progéniteurs d'un halo : Press-Schechter Etendu	30
2.4 La dynamique des baryons	32
2.4.1 Le gaz diffus	32
2.4.2 Collapse adiabatique	33
2.4.3 Processus de chauffage et refroidissement	34
2.4.4 Formation des disques	38
2.5 Forces et faiblesses du modèle hiérarchique	40
3 Des observations aux simulations : la formation stellaire dans les codes cosmologiques	43
3.1 Le code N-corps et hydrodynamique RAMSES	44

3.1.1	La grille AMR	44
3.1.2	Les pas de temps	45
3.1.3	La résolution N-corps	47
3.1.4	L'hydrodynamique	49
3.1.5	Le chauffage et le refroidissement	50
3.1.6	Les particularités de l'application cosmologique	53
3.2	La formation d'étoiles dans le code	54
3.2.1	Formation d'étoiles et milieu interstellaire	55
3.2.2	Formation d'étoiles à l'échelle galactique	57
3.2.3	Formation d'étoiles dans les codes cosmologiques	61
3.3	Simulations et principaux résultats	69
3.3.1	Paramètres	69
3.3.2	Résultats généraux	73
4	Des simulations aux modèles : évolution des baryons dans l'Univers	77
4.1	Modèle	78
4.1.1	Phases	79
4.1.2	Masse minimale pour les halos à formation d'étoiles	81
4.1.3	Accrétion	87
4.1.4	Refroidissement	90
4.1.5	Formation d'étoiles	92
4.1.6	Vents	93
4.1.7	Evolution cosmologique des baryons	95
4.2	Cross-validation modèle-simulation	97
4.2.1	Détection des halos et sélection d'une région	98
4.2.2	Considérations numériques et retour sur le modèle	100
4.2.3	Bilan global	106
4.2.4	Bilan moyen par halo	112
5	Des modèles aux observations : de la nécessité des vents dans le modèle hiérarchique	119
5.1	Influence des paramètres principaux	120
5.1.1	Réionisation	121
5.1.2	Temps de formation d'étoiles	122
5.1.3	Efficacité des vents	123
5.2	Observations globales	125

5.2.1	Taux de formation d'étoiles cosmique	125
5.2.2	Densité comobile d'étoiles	128
5.2.3	Fond diffus extragalactique	130
5.2.4	Densité comobile de gaz froid	131
5.2.5	Bilan baryonique global	131
5.3	Observations des halos	133
5.3.1	Histoire du taux de formation d'étoiles par halo	133
5.3.2	Fraction de gaz chaud dans les amas	136
5.3.3	Fonctions de masse stellaire et HI	138
6	Ouverture vers l'astroparticule	143
6.1	Fond diffus gamma	144
6.1.1	Fond diffus observé et contributions des Noyaux Actifs de Galaxies	144
6.1.2	Contribution des SNIa	144
6.2	L'hypothèse de matière noire légère	148
6.2.1	Calcul de l'émission de la Voie Lactée	148
6.2.2	Calibration	150
6.2.3	Fond diffus gamma mou résultant	152
6.2.4	Contraintes sur le candidat matière noire légère	154
7	Conclusion	157
	Contributions orales et écrites	161
	Bibliographie	161

Résumé

Durant cette thèse, j'ai étudié la formation des galaxies grâce à des simulations cosmologiques et à un nouveau modèle analytique. Dans le cadre du modèle standard de formation hiérarchique des grandes structures, les petites fluctuations primordiales de densité observées sur le fond diffus cosmologique sont amplifiées par la gravité pour donner des halos de matière noire de plus en plus gros. C'est au sein de ces halos que le gaz s'effondre et se refroidit pour former des disques de gaz froid à support centrifuge. Ces disques sont ensuite convertis en disques stellaires : les galaxies. Le problème dans ce scénario est celui du sur-refroidissement : une trop grande part du gaz finit sous forme d'étoiles comparativement aux observations. J'ai donc réalisé une étude de l'évolution des baryons (un gaz d'hydrogène et d'hélium) dans l'Univers grâce à des simulations numériques hydrodynamiques haute-résolution. Cependant, ces simulations sont affectées par des effets de résolution finie. J'ai ainsi développé un modèle analytique simple qui possède l'avantage de ne pas être affecté par de tels effets. Celui-ci prédit la quantité de baryons dans chacune des 4 phases suivantes : étoiles, gaz froid dans les disques galactiques, gaz chaud dans les amas et gaz diffus dans le milieu intergalactique. La comparaison des résultats aux observations a montré que la cosmologie contrôle le taux de formation d'étoiles dans l'Univers. Ce modèle a aussi mis en lumière le rôle essentiel des vents galactiques qui, éjectant le gaz froid des disques jusque dans les halos de gaz chaud, permettent d'éviter le problème du sur-refroidissement. Enfin, en une ouverture vers l'astroparticule, j'ai étudié les implications de la physique du gaz sur le fond diffus gamma produit dans l'hypothèse de matière noire légère.

Abstract

During this Ph.D, I have studied the formation of galaxies using cosmological simulations and I have developed a new analytical model.

In the framework of the hierarchical model of galaxy formation, small primordial density fluctuations observed on the cosmological microwave background are amplified by gravitational instability leading to the formation of larger and larger halos. The gas collapses and cools in these dark matter potential wells and forms cold centrifugally supported gas discs. These discs are converted into stellar discs that is to say galaxies. The problem in this scenario is the so-called “overcooling problem” : the resulting amount of stars is greater than the observed one by a factor of four.

I have therefore studied the evolution of baryons (hydrogen and helium gas) in the Universe using high resolution hydrodynamical simulations. Based on these results, I have developed a simple analytical model for computing the baryons mass fraction in each of the following phases : stars, cold gas in galactic discs, hot gas in clusters and diffuse gas in the intergalactic medium. The comparison of model results to observations shows us that cosmology controls the cosmic history of star formation. The important cosmological role of galactic winds is also shed to light. They eject the cold gas from discs to hot halos, overcoming the overcooling problem. Finally, I have studied the implication of baryon physics onto the diffuse gamma-ray background from light dark matter particles.

Chapitre 1

Introduction

La découverte de galaxies extérieures à la nôtre date de moins d'un siècle. Nous commençons donc tout juste notre exploration de l'Univers aux échelles cosmologiques. Nous vivons une ère fantastique où chaque observation profonde dévoile de nouvelles galaxies, de plus en plus lointaines et, par voie de conséquence, de plus en plus jeunes. Ces galaxies révèlent bien des surprises. Au-delà des classiques galaxies spirales et elliptiques, on découvre toute une variété de formes et de propriétés : galaxies naines, en interaction, irrégulières, actives, à flambée de formation d'étoiles, etc...

Mais d'où viennent toutes ces galaxies ? Comment se sont-elles formées ? Ces questions ont été le fil conducteur durant ma thèse et sont donc en filigrane tout au long du présent rapport.

Le modèle hiérarchique actuellement en vigueur donne un début d'explication. L'idée est que les petites fluctuations de densité, empreintes dans le fond diffus cosmologique quelque 300 000 ans après le big-bang, sont ensuite amplifiées par la gravité et forment les grandes structures telles que les galaxies mais aussi les groupes et les amas. Un des acteurs importants de ce scénario est la matière noire parce qu'elle représente plus de 80% de la matière dans l'Univers. Elle gouverne ainsi la formation des puits de potentiels gravitationnels dans l'Univers, au sein desquelles les galaxies naissent. Paradoxalement, bien que sa nature soit encore inconnue, la dynamique de la matière noire commence à être bien maîtrisée, notamment grâce à l'essor des simulations numériques.

A l'inverse, l'évolution de la matière ordinaire, les baryons, est beaucoup plus complexe et moins bien comprise. Aux petites échelles cosmologiques, les baryons se découplent très vite de la matière noire car ils sont soumis à

de nombreux phénomènes physiques dont la modélisation est difficile. Premièrement, le gaz est un fluide collisionnel ce qui implique que les effets de la pression sont non négligeables. Deuxièmement, les collisions inélastiques entre les particules du gaz rayonnent son énergie interne : c'est le refroidissement. Le gaz, perdant son support thermique, s'effondre et forme des disques à support centrifuge de densités très élevées : des galaxies. Troisièmement, au sein de ces disques, une cascade gravoturbulente conduit à la formation d'étoiles. Quatrièmement, les étoiles nouvellement formées rétroagissent sur le milieu interstellaire : c'est le "feedback". Malheureusement, l'intensité de ce feedback et l'efficacité de la formation d'étoiles sont mal connues. Le modèle hiérarchique se heurte alors à un grave problème : le problème du sur-refroidissement. En l'occurrence, les quantités d'étoiles et de gaz froid dans le modèle dépassent largement celles observées.

Il est pourtant fondamental de bien comprendre l'évolution thermodynamique des baryons car ils constituent la seule matière observable dans l'Univers à l'heure actuelle. Durant ma thèse, j'ai donc étudié la physique des baryons et ses conséquences en multipliant les angles d'approche : simulations numériques, modèle analytique, comparaison aux observations et implications pour l'astroparticule. Je vous invite maintenant à revivre le périple qui a été le mien, au royaume des galaxies et de leurs mystères.

Dans la première partie du voyage, nous partirons à la découverte du modèle hiérarchique de formation des grandes structures. Je présenterai quelques éléments de cosmologie qui permettent de calculer l'évolution de l'Univers homogène mais aussi l'évolution des inhomogénéités dans un Univers en expansion. Cela permet notamment de comprendre comment se forment les halos de matière noire et de prédire leur fonction de masse. J'évoquerai aussi les problèmes de ce modèle liés à la physique des baryons comme celui du sur-refroidissement. Cette partie pose ainsi les bases pour la suite.

L'étude précise de la physique des baryons nécessite l'utilisation de simulations numériques cosmologiques haute résolution. J'ai donc utilisé et contribué au développement du code à raffinement de maillage adaptatif RAMSES. La deuxième partie de ce périple sera donc l'occasion de décrire les techniques numériques utilisées pour calculer l'évolution de la matière noire, du gaz et des étoiles. Comment résoudre l'équation de Poisson, comment calculer l'évolution des variables hydrodynamiques ou encore comment

prendre en compte le refroidissement et le chauffage ? Nous nous attarderons plus longuement sur la formation d'étoiles qui est ma contribution personnelle à ce code. Les simulations permettent de former des galaxies à partir des fluctuations de densité observées dans le fond diffus cosmologique. Je présenterai la série de simulations que nous avons réalisée afin d'étudier l'influence des paramètres de formation d'étoiles et de la résolution finie du code. En résumé, cette partie permet de comprendre comment on passe de l'Univers observé à l'Univers simulé.

La troisième partie du voyage nous amènera à analyser les résultats des simulations. Quels sont les phénomènes physiques essentiels qui gouvernent l'évolution cosmologique des baryons dans les simulations ? Quelle est l'influence de la résolution finie dans le code ? En voulant répondre à ces questions, cela nous a conduit à développer un modèle analytique simple qui prédit l'évolution moyenne des baryons à la fois pour l'Univers dans sa globalité, mais aussi pour un halo de masse donnée. Je comparerai l'évolution des fractions de gaz diffus, gaz chaud, gaz froid et étoiles issues du modèle avec les simulations, ce qui nous permettra de "cross-valider" modèle et simulations. Je montrerai aussi l'importance du chauffage par les étoiles et les quasars dans la détermination du bilan baryonique et je décrirai comment nous avons pu modéliser simplement l'effet de la résolution finie qui affecte les simulations. Cette partie décrit donc comment nous avons construit le modèle analytique à partir des simulations.

La quatrième partie vise à évaluer l'influence de l'intensité du feedback et de l'efficacité de la formation d'étoiles sur le bilan baryonique. Je contraindrai ces deux paramètres, en comparant les résultats du modèle concernant l'Univers dans sa globalité avec diverses observations comme le taux de formation d'étoiles cosmique, la densité comobile d'étoiles, la densité comobile de gaz froid et le fond diffus extragalactique. J'étudierai aussi les variations de ces paramètres avec la masse du halo considéré en comparant à des observations telles que l'histoire du taux de formation d'étoiles individuel, le fraction de gaz chaud dans les amas ou encore les fonctions de masse stellaire et HI. Cette partie permet donc un retour vers les observations.

Le voyage s'achève sur les implications pour l'astroparticule. En l'occurrence, nous étudierons le fond γ comme produit par les supernovæ de type Ia. Cela nous donnera l'occasion d'étudier une autre contribution possible à ce fond : l'annihilation de matière noire légère dans les halos. Nous ver-

rons que dans ce scénario, le rôle des baryons est là encore prépondérant. La comparaison du fond obtenu avec le fond observé donne des contraintes sur les propriétés du candidat matière noire légère. Cette partie fait ainsi office d'ouverture.

Bon voyage !

Chapitre 2

Le modèle hiérarchique de formation des grandes structures

Le but du modèle hiérarchique actuellement en vigueur est de répondre à la question suivante : *comment se sont formées les grandes structures dans l'Univers ?* Plus précisément, il fait le lien entre les fluctuations primordiales du fond diffus cosmologique et les observations à bas redshift des filaments, amas et galaxies. L'idée maîtresse est que ces fluctuations primordiales sont justement les germes des grandes structures présentes. L'approche généralement utilisée est de calculer l'évolution des quantités moyennes dans l'Univers pour une cosmologie donnée, puis l'évolution des fluctuations par rapport à cette moyenne. Ces fluctuations sont amplifiées par la gravité pour former des structures gravitationnelles appelées halos. Ces halos d'abord de la taille typique d'un amas globulaire fusionnent pour donner des halos de plus en plus gros d'où le terme de *formation hiérarchique*.

Le premier acteur dans ce scénario est *la matière noire* qui, dominant en masse, va déterminer le potentiel gravitationnel de chaque halo. Le second acteur est présent en plus faible quantité mais joue un rôle prépondérant puisqu'il s'agit des *baryons*. En effet, le gaz tombe dans le potentiel gravitationnel du halo pour atteindre l'équilibre hydrostatique. Mais, contrairement à la matière noire qui est un fluide non-collisionnel, les particules de gaz sont soumis à des collisions. De plus certaines de ces collisions sont inélastiques et rayonnent l'énergie interne : c'est le *refroidissement*. Ainsi, le support ther-

mique rompu, le gaz s'effondre jusqu'à former des disques froids à support centrifuge au sein desquels les étoiles vont naître. Les disques de gaz laissent alors progressivement la place à des disques d'étoiles qui ne sont autres que des galaxies. Ces galaxies fusionnent ensuite entre elles de manière plus ou moins violente, ce qui donne lieu à différentes morphologies. Les grandes lignes du scénario hiérarchique de formation des grandes structures ainsi décrites, nous allons maintenant détailler point par point.

2.1 Cosmologie

2.1.1 Dynamique de l'Univers

La cosmologie est l'étude de l'Univers dans son ensemble. Elle permet de calculer l'évolution des grandeurs moyennes dans l'Univers comme la densité de matière $\bar{\rho}(t)$ ou la vitesse d'expansion décrite par la constante de Hubble $H(t) = \dot{a}/a$ avec $a(t)$ le facteur d'échelle. Cette évolution est déduite des équations de la relativité générale pour un Univers homogène et isotrope (équations de Friedmann) :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\bar{\rho} - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (2.1)$$

$$0 = \frac{d}{dt}(\bar{\rho}a^3) + \frac{3p\dot{a}a^2}{c^2}. \quad (2.2)$$

La pression s'écrit $p = w\bar{p}$ avec $w = 1/3$ pour un univers dominé par le rayonnement comme l'Univers primordial et $w = 0$ pour un univers dominé par la matière comme actuellement. k définit la courbure de l'univers. L'univers est euclidien si $k = 0$, hyperbolique si $k < 0$ et elliptique si $k > 0$. Enfin, Λ est la constante cosmologique.

De ces équations, on voit apparaître l'existence d'une densité critique qui correspond à un univers plat et sans constante cosmologique :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (2.3)$$

dont la valeur est aujourd'hui $\rho_c^0 = 1.88.10^{-26} \text{ h}^2.\text{kg.m}^{-3}$. En général, toutes les densités d'énergie dans l'univers sont normalisées à cette densité critique. En particulier, si on fait le bilan des énergies aujourd'hui, on a une densité de matière $\Omega_m = \rho(t=0)/\rho_c^0$ et une densité d'énergie du vide $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H_0^2$.

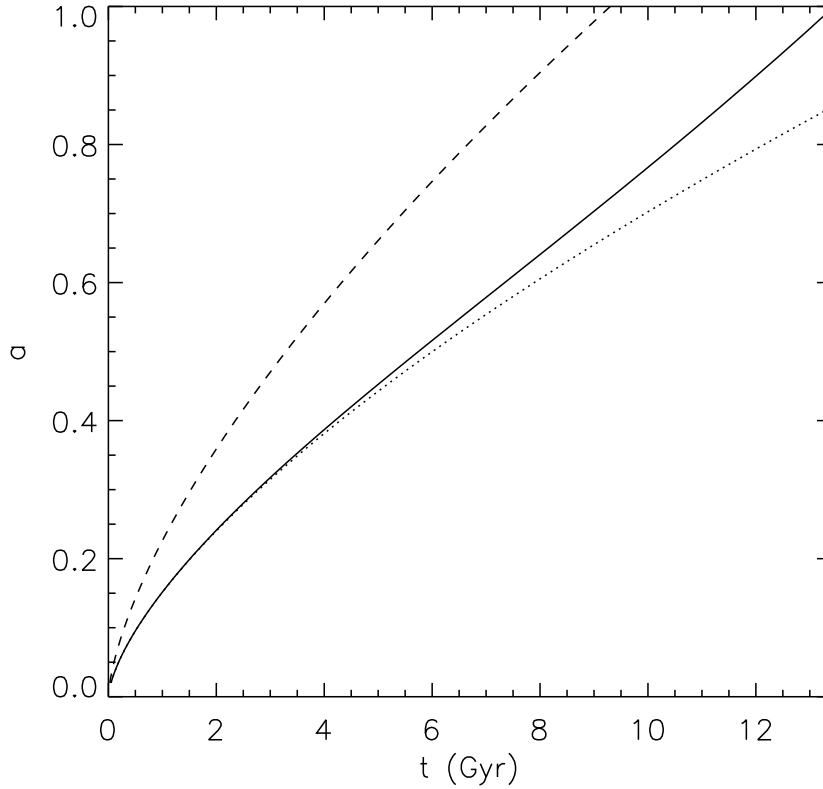


FIG. 2.1 – Evolution du facteur d’échelle en fonction du temps. La courbe continue correspond au modèle avec $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$ (cosmologie Λ CDM). La courbe tiretée est le modèle avec $\Omega_m = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$ (cosmologie Einstein de Sitter). Enfin la courbe pointillée est le modèle avec $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0$ (cosmologie OCDM).

Grâce aux équations précédentes, dès lors que l’on connaît la valeur de ces deux paramètres fondamentaux en $z = 0$, ainsi que la valeur de la constante de Hubble H_0 , on peut déterminer l’évolution de la densité moyenne de l’Univers ainsi que celle de son facteur d’échelle, sa vitesse d’expansion, etc... Par exemple, pour un univers Einstein de Sitter ($\Omega_m = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$) la solution est analytique : $a \propto t^{\frac{2}{3}}$ quand l’Univers est dominé par la matière et $a \propto \sqrt{t}$ quand il est dominé par le rayonnement. Pour un univers avec constante cosmologique, la solution peut être trouvée numériquement (voir figure 2.1).

2.1.2 Evolution des fluctuations de densité

La cosmologie permet aussi de calculer l'évolution de l'écart à ces propriétés moyennes comme le contraste de densité $\delta = (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho}$ pour les baryons (δ_g) ou pour la matière noire (δ_{DM}). Pour cela, il suffit de linéariser les équations de Boltzmann (Padmanabhan 1993) en supposant des fluctuations de faible amplitude et des gradients de champs de vitesse petits devant la constante de Hubble. On obtient alors, dans l'approximation Newtonienne, l'évolution du contraste de densité pour une composante de Fourier donnée de nombre d'onde k :

$$\ddot{\delta}_{DM} + 2H\dot{\delta}_{DM} = 4\pi G\bar{\rho}(f_{DM}\delta_{DM} + f_g\delta_g) \quad (2.4)$$

$$\ddot{\delta}_g + 2H\dot{\delta}_g = 4\pi G\bar{\rho}(f_{DM}\delta_{DM} + f_g\delta_g) - c_s^2 \left(\frac{k}{a}\right)^2 \delta_g, \quad (2.5)$$

avec c_s la vitesse du son dans le gaz.

Si le biais entre la matière noire et le gaz est faible ($\delta_{DM} \approx \delta_g$), ce qui est le cas aux grandes échelles, alors la dynamique de la matière dépend principalement du potentiel gravitationnel. Pour calculer l'évolution des surdensités de matière noire, il suffit de résoudre simplement l'équation 2.4. Pour un Univers de matière Einstein de Sitter, le système admet 2 solutions : un mode croissant $\delta = D^+ \propto a \propto t^{\frac{2}{3}}$ et un mode décroissant $\delta = D^- \propto 1/t$ qui disparaît rapidement. Pour le mode croissant, les surdensités sont donc amplifiées par la gravité proportionnellement au facteur d'échelle. Avant l'équivalence, le calcul est plus compliqué. En effet, il faut prendre en compte les effets relativistes. L'évolution des fluctuations est différente si la longueur d'onde du mode est plus grande que l'horizon ou non. On trouve $\delta \propto \ln a$ pour un mode plus petit que l'horizon et $\delta \propto a^2$ autrement. La croissance des modes sub-horizon est donc très faible.

Dans l'équation 2.5 qui régit l'évolution du gaz, on note la présence d'un terme supplémentaire lié aux forces de pression qui influe sur la dynamique aux échelles plus petites que l'échelle de Jeans. Cette échelle qui correspond au moment où les forces de pression et gravitationnelles sont équivalentes est caractérisée par le nombre d'onde de Jeans :

$$k_J = \frac{a\sqrt{4\pi G\bar{\rho}}}{c_s} \quad (2.6)$$

Au-dessous de cette échelle, les modes ne croissent plus. Ce terme de pression est donc très important car c'est lui qui va créer des différences

de dynamique entre la matière noire et le gaz tout au long de l'histoire de l'Univers. Nous aurons donc l'occasion de revenir dessus à maintes reprises.

Nous avons donc présenté, l'évolution d'un mode pour un nombre d'onde donné. Cependant, en cosmologie, on s'intéresse non pas à un seul mode mais aux propriétés statistiques de l'ensemble des modes. Pour caractériser leur amplitude relative, on utilise le spectre de puissance $P(k) = \langle |\delta_k|^2 \rangle$. En utilisant les équations précédentes, nous sommes maintenant en mesure de calculer, l'évolution du spectre de puissance depuis le spectre primordial, juste après l'inflation, jusqu'à la recombinaison. Mais, quel est donc le spectre primordial ?

En réalité, la réponse à cette question est difficile mais les théories inflationnaires actuellement en vigueur, prédisent des fluctuations quantiques de nature gaussienne. Cela signifie que les modes sont indépendants les uns des autres, que la phase est aléatoire et que la distribution de la norme des fluctuations est une gaussienne d'écart-type donné par le spectre de puissance $P(k)$. Le spectre de puissance, qui caractérise donc entièrement ces fluctuations, est de la forme

$$P(k) \propto k^n. \quad (2.7)$$

Pour les scénarios inflationnaires, $n = 1$, c'est-à-dire que le spectre est invariant d'échelle.

Comme nous sommes dans l'ère de rayonnement, le spectre de puissance évolue comme a^4 pour les modes plus grands que l'horizon. Mais, petit à petit, l'horizon grandit, et, des modes de plus en plus grands entrent sous l'horizon. Ces modes arrêtent leur croissance (croissance logarithmique) alors que les modes au-dessus de l'horizon continuent de croître. Ce processus continue jusqu'à l'équivalence matière-rayonnement. A partir de là, tous les modes croissent comme a^2 et la forme du spectre va rester inchangée. Il en résulte une pente en k^{n-4} pour $k > k_{\text{eq}}$ (avec k_{eq} le nombre d'onde correspondant à la taille de l'univers au moment de l'équivalence) et une pente en k^n pour $k < k_{\text{eq}}$ (voir figure 2.2). Bien sûr le raisonnement précédent est illustratif et, en réalité, le calcul doit être fait en perturbant la métrique en relativité générale et, en tenant compte de la diffusion des photons... Aussi, en pratique, pour passer du spectre primordial, au spectre au moment de la recombinaison, on utilise la fonction de transfert $T(k)$ qui fait le lien entre les deux. Un ajustement analytique de cette fonction est donné dans Sugiyama (1995). Les fluctuations de densité de matière noire au moment

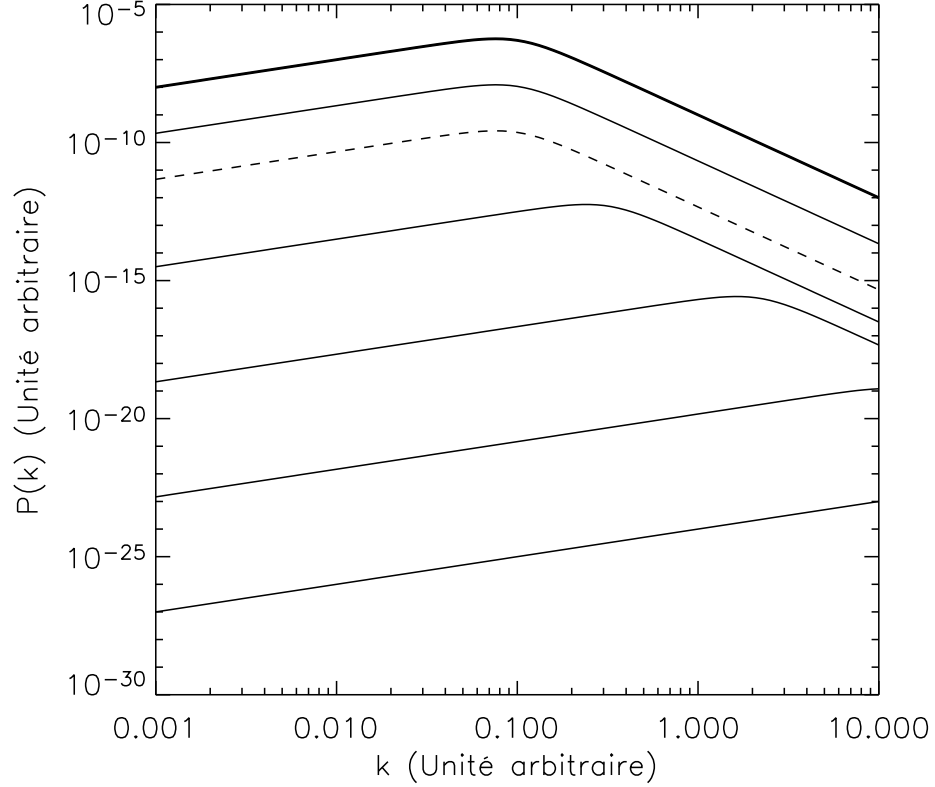


FIG. 2.2 – Graphique illustratif montrant l'évolution de la forme du spectre de puissance en fonction du redshift. De bas en haut, le facteur d'échelle augmente régulièrement. Le spectre est initialement une loi de puissance $P(k) \propto k^n$. Au fur et à mesure, l'horizon grandit et fige les modes qui deviennent plus petits que le rayon de Hubble. Il en résulte une pente en $P(k) \propto k^{n-4}$. Ceci est valable jusqu'à l'équivalence (ligne tiretée). Ensuite, le spectre ne change plus de forme et évolue plus lentement. La courbe en gras correspond au moment de la recombinaison.

de la recombinaison dépend donc de deux paramètres cosmologiques : n la pente initiale du spectre de puissance, ainsi que σ_8 la normalisation. Ce dernier n'est autre que l'écart-type moyen, linéairement extrapolé en $z=0$, des fluctuations dans une sphère de $8 h^{-1}\text{Mpc}$ de rayon. Si la pente est connue dans les modèles inflationnaires, la normalisation quant à elle, n'est prédite par aucun modèle. Aussi, il est nécessaire de se calibrer sur des observations pour connaître cette normalisation.

2.1.3 La cosmologie Λ CDM

La principale observation qui permet de contraindre ces paramètres cosmologiques est le fond diffus cosmologique. Les observations récentes de WMAP (Spergel *et al.* 2003) donnent une précision inégalée sur leurs valeurs.

La méthode pour contraindre les paramètres qui décrivent la forme du spectre de puissance ainsi que ceux qui caractérisent le contenu de l'univers est largement inspirée du paragraphe précédent. Le but est de calculer les fluctuations de température dans le fond diffus cosmologique en fonction de ces paramètres et de les contraindre grâce aux observations. Avant la recombinaison, les baryons forment un plasma à l'équilibre avec le rayonnement. Aussi, en plus de l'évolution de la matière noire, l'évolution des baryons et leur interaction avec les photons ont des effets prépondérants sur les anisotropies du fond diffus. Notons qu'un nouveau paramètre cosmologique, fondamental pour toute cette thèse, apparaît ici puisqu'il s'agit de la quantité de baryons Ω_b .

On distingue généralement trois effets qui dessinent la forme des fluctuations de température dans le fond diffus cosmologique (voir figure 2.3). Tout d'abord, pour les grandes échelles, l'effet Sachs-Wolfe prédomine. C'est un décalage vers le rouge d'origine purement gravitationnel qui traduit la difficulté des photons à s'extraire d'une surdensité donnée. Le second effet, pour les échelles intermédiaires, est lié à la physique des baryons. En effet, contrairement à la matière noire, les baryons vont être soumis à la pression aux échelles plus petites que l'échelle de Jeans d'après l'équation 2.5. Aussi, ils ne vont pas s'effondrer mais, vont osciller adiabatiquement pour former les pics acoustiques. Enfin, aux très petites échelles, les oscillations des baryons vont être effacés par le libre parcours moyen des photons : c'est le Silk-damping. Le spectre des fluctuations de température chute alors.

Le spectre théorique dépend des paramètres cosmologiques Ω_m , Ω_Λ , Ω_b , H_0 , n et σ_8 . L'idée est de trouver les meilleurs paramètres cosmologiques pour un ajustement des observations. La pente aux bas l permet de déterminer la pente du spectre primordial n . L'amplitude des fluctuations est directement liée à la normalisation σ_8 . Ensuite, la position du premier pic acoustique vers un degré (qui correspond à la taille de l'horizon au moment de la recombinaison) dépend de la courbure c'est-à-dire $\Omega_k = 1 - \Omega_\Lambda - \Omega_m$. La densité de matière noire Ω_m et la constante de Hubble H_0 influent sur la

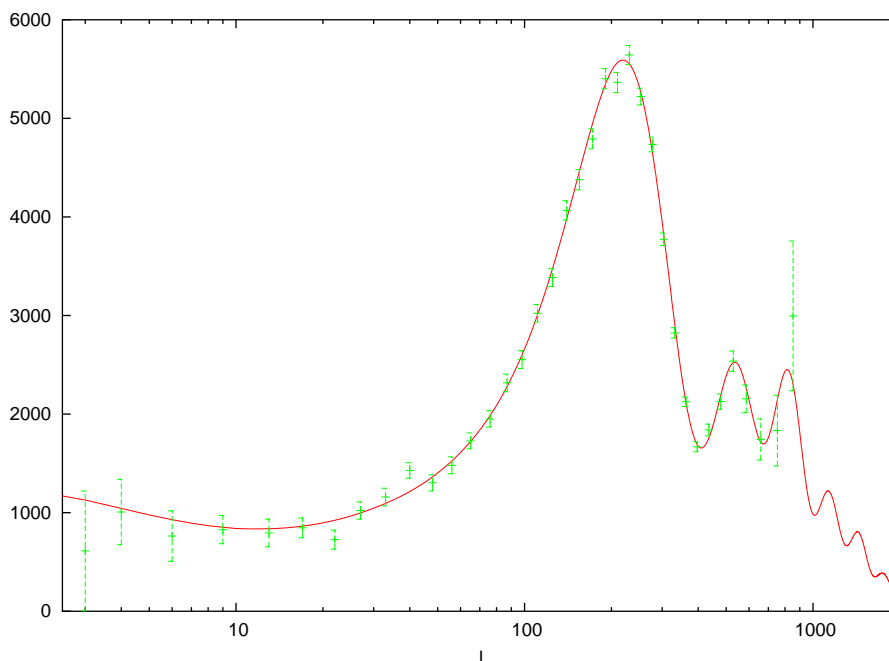


FIG. 2.3 – Fluctuations de température du fond diffus cosmologique $(l(l+1)C_l/2\pi)$ en fonction de l'échelle " l ". Les points avec les barres d'erreurs sont les observations de WMAP. La courbe continue est le modèle qui ajuste au mieux les observations. L'ajustement par le modèle Λ CDM est très bon excepté pour les très bas l .

normalisation tandis que la densité de baryons Ω_b joue principalement sur l'amplitude relative des pics. En ne considérant que le fond diffus cosmologique, cela conduit à des dégénérescences. Celles-ci peuvent être levées en considérant des observations supplémentaires. La constante de Hubble est obtenue directement par les mesures du taux d'expansion local grâce aux céphéides du HST Key Project (Freedman *et al.* 2001). On utilise aussi les observations de supernovæ (relation diamètre angulaire-distance) pour déterminer Ω_Λ . Enfin, les observations du spectre de puissance à bas redshift par le 2dFGRS et grâce à la forêt Ly α permettent de contraindre principalement σ_8 (Peacock *et al.* 2001, Croft *et al.* 2002).

Au final, les paramètres cosmologiques qui conduisent au meilleur ajustement de toutes ces observations définissent la cosmologie standard dite Λ CDM dont les paramètres sont connus avec une grande précision (Spergel *et al.* 2003).

Ω_m	Ω_Λ	Ω_b	h	n	σ_8
0.27	0.73	0.044	0.71	0.93	0.84

Dans ce tableau, h représente la valeur de la constante de Hubble normalisée à 100 km/s. Notons que la densité de baryon obtenue est compatible avec les mesures d'abondance de deutérium dans les nuages Ly α (Pettini et Bowen 2001, Kirkman *et al.* 2003).

Cette cosmologie dite Λ CDM va servir de cadre à toute l'étude qui suit et, le spectre de puissance des fluctuations constitue les conditions initiales pour la formation ultérieure des halos.

2.2 Le modèle des halos

Le but de cette section est de comprendre l'évolution des surdensités de matière noire depuis la recombinaison jusqu'à l'Univers actuel.

2.2.1 Evolution linéaire

Dans toute la suite, nous allons nous intéresser au devenir de régions de masse M . Pour simplifier les calculs, nous choisissons des régions sphériques. La grandeur importante pour comprendre l'évolution de telles régions est l'écart-type des fluctuations dans une sphère de taille $R = (3M/(4\pi\bar{\rho}))^{\frac{1}{3}}$ qui contient la masse M . Par définition, celui-ci se déduit du spectre de puissance comme

$$\sigma^2(R) = \int_0^{\frac{2\pi}{R}} 4\pi k^3 P(k) \frac{dk}{k}. \quad (2.8)$$

L'écart-type dépend donc de R ou de façon équivalente de M comme illustré figure 2.4. Comme on le constate, l'écart-type croît des grandes aux petites échelles, c'est à dire que les fluctuations sont plus importantes pour les petites masses. Aux petites masses justement ($M < M_{\text{eq}} \approx 10^6 h^{-1} M_\odot$ correspondant à k_{eq}), la décroissance de la dispersion avec la masse est simplement logarithmique. Aux plus grandes masses, la décroissance devient beaucoup plus importante $\sigma(M) \propto M^{-\frac{2}{3}}$. Elle correspond à la partie du spectre de puissance $P(k) \propto k$.

Au moment de la recombinaison, les fluctuations de densité sont faibles ($\sigma \simeq 10^{-6} \ll 1$), le régime linéaire est donc valable. Dans ce régime, l'écart-type augmente simplement comme D^+ (voir équation 2.4), c'est-à-dire pro-

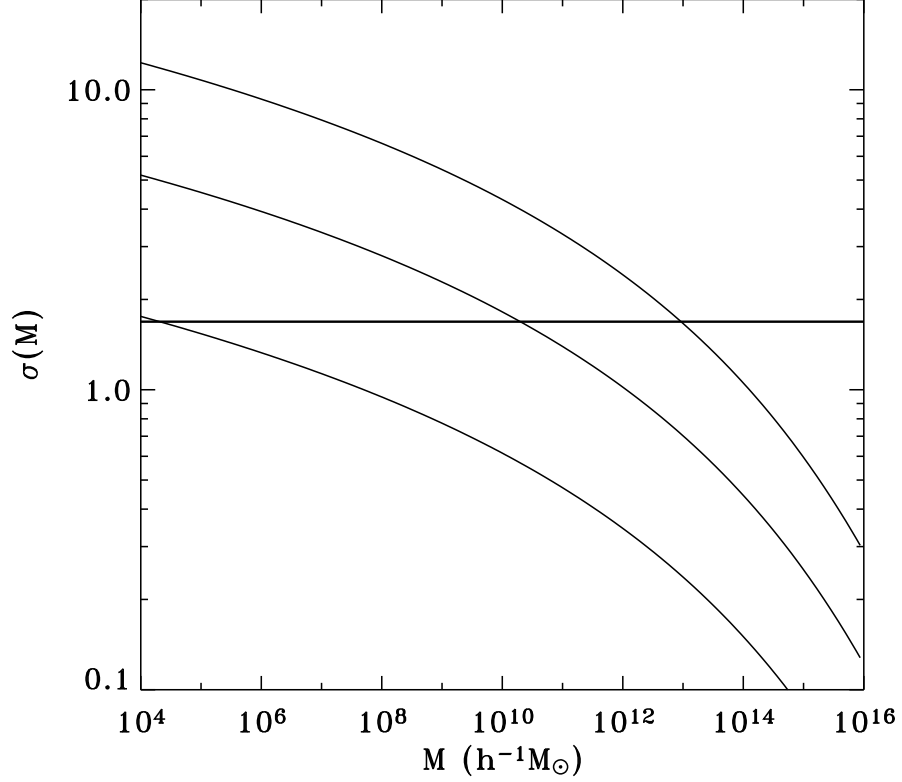


FIG. 2.4 – Écart-type des fluctuations à l'échelle M en fonction de la masse M . De bas en haut, évolution linéaire de l'écart-type à un redshift de $z = 9$, $z = 2$ et $z = 0$. La droite horizontale en gras correspond à la surdensité critique δ_c .

proportionnellement à a pour une cosmologie Einstein de Sitter. Par contre, la forme de la courbe ne change pas puisque comme nous l'avons vu la croissance du spectre de puissance après la recombinaison est la même pour tous les modes. Les modes croissent ainsi jusqu'à atteindre le régime non linéaire ($\sigma \simeq 1$).

2.2.2 Evolution non-linéaire

La conséquence de la partie précédente est que les modes à petite échelle vont devenir non-linéaires avant ceux à grande échelle. Autrement dit, les petites structures se forment avant les grandes : c'est le modèle hiérarchique. Dès que l'amplitude des fluctuations de densité devient proche de $\delta \simeq 1$, tout se complique. La croissance des modes s'accélère et devient non-linéaire, les

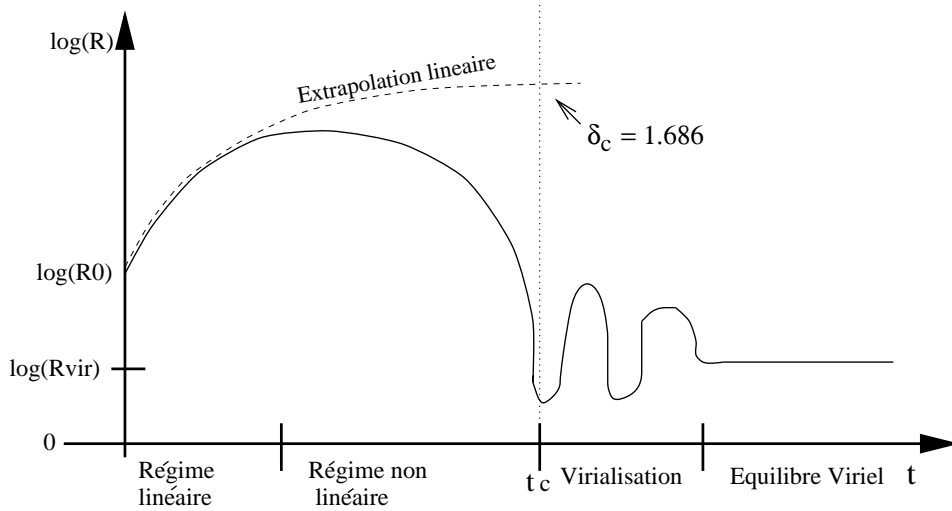


FIG. 2.5 – Evolution du rayon d’une sphère initialement surdense par rapport à l’univers en traits pleins. L’extrapolation linéaire est représentée en pointillés.

modes ne sont plus indépendants, et la forme de l’écart-type des fluctuations en fonction de la masse change. Cependant, dans l’approximation de la symétrie sphérique, on peut calculer exactement le temps d’effondrement. La taille de la sphère croît d’abord, emportée qu’elle est par l’expansion. Elle atteint une taille maximale (“turn-around”) avant de s’effondrer jusqu’à un rayon nul en t_c . Ensuite, elle se virialise sous l’effet des variations violentes du potentiel global. C’est le moment t_c (ou de manière équivalente z_c) que nous considérerons comme l’instant de formation du halo (voir figure 2.5).

Le calcul exact du temps de chute libre montre que l’instant où la densité devient infinie correspond au moment où la surdensité extrapolée linéairement atteint la valeur

$$\delta_c = 1.686. \quad (2.9)$$

En utilisant ceci, on peut déterminer le redshift de formation d’un objet en utilisant simplement les calculs linéaires ! En l’occurrence, il est donné par

$$1 + z_c = \frac{\delta_0}{\delta_c}, \quad (2.10)$$

avec δ_0 la surdensité extrapolée linéairement en $z = 0$.

Au regard de ce nouveau résultat, un retour sur la figure 2.4 nous enseigne que les premiers halos, de la taille d’un amas globulaire ($\simeq 10^6 h^{-1}M_\odot$) se

forment vers un redshift de 10-15. En effet, l'écart-type est relativement plat pour les masses inférieures aussi, lorsque celui-ci augmente, brusquement toutes les masses inférieures au coude dépassent le seuil critique δ_c et forment des petits halos. Ces halos fusionnent ensuite entre eux pour former des halos de plus en plus gros. Si on regarde l'intersection entre l'écart-type et la courbe δ_c , cela donne le redshift typique de formation des structures de masse donnée. En l'occurrence, des halos de taille galactique ($\simeq 10^{10} h^{-1}M_\odot$) se forment vers un redshift de 2, alors que les halos de la taille d'un amas ou d'un groupe ($\simeq 10^{13} h^{-1}M_\odot$) se forment à l'heure actuelle. En poussant un peu ce type de raisonnement, il est même possible de faire des prédictions sur la fonction de masse des halos de matière noire.

2.3 Fonction de masse des halos

2.3.1 Pour l'Univers : Press-Schechter

Le formalisme de Press-Schechter (Press et Schechter 1974) vise à prédire la fonction de masse des halos dans l'Univers. Il repose sur deux points majeurs. Le premier point est de considérer qu'un halo est formé quand la surdensité extrapolée linéairement au redshift voulu atteint la densité critique δ_c . Cela correspond aux explications données précédemment.

Le second point est que les fluctuations primordiales sont de nature gaussienne. Aussi, la fraction de masse de l'Univers dans des halos de masse supérieure à M est :

$$F(> M) = 2 \int_{\delta_c}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta^2}{2\sigma^2(M)}} \frac{d\delta}{\sigma(M)} \quad (2.11)$$

Dans cette expression, on considère que la fraction de masse de l'Univers sous forme de halos de masse supérieure à M est l'intégrale de la fonction de probabilité des surdensités plus grandes que la surdensité critique. En réalité, l'intégrale sur la gaussienne d'écart-type $\sigma(M)$ n'est qu'approximative puisque seule la distribution des modes est gaussienne. Pour filtrer cette distribution à une échelle donnée, il convient de choisir un filtre qui est plus subtil qu'un "top-hat" comme ici. En fait, le but est de trouver un critère de sélection pour savoir quels modes vont contribuer à l'effondrement d'une région de taille donnée. Une approche plus rigoureuse (Bond *et al.* 1991), qui tient compte du fait que les régions qui à une échelle R sont telles que

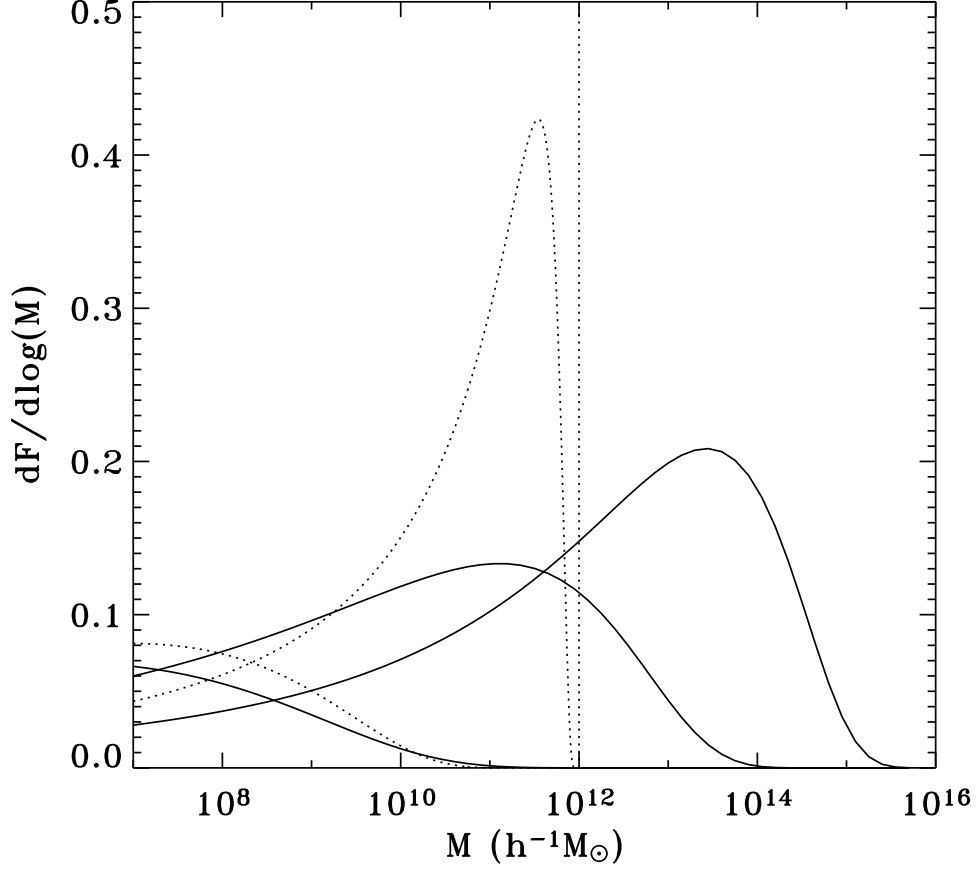


FIG. 2.6 – Evolution de la fonction de multiplicité g avec le redshift. Les courbes continues représentent l'évolution de la distribution des halos pour l'Univers. Les courbes en pointillées correspondent à la distribution pour les progéniteurs d'un halo de masse $10^{12} M_{\odot}$. De gauche à droite, le redshift diminue : $z=8$ puis $z=2$ puis $z=0$. A noter qu'en $z=0$, la distribution donnée par Press-Schechter Etendu est un dirac.

$\delta < \delta_c$ peuvent être contenues dans des régions plus grandes telles que $\delta > \delta_c$, explique le facteur 2.

La fonction de masse est alors simplement la dérivée de l'équation 2.11. On utilise généralement plutôt la fonction de multiplicité $g = dF/d \log M$. La figure 2.6 illustre l'évolution de cette fonction de multiplicité avec le redshift. Elle montre que la masse moyenne des halos augmente petit à petit.

Etant données toutes ces approximations, la fonction de masse de Press-

Schechter doit plus être vue comme un ajustement plutôt qu’une véritable prédiction. La comparaison aux simulations montre cependant que cet ajustement est d’excellente qualité.

Le meilleur accord est obtenu si l’on définit un halo comme étant la région à l’intérieur de R_{200} (le rayon à l’intérieur duquel la surdensité par rapport à la densité moyenne de matière est 200). La masse du halo M_{200} est alors la masse contenue dans ce rayon. Aussi, dans la suite, par souci de cohérence avec la fonction de masse de Press-Schechter, on utilisera cette convention pour définir un halo donné. On utilisera aussi parfois de manière équivalente à la masse, la température Viriel T_{200} . Cette grandeur décrit le potentiel gravitationnel du halo et satisfait

$$k_{\text{B}}T_{200} = \frac{\mu m_{\text{H}}}{2} \frac{GM_{200}}{R_{200}}, \quad (2.12)$$

avec μ le poids moléculaire moyen, m_{H} la masse d’un atome d’hydrogène, G la constante de gravité et k_{b} la constante de Boltzmann.

On notera toutefois qu’il existe de meilleurs ajustements basés sur un raffinement de Press-Schechter en l’occurrence, la fonction de masse de Sheth et Tormen (1999) ou celle de Jenkins *et al.* (2001). On peut aussi adapter ce formalisme pour faire des prédictions sur les progéniteurs de chaque halo.

2.3.2 Pour les progéniteurs d’un halo : Press-Schechter Étendu

Le formalisme de Press-Schechter prédit la distribution en masse des halos dans l’Univers. Il a été étendu par Bond *et al.* (1991), Lacey et Cole (1993) pour calculer la distribution moyenne des progéniteurs d’un halo de masse M_0 en z_0 . Ce formalisme porte le nom de Press-Schechter Étendu.

L’idée est de se placer dans l’espace de Fourier. Dans cet espace, la distribution des fluctuations est gaussienne et, surtout, les modes sont indépendants les uns des autres. Aussi, si l’on utilise un filtre “top-hat” dont on augmente progressivement le rayon, chaque nouveau mode qui entre dans le filtre est une variable aléatoire gaussienne indépendante des autres. On va maintenant considérer une trajectoire dans le plan $\delta_0\text{-}\sigma_0^2(M)$ (surdensité et écart-type extrapolés en $z = 0$).

Si l’on commence par considérer un rayon (dans l’espace de Fourier) nul, cela correspond à une masse infinie et donc un écart-type nul. La surdensité lissée à cette échelle est nulle aussi puisque l’Univers est homogène à grande

échelle. Au fur et à mesure que le rayon (dans l'espace de Fourier) augmente, l'écart-type augmente. D'autre part, la surdensité lissée à l'échelle correspondante, effectue une marche aléatoire. Pour un certain $\sigma_0^2(M)$, la trajectoire intersecte pour la première fois $\delta_c(t) = \delta_c(1+z)$, la surdensité critique extrapolée en $z=0$. Cette intersection donne donc la masse du halo considéré (correspondant à la trajectoire considérée) au redshift z . En effet, cela signifie que cette masse a eu le temps de s'effondrer car elle a atteint la surdensité critique au redshift d'intérêt.

La statistique de ces trajectoires (marche aléatoire) est une statistique de diffusion. Aussi, la distribution moyenne des trajectoires peut-être calculée en résolvant une équation de diffusion. La distribution finale voit son écart-type augmenter au fur et à mesure que $\sigma_0^2(M)$ grandit. Comme $\sigma_0^2(M)$ est une fonction décroissante de M , cela signifie que plus la masse considérée est petite, plus la probabilité de former un halo à haut redshift est importante. Plus précisément, en regardant la fraction des trajectoires qui intersectent la surdensité critique extrapolée en $z = 0$ pour des écart-type inférieurs à un écart-type donné, on retrouve la distribution des halos de Press-Schechter sans le problème du facteur 2 devant l'intégrale.

Comme le processus est brownien, on peut faire exactement le même raisonnement en changeant d'origine. On peut ainsi calculer la fraction des halos qui avaient une masse M à l'instant t sachant qu'ils ont une masse M_0 en t_0 . La fraction des halos avec une masse plus grande que M en t sachant qu'ils auront une masse M_0 en t_0 devient alors,

$$F(> M, t|M_0, t_0) = \int_{\nu_c}^{\infty} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp(-\nu^2/2) d\nu \quad (2.13)$$

avec

$$\nu_c(M, t|M_0, t_0) = \frac{\delta_c(t) - \delta_c(t_0)}{\sqrt{\sigma(M)^2 - \sigma(M_0)^2}}. \quad (2.14)$$

Cette expression est proche de celle pour l'Univers tout entier. D'ailleurs, on retrouve une expression identique dans le cas $M_0 \rightarrow +\infty$ et $z_0 \rightarrow -1$ (voir équation 2.11). Ceci est logique puisque l'Univers a un comportement proche d'un halo de masse infinie dont la formation prend un temps infini... La différence avec la fonction de multiplicité de Press-Schechter est que celle-ci dépend aussi de la masse finale M_0 considérée. Quand le redshift tend vers z_0 , la distribution tend même vers un dirac centré en M_0 (cf. figure 2.6). Ce

formalisme permet donc de calculer l'évolution de la fonction de masse des progéniteurs d'un halo de matière noire de masse donnée.

2.4 La dynamique des baryons

2.4.1 Le gaz diffus

Nous avons vu qu'au moment de la recombinaison, il existe un biais important entre les baryons et la matière noire qui explique en partie les caractéristiques du fond diffus cosmologique observé. En effet, à cette époque, le gaz forme un plasma intimement couplé aux photons. Aussi, la masse de Jeans du plasma est très importante et, le rôle de la pression se fait sentir jusqu'à des échelles très importantes. Mais, la masse de Jeans chute ensuite très rapidement après le découplage. Aussi, le gaz tombe à nouveau dans les puits de potentiel de la matière noire et par voie de conséquence, le biais devient faible. Juste après le découplage, on a donc,

$$\delta_g \approx \delta_{\text{DM}}. \quad (2.15)$$

A partir de là, les modes de la matière noire croissent proportionnellement à D^+ le taux de croissance du mode linéaire croissant. Cependant, la température du gaz quasi-homogène intergalactique n'est jamais nul. Jusqu'à $z = 200$ environ, il existe un faible couplage résiduel qui maintient le gaz à une température proche de celle du fond diffus. Par la suite, les quasars et les étoiles jeunes, émettent un fond diffus dans l'ultraviolet, qui réchauffe le gaz intergalactique jusqu'à des températures de l'ordre de 10^4 K. Aussi, l'effet de la pression est non négligeable dans l'histoire de l'Univers. Pour le gaz, les modes qui correspondent à des masses comparables à la masse de Jeans

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \bar{\rho} \left(\frac{2\pi a}{k_J} \right)^3, \quad (2.16)$$

voient leur taux de croissance diminué.

Comme nous l'avons vu, le champ de densité de la matière noire peut être décomposé en une somme de halos. La fraction de baryons dans les halos bien plus gros que la masse de Jeans est proche de la fraction de baryons universelle $f_b = \Omega_b/\Omega_{\text{DM}}$, c'est-à-dire que le biais est faible. Par

contre, pour les halos bien plus petits que cette masse de Jeans, la fraction de baryons est bien plus faible. Le gaz associé à ces halos reste sous forme diffuse. Ce gaz homogène intergalactique autrement appelé Forêt Ly α , joue un rôle fondamental, puisque même à $z = 0$ (là où sa quantité est la plus faible), il constitue de l'ordre de 30 – 50% de la masse totale des baryons.

Ce gaz reste “en lévitation” autour des petits halos que nous appelons pour cette raison, halos diffus. Puis, il est capturé dès qu’il passe à proximité de halos suffisamment importants pour vaincre la pression thermique. Il constitue donc le réservoir de baryons qui alimente les halos bien plus gros que la masse de Jeans dits, halos à formation d’étoiles (comme nous allons le voir seuls ces halos peuvent former des galaxies et donc des étoiles, d’où leur nom).

2.4.2 Collapse adiabatique

Le gaz capturé par les halos à formation d’étoiles tombe alors dans le potentiel du halo. Mais quel est donc ce potentiel ?

Les simulations cosmologiques avec uniquement de la matière noire, montrent que le profil de densité de matière noire des halos est généralement bien ajusté par un profil de Navarro, Frenk & White (Navarro *et al.* 1996) :

$$\rho_{\text{DM}} = \frac{\rho_s}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}, \quad (2.17)$$

avec r_s le paramètre d’échelle qui marque la transition entre la pente en r^{-1} au centre et la pente en r^{-3} à l’extérieur. ρ_s est la densité caractéristique. Cet ajustement dépend de deux paramètres, la masse du halo M_{200} et son paramètre de concentration $c_{\text{NFW}} = r_{200}/r_s$ généralement compris entre 4 et 40.

Le gaz qui chute vers le centre du halo est chauffé par les chocs à une température proche de T_{200} . Cela arrête donc son effondrement. Son profil tend vers l’équilibre hydrostatique dans le potentiel de la matière noire. Il existe cependant plusieurs solutions possibles pour cet équilibre dépendant des conditions aux limites. En considérant que le profil du gaz est proportionnel à NFW dans les parties externes, on trouve une solution en bon accord avec les simulations numériques adiabatiques (Komatsu et Seljak 2001). Par rapport à un profil NFW, le profil pour le gaz est plus aplati au centre. Les

phénomènes dissipatifs vont totalement modifier ce profil dans les régions denses.

2.4.3 Processus de chauffage et refroidissement

Le refroidissement est un processus tout à fait essentiel pour la formation des galaxies. Contrairement à la matière noire qui est non-collisionnelle, les interactions entre les atomes de gaz sont incessantes. Une fraction de ces collisions sont inélastiques et par voie de conséquence les électrons rayonnent l'énergie interne du gaz. Aux densités cosmologiques et donc très faibles qui nous concernent le gaz est optiquement mince : l'énergie est donc perdue à jamais... Le taux de collisions et donc le taux de refroidissement augmentent avec le carré de la densité. Au centre des halos de gaz chaud à l'équilibre hydrostatique, la densité est très importante ($\delta_g \approx 10^5$), aussi, les processus de refroidissement gouvernent toute l'évolution thermodynamique. Le gaz perd son énergie thermique et s'effondre en un disque à support centrifuge susceptible de former des étoiles. Le refroidissement joue donc un rôle fondamental : sans lui il n'y aurait ni galaxies, ni étoiles, ni planètes, ni personne pour s'interroger sur l'Univers...

Intéressons-nous plus précisément aux phénomènes qui permettent de refroidir un gaz d'hydrogène (76% en masse) et d'hélium (24%) comme le gaz primordial. Les processus physiques responsables du refroidissement peuvent être décomposés en trois catégories.

Les transitions libre-libre sont les contributions dominantes au refroidissement au-dessus de 10^6 K. A ces températures, le gaz est ionisé et les électrons libres déviés par un ion émettent un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). La puissance rayonnée en erg/s/cm^3 s'exprime (Katz *et al.* 1996)

$$\dot{Q}_{\text{ff}} = 1.42 \cdot 10^{-27} g_{\text{ff}} \sqrt{T} n_e (n_{\text{H}^+} + n_{\text{He}^+} + 4n_{\text{He}^{++}}), \quad (2.18)$$

avec g_{ff} le facteur de Gaunt qui vaut de l'ordre de 1.5 (il dépend faiblement de la température), n_e , n_{H^+} , n_{He^+} et $n_{\text{He}^{++}}$ les densités d'électrons, de l'ion hydrogène, de l'hélium ionisé une fois et de l'hélium ionisé deux fois.

Les transitions lié-libre ou libre-lié se produisent lors d'une collision entre un électron et un atome ou un ion. Dans ce cas, un électron peut être arraché de l'atome. Une partie de l'énergie cinétique de l'électron incident correspondant à l'énergie d'ionisation est perdue. L'inverse peut se produire, l'électron

est capturé par l'ion et son énergie est là encore perdue.

Enfin, les transitions lié-lié dominant au-dessous de 10^5 K. Lors d'une collision entre un électron et un atome, un électron passe du niveau fondamental à un niveau supérieur (excitation collisionnelle). Il se désexcite alors en émettant un photon. L'énergie de l'électron incident est donc réduite d'autant.

À l'équilibre chimique, sans flux UV, la puissance rayonnée s'écrit simplement,

$$\dot{Q}_{\text{cool}} = n_{\text{H}}^2 \Lambda(T), \quad (2.19)$$

avec $\Lambda(T)$ la fonction de refroidissement dont les différentes contributions sont détaillées figure 2.7. En-dessous de 10^4 K, le refroidissement semble inefficace. En fait, c'est parce que nous avons considéré uniquement le refroidissement atomique. Quand la densité devient suffisante $n_{\text{H}} > 1 - 10 \text{ at.cm}^3$, les molécules de H_2 se forment et permettent de rayonner l'énergie. On notera toutefois que cela concerne des densités élevées par rapport à nos considérations cosmologiques. Une autre complication provient des métaux. En effet, en présence de métaux (C, O...), d'autres contributions apparaissent qui permettent de rayonner l'énergie encore plus efficacement.

Un autre processus intimement mêlé au refroidissement, dans le sens où il va lui aussi changer le taux d'ionisation, est le chauffage. Le chauffage est dû à un flux UV en provenance des quasars et des étoiles jeunes. Comme le gaz est optiquement mince, l'univers entier est alors baigné par un flux homogène et isotrope. L'intensité en fonction du redshift et le spectre de ce rayonnement $J(\nu, z)$ sont connus observationnellement et présentés dans Haardt et Madau (1996). Ce flux a le double effet de ioniser le gaz et de lui apporter de l'énergie.

Le flux UV conduit à une étape importante dans l'histoire thermique de l'Univers, en l'occurrence, la réionisation. Celle-ci intervient entre un redshift de 6 et un redshift de 20 comme le suggère les mesures de la profondeur optique en observant les quasars les plus lointains ou le fond diffus cosmologique. Le redshift exact est matière à débat à l'heure actuelle. Au moment de la réionisation, la température du milieu intergalactique augmente brusquement. Cela augmente la masse de Jeans correspondante et diminue d'autant la formation des halos à formation d'étoiles !

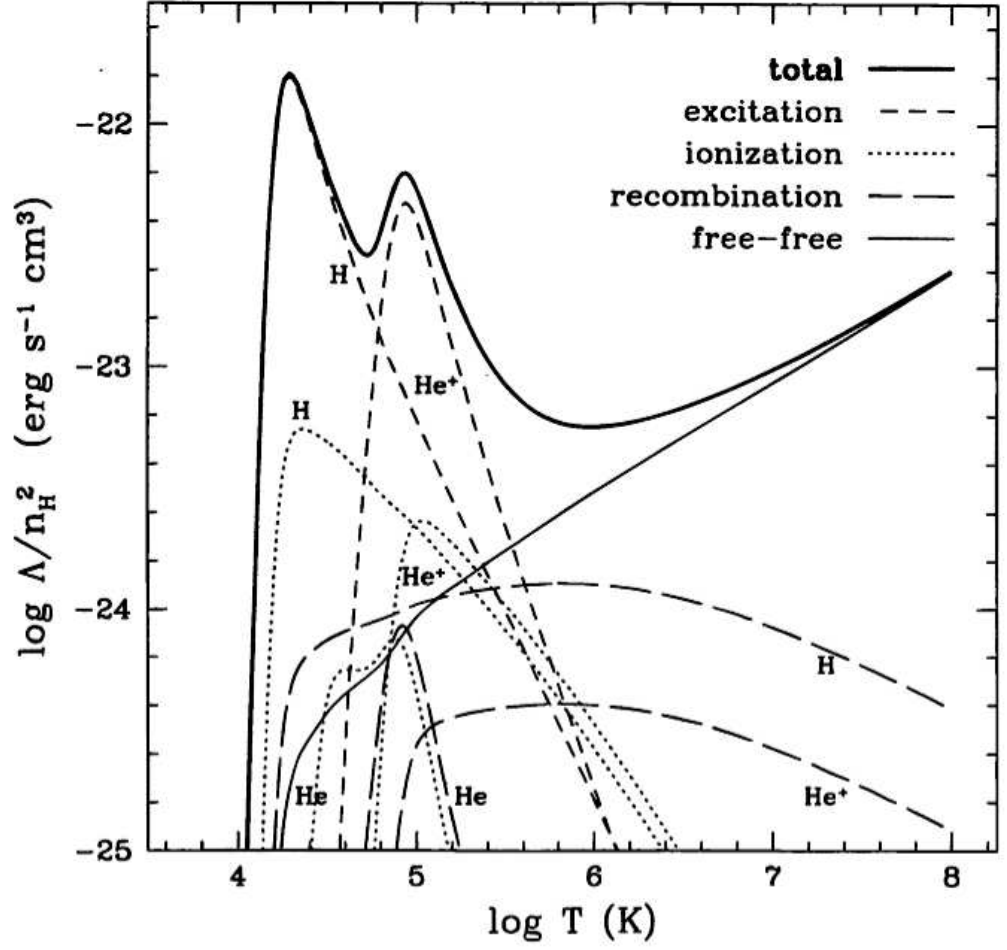


FIG. 2.7 – Les différentes contributions à la fonction de refroidissement (Katz *et al.* 1996).

Le chauffage par photoionisation s'exprime simplement

$$\dot{Q}_{\text{heat}} = \sum_i n_i \Gamma_i, \quad (2.20)$$

avec n_i la densité des espèces H, He et He^+ et,

$$\Gamma_i = \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J(\nu)}{h\nu} \sigma_i(\nu) (h\nu - h\nu_i) d\nu, \quad (2.21)$$

où ν est la fréquence, $h\nu_i$ est l'énergie d'ionisation et σ_i est la section-efficace de l'espèce i .

Contrairement, au refroidissement qui croît comme la densité au carré, le chauffage est proportionnel à la densité du gaz. Le chauffage joue donc

principalement un rôle dans le milieu intergalactique (à basse densité) alors que le refroidissement domine au coeur des halos à formation d'étoiles (à haute densité).

Nous avons décrit la physique du chauffage et du refroidissement. Voyons maintenant leur rôle cosmologique. Le but est d'estimer (très grossièrement) la quantité de gaz susceptible de se refroidir dans un halo à formation d'étoiles de masse donnée à un instant donné. L'approche classique pour évaluer cela est de calculer le temps de refroidissement, c'est-à-dire le temps typique pour rayonner toute l'énergie interne,

$$t_{\text{cool}} = \frac{\frac{3}{2}n_{\text{H}}k_{\text{B}}T_{\text{g}}}{n_{\text{H}}^2\Lambda(T_{\text{g}}) - n_{\text{H}}\Gamma(T_{\text{g}})}, \quad (2.22)$$

avec T_{g} la température du gaz.

Faisons maintenant un certain nombre d'hypothèses très simplificatrices afin d'estimer ce temps de refroidissement. Tout d'abord, nous allons négliger le chauffage, ce qui est vrai uniquement pour les régions suffisamment denses. Ensuite, nous ne prendrons en compte que la partie libre-libre du refroidissement \dot{Q}_{ff} qui domine pour les grosses masses de halos. D'autre part, nous allons considérer que la température du gaz est constante dans tout le halo et à peu près égale à la température T_{200} . Enfin, supposons un profil isotherme singulier pour le gaz. Alors, on peut estimer le temps de refroidissement en tout point du halo. Celui-ci décroît avec la distance au centre du halo.

Une quantité intéressante est le rayon de refroidissement r_{cool} . C'est le rayon tel que $t_{\text{cool}} = t_{\text{H}}$ avec t_{H} l'âge de l'Univers. Ce rayon permet donc d'estimer toute la région du halo qui a eu le temps de se refroidir depuis la naissance de l'Univers. La figure 2.8 montre la dépendance de r_{cool}/r_{200} avec la masse du halo. Le rayon de refroidissement diminue d'autant plus que la masse augmente. La raison simple est que la température du gaz est plus importante. Le rayon de refroidissement augmente aussi avec le redshift puisque les densités sont plus importantes et le refroidissement plus efficace. En conclusion, le refroidissement est très lent dans les gros halos à bas redshift et empêche le gaz de former des galaxies à un grand taux. Par contre, dans les petites galaxies à haut redshift, le refroidissement est très rapide et, dès que le gaz alimente le halo, il est instantanément refroidi. L'essentiel du gaz dans les petits halos à haut redshift se trouve donc sous

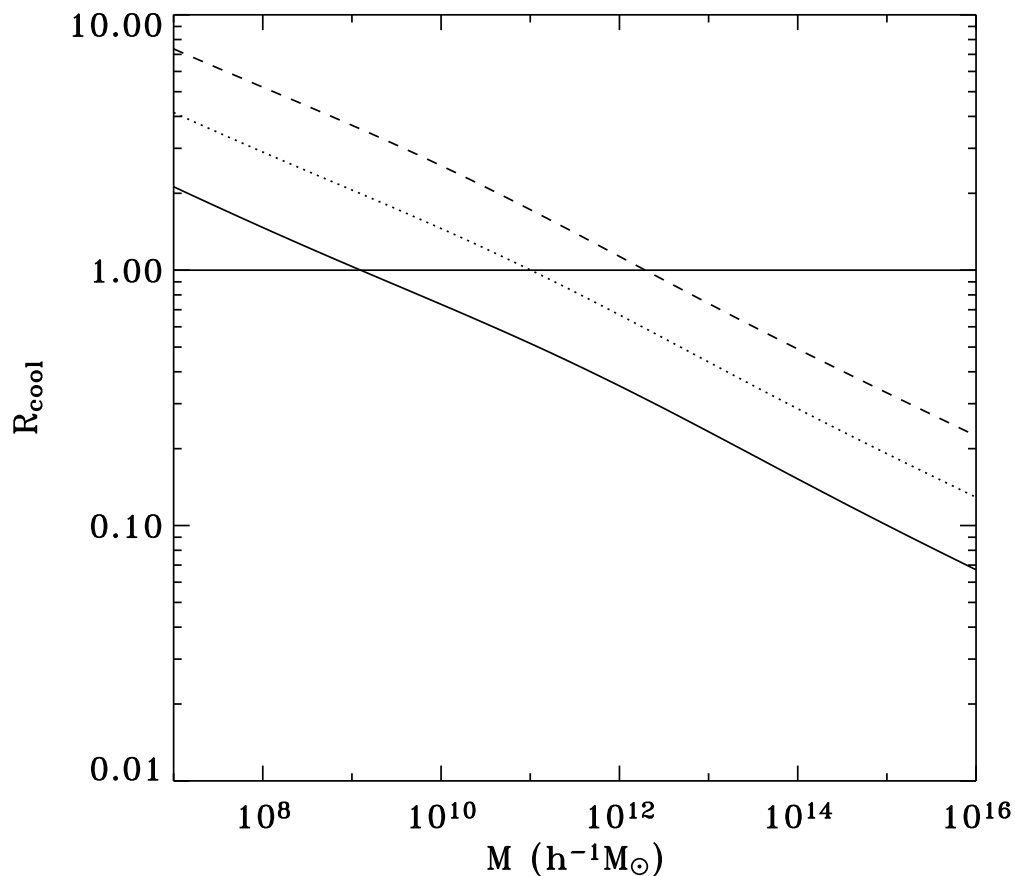


FIG. 2.8 – Dépendance du rayon r_{cool} avec la masse du halo (courbes inclinées). La courbe continue est pour un redshift nul, celle pointillée pour un redshift de 2 et celle tiretée pour un redshift de 8. La ligne continue horizontale correspond au rayon du halo R_{200} .

forme de gaz froid et dense. Ce calcul est très approximatif, nous utiliserons une méthode plus précise dans la suite.

2.4.4 Formation des disques

Le gaz à l'intérieur de r_{cool} ayant perdu son support thermique, s'effondre jusqu'à atteindre un équilibre sous forme de disque à support centrifuge. La taille du disque est alors principalement déterminée par le moment cinétique

total du gaz quantifié par le paramètre de spin,

$$\lambda = \frac{\sum m_i \vec{r}_i \wedge \vec{v}_i}{\sqrt{2} M_{\text{vir}} R_{\text{vir}} V_{\text{vir}}}. \quad (2.23)$$

La somme est réalisée sur l'ensemble des particules de gaz à l'intérieur du rayon Viriel R_{vir} du halo de masse M_{vir} .

Pour la matière noire, les simulations donnent généralement pour ce paramètre une distribution sur l'ensemble des halos bien ajustée par une loi log-normale,

$$P(\lambda) d\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{\ln^2(\frac{\lambda}{\lambda_0})}{2\sigma^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda}, \quad (2.24)$$

avec une moyenne de l'ordre de 0.03–0.04 et un écart-type (pour le log) de 0.5 environ (Maller *et al.* 2001). Cette distribution de moment cinétique trouve son origine dans les couples de forces de marées lors de la croissance linéaire des perturbations mais aussi dans les nombreuses collisions de galaxies.

Pour calculer la taille des disques, on suppose généralement que le paramètre de spin du gaz est le même que celui de la matière noire initialement puisqu'il est conservé lors de l'effondrement. Cela conduit à des tailles de disques de l'ordre de $r_d \approx 0.1 R_{\text{vir}}$.

On peut même pousser le raisonnement plus loin en regardant la distribution de moment cinétique spécifique j_z à l'intérieur même des halos. Pour la matière noire, cette distribution est donnée par un ajustement sur des résultats numériques (Bullock *et al.* 2001a),

$$P(j_z) = \frac{\mu}{j_z^+} \left(\frac{1}{1 + \frac{j_z}{j_z^+}} \right)^2, \quad (2.25)$$

avec μ un paramètre de normalisation tandis que j_z^+ définit si le profil est piqué (j_z^+ petit) ou non (j_z^+ grand).

En reprenant les mêmes hypothèses que précédemment concernant la conservation du moment cinétique pendant l'effondrement, on en déduit le profil de densité surfacique du disque comme,

$$\Sigma(r) = \frac{M_{\text{gaz}}}{2\pi r} \frac{dj_z}{dr} P(j_z) \quad (2.26)$$

Les profils obtenus sont alors en bon accord avec les simulations. De plus amples explications sur la formation des disques de gaz sont données dans Rاسera (2002). Ces disques sont ensuite convertis progressivement en étoiles en un temps typique $t_{*...}$

2.5 Forces et faiblesses du modèle hiérarchique

La force du modèle hiérarchique est sans doute dans le nombre de ces prédictions : forme du fond diffus cosmologique, fonction de corrélation, fonction de masse des galaxies, amas et groupes, relation Tully-Fisher et Faber-Jackson, courbe de rotation des galaxies, distribution de masse dans les amas, etc... Globalement, l'accord entre les prédictions et les observations est saisissant ! Il existe cependant un certain nombre de points obscurs souvent liés à la physique à petite échelle qui est mal maîtrisée. Voici, une liste non exhaustive des problèmes actuels plus ou moins en cours d'éclaircissement.

Tout d'abord, l'un des problèmes majeurs est celui du "sur-refroidissement" (Blanchard *et al.* 1992). En effet, en l'absence d'un phénomène de feedback efficace, la quantité prédite de baryons sous forme d'objets condensés (gaz froid plus étoiles) est de l'ordre de 40 – 50%, alors que les observations indiquent des valeurs de l'ordre de 10% (Fukugita *et al.* 1998). Ceci implique une rétroaction de la formation d'étoiles par le biais des supernovæ. Celle-ci pourrait prendre la forme de vents qui diminueraient la quantité de gaz froid et d'étoiles et expliqueraient du même coup la métallicité non nulle du milieu intergalactique.

Un problème certainement lié au premier concerne la taille des disques de gaz. En effet, si initialement la matière noire et le gaz possèdent la même quantité de moment cinétique spécifique, ce moment cinétique est transféré en partie à la matière noire lors de l'effondrement du gaz. Au final, le moment cinétique du gaz n'est plus qu'un cinquième de celui du halo initial (Navarro *et al.* 1995). Il s'ensuit une taille des disques trop faible par rapport aux observations.

Ensuite, le nombre de galaxies satellites dans le halo de la Voie Lactée semble être inférieur d'un facteur 10 par rapport au nombre de sous-halos de matière noire dans un halo hôte de masse $10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ (Moore *et al.* 1999). La question est de savoir si ces sous-halos existent mais ne possèdent pas de baryons ou si au contraire ils n'existent pas.

Un autre problème est d'expliquer la couleur des galaxies (distribution bimodale, galaxies extrêmement rouge EROS, comptage dans la bande K). Ce problème est plus lié à la formation d'étoiles. Cela pourrait s'expliquer par des phases de très forte formation d'étoiles alternées de phases plus calmes ou la formation d'étoiles est quasi-inexistante.

Au-delà de la physique des baryons, il faut aussi noter que la nature

de la matière noire qui constitue près de 90% de la masse de l'Univers est méconnue. Les simulations nous ont enseigné que celle-ci devait être de la matière noire froide (c'est-à-dire de masse élevée $m_{DM} \gg keV$). En effet, dans le cas contraire comme dans les modèles de matière noire chaude, les particules restent relativistes jusqu'à très tard dans l'histoire de l'Univers et détruisent toutes les fluctuations en-dessous de la taille de l'horizon. Aussi, la formation des petites galaxies est diminuée et la fonction de masse finale diffère de celle observée. Les principaux candidats pour la matière noire non baryonique sont à l'heure actuelle les WIMPS qui sont des particules interagissant faiblement. Nous reviendrons sur cette hypothèse à la fin du rapport.

Enfin, les profils de matière noire dans les galaxies naines semblent trop piqués par rapport aux observations. En effet, les observations des profils de vitesse de rotation du centre de ces galaxies semblent indiquer une densité qui sature contrairement au profil NFW qui est plus piqué au centre (van den Bosch *et al.* 2000).

Rappelons tout de même que la majorité de ces problèmes proviennent certainement de la difficulté à faire le lien entre la matière noire et le gaz. Ils ne doivent en aucun cas faire oublier l'ensemble des nombreux succès du modèle hiérarchique. Nous allons aborder, de près ou de loin, chacun des problèmes en nous focalisant sur le "sur-refroidissement". Il est en effet fondamental dans un premier temps de comprendre comment avoir une bonne répartition cosmologique des baryons dans les différentes phases. Comme nous le verrons, les retombées de ce problème sont nombreuses...

Chapitre 3

Des observations aux simulations : la formation stellaire dans les codes cosmologiques

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, l'un des points majeurs qu'il reste à élucider dans le modèle standard de formation des grandes structures est celui du "sur-refroidissement", c'est-à-dire que la quantité de baryons sous forme condensée semble supérieure à la valeur observée (Blanchard *et al.* 1992). Nous allons essayer de quantifier précisément le problème, de trouver son origine et envisager des solutions. L'idée est donc d'étudier l'évolution de la composition baryonique dans l'Univers.

Cependant, la formation des galaxies qui nous intéresse relève de phénomènes totalement non-linéaires. Il est donc nécessaire d'utiliser des simulations numériques pour reproduire les différentes étapes complexes du scénario standard : formation des halos de matière noire, fusion des halos, chauffage du gaz par les chocs, refroidissement du gaz, formation des disques, stripping, formation des étoiles... De plus, le principal apport du modèle hiérarchique dans notre compréhension de la formation des galaxies a été de montrer que l'on ne pouvait considérer chaque galaxie comme un système isolé qui évolue calmement. Au contraire, les galaxies sont en perpétuel mouvement et en constante interaction avec le milieu extérieur. Il faut donc utiliser des simulations cosmologiques avec une grande dynamique en densité. Aussi, j'ai

utilisé un code à raffinement de maillage adaptatif (code AMR) qui permet à la fois de simuler les structures à grande échelle mais aussi de zoomer sur les surdensités d'intérêt. J'ai ainsi lancé des simulations à très haute résolution avec de la matière noire, du gaz, du refroidissement et de la formation d'étoiles afin d'étudier la formation des galaxies.

Ce chapitre est relativement technique. Dans une première partie, j'expliquerai sans rentrer dans les détails les méthodes numériques utilisées dans le code RAMSES. La seconde partie constitue le travail qui m'a occupé pendant le début de ma thèse. Je discuterai plus précisément les différentes méthodes possibles pour inclure la formation d'étoiles dans un code cosmologique ainsi que celle pour laquelle nous avons opté. Enfin, je décrirai les paramètres des simulations que nous avons effectuées et je montrerai quelques jolis résultats pour récompenser les courageux lecteurs.

3.1 Le code N-corps et hydrodynamique RAMSES

Le code RAMSES a été développé au CEA par Romain Teyssier (Teyssier 2002). C'est un code N-corps et hydrodynamique haute résolution ayant de multiples applications. De plus, RAMSES a été parallélisé avec MPI ce qui nous a permis de lancer des simulations avec pas moins de 256 processeurs ! Nous nous intéresserons à son fonctionnement dans le cadre purement cosmologique.

Dans cette partie, nous verrons comment fonctionne la grille à raffinement adaptatif de maillage (AMR), comment calculer la dynamique de la matière noire, comment évoluer les variables hydrodynamiques qui caractérisent le gaz, comment évaluer le chauffage et le refroidissement et enfin, comment implémenter les conditions initiales cosmologiques.

3.1.1 La grille AMR

Le code RAMSES utilise une grille de base cartésienne cubique comme dans les méthodes de type particules-maillages (PM). Chaque cellule peut être subdivisée en huit formant un "oct". Chaque cellule de l'oct peut à nouveau être divisée en huit et ainsi de suite jusqu'au niveau maximal de raffinement ℓ_{\max} . Cette structure constitue ce que l'on appelle un arbre, comme dans les méthodes tree-code. Tout l'intérêt de cette méthode est de raffiner peu (voire pas du tout) dans les régions de moindre intérêt. Ainsi, la résolution

sera la résolution de la grille de base dans de telles régions et une résolution maximale dans les régions souhaitées. Le nombre de raffinement de chaque région obéit à des critères dit “critères de raffinement”.

Le principal critère de raffinement dans les simulations cosmologiques est un critère de masse. Il consiste à raffiner dès que la masse dans une cellule dépasse un certain seuil. Ainsi, la masse est relativement constante dans chaque cellule : c’est une approche dite quasi-lagrangienne très souvent utilisée en cosmologie (Kravtsov *et al.* 1997, Abel *et al.* 2000). Lorsqu’un seul fluide est présent ce seuil revient à un nombre de particules critique. Dans le cas cosmologique, nous sommes en présence de trois fluides : la matière noire de masse m_{dm} et de densité ρ_{dm} , le gaz de masse initiale $m_{\text{g}} = f_{\text{b}}m_{\text{dm}}$ et de densité ρ_{g} et enfin, les étoiles de masse m_{*} et de densité ρ_{*} . Le critère de raffinement porte alors sur le nombre total de “particules” dans une cellule,

$$N_{\text{tot}} = \Delta x^3 (\rho_{\text{dm}}/m_{\text{dm}} + \rho_{\text{g}}/m_{\text{g}} + \rho_{*}/m_{*}), \quad (3.1)$$

Cela assure de raffiner dans toutes les régions où la surdensité de matière noire, de gaz ou d’étoiles est importante, comme par exemple les galaxies. Au contraire, dans les vides cosmologiques la résolution sera faible.

RAMSES utilise aussi des critères de raffinement sur les gradients. Il raffine lorsque les gradients des variables hydrodynamiques sont trop importants. De même, le raffinement se fait toujours de tel sorte que la grille soit relativement lisse. C’est-à-dire que si une cellule est raffinée à un niveau ℓ , les cellules voisines ne peuvent l’être qu’au niveau $\ell-1$, ℓ ou $\ell+1$. En conclusion, le raffinement est dynamique, c’est-à-dire qu’il suit les surdensités au cours du temps, et il permet de zoomer au cœur même des galaxies (voir image 3.1) avec une résolution en masse étonnante. Cette grille AMR unique sert de support pour évoluer les différents fluides.

3.1.2 Les pas de temps

Pour évoluer les fluides, il faut se définir un pas de temps. Mais, bien évidemment, on ne peut pas prendre un pas de temps aussi grand que l’on veut car il faut résoudre temporellement l’évolution du système. Dans RAMSES, le pas de temps au niveau “ ℓ ” Δt^{ℓ} doit être inférieur aux échelles de temps suivantes.

Tout d’abord,

$$\Delta t_1^{\ell} = C_1 \min(t_{\text{ff}}^{\ell}). \quad (3.2)$$

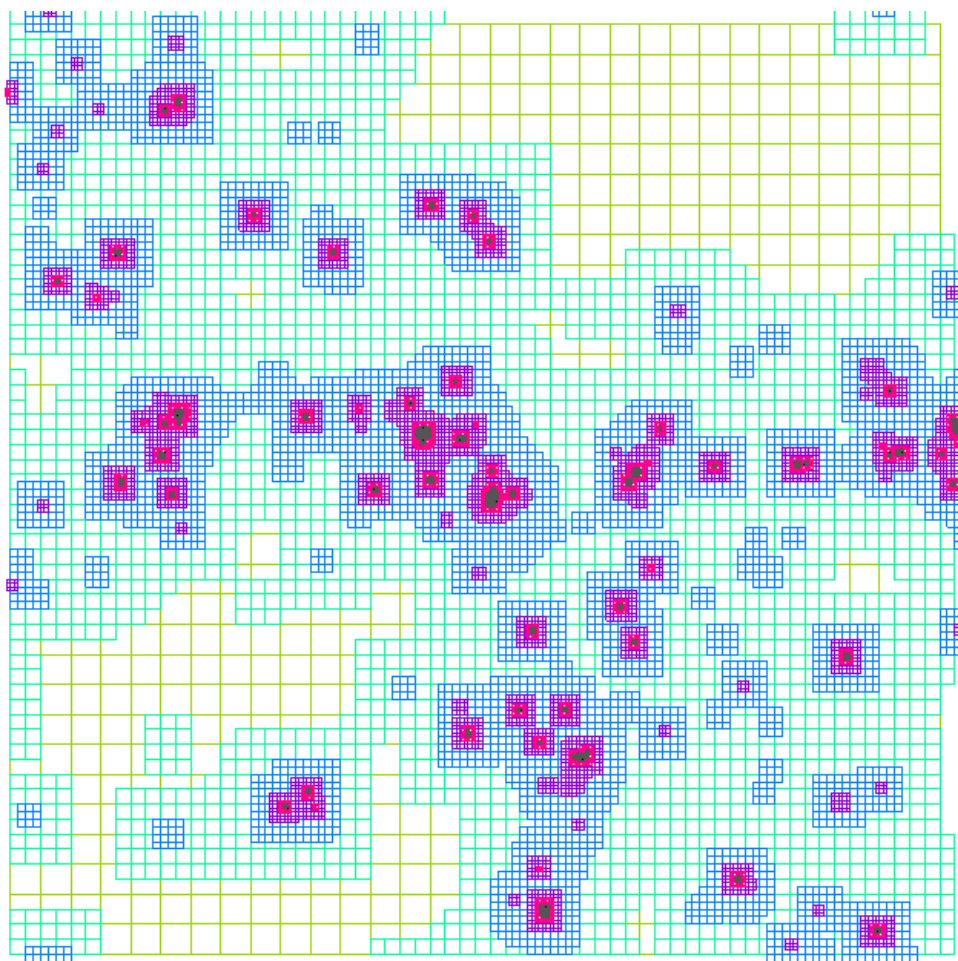


FIG. 3.1 – Exemple de grilles dans une simulation avec 5 niveaux de raffinement. La région représentée couvre une région de $600 \text{ h}^{-1} \text{ kpc}$ comobiles. La grille de base couvre toute la région tandis que les grilles plus fines “zooment” sur les surdensités (galaxies).

C’est-à-dire que le pas de temps doit être inférieur au minimum des temps de chute libre au niveau “l”, t_{ff}^l (C_1 étant inférieur à 1).

Ensuite, chaque particule ne doit bouger au maximum que d’une fraction C_2 ($C_2 < 1$) de la taille des cellules au niveau “l”.

$$\Delta t_2^l = C_2 \frac{\Delta x^l}{\max(v_p^l)}, \quad (3.3)$$

avec v_p^l la vitesse des particules appartenant au niveau “l”.

Comme nous nous intéressons à des simulations cosmologiques, il faut aussi que le pas de temps soit inférieur ou égal à une fraction $C_3 \approx 0.1$ du

temps de Hubble.

$$\Delta t_3^l = C_3 \frac{a}{\dot{a}}, \quad (3.4)$$

avec a le facteur d'expansion.

Enfin, la condition de Courant Friedrich Levy doit aussi être respectée pour la dynamique du gaz, elle s'exprime,

$$\Delta t_4^l = C_4 \frac{\Delta x^l}{|u_x^l| + |u_y^l| + |u_z^l| + 3c}, \quad (3.5)$$

avec C_4 le facteur de Courant, $|u_x^l|$, $|u_y^l|$ et $|u_z^l|$ les vitesses dans les différentes directions, et c la vitesse du son.

Au final, le pas de temps au niveau " ℓ " est fixé au minimum de ces 4 temps, $\Delta t^l = \min(\Delta t_1^l, \Delta t_2^l, \Delta t_3^l, \Delta t_4^l)$

Le point essentiel requis pour les simulations cosmologiques est d'utiliser un pas de temps adaptatif qui dépend du niveau, puisque l'évolution est plus lente aux grandes échelles. Aussi, le pas de temps au niveau ℓ est choisi comme étant le double du pas de temps au niveau $\ell + 1$.

Ainsi définis les pas de temps, passons à la résolution des équations du mouvement proprement dite.

3.1.3 La résolution N-corps

On ne sait pas grand-chose de la matière noire, mais on sait tout de même que les particules interagissent principalement par la gravité. En effet, les particules de matière noire ne peuvent interagir que faiblement entre elles car sinon elles auraient été détectées. Par exemple, si elles étaient sensibles à l'interaction électromagnétique, elles rayonneraient. En ce sens, les particules de matière noire sont non-collisionnelles. Ceci suffit pour calculer l'évolution de la distribution de matière noire. Bien sûr, le code ne pourra calculer l'évolution de chaque particule individuelle puisqu'elles sont trop nombreuses. On devra donc avoir une approche statistique.

La dynamique de la matière noire est régie par les équations de Vlasov-Poisson. Aussi, si l'on souhaite calculer le mouvement d'une particule de matière noire du code (représentative de toute une collection de particules individuelles), il suffit de résoudre le système d'équation suivant :

$$\frac{d\mathbf{x}_{\text{dm}}}{dt} = \mathbf{v}_{\text{dm}} \quad (3.6)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{\text{dm}}}{dt} = -\nabla\phi \quad (3.7)$$

$$\Delta\phi = 4\pi G\rho, \quad (3.8)$$

avec ϕ le potentiel, \mathbf{x}_{dm} la position et \mathbf{v}_{dm} la vitesse.

Pour résoudre ces équations, la méthode utilisée est très proche des codes PM et plus particulièrement du code ART de Kravtsov *et al.* (1997). Dans cette méthode, le code profite de la grille pour calculer le potentiel.

Tout d’abord, on calcule le champ de densité en utilisant la méthode dite “Cloud in Cell”. Chaque particule appartenant à un niveau donné est représentée par un nuage homogène carré de taille identique aux cellules du niveau. La masse des particules de matière noire est alors décomposée sur la grille. Chaque cellule se voit affecter la fraction de chaque nuage recouvrant ladite cellule. On a donc la densité en chaque point de la grille.

Ensuite, on résout l’équation de Poisson. C’est la partie la plus difficile. Afin d’optimiser le parallélisme, les méthodes utilisées sont des méthodes de relaxation. En effet, les méthodes à base de transformée de Fourier rapide sont plus complexes à utiliser dans un code parallèle. Pour les niveaux fins, la méthode de Gauss-Seidel est utilisée. Pour exemple, la suite suivante converge vers le bon potentiel (à 2 dimensions),

$$\phi_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{4}(\phi_{i+1,j}^n + \phi_{i-1,j}^n + \phi_{i,j+1}^n + \phi_{i,j-1}^n - 4\pi G\rho_{ij}\Delta x^2), \quad (3.9)$$

avec n le numéro de l’itération.

Une telle méthode converge relativement vite pour les petites échelles. Par contre, pour les grandes échelles, la convergence est lente. Aussi, pour le niveau de base, une méthode dite “multigrille” est utilisée. Dans cette méthode, on converge partiellement au niveau ℓ de la grille de base, puis le résidu est réinjecté au niveau $\ell - 1$ et ainsi de suite jusqu’au niveau 0. Ensuite, on redescend jusqu’au niveau ℓ . Ce faisant, on profite des grilles de bas niveau pour assurer une convergence plus rapide des basses fréquences.

Connaissant le potentiel gravitationnel en chaque point de la grille, on calcule l’accélération correspondante en approximant le gradient par la différence finie. Cette accélération est celle au centre de chaque cellule. En utilisant un schéma d’interpolation “Cloud in Cell” inverse, on calcule l’accélération de chaque particule. Il ne reste alors plus qu’à calculer la nouvelle vitesse et la nouvelle position en intégrant par rapport au temps.

Pour ce faire, le schéma utilisé est proche d’un schéma leapfrog. C’est une méthode du second ordre qui possède l’avantage de fonctionner même

avec des pas de temps variables. La position et la vitesse sont calculées en utilisant une étape prédictive :

$$\mathbf{v}_p^{n+1/2} = \mathbf{v}_p^n + \mathbf{a}_p^n \frac{\Delta t^n}{2} \quad (3.10)$$

$$\mathbf{x}_p^{n+1} = \mathbf{x}_p^n + \mathbf{v}_p^{n+1/2} \Delta t^n, \quad (3.11)$$

puis une étape corrective.

$$\mathbf{v}_p^{n+1} = \mathbf{v}_p^{n+1/2} + \mathbf{a}_p^{n+1} \frac{\Delta t^n}{2}. \quad (3.12)$$

On peut ainsi calculer l'évolution des particules de matière noire.

3.1.4 L'hydrodynamique

Les équations de l'hydrodynamique permettent de calculer l'évolution des variables qui caractérisent l'état du gaz, la densité ρ , l'impulsion $\rho\mathbf{u}$ et l'énergie totale E . Elles s'écrivent comme un système hyperbolique de loi de conservation avec deux termes sources, la gravité et le chauffage-refroidissement.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{x}}(\rho\mathbf{u}) = 0 \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial \rho\mathbf{u}}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{x}}(\rho\mathbf{u}^2 + P) = \rho\nabla_{\mathbf{x}}\phi \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{x}}(E\mathbf{u} + P\mathbf{u}) = \rho\mathbf{u}\nabla_{\mathbf{x}}\phi + n_{\text{H}}^2(\Gamma - \Lambda), \quad (3.15)$$

avec la pression qui est donnée par

$$P = (\gamma - 1)(E - \frac{1}{2}\rho u^2). \quad (3.16)$$

Discrétisons maintenant le système. Soit \mathbf{U}_i^n le vecteur des variables hydrodynamiques $(\rho, \rho\mathbf{u}, E)$ au centre de chaque cellule i au temps t^n . Alors le système discrétisé s'écrit,

$$\frac{\mathbf{U}_i^{n+1} - \mathbf{U}_i^n}{\Delta t} + \frac{\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} = \mathbf{S}_i^{n+1/2}, \quad (3.17)$$

avec \mathbf{S} le vecteur des termes sources et \mathbf{F} le vecteur des flux.

Pour résoudre le système, il suffit donc de calculer les flux des variables hydrodynamiques à travers les faces des cellules. Ces flux sont évalués en utilisant une méthode de Godunov du second ordre.

Celle-ci consiste à utiliser un solveur de Riemann qui donne la solution exacte à l'évolution d'un système caractérisé par un état gauche et un état droit différents. Connaissant cette solution, il suffit d'évaluer le flux à l'interface. En répétant six fois la procédure, le flux total aux six faces d'une cellule est connu et l'évolution des variables hydrodynamiques est effectuée. Cette méthode est dite "directionally unsplit" par opposition aux méthodes "split" qui consistent à calculer le flux selon une direction puis à modifier les variables hydrodynamiques, puis selon une autre direction, etc...

Le point important ici est que les états obtenus sont exacts si l'on a effectivement une discontinuité. Cela permet une très bonne gestion des chocs, très fréquents en cosmologie (gaz qui tombe dans un halo de matière noire, mouvement supersonique des galaxies dans les amas, etc...). Cependant, l'utilisation de la variable conservative E peut causer des problèmes dans l'évaluation de la température du gaz (nécessaire pour calculer le refroidissement par exemple). En effet, dans de telles régions, l'énergie cinétique domine totalement l'énergie thermique. Aussi les erreurs de troncature sur l'énergie totale peuvent conduire à de grosses erreurs sur la température (température négative par exemple) lorsque l'on soustrait l'énergie cinétique à l'énergie totale.

Pour pallier ce problème, dans RAMSES, les équations d'Euler sont résolues à la fois en utilisant la variable conservative E mais aussi en utilisant directement l'énergie interne e . Le critère pour décider quel résultat obtenir est basé sur une estimation des erreurs de troncature sur l'énergie $(\Delta x \partial_x u)^2$. Si l'énergie interne est plus grande qu'une fraction $\alpha \approx 0.5$ des erreurs de troncature alors l'énergie totale est utilisée. Dans le cas contraire, c'est l'énergie interne qui est utilisée. Cela permet une meilleure évaluation de la température, utile notamment pour le calcul des phénomènes de chauffage et refroidissement.

3.1.5 Le chauffage et le refroidissement

Les processus de chauffage et de refroidissement jouent un rôle crucial dans la formation des galaxies. La dynamique du gaz est totalement dépendante de ces deux processus. Le chauffage régule l'évolution du milieu

intergalactique qui alimente les halos tandis que le refroidissement permet la formation des disques de gaz au sein même de ces halos (voir partie 2.4.3). Une modélisation précise est donc essentielle.

Ces deux processus interviennent comme termes sources dans l'équation sur l'énergie 3.15. Deux points importants sont à souligner. Tout d'abord, les temps de refroidissement t_{cool} au cœur des galaxies (où les températures sont proches de 10^4 K) peuvent être très courts vis-à-vis du pas de temps du code (celui-ci ne dépend que du temps typique d'évolution hydrodynamique ou gravitationnelle du système). Aussi, une résolution totalement implicite des équations est essentielle. Le problème se ramène alors à la recherche d'un zéro d'une fonction de la température qui est faite avec une dichotomie. Cette dichotomie est simple à implémenter car on sait que la température finale doit être entre la température initiale et la température d'équilibre chauffage-refroidissement.

Ensuite, en présence de flux UV, le terme source dépend non seulement de la température et de la densité d'hydrogène et d'hélium mais aussi de la fraction d'ionisation de chaque espèce ! Il faut donc résoudre les équations qui déterminent la composition chimique du gaz, c'est-à-dire l'abondance en chaque espèce ionisée. En supposant l'équilibre chimique, le taux de destruction des espèces est égal au taux de création. Ceci conduit au système suivant,

$$\Gamma_{\text{eH}}n_{\text{e}}n_{\text{H}} + \Gamma_{\gamma\text{H}}n_{\text{H}} = \alpha_{\text{H}^+}n_{\text{H}^+}n_{\text{e}} \quad (3.18)$$

$$\Gamma_{\text{eHe}}n_{\text{He}}n_{\text{e}} + \Gamma_{\gamma\text{He}}n_{\text{He}} = (\alpha_{\text{He}^+} + \alpha_{\text{d}})n_{\text{He}^+}n_{\text{e}} \quad (3.19)$$

$$\Gamma_{\text{eHe}^+}n_{\text{He}^+}n_{\text{e}} + \Gamma_{\gamma\text{He}^+}n_{\text{He}^+} + (\alpha_{\text{He}^+} + \alpha_{\text{d}})n_{\text{He}^+}n_{\text{e}} \quad (3.20)$$

$$= \alpha_{\text{He}^{++}}n_{\text{He}^{++}}n_{\text{e}} + \Gamma_{\text{eHe}}n_{\text{He}}n_{\text{e}} + \Gamma_{\gamma\text{He}}n_{\text{He}}$$

$$\alpha_{\text{He}^{++}}n_{\text{He}^{++}}n_{\text{e}} = \Gamma_{\text{eHe}^+}n_{\text{He}^+}n_{\text{e}} + \Gamma_{\gamma\text{He}^+}n_{\text{He}^+}, \quad (3.21)$$

avec α les taux de recombinaison et Γ les taux d'ionisation des différentes espèces. Les termes de gauche sont les termes de destruction tandis que les termes de droite sont ceux de création.

En ajoutant à ces équations, les équations de conservation du nombre total d'électrons, de noyaux d'hydrogène et d'hélium, le système se ramène à six équations indépendantes qui dépendent de six inconnues. La résolution de ce système est une opération longue, aussi dans RAMSES cette opération est faite une fois pour toute au début. Pour chaque couple densité totale de gaz-température, la quantité de chaque espèce est calculée, créant ainsi une

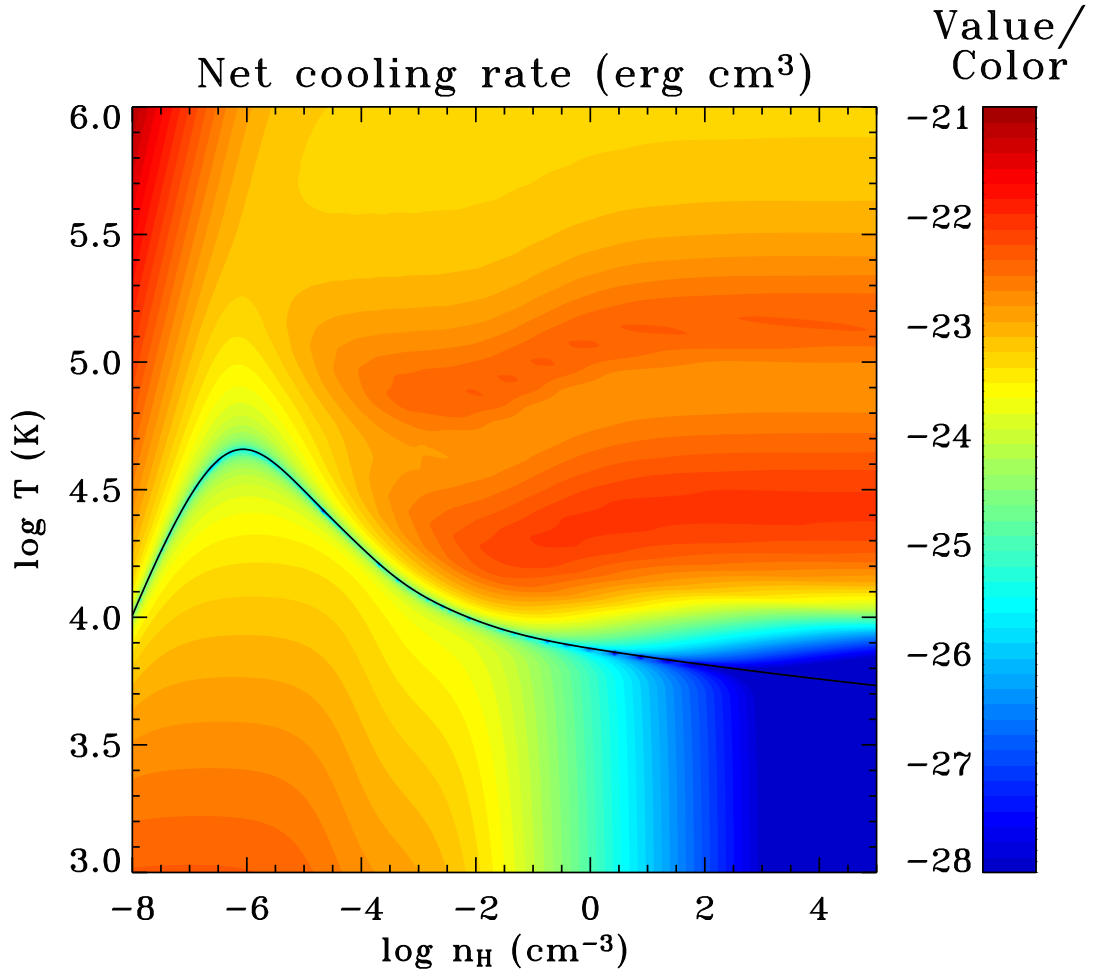


FIG. 3.2 – Refroidissement net en $\text{erg}\cdot\text{cm}^3$ en fonction de la densité d'hydrogène en $\text{at}\cdot\text{cm}^3$ et la température du gaz en K . La ligne noire représente la température d'équilibre chauffage-refroidissement. Au-dessus de cette courbe le refroidissement net est négatif tandis qu'au-dessous, il est positif (chauffage). A haute densité, on retrouve toutes les caractéristiques de la courbe de refroidissement comme les deux pics dus à l'excitation de H et He^+ . A plus basse densité, l'effet du chauffage devient prépondérant.

table de refroidissement. Lors de la simulation, la composition est évaluée en interpolant dans cette table.

Le résultat de tout cela est que la quantité physique intéressante en l'occurrence le flux net $n_{\text{H}}^2(\Gamma - \Lambda)$ dépend non seulement de la température, mais aussi de la densité du gaz comme illustré figure 3.2.

Malgré le fait que les pas de temps sont déterminés par les conditions

hydrodynamiques, le refroidissement ralentit grandement la vitesse d'exécution du code. En effet, il conduit à des densités de plus en plus importantes. Aussi, les pas de temps deviennent de plus en plus petits. Le refroidissement est donc indirectement grand consommateur en temps de calcul. Et, cela est d'autant plus vrai que la résolution est importante et que donc de multiples sous-structures très denses apparaissent.

Notons que l'hypothèse principale qui a été faite est celle de l'équilibre chimique. Cette hypothèse est valide uniquement si les temps typiques des réactions sont inférieurs aux pas de temps hydrodynamiques. Cela est vrai pour les fortes densités, par contre, ce n'est qu'un résultat approché pour les densités faibles de l'ordre de la densité moyenne de l'Univers. Par exemple, au moment de la réionisation, le changement de température pour le gaz à densité faible est un peu plus lent qu'en réalité. Néanmoins pour les densités plus importantes qui nous intéressent, notre approximation est valide.

3.1.6 Les particularités de l'application cosmologique

Comme nous l'avons vue, l'application cosmologique de RAMSES requiert une grande dynamique d'où l'avantage d'une grille AMR et la nécessité d'un code parallèle. D'autre part, les chocs étant très nombreux cela nécessite un traitement assez fin des discontinuités comme c'est le cas pour la méthode de Godunov. Etant donnée la grande variété de conditions dans une simulation cosmologique, il faut aussi un code robuste qui s'adapte bien à toutes les conditions.

Au-delà de cela, le code utilise des coordonnées dites supercomobiles (Martel et Shapiro 1998) dans lesquelles, on fait le changement de variable,

$$d\tilde{t} = H_0 \frac{dt}{a^2} \quad (3.22)$$

$$\tilde{\mathbf{x}} = \frac{1}{a} \frac{\mathbf{x}}{L} \quad (3.23)$$

$$\tilde{\rho} = a^3 \frac{\rho}{\Omega_m \rho_c}, \quad (3.24)$$

avec L la taille de boîte. En utilisant ce changement de variable les équations d'évolution de la matière noire et de l'hydrodynamique sont inchangées pour un gaz parfait ($\gamma = 5/3$). Seule change l'équation de Poisson qui devient,

$$\Delta \tilde{\phi} = \frac{3}{2} a \Omega_m (\tilde{\rho} - 1), \quad (3.25)$$

En ce qui concerne les conditions aux limites, elles sont choisies périodiques. Cela se justifie par le fait que l'Univers est relativement homogène à grande échelle. Cependant, pour que cette hypothèse soit juste, il faut tout de même choisir une taille de boîte suffisamment grande, pour que la surdensité lissée à cette échelle soit telle que $\delta \ll 1$. En d'autres termes, cela revient à considérer des régions de masse M telles que $\sigma(M) \ll 1$. Comme l'écart-type augmente avec le redshift (voir figure 2.4), il faut choisir une taille de boîte d'autant plus grande que l'on veut aller à bas redshift. En pratique, on s'aperçoit qu'une taille de boîte de $1 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ comobile ne permet pas de descendre en-dessous de $z = 5$, une taille de $10 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ comobiles permet à peine d'atteindre un redshift $z = 2.5$ tandis qu'une boîte de $100 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ comobiles est le minimum pour atteindre $z = 0$. Le point négatif est qu'au fur et à mesure que l'on augmente la taille de boîte, on perd en résolution. Il faut donc trouver un compromis entre bas redshift et haute résolution !

Enfin, qu'en est-il des conditions initiales ? Comme nous l'avons vu, les fluctuations de densité sont gaussiennes avec un écart-type connu. Une réalisation du champ de fluctuation est calculé avec GRAFIC2 (Bertschinger 2001) en convoluant $\sqrt{P(k)}$ avec un bruit blanc. On obtient en sortie la vitesse initiale à un redshift donné de chaque particule de matière noire. Initialement, les particules de matière noire sont placées au centre de chaque cellule. Le champ de vitesse correspond à la perturbation de densité souhaité. Le champ de vitesse et la densité pour le gaz sont calculés de la même façon. Partant d'un redshift suffisamment grand pour que l'évolution des fluctuations soit linéaire, le code RAMSES calcule alors l'évolution de la matière noire et du gaz selon les équations précédemment décrites (Eq. 3.13, Eq. 3.14 et Eq. 3.15).

3.2 La formation d'étoiles dans le code

D'un côté, les étoiles sont la majeure source de lumière visible de l'Univers, et constituent donc la principale observable pour tracer la distribution de matière à grande échelle et comprendre les mécanismes de formation des grandes structures. De l'autre, le code RAMSES prédit la distribution et l'évolution de la matière noire et du gaz. Il est donc nécessaire d'inclure dans le code la formation d'étoiles la plus réaliste possible afin de coupler au mieux les observations aux simulations et ainsi franchir un pas supplémen-

taire vers la compréhension de la formation et l'évolution des galaxies. Dans un premier temps, je vais décrire le scénario de formation d'étoiles de l'échelle des grands nuages moléculaires à celle de la formation d'une étoile. Il faut insister sur le fait que ce scénario est très controversé (ce qui se comprend étant donné les difficultés d'observations et de simulations) mais, il est tout de même celui qui semble émerger à l'heure actuelle. Ensuite, je présenterai la formation d'étoiles moyennée sur des échelles galactiques, telle que je l'ai introduite dans RAMSES.

3.2.1 Formation d'étoiles et milieu interstellaire

L'évolution d'un système physique est toujours plus simple à décrire si certains processus peuvent être négligées tant leur influence est faible sur la dynamique. C'est bien là tout le problème du milieu interstellaire. En effet, dans ce milieu, pour un volume donné, les énergies cinétiques, les énergies magnétiques, les énergies des rayons cosmiques et les énergies gravitationnelles sont toutes du même ordre de grandeur ! Si on ajoute à cela les difficultés pour observer le gaz (majoritairement de l'hydrogène) à faible densité $n_{\text{H}} \simeq 10^{-1} - 10^5 \text{ at.cm}^{-3}$, on comprend que la modélisation d'un tel milieu pose quelques problèmes.

Le milieu interstellaire est peuplé de différents objets que sont les nuages moléculaires ($10^3 - 10^7 M_{\odot}$), les cœurs denses ($10^2 - 10^3 M_{\odot}$) et les condensations préstellaires ($1 - 100 M_{\odot}$) où se forment les étoiles. Auparavant, chaque structure était considérée comme à l'équilibre. A cette vision statique a succédé une vision plus dynamique du milieu interstellaire. Les observations des champs de vitesse du gaz ainsi que les simulations numériques montrent un milieu en perpétuelle agitation (les dispersions de vitesse observées vont comme $\sigma \approx 10\sqrt{L/(100 \text{ pc})} \text{ km/s}$, L étant la taille (Lequeux 2002)). Dans ce cadre-là, les nuages moléculaires deviennent des structures transitoires qui naissent au hasard de la convergence de deux flots.

Les observations du spectre de masse des nuages moléculaires montrent une loi de puissance (Heyer *et al.* 2001) sur près de quatre ordres de grandeur. De plus, le spectre de puissance des fluctuations de densité du milieu interstellaire (Dickey *et al.* 2001) montre qu'aucune échelle n'est là encore privilégiée. Aussi, la structure du milieu interstellaire semble fractale. Une explication naturelle de cette structure fractale est celle d'un milieu structuré par une cascade gravo-turbulente.

Le scénario envisagé est donc le suivant (Elmegreen 2002). Aux échelles galactiques, l'instabilité gravitationnelle se développe dans les régions suffisamment denses. Dans ces régions, le gaz s'effondre et conduit à la formation de nuages moléculaires créés, modelés et détruits par la turbulence.

La cascade d'énergie cinétique turbulente se produit entre les grandes échelles dites "énergétiques" où l'énergie est injectée et les petites échelles dites "dissipatives", où les termes de diffusion deviennent du même ordre de grandeur que ceux d'advection (nombre de Reynolds $Re \simeq 1$). Malheureusement, la source même de la turbulence est encore inconnue. Mais, le fait que la turbulence soit présente même à l'échelle galactique montre que l'injection d'énergie a lieu même à grande échelle (kpc). Plus précisément, il existe deux principaux candidats pour entretenir la turbulence (MacLow 2004). Le premier est la rotation différentielle du disque. Le problème est cependant de coupler cette rotation différentielle des échelles galactiques aux plus petites échelles. La solution est peut-être l'instabilité magnéto-rotationnelle (Sellwood et Balbus 1999). Les deuxièmes candidats sont les supernovæ. Elles pourraient créer des bulles de gaz chaud qui agiteraient le milieu interstellaire. Dans les deux cas, les ordres de grandeur tant pour le champ magnétique requis que pour le taux de supernovæ sont les bons.

Quelle que soit sa source, la turbulence est bien présente puisqu'observée. L'énergie cinétique est transférée de proche en proche des grandes vers les petites échelles en une cascade turbulente. L'approche simple de Kolmogorov pour traiter la turbulence incompressible consiste à considérer que le transfert d'énergie spécifique entre échelles est indépendant de l'échelle considérée. De cela, on peut déduire le spectre de puissance de l'énergie cinétique ($E(k) \propto k^{-\frac{5}{3}}$) qui structure ainsi le milieu interstellaire. Les régions denses correspondent simplement à deux flots convergents. Un autre aspect intéressant de la turbulence est d'évaluer le taux ω auquel le gaz est converti en gaz dense. On obtient (Elmegreen 2002),

$$\omega \propto \frac{1}{t_{\text{ff}}} \quad (3.26)$$

avec t_{ff} le temps de chute libre aux échelles galactiques. C'est donc le temps de chute libre aux grandes échelles qui est le facteur limitant.

Enfin, la turbulence se dissipe dans les régions suffisamment petites, à l'échelle des cœurs denses. A cette échelle-là, les régions suffisamment denses deviennent autogravitantes. Dès qu'elles sont soumises à une surpression

(turbulence, supernovæ...), elles s'effondrent en un temps de l'ordre du temps de chute libre locale et se fragmentent en condensations prstellaires qui sont autant de berceaux pour les étoiles naissantes.

En conclusion, le taux de formation d'étoiles est déterminé par la quantité de gaz dans la queue de distribution à haute densité du gaz. Cette distribution est elle-même déterminée par la turbulence. Et, le flux de masse qui alimente cette distribution est contrôlé par le temps de chute libre aux échelles galactiques. On note au passage que même dans les scénarii plus statiques, c'est aussi ce même temps de chute libre qui contrôle la formation d'étoiles.

3.2.2 Formation d'étoiles à l'échelle galactique

Il est bien sûr totalement impossible de simuler tout le scénario précédent dans un code cosmologique. En effet, à l'heure actuelle la meilleure résolution que l'on peut atteindre dans de tels codes est celle des plus gros nuages moléculaires (Kravtsov *et al.* 2004b). Aussi, seule nous intéresse la formation d'étoiles moyennée à l'échelle galactique. Toute la cascade turbulente qui s'en suit et la formation d'étoiles individuelles fait l'objet d'un modèle analytique sous-grille. Ce modèle doit permettre de calculer la valeur du taux de formation d'étoiles en fonction des variables macroscopiques données par le code.

En plus des considérations théoriques de la partie précédente déduites des observations à l'échelle des nuages moléculaires, nous serons aussi guidés pour l'élaboration du modèle sous-grille, par les observations à l'échelle galactique. L'idée est de tester s'il existe une corrélation entre la densité surfacique du gaz et la densité surfacique de formation d'étoiles dans les galaxies proches.

Si la mesure de la densité surfacique du gaz est relativement aisée, grâce à la raie à 21cm pour HI et la raie CO pour H₂, il n'en est pas de même de la densité surfacique de formation d'étoiles. Il existe plusieurs méthodes qui reposent toutes sur la synthèse de population stellaire pour déterminer la fraction d'étoiles de chaque type et donc leur âge. Cependant le problème est toujours compliqué et plus ou moins dégénéré.

Quelle que soit la méthode utilisée, elle sera plûtôt sensible aux étoiles massives qui rayonnent plus. Il faut donc utiliser la fonction de masse initiale pour calculer ensuite la masse totale d'étoiles créées qui est, elle, dominée par les étoiles peu massives. Les principaux traceurs de formation d'étoiles

sont :

- la couleur (comme U-V) qui est corrélée au taux de formation d'étoiles par unité de magnitude dans une bande donnée (par exemple U). C'est la méthode la plus basique mais aussi la moins précise.
- le continuum radio centimétrique qui est lié au taux de supernovæ et donc au taux de formation d'étoiles. Il faut cependant faire attention car les noyaux actifs de galaxies émettent aussi dans ces longueurs d'onde.
- la luminosité UV par unité de fréquence qui est directement proportionnelle au taux de formation stellaire. Elle permet de détecter les étoiles massives qui par voie de conséquence ne peuvent être que récemment créées car leur durée de vie est de l'ordre de 10^8 ans. Cependant, l'extinction par les poussières est très importante. Il faut donc corriger en estimant l'extinction ce qui est très difficile. Cela peut être fait en utilisant la loi de Meurer (Meurer *et al.* 1999) qui lie la pente dans l'UV à cette extinction. Cependant, cette loi est très approximative dans le cas de galaxies à très fort taux de formation d'étoiles.
- la luminosité IR qui est aussi reliée à la formation d'étoiles. En effet, elle correspond à l'émission thermique de la poussière chauffée par les photons du continu Lyman émis par les étoiles massives. Ce traceur, moins sensible à l'absorption, est assez robuste.
- la raie H_α qui provient des régions HII photoionisées par les photons du continuum Lyman. Un traceur dérivé est la raie [OII] qui est corrélée à H_α et est utilisée plutôt à haut redshift ($z > 0.4$). Ces raies souffrent aussi de problèmes d'extinction par les poussières.

Utilisant la raie H_α pour calculer le taux de formation d'étoiles, Kennicutt (1998) a trouvé une corrélation entre la densité surfacique moyenne de formation d'étoiles Σ_{SFR} et la densité surfacique moyenne de gaz (HI plus H_2) Σ_g pour des galaxies spirales et starbursts,

$$\Sigma_{SFR} = (2.5 \pm 0.7).10^{-4} \frac{\Sigma_g}{1M_\odot.pc^{-2}}^{1.4 \pm 0.15} M_\odot yr^{-1} kpc^{-2} \quad (3.27)$$

Cette corrélation, montrée dans la figure de gauche 3.3, est vérifiée sur plus de quatre ordres de grandeur en densité surfacique, des galaxies spirales aux galaxies à starbursts. Pour une vingtaine de galaxies, est montré sur la figure de droite 3.3, le profil du taux de formation surfacique d'étoile

moyenné azimuthalement en fonction de la densité surfacique de gaz. Comme cette densité décroît du centre vers le bord, les densités de plus en plus fortes correspondent à des rayons de plus en plus petits. Pour les régions suffisamment denses, l'ajustement précédent semble toujours valide (la normalisation est peut-être légèrement inférieure).

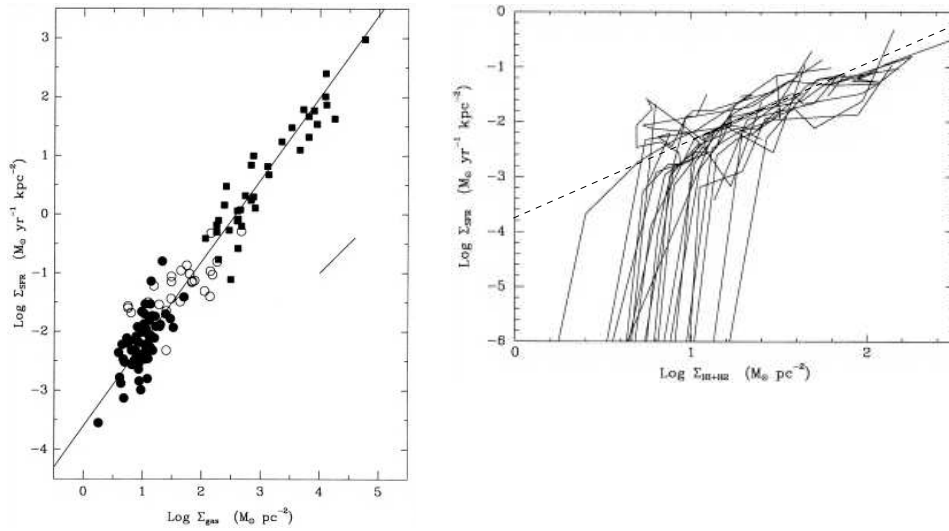


FIG. 3.3 – A gauche, le taux de formation surfacique moyen dans des disques normaux (cercles noirs et cercles vides) et dans des starbursts (carrés), en fonction de la densité surfacique de gaz. La droite est une loi de Schmidt d'indice $N=1.4$ qui ajuste les points sur une grande gamme de densité surfacique. A droite, les profils de densité surfacique de formation d'étoiles pour 21 galaxies spirales en fonction de la densité surfacique. La droite correspond à la loi de Schmidt trouvée pour les taux de formation moyens. La chute du taux de formation correspond approximativement au moment où le disque devient Toomre instable. Ces figures sont extraites de Kennicutt (1998)

Tout cela est intéressant en regard de la partie précédente. En effet, si on considère que le profil vertical du disque est d'échelle de hauteur constante (ce qui est approximativement le cas même d'une galaxie à l'autre (Kregel *et al.* 2002)) alors cette loi est compatible avec un taux de formation d'étoiles volumique inversement proportionnel au temps de chute libre comme suggéré par la cascade turbulente. Ce taux s'écrit,

$$\dot{\rho}_* = \frac{\epsilon \rho_g}{t_{\text{ff}}(\rho_g)} = \frac{\rho_g}{t_*(\rho_g)}, \quad (3.28)$$

avec ϵ l'efficacité de formation d'étoiles et $t_*(\rho_g)$ le temps de formation d'étoile. La médiane de ce temps à l'échelle galactique vaut observationnellement pour les galaxies spirales de l'échantillon $t_* = \Sigma_g/\Sigma_{\text{SFR}} \approx 2$ Ga (Kennicutt 1998). Cependant, les variations d'une galaxie à l'autre sont énormes et les incertitudes qui en découlent aussi. L'efficacité faible correspondante de l'ordre de $\epsilon \approx 5\%$ est justifiée par la turbulence qui joue le rôle de support aux grandes échelles.

Une autre remarque intéressante pour les profils de formation d'étoiles est une chute brusque de la formation d'étoiles dès que la densité passe en-dessous de $\Sigma_g \approx 1 \text{ M}_\odot.\text{pc}^{-2}$. Sachant que l'échelle de hauteur est de l'ordre de 200 pc, cela correspond à une densité volumique de l'ordre de 0.1 at.cm^3 . Une analyse plus précise (Martin et Kennicutt 2001) montre que cette densité surfacique critique correspond justement au moment où le coefficient de Toomre satisfait

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma} \approx 1, \quad (3.29)$$

avec Σ la densité du gaz, κ la fréquence épicyclique et c_s la dispersion de vitesse du gaz. Une analyse perturbative montre que dans les régions telles que $Q < 1$, les modes de nombre d'onde k tels que $k^- < k < k^+$ avec $k^\pm = \pi G \Sigma / c_s^2 (1 \pm \sqrt{1 - Q^2})$ sont amplifiés et la formation d'étoiles est possible. Au contraire, les régions telles que $Q > 1$ sont stables. A noter que si l'on considère que le gaz suit un profil exponentiel d'échelle de hauteur $h = \sqrt{c_s^2 / (8\pi G \rho)}$ le double condition d'instabilité $Q < 1$ et $k < k^+$ se traduit par une double contrainte sur la densité,

$$\rho_0 > \frac{2\kappa^2}{\pi G} \quad (3.30)$$

$$R > 0.7 \frac{2\pi}{k_J} \quad (3.31)$$

On retrouve donc un critère quasi-identique à celui de Jeans, doublé d'un critère qui tend à stabiliser les régions en forte rotation, qu'on aurait pu croire instables en appliquant uniquement le critère de Jeans. Physiquement, le dépassement de ce critère correspond environ au moment où les forces de marées prennent le dessus sur la force de gravitation qui lie chaque nuage, ou encore au moment où la rotation différentielle prend le dessus sur la rotation qu'aurait un nuage autogravitant à l'équilibre. L'instabilité gravitationnelle semble donc l'élément clé pour déterminer cette densité critique de l'ordre de 0.1 at.cm^{-3} .

Tant la résolution spatiale (de l'ordre du kiloparsec) que la résolution temporelle (de l'ordre de dix millions d'années) de ces observations sont du même ordre de grandeur que celles des simulations cosmologiques. Elles constituent donc un point de départ pour inclure la formation d'étoiles dans notre code.

3.2.3 Formation d'étoiles dans les codes cosmologiques

Dans la plupart des codes cosmologiques, la méthode pour inclure la formation d'étoiles se divise en trois étapes. Premièrement, on sélectionne les régions de la simulation où le gaz est suffisamment dense et froid. Ensuite, on calcule le taux de formation d'étoiles qui est inversement proportionnel au temps de chute libre. Enfin, on transforme le gaz en particules non-collisionnelles qui correspondent à autant d'amas stellaires. Différentes variantes sont décrites dans Kay *et al.* (2002).

Critères

En ce qui concerne les critères de sélection, il en existe toute une variété dans la littérature. Les critères classiques portent sur la densité, la surdensité, la température, le temps de refroidissement, la masse de Jeans, la convergence du flux, l'autogravité du gaz, etc... En fait, bon nombre de ces critères sont redondants. Il suffit d'utiliser les plus restrictifs et ainsi de sélectionner une région dans le plan densité-température comme illustré figure 3.4.

Aussi, nous avons choisi de former des étoiles uniquement dans les régions qui satisfont

$$T < 2.10^4 \text{ K.} \quad (3.32)$$

La valeur exacte de cette température critique n'est pas importante car la température du gaz dense qui nous concerne est soit largement supérieure soit inférieure. Il s'agit simplement d'exclure les régions très chaudes des amas. En effet, pour celles-ci le temps de refroidissement est largement supérieur au temps de chute libre. A contrario, pour les régions denses et froides le temps de refroidissement est largement inférieur au temps de chute libre.

L'autre critère important est un critère sur la densité pour sélectionner les régions denses,

$$\rho > \rho_0(1+z)^{\alpha_0}, \quad (3.33)$$

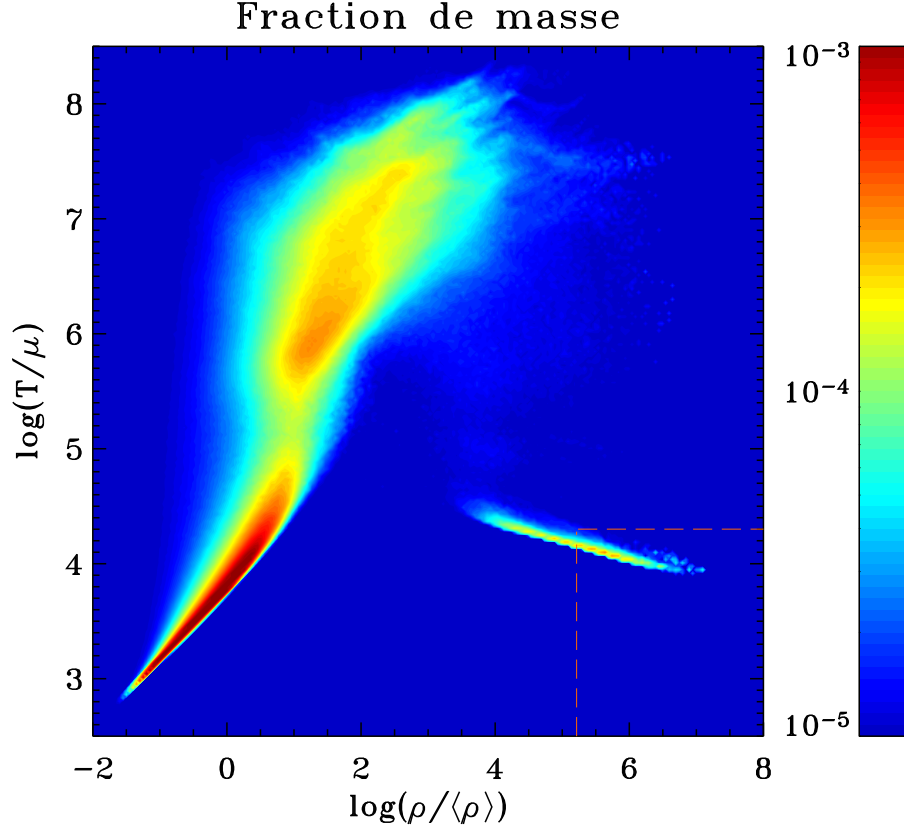


FIG. 3.4 – Histogramme densité-température en masse pour le gaz d’une simulation de $100 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ à $z = 0$. Le seuil en température permet d’éviter de former des étoiles dans les régions où le temps de refroidissement domine largement le temps de chute libre. Le seuil en surdensité exclut les régions où l’instabilité gravitationnelle ne peut se développer. La zone inférieure droite est donc celle où le gaz forme des étoiles.

avec α_0 qui caractérise l’évolution du seuil avec le redshift et ρ_0 le seuil en $z = 0$. Si la valeur de ρ_0 à l’échelle galactique est relativement connue par déprojection du seuil en densité surfacique observé dans les galaxies locales ($n_0 \approx 0.1 \text{ at/cm}^3$), il n’en est pas de même de α_0 . En effet, la mesure du seuil de densité de formation d’étoiles à haut redshift est bien trop difficile.

Les paramètres utilisés dans les simulations de Springel et Hernquist (2003b) sont,

$$n_0 = 0.1 \text{ at.cm}^{-3} \text{ et } \alpha_0 = 0. \quad (3.34)$$

Cela correspond à un seuil constant en densité physique. Cependant, dans

les simulations cosmologiques, les halos sont souvent définis en utilisant un seuil en densité comobile. Le problème avec la définition précédente est qu'à haut redshift, même le gaz à la densité moyenne de l'Univers peut passer au-dessus du seuil, ce qui nécessite d'ajouter un autre critère sur la densité comobile. Dans RAMSES, nous avons choisi d'explorer l'autre possibilité, un seuil qui correspond à une surdensité constante. En l'occurrence, les paramètres valent,

$$n_0 = 0.036 \text{ cm}^{-3} \text{ et } \alpha_0 = 3. \quad (3.35)$$

En utilisant un seuil en densité en $(1+z)^3$, cela a pour effet d'augmenter la formation d'étoiles avec le redshift, car celle-ci a alors lieu dans des régions plus denses. On parle alors d'un scénario de formation d'étoiles à "efficacité accélérée", par opposition au scénario "à efficacité constante". Le premier scénario est intéressant, car d'après Somerville *et al.* (2001), il permet de reproduire l'histoire globale de formation d'étoiles dans le cas d'une formation d'étoiles dominée par des starbursts déclenchés par des collisions. La raison physique est que les collisions se produisent à l'intérieur d'objets virialisés qui sont définis en tant que surdensités par rapport au reste de l'Univers. A l'intérieur de ces halos, le temps de collisions est justement proportionnel à $(1+z)^{-\frac{3}{2}}$ comme c'est le cas si l'on choisit $\alpha_0 = 3$.

Le choix d'une surdensité constante de $1.6 \cdot 10^5$ n'est pas dû au hasard. Il correspond en réalité à la densité du gaz au dernier niveau de raffinement $\ell_{\max} = 5$. En effet, au fur et à mesure que le gaz se refroidit et devient de plus en plus dense au cœur des halos de matière noire, le code suit l'effondrement. Il ajoute des niveaux de raffinement récursivement afin de garder la masse relativement constante dans chaque cellule. Lorsqu'il atteint le dernier niveau de raffinement, il a atteint sa limite de résolution et ne peut plus suivre l'effondrement. Alors, pour les cellules appartenant au dernier niveau (et seulement celles-là), nous déclenchons notre modèle sous-grille qui conduira à la formation d'étoiles. Ce modèle remplace toute la suite de l'évolution que l'on aurait eue s'il y avait un nombre infini de raffinement. Cela permet de bien utiliser toute la dynamique du code et de ne pas appliquer le modèle à des cellules dont la dynamique est déjà correctement résolue par le code.

Taux de formation d'étoiles

Le modèle sous-grille doit simplement définir en combien de temps le gaz est transformé en étoiles. Que l'on considère le milieu interstellaire de manière statique avec un temps d'effondrement lié à la diffusion ambipolaire ou, comme dans notre cas, un modèle plus dynamique avec un taux de formation de cœurs denses lié à la turbulence, dans tous les cas, le taux de formation d'étoiles semble être inversement proportionnel au temps de chute libre. De plus cette vision est confortée par les observations de Kennicutt (1998). Aussi, les codes cosmologiques utilisent souvent la paramétrisation suivante (loi de Schmidt),

$$\dot{\rho}_* = \frac{\rho}{t_*(\rho)} \quad (3.36)$$

$$t_*(\rho) = t_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1/2}, \quad (3.37)$$

avec t_0 le temps de formation d'étoiles en ρ_0 .

Malheureusement, ce temps de formation d'étoiles est méconnu tant observationnellement que théoriquement. La valeur moyenne de $t_*(\rho)$ sur les galaxies spirales semble être de l'ordre de 2 Ga (voir partie précédente), mais les incertitudes dues à la déprojection et aux grandes variations de la moyenne d'une galaxie à l'autre sont importantes. Pour notre part, nous avons choisi de laisser le paramètre t_0 comme un paramètre libre. C'est d'ailleurs le seul paramètre physique libre dans le code.

Dans Springel et Hernquist (2003b), ils utilisent un modèle sous grille plus sophistiqué appelé multiphase. Dans ce modèle, ils considèrent deux phases distinctes : une phase chaude ($T \approx 10^5 - 10^7$ K) diffuse qui proviendrait du chauffage des supernovæ et une phase froide ($T < 10^4$ K) et dense qui correspond aux nuages où la formation d'étoiles a lieu. Le fait qu'il y ait deux phases bien distinctes s'explique par l'instabilité thermique qui se déclenche quand le refroidissement est une fonction décroissante de la température. Ensuite, ils considèrent un régime stationnaire où l'évaporation des nuages froids est compensée par le refroidissement du gaz chaud. Ceci ne permet pas de déterminer t_0 mais de le relier à ρ_0 . Pour déterminer t_0 , ils réalisent des simulations de disques de galaxies et ajustent t_0 afin de reproduire le profil du taux de formation d'étoiles en fonction de la densité du gaz de Kennicutt (1998). Ils trouvent $t_0 = 2.1$ Ga. Mais rappelons-le encore une fois, les incertitudes sont très importantes, il suffit pour s'en convaincre de

regarder à nouveau les observations (figure de droite 3.3). Au final, ce modèle multiphase donne les mêmes résultats que notre approche (à paramètres identiques) malgré l'inclusion des supernovæ ! L'énergie apportée par ces supernovæ est rapidement rayonnée et a pour seul effet de changer la pression effective du milieu.

En conclusion, dans l'immense majorité des simulations, le taux de formation d'étoiles est calculé de la même façon, à partir du temps de chute libre du gaz. La normalisation est incertaine, nous l'avons donc laissée comme un paramètre libre.

Méthodes

Il existe trois principales approches pour convertir le gaz collisionnel, en particules amas d'étoiles non-collisionnelles. La première méthode tirée de Mihos et Hernquist (1994) est plutôt utilisée dans les codes SPH (Smooth Particle Hydrodynamics). Il s'agit de créer des particules dites "gaz-étoiles" qui suivent la dynamique du gaz mais pour lesquelles on garde en mémoire la fraction d'étoiles qu'elles contiennent. Quand cette fraction atteint un certain seuil, la particule "gaz-étoiles" est transformée en particule non-collisionnelle. Cette méthode est plutôt adaptée aux codes SPH, elle nécessite de garder en mémoire une variable supplémentaire. Un des inconvénients est que les étoiles restent un peu trop longtemps collisionnelles... La deuxième méthode est utilisée dans Cen et Ostriker (1992), l'article qui sert de référence pour la formation d'étoiles dans les codes grilles. L'idée est simplement, à chaque pas de temps, de créer une particule non-collisionnelle de masse $m_* = \rho \Delta x^3 \Delta t / t_*(\rho)$. Le problème est que cela conduit à la création d'une multitude de particules à masses très variables, qui ralentissent ainsi l'exécution du code. La troisième méthode vient de Katz (1992). Elle permet de simuler la loi de Schmidt par une loi de probabilité pour la formation d'amas d'étoiles. Initialement développé pour un code SPH, nous l'avons adapté à notre code AMR. Cette méthode possède le double avantage de créer des amas de la masse désirée sans avoir à garder en mémoire la fraction de masse d'étoiles.

Dans RAMSES, afin d'être cohérent avec la dynamique du gaz, nous avons choisi de prendre une masse d'amas égale à la résolution en masse du gaz,

$$m_* = m_g. \quad (3.38)$$

L'avantage de choisir une telle masse stellaire est que la formation d'étoiles ne provoque alors pas de modification de la grille (voir partie 3.1.1).

Nous simulons alors la loi de formation d'étoiles 3.36 en échantillonnant la formation d'étoiles par des particules de masse m_* tirées selon un processus de Poisson tel que la moyenne de la masse d'étoiles formées par unité de temps soit le $\dot{\rho}_*$ désiré. Dans une cellule qui satisfait aux critères de formation d'étoiles, la probabilité de former N amas est donc donnée par

$$P(N) = \frac{\lambda^N}{N!} \exp(-\lambda), \quad (3.39)$$

$$\lambda = \left(\frac{\rho \Delta x^3}{m_*} \right) \frac{\Delta t}{t_*(\rho)}. \quad (3.40)$$

L'avantage d'une telle méthode est qu'elle permet de contrôler le nombre de particules, et d'éviter la création inutile de petits amas d'étoiles. Concrètement, le nombre de particules créées est toujours inférieur (d'un facteur plus grand que 2) au nombre de particules de matière noire. Le code n'est donc pas ralenti par la formation d'étoiles. Au contraire, il est même parfois légèrement accéléré puisque la formation d'étoiles a tendance à saturer la densité du gaz, évitant ainsi au pas de temps de trop diminuer.

Une précaution à prendre lorsque les étoiles sont créées de cette manière est d'éviter que la masse d'étoiles formées en un pas de temps soit supérieure à 10–20% de la masse de gaz de la cellule. En effet, dans le cas contraire, cela entraînerait une trop rapide variation de la quantité de gaz. Heureusement, cette condition découle naturellement du fait que $\Delta t \ll t_{\text{ff}}$.

Au final, les amas sont formés au centre de gravité du gaz pour éviter les variations brusques du potentiel d'un pas de temps sur l'autre. Leur vitesse moyenne est celle du gaz dont elles sont issues. Nous avons cependant ajouté une dispersion de vitesse aléatoire car les nuages dans lesquels se forment les étoiles n'ont évidemment pas toutes la même vitesse ne serait-ce qu'en raison du potentiel gravitationnel dans lequel elles sont plongées. Aussi, les vitesses sont tirées selon une loi gaussienne avec un écart-type égal à la vitesse du son dans le gaz. Pour sa part, le gaz ne subit pas de changement majeur. Sa masse est diminuée de la masse d'étoiles créées, sa vitesse moyenne est conservée ainsi que sa température.

A noter que nous avons testé l'influence du "germe" dans la loi de Poisson, de l'écart-type de la dispersion de vitesse, ou encore de la masse des

particules sur l'histoire de formation d'étoiles. Celle-ci est faible à l'échelle des simulations cosmologiques.

Rétroaction de la formation d'étoiles sur le milieu interstellaire

Comme nous aurons loisir de le montrer dans la suite de la thèse, il est nécessaire d'avoir une rétroaction de la formation d'étoiles sur le milieu interstellaire (encore appelée “feedback”) pour pouvoir reproduire la composition baryonique de l'Univers. Cette rétroaction de la formation d'étoiles prend plusieurs formes et provient principalement des étoiles massives beaucoup plus énergétiques. Tout d'abord, comme nous l'avons expliqué dans la partie 2.4.3, le flux UV qui baigne l'Univers provient en partie des étoiles jeunes. Cela constitue une rétroaction importante car cela empêche la formation des galaxies dans les petits halos de matière noire. Cela est pris en compte dans RAMSES comme un terme de chauffage. Ensuite, à plus petite échelle, ce même flux UV pourrait même contribuer en partie à la destruction des nuages moléculaires. Cela a simplement pour effet d'augmenter un peu le temps de formation d'étoiles t_* qui est rappelons-le un paramètre libre du code. En outre, l'énergie thermique des supernovæ relâchée dans le milieu interstellaire pourrait contribuer à entretenir un milieu multiphase en évaporant les nuages froids. Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, cela change principalement la pression effective du milieu (et donc peut-être la structure du disque) mais affecte peu le bilan baryonique. Aussi, en prenant le même temps de formation d'étoiles, on obtient a priori la même quantité d'étoiles au final. De plus, les supernovæ relâchent du gaz. Pour traiter ce problème, on utilise l'approximation du recyclage instantané. Cela consiste à tirer avantage du fait que le temps entre la naissance et l'explosion des supernovæ ($t_{SN} \simeq 10^7$ ans) est inférieur au pas de temps des simulations. Aussi, on peut considérer que pour ces étoiles massives le gaz est instantanément relâché. La quantité effective transformée en étoiles au bout d'un pas de temps est donc diminuée de 10% environ (fraction des étoiles de plus de $8 M_\odot$). Enfin, le “feedback” peut aussi se manifester sous la forme de vents produits par les supernovæ. Nous allons nous attarder sur ce dernier point important.

Chaque supernova relâche près de 10^{44} J. Aussi, c'est depuis longtemps le principal candidat pour ralentir la formation d'étoiles. Cependant, tant que l'énergie est relâchée sous forme d'énergie thermique, elle est très vite

rayonnée par le refroidissement très efficace dans le disque. Il existe une alternative à ce scénario dans laquelle l'énergie thermique serait convertie en énergie cinétique. L'explosion simultanée d'un grand nombre de supernovæ pourrait créer des bulles de gaz chaud ionisé. Ces bulles monteraient dans le potentiel de la galaxie, mues par la poussée d'Archimède, jusqu'à percer la surface du disque et se répandre dans le milieu intragalactique. Dans ce cas, le feedback serait efficace puisque le gaz du disque serait expulsé et mettrait du temps à retomber sur la galaxie. De telles "gerbes" de gaz ionisées sont observées en H_α , principalement dans les galaxies à fort taux de formation d'étoiles (Martin 1999). De telles expulsions de gaz sont appelées vents galactiques (voir figure 3.5) ou fontaines galactiques selon si elles retombent ou non sur le disque. L'intérêt de tels vents est qu'ils pourraient aussi expliquer la métallicité élevée du milieu intergalactique (exemple : $Z = 1/3 Z_\odot$ pour le gaz des amas). Celle-ci ne peut en effet s'expliquer que par un transfert du gaz du disque (riche en métaux) vers le milieu intergalactique.

Dans RAMSES, de tels vents sont en cours d'implémentation (Dubois 2005). Afin d'évaluer leur influence dans le cadre des simulations cosmologiques, nous avons utilisé les résultats de Springel et Hernquist (2003b). Dans leur code, les vents sont modélisés de manière très simple. Ils sont caractérisés par deux grandeurs, le flux de matière emportée

$$\dot{M}_{\text{wind}} = \eta_w \dot{M}_*, \quad (3.41)$$

qui est proportionnel au taux de formation d'étoiles et donc au taux de supernovæ. Mais aussi, l'énergie cinétique des vents, autrement dit leur vitesse u_w . En pratique, quelques particules de gaz, parmi celles donnant lieu à de la formation d'étoiles, sont sélectionnées aléatoirement. Ensuite, on leur donne une vitesse u_w de direction aléatoire. Les particules interagissent ensuite hydrodynamiquement avec le gaz du disque et forment ainsi des vents.

Dans les simulations, la valeur des paramètres a été fixée à $\eta_w = 2$ et $u_w = 484 \text{ km.s}^{-1}$ en accord avec les observations de Martin (1999). Il est tout de même bon de noter que les observations ne concernent que quelques galaxies à bas redshift. Les incertitudes sur ces paramètres sont donc très importantes et l'évolution en redshift (considérée comme nulle ici) est inconnue.

Les points importants qui restent à explorer dans le domaine de la formation d'étoiles et du feedback sont, le gaz relâché par les étoiles de masses intermédiaires, l'influence des métaux relâchés par les supernovæ, les sursauts



FIG. 3.5 – Exemple de vent galactique observé dans M82. La couleur rouge correspond à du gaz ionisé.

de formation d'étoiles, l'influence des trous noirs supermassifs au centre de la plupart des galaxies, etc...

3.3 Simulations et principaux résultats

Le but des simulations que nous avons effectuées était initialement l'étude de la formation d'étoiles dans l'Univers. Nous avons ensuite étendu cette étude à celle de l'histoire baryonique d'un halo de masse donnée.

3.3.1 Paramètres

Chaque simulation est définie par un certain nombre de paramètres que je vais maintenant décrire. Les paramètres physiques sont au nombre de cinq :

- le temps de formation d'étoiles (au seuil de formation d'étoiles) t_0 . Sa valeur est de l'ordre de 3 – 30 Ga.
- la densité critique (en $z = 0$) pour la formation d'étoiles n_0 . Sa valeur est de l'ordre de 0.01 – 0.1 at/cm^3 .
- l'évolution du seuil de formation d'étoiles en fonction du redshift paramétrisée par α_0 . Sa valeur est généralement 0 (scénario à efficacité constante) ou 3 (scénario à efficacité accélérée).
- l'efficacité du vent η_w . Elle est comprise entre 0 et 5.
- la vitesse des vents u_w qui est comprise entre 0 et 500 km/s.

Les autres paramètres sont des paramètres numériques. Les principaux sont les suivants :

- la taille de boîte L . Elle définit le volume simulé. Plus la taille de boîte est grande plus on peut simuler à bas redshift. En contrepartie, la résolution devient moins bonne. Les boîtes ont généralement une taille comprise entre 1 et 100 h^{-1}Mpc comobiles.
- le redshift final pour la simulation z_{end} . Il est directement lié à la taille de boîte. Il vaut entre 5 – 6 pour les plus petites tailles de boîte et 0 pour les plus grandes.
- le nombre de cellules sur la grille de base N_{cell} . Ce nombre est aussi égal au nombre de particules de matière noire car au début de la simulation on place une particule au centre de chaque cellule de la grille. On note que pour un code SPH, il n'y a pas de grille. Le nombre correspondant est le nombre de particules de gaz noté N_{gas} . Ce nombre est compris entre 64^3 pour les simulations les plus basiques et 512^3 pour les plus grosses simulations. Dans un code AMR cette grille de base est bien sûr raffinée.
- le nombre maximum de niveaux de raffinement ℓ_{max} . Il vaut entre 4 et 6.
- la masse de particule de matière noire m_{DM} . Elle est déterminée par $m_{\text{DM}} = (1 - f_b)\Omega_m\rho_c L^3/N_{\text{cell}}$. Elle vaut typiquement entre 10^3 et $10^{10} \text{h}^{-1}\text{M}_\odot$. La masse de gaz initiale dans une cellule de la grille de base vaut $m_g = f_b/(1 - f_b)m_{\text{DM}} = m_*$.
- la résolution spatiale Δx est déterminée par $\Delta x = L/N_{\text{cell}}^{1/3}/2^{\ell_{\text{max}}}$. C'est la taille des plus petites cellules dans le code. Elle est comprise entre 0.1 et 10 h^{-1}kpc comobiles.

Nom	10Mpc/64 ³ /30Ga	10Mpc/128 ³ /30Ga	10Mpc/256 ³ /30Ga	10Mpc/512 ³ /30Ga
$L(h^{-1}\text{Mpc})$	10	10	10	10
$n_0(\text{cm}^{-3})$	0.036	0.036	0.036	0.036
$t_0(\text{Ga})$	30	30	30	30
α_0	3	3	3	3
N_{cell}	64 ³	128 ³	256 ³	512 ³
ℓ_{max}	5	5	5	5
z_{end}	3	3	3	3
$m_{\text{DM}}(h^{-1}M_{\odot})$	2.8×10^8	3.4×10^7	4.3×10^6	5.4×10^5
$\Delta x(h^{-1}\text{kpc})$	4.9	2.4	1.2	0.6

TAB. 3.1 – Paramètres pour la série “étude en convergence”. L est la taille de boîte, n_0 est le seuil en densité en $z = 0$, t_0 est le temps de formation d’étoiles pour la densité n_0 , α_0 donne l’évolution en redshift du temps de formation d’étoiles, N_{cell} est le nombre de cellules dans la grille de base, ℓ_{max} est le nombre de niveau de raffinement, z_{end} est le redshift final de chaque simulation, m_{DM} la masse d’une particule de matière noire et enfin, Δx la résolution spatiale.

Dans un premier temps, nous avons réalisé une étude en convergence afin d’identifier les principaux effets de la résolution finie des simulations. Nous avons réalisé une première série dite “étude en convergence” dans laquelle nous avons augmenté progressivement la résolution avec une grille de base passant de 64³ à 512³ cellules. Pour la taille de boîte, nous avons choisi une taille intermédiaire de 10 h⁻¹Mpc qui nous permet à la fois de simuler jusqu’à un redshift relativement bas de $z_{\text{end}} = 3$, mais aussi d’atteindre une bonne résolution spatiale jusqu’à $\Delta x = 600$ pc pour la simulation 512³ cellules pour la grille de base. L’ensemble des paramètres de cette série est récapitulé dans la table 3.1. A titre d’information, ces simulations ont été effectuées au Centre de Calcul pour la Recherche et la Technologie (CCRT). La simulation “10Mpc/512³/30Ga” a tourné 350h sur 256 processeurs. A la fin, le nombre total de cellules tout niveau confondu a atteint près d’un demi-milliard.

Dans ces conditions, il est malheureusement à l’heure actuelle impossible d’avoir une simulation assez grande pour atteindre $z = 0$ et dans le même temps avoir une résolution suffisante pour résoudre tous les halos à formation d’étoiles. Nous avons donc ensuite fait varier la taille de boîte de 100 h⁻¹Mpc

Nom	100Mpc/256 ³ /3Ga	10Mpc/256 ³ /3Ga	1Mpc/256 ³ /3Ga
$L(h^{-1}\text{Mpc})$	100	10	1
$n_0(\text{cm}^{-3})$	0.036	0.036	0.036
$t_0(\text{Ga})$	3	3	3
α_0	3	3	3
N_{cell}	256 ³	256 ³	256 ³
ℓ_{max}	5	5	5
z_{end}	0	2.5	5.5
$m_{\text{DM}}(h^{-1}M_{\odot})$	4.3×10^9	4.3×10^6	4.3×10^3
$\Delta x(h^{-1}\text{kpc})$	12	1.2	0.12

TAB. 3.2 – Paramètres pour la série de simulations “haute efficacité”. Les symboles ont la même signification que dans la table 3.1.

à $1 h^{-1}\text{Mpc}$. Ce faisant, la plus petite boîte simule les plus petits halos qui forment l’essentiel de la masse stellaire à haut redshift tandis que la plus grande boîte simule les plus gros halos qui dominent la formation stellaire à bas redshift. Bien évidemment, cela n’est pas équivalent à une simulation de taille de boîte $100 h^{-1}\text{Mpc}$ avec la même résolution que celle de taille de boîte $1 h^{-1}\text{Mpc}$, mais en recoupant judicieusement les informations, on peut remonter à l’histoire du taux de formation d’étoiles. C’est ce qui fait l’objet du chapitre suivant. La deuxième série qui utilise ce principe est appelée “haute efficacité” (voir table 3.2) car le temps de formation d’étoiles vaut $t_0 = 3 \text{ Ga}$. Comme nous le verrons l’histoire de formation stellaire obtenue est proche du cas avec une efficacité infinie, d’où la nomenclature.

Au contraire, pour la troisième série, on a une “faible efficacité” (voir table 3.3) puisque le temps de formation d’étoiles vaut $t_0 = 30 \text{ Ga}$. Cela permet d’explorer deux cas extrêmes pour l’efficacité de la formation stellaire.

Enfin, pour l’étude de l’influence des vents, nous avons utilisé la dernière série de simulations dite “avec vents” extraite de Springel et Hernquist (2003b) (voir table 3.4). C’est une étude en convergence pour une taille de boîte de $10 h^{-1}\text{Mpc}$ avec une résolution allant de 64^3 à 324^3 particules de gaz. Les principales différences avec RAMSES sont l’utilisation du code SPH GADGET, le milieu interstellaire multiphase, un seuil en densité physique pour la formation d’étoiles et enfin les vents. Comme on le verra dans le chapitre suivant, malgré ces différences, les résultats s’interprètent aisément. Nous avons aussi ajouté dans la série la simulation “03” sans vent à titre de

Nom	100Mpc/256 ³ /30Ga	10Mpc/256 ³ /30Ga	1Mpc/256 ³ /30Ga
$L(h^{-1}\text{Mpc})$	100	10	1
$n_0(\text{cm}^{-3})$	0.036	0.036	0.036
$t_0(\text{Ga})$	30	30	30
α_0	3	3	3
N_{cell}	256 ³	256 ³	256 ³
ℓ_{max}	5	5	5
z_{end}	0	2.5	5.5
$m_{\text{DM}}(h^{-1}\text{M}_{\odot})$	4.3×10^9	4.3×10^6	4.3×10^3
$\Delta x(h^{-1}\text{kpc})$	12	1.2	0.12

TAB. 3.3 – Paramètres pour la série de simulations “faible efficacité”. Les symboles ont la même signification que dans la table 3.1.

Nom	Q1	Q2	Q3 et 03	Q4	Q5
$L(h^{-1}\text{Mpc})$	10	10	10	10	10
$n_0(\text{cm}^{-3})$	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$t_0(\text{Ga})$	2.1	2.1	2.1	2.1	2.1
α_0	0	0	0	0	0
N_{gas}	64 ³	96 ³	144 ³	216 ³	324 ³
z_{end}	2.75	2.75	2.75	2.75	2.75
$m_{\text{DM}}(h^{-1}\text{M}_{\odot})$	2.8×10^8	8.2×10^7	2.4×10^7	7.2×10^6	2.1×10^6
$\Delta x(h^{-1}\text{kpc})$	6.3	4.2	2.8	1.9	1.2
η_{w}	2	2	2 et 0	2	2

TAB. 3.4 – Paramètres pour la série de simulations “avec vents”. Les symboles ont la même signification que dans la table 3.1. N_{gas} est le nombre de particules de gaz (c’est un code SPH). η_{w} est l’efficacité des vents. Le nom des simulations est le même que dans l’article Springel et Hernquist (2003b) dont elles sont extraites.

comparaison.

3.3.2 Résultats généraux

Les résultats de la simulation “10Mpc/512³/30Ga” en $z = 3$ sont illustrés figure 3.6 par une séquence de zoom (de gauche à droite). Lorsque l’on regarde la carte de la matière noire à grande échelle, on découvre de nombreux filaments. A l’intersection de ces filaments se trouvent de gros halos

de matière noire. Grâce à ce zoom, on s'aperçoit de toute la dynamique du code, puisqu'en fait chaque halo est composé d'une multitude de sous-halos. Si l'on zoome sur deux halos parmi les dizaines de milliers de la simulation, on s'aperçoit qu'ils ont une forme relativement sphérique, ce qui s'explique par le caractère non-collisionnel de la matière noire.

A grande échelle, le gaz lui aussi présente des filaments et des surdensités au même endroit que la matière noire. Cependant, on s'aperçoit que le profil de densité de gaz présente de nombreux pics (la multitude de points bleus sur la deuxième image) qui ne sont autres que des disques de gaz. Ces nombreuses galaxies sont situées au centre de chaque sous-halo de matière noire.

Les cartes de température sont riches d'enseignement quant aux processus physiques qui ont conduit à la formation de ces galaxies. Elles permettent de distinguer trois phases pour le gaz. Le milieu froid et peu dense du milieu galactique qui peuple les vides. Le gaz chaud (chauffé par les chocs) et dense à l'intersection. Et au centre des halos de gaz chaud, les disques de gaz froid et dense à support centrifuge. Le code permet donc de reproduire toutes les étapes du scénario standard de formation des galaxies. Mais attention, il est bon de remarquer que, étant donnée la température du gaz (10^4 K) l'échelle de hauteur du disque n'est pas résolue. Nous ne pouvons donc faire aucune conclusion sur la structure interne du disque. Par contre, nous sommes confiants dans les flux entre les différentes phases à l'échelle même du halo.

De façon intéressante, les étoiles ne se trouvent que dans ces régions denses et froides. Cela se comprend, étant donnés les critères de formation d'étoiles sur la densité et la température. Conformément aux observations profondes du HST, nous obtenons des disques d'étoiles. De plus, on remarque la présence d'un halo d'étoiles vieilles alors que le disque est beaucoup plus jeune comme pour la Voie Lactée par exemple...

Mais quel est l'effet de la résolution dans ces simulations ? Pour répondre à cela observons la figure 3.7 qui présente les résultats de la série "étude en convergence". Les cartes montrent une même région (taille de un huitième de la boîte) avec une résolution croissante de gauche à droite. Concernant le gaz, à toutes les résolutions, on retrouve les mêmes structures aux grandes échelles (filaments, surdensités). Par contre, au fur et à mesure que la résolution augmente, les disques présents à plus basse résolution se fragmentent ! Et surtout, une multitude de petites galaxies apparaissent dans les vides. Mais

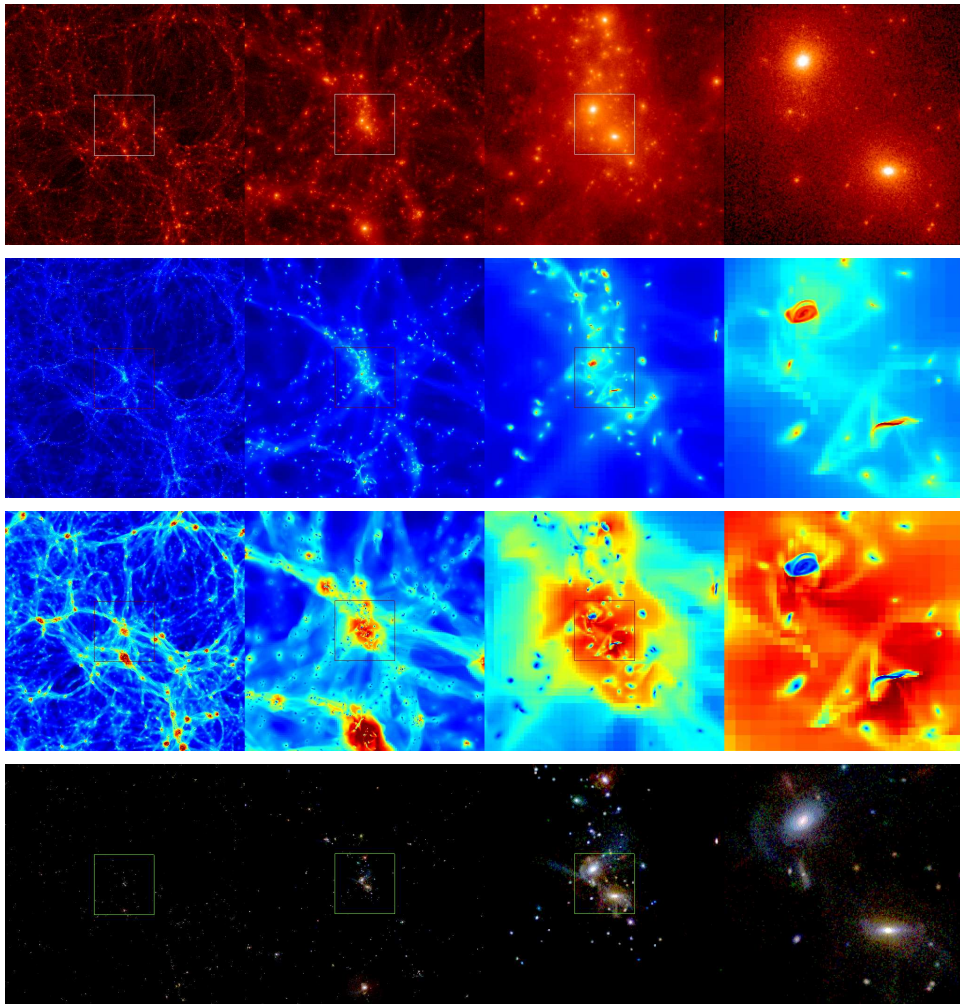


FIG. 3.6 – Résultats en $z = 3$ de la simulation de taille de boîte $10 h^{-1}\text{Mpc}$ comobiles avec 512^3 cellules sur la grille de base. Chaque ligne représente une séquence de zoom, de facteur 4 en facteur 4, depuis la taille totale de la boîte à gauche jusqu'à celle de deux galaxies à droite ($150 h^{-1}\text{kpc}$). La première ligne représente la densité projetée de matière noire. La seconde est la densité projetée du gaz. La troisième correspond à la température projetée du gaz. Enfin, la dernière montre les étoiles : la densité projetée est représentée par l'intensité tandis que l'âge est codé par la couleur, allant du rouge pour les vieilles étoiles au bleu pour les étoiles jeunes.

quand cela va-t-il s'arrêter ? Il suffit pour cela que la simulation résolve les plus petits halos à formation d'étoiles. Comme nous l'avons vu, cela revient à résoudre approximativement la masse de Jeans du milieu. Comme on vient de le voir apparaître ce phénomène est crucial pour nos propos. Une approche

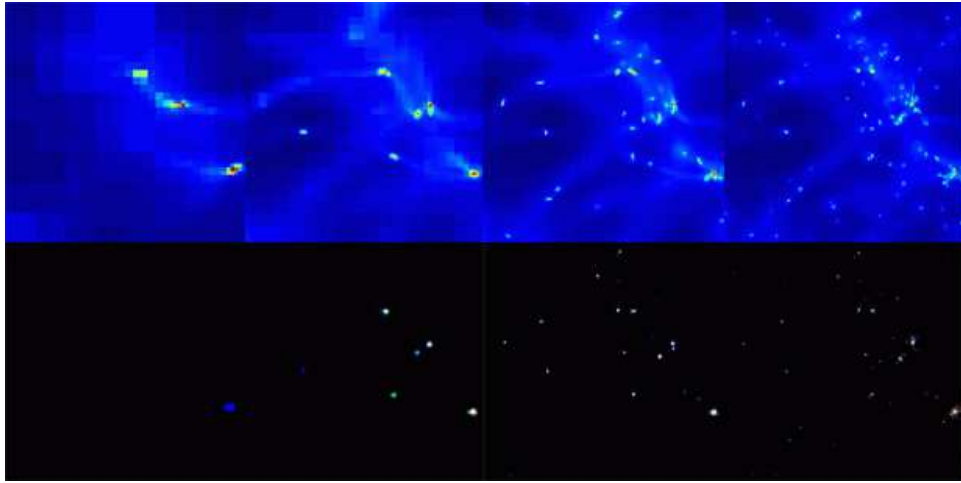


FIG. 3.7 – Résultats en $z = 3$ des simulations de la série “étude en convergence” de taille de boîte $10 h^{-1}\text{Mpc}$. De gauche à droite, la résolution de la grille de base est respectivement 64^3 , 128^3 , 256^3 et 512^3 . Chaque image représente une taille de $1.25 h^{-1}\text{Mpc}$. La première ligne montre la densité du gaz projetée. La deuxième l’âge (couleur) et la densité projetée (intensité) des étoiles.

plus précise est nécessaire, qui fera l’objet du chapitre suivant.

Les étoiles se formant à partir du gaz sont elles aussi affectées par la résolution. De la même manière, de nouveaux disques d’étoiles apparaissent lorsque l’on augmente la résolution. Si l’on observe les couleurs des galaxies, on s’aperçoit que celles-ci changent aussi avec la résolution. En l’occurrence, lorsqu’un halo est de trop petite taille pour être résolu, les étoiles sont plus bleues, c’est-à-dire plus jeunes ! Une mauvaise résolution tend donc à retarder la formation d’étoiles.

Les effets de la résolution finie du code affectent l’histoire baryonique des halos. Il est donc fondamental de bien les comprendre et d’essayer de s’en affranchir. C’est pourquoi nous avons développé le modèle analytique qui suit.

Chapitre 4

Des simulations aux modèles : évolution des baryons dans l'Univers

A l'heure actuelle, il existe 3 principales méthodes pour étudier l'évolution théorique des propriétés en densité et en température des baryons dans l'Univers. La première méthode consiste à utiliser des simulations cosmologiques hydrodynamiques (Cen et Ostriker 1992, Navarro et White 1993, Mihos et Hernquist 1994, Katz *et al.* 1996, Gnedin et Ostriker 1997, Thacker et Couchman 2000, Springel et Hernquist 2003a). Leur avantage est qu'elles permettent de prendre en compte un maximum d'ingrédients physiques (gravité, refroidissement, formation d'étoiles, feedback...). Par contre, elles sont limitées à la fois par leur taille de boîte finie d'un côté et surtout, leur résolution finie de l'autre. Comme illustré figure 3.7, les effets de la résolution peuvent être dévastateurs.

Les modèles semi-analytiques (White et Frenk 1991, Somerville et Primack 1999, Kauffmann *et al.* 1999, Cole *et al.* 2000, Hatton *et al.* 2003) constituent la deuxième méthode. L'idée est d'utiliser des simulations cosmologiques purement matière noire pour calculer l'évolution du champ de densité. Ces simulations étant plus rapides que les simulations hydrodynamiques, leur résolution est meilleure. Ensuite, les halos de matière noire sont détectés ainsi que tous leurs progéniteurs, créant ainsi des "arbres de fusion". La physique des baryons est alors calculée par un modèle analytique à l'intérieur même de chaque halo. Cela permet d'ajouter à loisir des ingrédients

physiques (feedback, métallicité, spectres stellaires, AGN, etc...) pour un coût en temps de calcul négligeable. La principale difficulté est l'apparition d'une multitude de paramètres libres qu'il faut ajuster sur les simulations ou les observations.

Enfin, les modèles analytiques (Blanchard *et al.* 1992, Valageas *et al.* 2002, van den Bosch 2002, Balland *et al.* 2003, Hernquist et Springel 2003) sont la troisième et dernière méthode pour l'étude de l'histoire baryonique de l'Univers. Leur formulation très simple permet à la fois de comprendre quels sont les principaux ingrédients qui contrôlent l'évolution cosmologique des baryons, mais aussi de donner des résultats très rapides contrairement aux précédentes méthodes. Ce dernier point est utile pour explorer rapidement l'influence des paramètres du modèle comme nous le ferons dans le chapitre suivant. Un autre atout non négligeable réside dans le fait que les résultats du modèle ne sont pas affectés par la résolution ! Cependant, de tels modèles utilisent de nombreuses hypothèses simplificatrices. Leur existence ne peut se justifier que dans la mesure où ils ont au préalable été validés sur des simulations.

C'est dans cette optique que nous nous plaçons dans le chapitre présent. Le but est de développer un modèle analytique simple en s'appuyant sur les simulations. L'histoire des baryons dans l'Univers pourra ainsi être calculée sans être affectée par les effets de résolution finie. Dans un premier temps, je décrirai le modèle lui-même. Dans un second temps, je validerai ce modèle sur les simulations, renforçant en retour la confiance en nos résultats numériques.

4.1 Modèle

Dans un récent papier, Hernquist et Springel (2003) ont développé un modèle analytique pour calculer l'histoire cosmique de la formation d'étoiles. Pour déterminer le taux de formation d'étoiles à un instant donné, ils ont utilisé la fonction de masse de Press-Schechter qu'ils ont convoluée par le taux de formation d'étoiles spécifique ajusté sur leurs simulations. Nous nous sommes inspirés de leur approche en l'améliorant sur de nombreux points mais, en essayant de conserver un esprit de simplicité. Aussi, dans notre cas, le taux de formation d'étoiles spécifique n'est pas directement ajusté sur les simulations et ne dépend pas simplement des propriétés présentes du halo hôte. Au contraire, les étoiles se forment à partir du gaz froid qui forme les

galaxies. Ce gaz froid est lui-même issu du gaz chaud du halo des galaxies. Et, le gaz chaud provient du gaz diffus de la forêt Ly α . Ainsi, le taux de formation d'étoiles cosmique est contrôlé par la quantité de gaz froid et donc par cette cascade du moins dense vers le plus dense. Le taux de formation ne dépend plus maintenant des propriétés instantanées du halo hôte mais de toute l'histoire thermique du halo ! En plus de la quantité d'étoiles, le modèle prédit aussi l'évolution du gaz froid, du gaz chaud et du gaz diffus. Nous avons aussi étendu le champ d'application de notre modèle en prédisant l'histoire moyenne des baryons pour un halo de masse donnée grâce au formalisme de Press-Schechter Étendu.

Ce modèle analytique simple et auto-consistant permet donc de calculer l'évolution moyenne des différentes phases baryoniques pour l'Univers ou pour un halo de masse donnée. Il permet aussi d'évaluer les effets de la résolution finie dans les simulations numériques. L'ensemble de routines IDL est disponible sur simple demande.

4.1.1 Phases

La base de ce modèle est le “modèle des halos” (Cooray et Sheth 2002). L'idée est de décomposer le champ de densité de matière noire en une collection de halos virialisés dont la distribution est décrite par la fonction de masse de Press et Schechter (1974). Les baryons associés à ces halos peuvent se trouver sous 4 phases différentes au sens des modèles semi-analytiques.

La première phase est la *phase stellaire*. Elle est composée de l'ensemble des étoiles encore vivantes, mais aussi des cadavres d'étoiles tels que les trous noirs, les étoiles à neutrons et les naines blanches. Le gaz peut se trouver dans trois autres phases distinctes comme illustré figure 4.1.

La deuxième phase pour les baryons est le *gaz froid* ($T < 10^5$ K) et dense ($\delta > 10^5$) sous forme de disques à support centrifuge. Cela correspond en fait au gaz qui satisfait les critères de formation d'étoiles. Ce gaz est quasi-neutre et suit une relation $\rho - T$ étroite proche de 10^4 K qui découle des processus de refroidissement. Plus concrètement, c'est le gaz des galaxies. A haut redshift, on le retrouve sous forme de DLAS (Damped Ly α Systems).

La troisième phase est de manière générale tout le gaz appartenant aux halos à formation d'étoiles, mais qui n'est pas assez dense et froid pour former des étoiles. Sa dénomination est *gaz chaud*. Ce gaz comprend le gaz ionisé et approximativement en équilibre hydrostatique dans le potentiel des halos

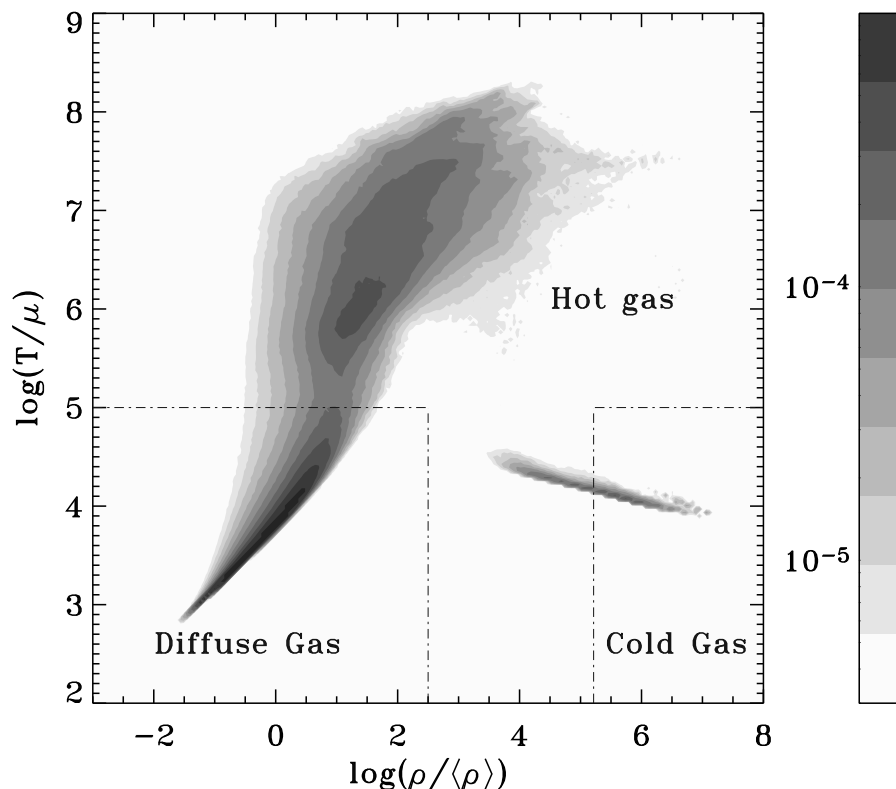


FIG. 4.1 – Les différentes phases des baryons dans le plan ρ – T . Les contours en gris sont un histogramme en masse qui représente la fraction de masse à une température et une densité données. Chaque région correspond à une phase différente : gaz diffus, gaz chaud, gaz froid.

($T > 10^5$ K et $\delta = 1 - 10^5$). Un tel gaz est chauffé par les chocs et les régions les plus denses et les plus chaudes correspondent au gaz X des amas. Il comprend aussi le gaz en densité insuffisante pour former des étoiles, dans les parties externes des disques ou arraché par des collisions ($T < 10^5$ K et $\delta = 10^2 - 10^5$).

La quatrième phase est le *gaz diffus* associé aux halos diffus qui ont une masse insuffisante ($M_{200} < M_{\min}$) pour que le gaz puisse s’effondrer en leur sein et se refroidir. Une définition plus précise sera donnée section 4.1.2. Cela correspond selon les auteurs à la forêt Ly α , au fond diffus, ou encore au gaz intergalactique. La température de ce gaz ($T < 10^5$ K) est déterminée par le chauffage UV qui ionise ce gaz et le réchauffe alors que l’expansion de

l'Univers tend à le refroidir. La densité de ce gaz est de l'ordre de la densité moyenne de l'Univers ($\delta = 10^{-2} - 10^2$). Il est intéressant de remarquer que le gaz chaud se distingue bien du gaz diffus puisque la distribution du gaz peu dense est relativement bimodale...

Le but du modèle est de calculer les transferts entre ces différentes phases : accrétion (du gaz diffus au gaz chaud), refroidissement (du gaz chaud au gaz froid), formation d'étoiles (du gaz froid aux étoiles) et vents (du gaz froid au gaz diffus ou chaud). Dans un premier temps, on calcule les taux ω (l'inverse des temps caractéristiques) associés à chaque transfert. Ils dépendent du redshift et de la masse du halo hôte. Comme nous nous intéressons seulement aux histoires moyennes, il faut moyenner ces taux sur la distribution en masse des halos considérés. Dans un second temps, en utilisant ces taux et en les appliquant à la phase concernée qui représente une fraction $f = M_{\text{phase}}/M_{\text{halo}}$, on calcule le transfert de masse spécifique $\dot{f} = \omega f$. La fraction de chaque phase est alors calculée en résolvant un système d'équations différentielles du premier ordre depuis un redshift suffisamment grand où la majorité du gaz est sous forme diffuse ($z = 200$ par exemple) jusqu'au redshift d'intérêt.

L'ingrédient principal qui va contrôler l'injection de masse au sommet de la cascade qui mène du gaz diffus aux étoiles est la masse minimale pour les halos à formation d'étoiles.

4.1.2 Masse minimale pour les halos à formation d'étoiles

Le gaz diffus constitue le réservoir de gaz frais qui alimente les halos pour la formation d'étoiles. Il joue donc un rôle fondamental en régulant indirectement la formation d'étoiles. Cette phase correspond au gaz associé aux halos diffus, c'est-à-dire les halos tels que $M_{200} < M_{\text{min}}$. Cette masse M_{min} est la masse minimale au-dessus de laquelle le gaz peut s'effondrer dans le halo, mais aussi se refroidir pour former des galaxies et des étoiles.

Masse de filtrage

Les études de Thoul et Weinberg (1996) et Gnedin (2000) montrent que, en-dessous d'une masse critique appelée masse de filtrage, la fraction de gaz dans les halos de matière noire est réduite par rapport à la fraction universelle f_b . Cela signifie qu'au-dessous de cette masse, le gaz peut être considéré comme une composante diffuse quasi-homogène.

D'après Gnedin (2000), cette masse critique n'est pas directement la masse de Jeans instantanée du milieu intergalactique. Elle semble plutôt liée à l'histoire de cette masse de Jeans. En effet, même si la température du milieu intergalactique change brutalement (et donc la masse de Jeans aussi), l'effet sur l'effondrement du gaz va être retardé. La quantité intéressante est donc la masse de Jeans intégrée sur toute son histoire. Plus précisément, il a montré que la masse pour laquelle la fraction de gaz vaut $0.5f_b$ semble correspondre à la masse au-dessous de laquelle les perturbations baryoniques sont effacées en théorie linéaire des perturbations. Cette masse de filtrage dépend de la température du milieu intergalactique et de son évolution passée.

Dans l'article de Gnedin (2000), ils n'utilisent pas le même scénario de réionisation que dans RAMSES, il faut donc recalculer la masse de filtrage pour notre scénario. Le redshift de réionisation étant débattu à l'heure actuelle, cela nous permettra aussi de tester différentes valeurs. Pour ce calcul, il faut tout d'abord évaluer l'évolution en température $\bar{T}(z)$ du milieu intergalactique de densité $\rho \approx \bar{\rho}$.

A très haut redshift ($z > 200$), il existe un faible couplage entre le CMB et le gaz dû à une ionisation résiduelle. La température du gaz est donc celle du CMB. Vers ce redshift de 200, le gaz se découple et évolue en $(1+z)^2$ en raison de l'expansion de l'Univers. Brusquement, les quasars et étoiles jeunes réionisent l'Univers faisant augmenter très rapidement sa température jusqu'à $T_r \approx 10^4$ K au redshift de réionisation ($z_r = 6 - 20$). Ensuite, le gaz reste relativement isotherme. Ce modèle très simplifié conduit à l'évolution en température suivante (Gnedin 2000) :

$$\bar{T} = \begin{cases} 2.73(1+z) & z > 200, \\ 0.0136(1+z)^2 & 200 > z > z_r, \\ T_r & z < z_r. \end{cases} \quad (4.1)$$

Les 2 paramètres T_r et z_r doivent être choisis afin de reproduire l'histoire thermique de l'Univers. Pour un modèle de fond UV Haardt et Madau (1996), la température après réionisation est de l'ordre de $T_r = 6 \times 10^3$ K et le redshift de réionisation vaut $z_r = 6$. Les observations récentes de WMAP (Spergel *et al.* 2003) suggèrent un redshift $z_r = 20$. C'est cette dernière valeur que nous adoptons comme valeur standard.

De cette histoire thermique, on peut déduire le nombre d'onde de Jeans

du fond diffus,

$$k_J = a \sqrt{4\pi G \bar{\rho} \frac{3\mu m_H}{5k_B \bar{T}}}, \quad (4.2)$$

qui conduit à la masse de Jeans,

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \bar{\rho} \left(\frac{2\pi a}{k_J} \right)^3. \quad (4.3)$$

La masse de filtrage est alors simplement donnée par l'intégrale temporelle suivante,

$$M_F^{\frac{2}{3}} = \frac{3}{a} \int_0^a da' M_J^{\frac{2}{3}}(a') \left(1 - \sqrt{\frac{a'}{a}}\right). \quad (4.4)$$

Etant donnée la forme très simple choisie pour l'histoire thermique de l'Univers, l'intégrale est analytique et conduit à l'évolution illustrée figure 4.2 pour la température Viriel correspondante T_F . On retrouve le même comportement que pour la température \bar{T} mais les brusques variations sont adoucies par l'inertie gravitationnelle. Les halos plus petits que T_F sont donc ceux pour lesquelles la croissance des surdensités baryoniques a été inhibée dans le passé par les forces de pression. Au contraire, les halos plus gros contiennent une fraction universelle de gaz.

Refroidissement

Le gaz dans les halos plus massifs que T_F doit aussi pouvoir se refroidir pour former des galaxies et des étoiles. En l'occurrence, comme nous allons le montrer, les halos doivent aussi avoir une masse plus grande que T_{cool} . Dans le cas contraire, les halos peuvent être considérés comme diffus car sans disque froid en leur sein.

Je vais maintenant décrire le modèle de refroidissement que nous avons utilisé. C'est une version inspirée des modèles semi-analytiques mais largement simplifiée. Cela procure l'avantage de pouvoir obtenir un modèle analytique. De plus, la précision des résultats est raisonnable, car on tire avantage du fait que le taux de refroidissement est ensuite moyenné sur la distribution en masse des halos (Press-Schechter ou Press-Schechter Étendu).

Considérons du gaz à la densité typique du *cœur* des halos de gaz à l'équilibre hydrostatique $\delta_g = 10^5$ (Eke *et al.* 1998, Suto *et al.* 1998, Komatsu et

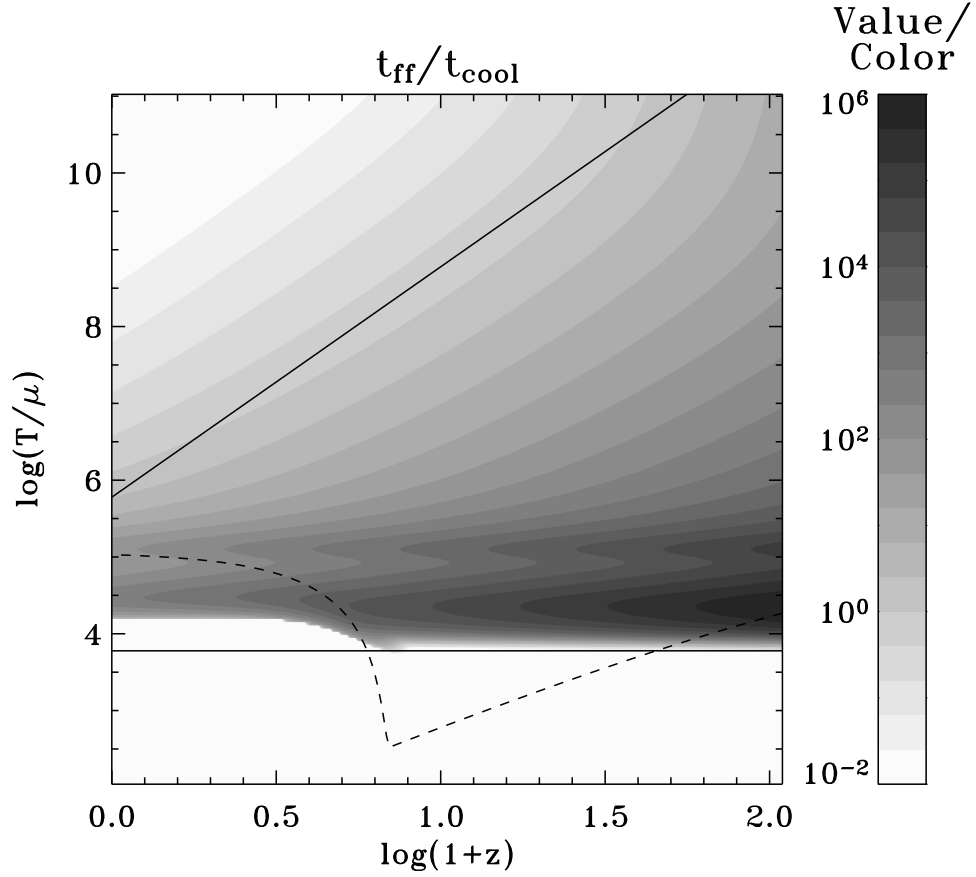


FIG. 4.2 – Rapport entre le temps de chute libre et le temps de refroidissement en fonction de la température du gaz et du redshift. La densité est choisie comme celle des cœurs des halos à l’équilibre hydrostatique tandis que le scénario de réionisation est celui de Haardt et Madau (1996) qui correspond à un redshift de réionisation de $z_r = 6$. La droite continue du haut représente la température maximale de refroidissement T_{max} en fonction du redshift. Celle du bas est la température minimale de refroidissement T_{cool} . Enfin, la droite tiretée montre l’évolution de la température Viriel de filtrage.

Seljak 2001, Ascasibar *et al.* 2003, Neumann et Arnaud 1999) et à la température Viriel du halo. La figure 4.2 montre le rapport entre le temps de chute libre et le temps de refroidissement pour une telle densité et pour un fond UV de Haardt et Madau (1996). Comme dans RAMSES, le refroidissement moléculaire est négligé pour 2 raisons. D’une part parce que l’on ne sait pas à l’heure actuel si le feedback des étoiles de population III sur la formation des nuages moléculaires est négatif ou pas (Abel *et al.* 2002, Sokasian *et al.*

2004). D'autre part, parce que nos simulations ne possèdent pas une résolution suffisante pour le refroidissement moléculaire (Kravtsov *et al.* 2004b, Abel *et al.* 2000).

On peut distinguer schématiquement deux régimes pour le refroidissement. Un régime où le refroidissement est quasi-instantané comparativement au temps de chute libre ($t_{\text{cool}} \ll t_{\text{ff}}$) et, un autre régime où le refroidissement est très lent ($t_{\text{cool}} \gg t_{\text{ff}}$).

La transition entre ces 2 régimes se produit donc lorsque $t_{\text{cool}} = t_{\text{ff}}$. Cette courbe peut être approximée par deux droites. Une température maximale de refroidissement au-dessus de laquelle le refroidissement devient peu efficace (Bremsstrahlung),

$$T_{\text{max}} \simeq 6 \times 10^5 (1+z)^3 \text{ K}, \quad (4.5)$$

et une température minimale de refroidissement en-dessous de laquelle le refroidissement devient inefficace,

$$T_{\text{cool}} \simeq 6 \times 10^3 \text{ K}. \quad (4.6)$$

La température T_{cool} va servir conjointement avec T_{F} à définir la masse minimale des halos à formation d'étoiles. À noter que les halos plus massifs que T_{max} ne doivent pas être considérés comme diffus car ils contiennent en leur sein du gaz froid et des étoiles en provenance de leur progéniteurs moins massifs.

Masse minimale

La température Viriel minimale pour les halos à formation d'étoiles est simplement le maximum entre la température Viriel de filtrage T_{F} et la température Viriel minimale de refroidissement T_{cool} . Nous avons utilisé la simple fonction

$$T_{\text{min}} = T_{\text{F}} + T_{\text{cool}}. \quad (4.7)$$

afin de prendre le maximum des deux températures Viriel. Cela permet d'adoucir la transition au moment de la recombinaison, comme c'est le cas dans les simulations.

L'évolution de la masse minimale correspondante est tracée figure 4.3. Comme on le voit, à bas redshift ($z < z_r$) et à haut redshift ($z > 50$), la

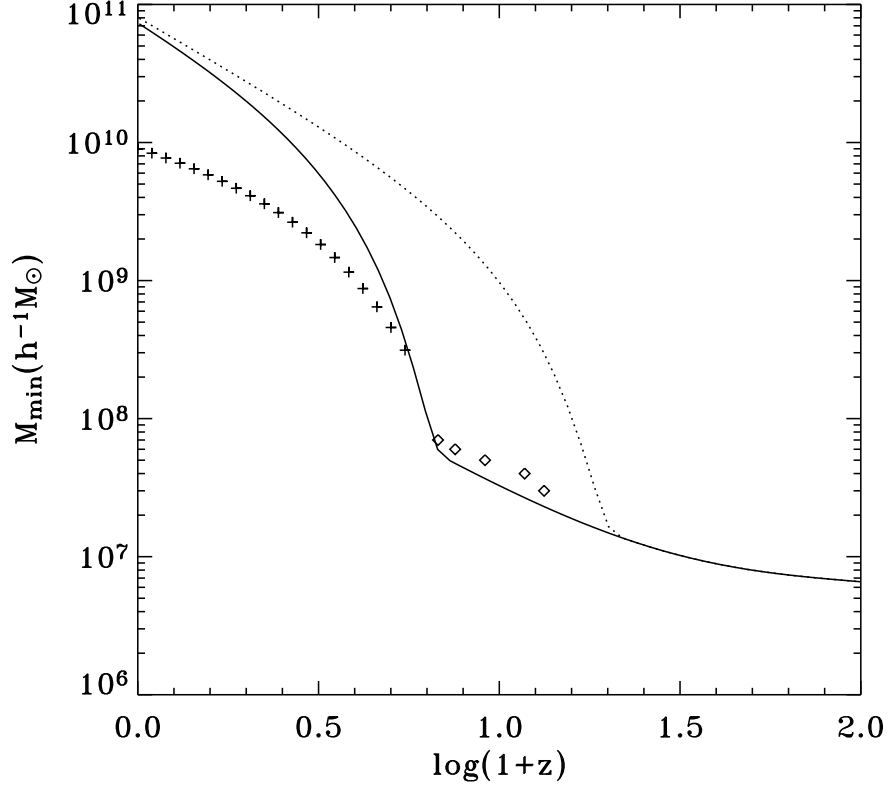


FIG. 4.3 – Evolution de la masse minimale M_{\min} des halos à formation d'étoiles pour un redshift de réionisation $z_r=6$ (ligne continue), d'après le formalisme de Gnedin (2000). La température du milieu intergalactique après réionisation est fixée à $T_r = 6 \times 10^3$ K et la température minimale de refroidissement vaut $T_{\text{cool}} = 6 \times 10^3$ K. Les diamants correspondent à la masse minimale dans notre simulation de taille de boîte $1 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$. Des résultats récents de Hoeft *et al.* (2004) (croix) suggèrent une masse minimale plus petite à bas redshift. L'évolution de la masse minimale pour $z_r = 20$ est montrée en pointillés.

courbe est celle de la masse de filtrage. Au contraire, pour les redshifts intermédiaires, la masse minimale sature à la masse minimale de refroidissement. La comparaison entre les courbes avec un redshift de réionisation $z_r = 20$ et $z_r = 6$ montre que l'influence du redshift de réionisation se fait surtout sentir juste vers la réionisation. Les courbes tendent ensuite toute vers la même valeur qui est la masse de filtrage correspondant à T_r .

Nous avons mesuré cette masse minimale juste avant la réionisation pour

des redshifts entre 6 et 11 grâce à la simulation “1Mpc/256³/3Ga” ($z_r = 6$). En effet, dans cette simulation, la résolution en masse est suffisante pour évaluer la masse minimale de refroidissement qui correspond au moment où le taux de formation d’étoiles spécifique a chuté d’un facteur 2 par rapport à sa valeur de saturation. Les valeurs obtenues sont en accord avec le modèle simple utilisé pour T_{cool} (voir figure 4.3). Les valeurs après réionisation sont, quant à elles, compatibles avec les simulations de Gnedin (2000) puisque c’est de cette article que le formalisme utilisée est issue. En effet, il a pu étudier l’effet de la réionisation en choisissant un redshift de réionisation plus important ($z_r \approx 10$) et une taille de boîte un peu plus importante ($L = 4 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$), ce qui a permis de pousser la simulation jusqu’à $z = 4$.

Cependant, l’évolution à plus bas redshift est méconnue et, les effets de résolution peuvent affecter les résultats. En utilisant une autre approche, qui consiste à zoomer dans des vides, Hoefft *et al.* (2004) ont pu atteindre de plus bas redshifts avec une meilleure résolution. Les résultats montrées figure 4.3 semblent suggérer une masse minimale plus faible qu’avec le formalisme de Gnedin (2000). Il faut tout de même garder à l’esprit qu’en gagnant en résolution, ils ont perdu en statistique. Le débat au sujet de la masse de filtrage reste donc ouvert... Nous avons utilisé dans cette thèse les résultats de Gnedin (2000) puisque ceux de Hoefft *et al.* (2004) sont intervenus seulement à la fin. Heureusement, comme nous le verrons, la sensibilité du bilan baryonique avec M_{min} est faible.

Il faut aussi noter que la transition entre halos à formation d’étoiles et halos diffus est plus lisse dans les simulations que dans notre modèle où la transition est de type Heavyside en M_{min} . Cependant l’objectif du modèle est de reproduire les bonnes quantités intégrées sur la distribution en masse considérée et non les quantités exactes pour chaque masse.

Nous allons maintenant présenter le calcul des différents taux, et enfin celui de l’évolution cosmologique de la fraction de masse de chaque phase.

4.1.3 Accrétion

L’accrétion est le transfert du gaz diffus au gaz chaud c’est-à-dire le gaz qui passe des halos tels que $M < M_{\text{min}}$ aux halos tels que $M > M_{\text{min}}$. Cela constitue le gaz frais qui va alimenter les halos à formation d’étoiles et donc, par la suite, la formation d’étoiles elle-même. Il est important de remarquer que cette définition diffère de l’autre définition standard qu’est l’accrétion sur

un halo donné (Lacey et Cole 1993). Ici, on considère l'accrétion de l'ensemble des petits halos diffus sur l'ensemble des halos plus gros à formation d'étoiles.

En utilisant la fonction de masse de Press-Schechter pour les halos de matière noire (voir partie 2.3) et en supposant une fraction universelle de baryon, la fraction de baryon dans les halos à formation d'étoiles s'écrit,

$$f_{\text{hot}} = f(M > M_{\text{min}}) = f_b \int_{\nu_{\text{min}}}^{\infty} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp(-\nu^2/2) d\nu, \quad (4.8)$$

avec

$$\nu_{\text{min}} = \frac{\delta_c(t)}{\sigma(M_{\text{min}})} \quad \text{et} \quad \delta_c(t) = \frac{1.686}{D^+(t)}, \quad (4.9)$$

où D^+ est le facteur de croissance et $\sigma(M_{\text{min}})$ est l'écart-type du champ de densité lissé à l'échelle de la masse minimale.

L'accrétion par unité de masse totale se déduit simplement en prenant la dérivée de l'expression précédente,

$$\dot{f}_{\text{acc}} = \frac{df_{\text{hot}}}{dt} = -\frac{df_{\text{back}}}{dt} = -f_b \dot{\nu}_{\text{min}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp(-\nu_{\text{min}}^2/2). \quad (4.10)$$

Le taux d'accrétion qui en découle est,

$$\omega_{\text{acc}} = \frac{\dot{f}_{\text{acc}}}{f(M < M_{\text{min}})} = -\dot{\nu}_{\text{min}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\exp(-\nu_{\text{min}}^2/2)}{\text{erfc}(\nu_{\text{min}}/\sqrt{2})}. \quad (4.11)$$

Notons que l'on a supposé ici que la fraction de gaz dans les halos à formation d'étoiles est égale à f_b . C'est bien sûr faux dans le cas général. Cette hypothèse sert juste à calculer ω_{acc} . On reprendra une hypothèse similaire pour le calcul des autres taux.

De manière générale, le transfert de masse (par unité de masse totale) dû à l'accrétion pour une fraction f_{back} quelconque de gaz dans le milieu intergalactique, s'écrit

$$\dot{f}_{\text{acc}} = \omega_{\text{acc}} f_{\text{back}}, \quad (4.12)$$

En multipliant ce taux par la densité de matière en $z = 0$, ρ_m^0 , on obtient le taux d'accrétion cosmique comobile.

De manière très simple, on peut étendre ces résultats valables pour l'Univers à un halo de masse donnée en utilisant Press-Schechter Étendu (voir section 2.3). Ce formalisme permet de calculer l'évolution de la distribution

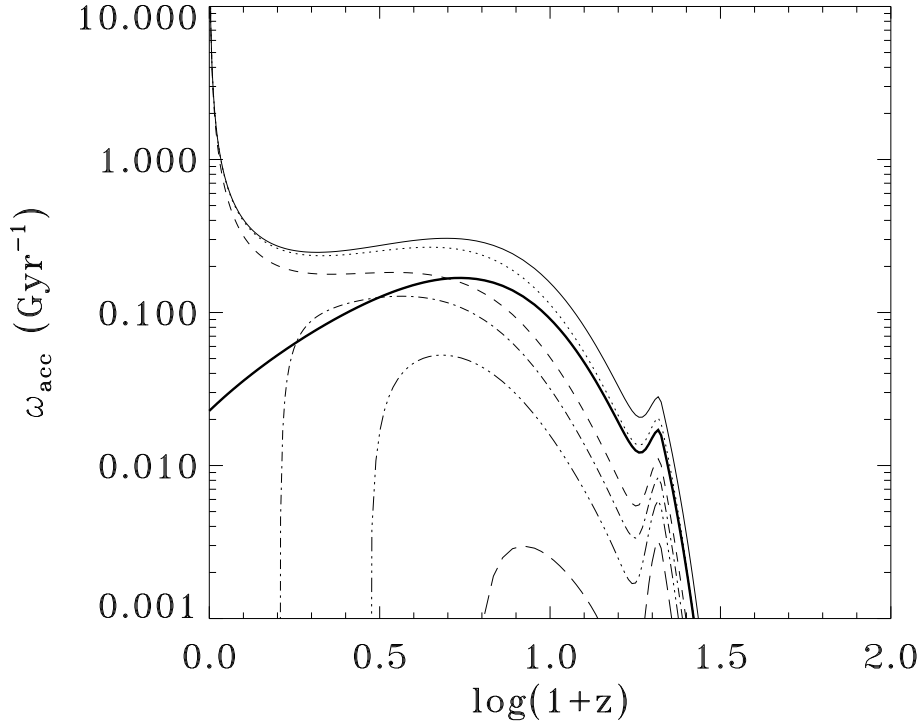


FIG. 4.4 – Taux d’accrétion pour une cosmologie Λ CDM avec $z_r = 20$. La courbe continue est celle pour l’Univers. De haut en bas, les courbes sont pour $M_0 = 10^{13}$, 10^{12} , 10^{11} , 5×10^{10} , 2.5×10^{10} and $10^{10} h^{-1} M_\odot$. Le redshift de formation est $z_0 = 0$.

de masse des progéniteurs d’un halo de masse M_0 en z_0 . En reprenant exactement la même procédure, on peut calculer l’histoire moyenne de l’accrétion pour un halo de masse donnée à un redshift donné. Les résultats changent simplement par l’intermédiaire de ν_{\min} qui devient,

$$\nu_{\min}(M_0, t_0) = \frac{\delta_c(t) - \delta_c(t_0)}{\sqrt{\sigma(M_{\min})^2 - \sigma(M_0)^2}}. \quad (4.13)$$

Le taux d’accrétion dépend maintenant de la masse M_0 et du redshift z_0 considéré. Il dépend aussi du spectre de puissance primordial par l’intermédiaire de $\sigma(M)$ et de la cosmologie via $D^+(t)$. La figure 4.4 permet d’illustrer l’évolution du taux w_{acc} d’accrétion en fonction du redshift ainsi que la dépendance en masse de ce taux. Le redshift de formation z_0 est fixé à 0.

Pour l’Univers, le taux d’accrétion présente une courbe en cloche, le maxi-

mum correspondant au moment où le pic de la fonction de multiplicité passe au-dessus de M_{\min} . Le petit creux dans la courbe correspond au moment de la réionisation. En effet, la masse M_{\min} augmente brusquement d'un facteur dix conduisant à une diminution du taux d'accrétion. Pour les petits halos, le taux d'accrétion chute à bas redshift car le nombre de progéniteurs devient nul. Cela correspond au moment où la masse M_{\min} qui croît tout au long de l'histoire de l'Univers devient plus importante que M_0 , la masse du halo. Pour les halos plus gros que $M_{\min}(z=0)$, le taux est relativement proche de celui de l'Univers à haut redshift. Par contre, à bas redshift, le taux diverge quand $z \rightarrow z_0$, car tout le gaz est accrété dans le halo final. Il n'en reste pas moins que l'accrétion cosmique reste finie,

$$\dot{f}_{\text{acc}} = -f_b \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\dot{\delta}_c(t_0)}{\sqrt{\sigma(M_{\min})^2 - \sigma(M_0)^2}}. \quad (4.14)$$

Il est intéressant de noter que le taux d'accrétion pour l'Univers ne dépend pas beaucoup de la température T_{\min} choisie tant que celle-ci est de l'ordre de $10^4 - 10^5$ K. C'est en fait, surtout l'évolution de la fonction de masse de Press-Schechter qui détermine la quantité de halos qui passe au-dessus de T_{\min} et donc la forme et l'amplitude du taux d'accrétion. Ceci justifie a posteriori notre modèle simple pour la détermination de T_{\min} .

En multipliant, \dot{f}_{acc} par M_0 , on obtient l'histoire cosmique d'accrétion pour un halo de masse donnée à un redshift donné. Là encore, il faut bien rappeler que l'accrétion correspond au flux de gaz qui passe des halos diffus aux halos à formation d'étoiles et non l'accrétion sur le halo le plus massif comme souvent (par exemple dans les modèles semi-analytiques). Dans le cas où les temps de refroidissement et de formation d'étoiles sont très rapides, ce taux d'accrétion cosmique n'est autre que le taux de formation d'étoiles cosmique ! L'effet du temps de refroidissement et du temps de formation d'étoiles n'est que de retarder la formation d'étoiles par rapport à l'accrétion.

4.1.4 Refroidissement

Le gaz fraîchement accrété est chauffé par les chocs et tend vers l'équilibre hydrostatique dans le potentiel du halo de matière noire. Les processus de refroidissement rayonnent l'énergie interne du gaz. Celui-ci chute au centre du halo pour former un disque froid à support centrifuge. Nous allons maintenant calculer le taux auquel le gaz chute sur le disque, autrement dit nous cherchons le taux d'augmentation de la masse de gaz froid dû aux processus

de refroidissement, ω_{cool} . Ce taux est très compliqué et dépend du profil de densité et de température du gaz de chaque halo. Notre objectif ici est simplement d’avoir une estimation raisonnable de la valeur du taux moyenné sur la distribution de Press-Schechter (ou Press-Schechter Étendu si on s’intéresse à un halo).

Pour les 2 différents régimes évoqués dans la partie 4.1.2 ($t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}}$ et $t_{\text{cool}} > t_{\text{ff}}$), on peut estimer de manière simple l’accrétion de gaz froid sur le disque :

- Refroidissement instantané pour $T_{\text{cool}} < T_{200} < T_{\text{max}}$: le refroidissement est très rapide, de sorte que le facteur qui régule l’accrétion de gaz est le temps de chute au centre du halo t_{orb} ou encore temps de décroissance orbitale. Dans le cas d’une trajectoire radiale, ce temps est égal au temps de chute libre. En réalité, la trajectoire est souvent plus compliquée et ce temps vaut quelques fois le temps de chute libre. La valeur exacte de ce coefficient peut être estimée analytiquement au prix d’une procédure complexe (modèles semi-analytiques) tenant en compte la friction dynamique (White et Frenk 1991, Somerville et Primack 1999, Kauffmann *et al.* 1999, Cole *et al.* 2000, Hatton *et al.* 2003). Nous l’avons calculée une fois pour toute au moyen de simulations numériques. Le taux d’accrétion de gaz froid est donc

$$\omega_{\text{cool}} = \frac{1}{t_{\text{orb}}}. \quad (4.15)$$

- Refroidissement lent pour $T_{200} < T_{\text{cool}}$ ou $T_{200} > T_{\text{max}}$: le refroidissement est le facteur limitant. Celui-ci est tellement lent par rapport à un effondrement en chute libre que nous l’avons négligé. Ici encore les modèles semi-analytiques ont une approche plus complexe en calculant la structure des “cooling flows” (White et Frenk 1991, Somerville et Primack 1999, Kauffmann *et al.* 1999, Cole *et al.* 2000, Hatton *et al.* 2003). En faisant ensuite la moyenne du taux d’accrétion de gaz froid sur toutes les masses, la contribution des halos dans le régime lent est généralement négligeable. Le taux dans ce régime est donc,

$$\omega_{\text{cool}} = 0. \quad (4.16)$$

Faisons maintenant la moyenne de ce taux sur la distribution Press-Schechter Étendu. On notera que dans la limite $z_0 \rightarrow -1$ et $M_0 \rightarrow \infty$, on retrouve les résultats pour une distribution de Press-Schechter. En effet,

dans ce cas, $\delta_0 \rightarrow 0$ et $\sigma(M_0) \rightarrow 0$. Ainsi, la borne d'intégration $\nu_{\text{EPS}} \rightarrow \nu_{\text{PS}}$. Cela revient donc à dire que, pour nos propos, l'Univers peut-être considéré comme un gros halo qui se formera en $z_0 = -1$!

En utilisant la même méthodologie que dans la partie précédente, nous supposons qu'une fraction f_b de la masse totale est sous forme de gaz chaud. Dans ces conditions, l'accrétion de gaz froid par unité de masse vaut,

$$\dot{f}_{\text{cool}} = f_b \frac{1}{t_{\text{orb}}} \int_{\nu_{\text{min}}}^{\nu_{\text{max}}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp(-\nu^2/2) d\nu, \quad (4.17)$$

avec ν_{min} défini par l'équation 4.13 et ν_{max} correspondant à la masse maximale de refroidissement M_{max} ,

$$\nu_{\text{max}}(M_0, t_0) = \frac{\delta_c(t) - \delta_c(t_0)}{\sqrt{\sigma(M_{\text{max}})^2 - \sigma(M_0)^2}}. \quad (4.18)$$

Le taux d'augmentation de la masse de gaz froid s'écrit donc,

$$\omega_{\text{cool}} = \frac{1}{t_{\text{orb}}} \frac{\text{erfc}(\nu_{\text{min}}/\sqrt{2}) - \text{erfc}(\nu_{\text{max}}/\sqrt{2})}{\text{erfc}(\nu_{\text{min}}/\sqrt{2})}. \quad (4.19)$$

Le transfert de masse (par unité de masse totale) dû au refroidissement pour une fraction de gaz chaud quelconque f_{hot} , s'écrit,

$$\dot{f}_{\text{cool}} = \omega_{\text{cool}} f_{\text{hot}}. \quad (4.20)$$

Le taux de refroidissement cosmique est obtenu en multipliant par la masse considérée.

4.1.5 Formation d'étoiles

Dans notre modèle analytique, nous nous intéressons seulement au taux de formation d'étoiles dans un halo de masse donnée. Contrairement aux simulations numériques pour lesquelles on calcule le taux de formation d'étoiles en chaque point du disque et pour les nombreux disques au sein de chaque halo (satellites), nous nous focalisons ici sur la moyenne du taux de formation à l'échelle du halo. Pour calculer ce taux, il faut donc intégrer le taux de formation d'étoiles sur la fonction de distribution de la densité du gaz froid.

Le taux de formation d'étoiles est directement donné par l'inverse du temps de formation d'étoiles à l'échelle du halo. Inspiré par les modèles semi-analytiques (Somerville *et al.* 2001), ce taux s'exprime,

$$\omega_* = \frac{1}{t_*} (1+z)^{\alpha_*/2}, \quad (4.21)$$

avec t_* le temps de formation d'étoiles à l'échelle du halo en $z = 0$ et α_* qui donne l'évolution du temps de formation d'étoiles en fonction du redshift.

En faisant varier α_* , on peut explorer les deux principaux scénarios pour la formation d'étoiles. En prenant $\alpha_* = 0$, on est dans un scénario "à efficacité constante". Cela correspond à des simulations avec un seuil en densité constant. Au contraire, en choisissant $\alpha_* = 3$, le modèle est dit à "efficacité accélérée". Cela correspond à un seuil en surdensité dans les simulations numériques. Dans les modèles semi-analytiques, ce type de scénario est aussi utilisé pour mimer les starbursts déclenchés par des collisions (Somerville *et al.* 2001). Le paramètre t_* est quant à lui très incertain. Il constitue un paramètre libre important du modèle dont nous allons explorer l'influence. L'ordre de grandeur est le milliard d'années (Kennicutt 1998).

Le taux moyenné sur la distribution en masse est inchangé car nous ne considérons aucune dépendance en masse. Le transfert de masse (par unité de masse de matière noire) est donné par

$$\dot{f}_* = \omega_* f_{\text{cold}}. \quad (4.22)$$

Le taux de formation d'étoiles cosmique est obtenu en multipliant par la masse de halo considérée.

4.1.6 Vents

Dans le modèle, les vents sont essentiels pour éviter le problème du sur-refroidissement (Blanchard *et al.* 1992). De manière général, ces vents représentent un transfert de masse du gaz froid vers le gaz chaud ou le gaz diffus. Il existe plusieurs candidats quant à l'origine de ce transfert de masse (énergie des supernovæ, énergie des trous noirs supermassifs, stripping...). Dans cette thèse, inspirés par les résultats numériques encourageants de Springel et Hernquist (2003b), nous avons étudié l'un des plus prometteurs, les vents dus aux supernovæ. La méthodologie serait identique si l'on s'intéressait aux autres types de vents et, il est fort à parier que les résultats, concernant l'intensité moyenne du transfert de masse requise pour empêcher le problème du sur-refroidissement, soient peu dépendants du processus astrophysique sous-jacent. Les résultats de cette thèse sont donc sans doute de portée plus générale que le simple cas de vents créés par des supernovæ sur lequel nous nous sommes focalisés.

Pour de tels vents, le taux d'éjection de masse est proportionnel au taux de supernovæ qui lui même est proportionnel au taux de formation d'étoiles. Aussi, on a un taux d'éjection,

$$\omega_w = \eta_w \omega_*. \quad (4.23)$$

avec η_w l'efficacité des vents. Cette efficacité est le deuxième grand paramètre libre du modèle dont nous allons aussi étudier l'influence. L'ordre de grandeur est l'unité (Martin 1999). Nous considérerons cette efficacité comme indépendante de la masse du halo de sorte que sa moyenne est aussi η_w . Le transfert de masse (en unité de masse de matière noire) qui découle du taux d'éjection précédent, pour une fraction f_{cold} quelconque de gaz froid est,

$$\dot{f}_{wind} = \omega_w f_{cold}. \quad (4.24)$$

Le taux cosmique d'éjection est obtenu en multipliant par la masse considérée.

Le destin des vents dépend ensuite de leurs vitesses $u_w \approx 200 - 500$ km/s (Springel et Hernquist 2003b). Si le potentiel du halo est tel que la vitesse de libération est supérieure à la vitesse des vents, alors les vents sont capturés par le halo et alimentent la phase chaude. Par contre, dans le cas contraire les vents sont éjectés hors du halos et alimentent le réservoir de gaz diffus. La masse de halo critique correspondant à la transition entre ces 2 régimes est la "température Viriel de vent" T_w . Pour les halos typiques qui nous intéressent, on s'aperçoit que la vitesse de libération est reliée à la vitesse Viriel par $v_{esc} = 3V_{200}$. On peut ainsi déterminer T_w par

$$k_B T_w = \frac{1}{18} \mu m_H u_w^2. \quad (4.25)$$

Pour calculer l'histoire moyenne des baryons dans l'Univers ou pour un halo de masse donnée, il faut savoir quelle fraction moyenne des vents alimente le gaz chaud et quelle fraction moyenne alimente le gaz diffus. Nous avons donc calculé la fraction non liée (qui alimente le gaz diffus) en moyennant sur la distribution en masse considérée,

$$\zeta_w = \frac{\text{erfc}(\nu_{min}/\sqrt{2}) - \text{erfc}(\nu_w/\sqrt{2})}{\text{erfc}(\nu_{min}/\sqrt{2})}, \quad (4.26)$$

avec ν_w correspondant à la masse Viriel de vent

$$\nu_w(M_0, t_0) = \frac{\delta_c(t) - \delta_c(t_0)}{\sqrt{\sigma(M_w)^2 - \sigma(M_0)^2}}. \quad (4.27)$$

La fraction liée (qui alimente le gaz chaud) est alors $1 - \zeta_w$. Le destin du gaz non-lié dépend ensuite de la masse M_0 . Si $M_0 > M_w$, alors le gaz va dans la composante diffuse et retombe finalement dans le gaz chaud quand $z \rightarrow z_0$. Si $M_0 < M_w$, alors ζ_w vaut toujours 1. Le gaz est éjecté au-delà même des frontières du halo final et ne retombera jamais. Ce gaz est définitivement perdu pour le halo et n'alimente même pas le gaz diffus qui sert de progéniteur au halo.

Contrairement aux modèles semi-analytiques qui s'intéressent au devenir des vents pour chaque halo, nous nous intéressons au devenir moyen. Cela est bien plus simple car, on peut alors considérer des vents isotropes (en moyenne) dont on répartit la masse de manière homogène dans la phase chaude ou la phase diffuse. Comme on le verra, cette modélisation simple donne de bons résultats lorsqu'on les compare aux simulations.

4.1.7 Evolution cosmologique des baryons

Dans les parties précédentes, nous avons pré-calculé pour tous les redshifts, les taux de transfert entre les différentes phases : ω_{acc} , ω_{cool} , ω_* et ω_w . Les vents ayant la particularité d'alimenter à la fois la phase chaude et la phase diffuse, nous avons calculé la quantité ζ_w qui indique comment les vents se distribuent entre les deux phases. Ces différents taux sont illustrés figure 4.5.

Pour calculer l'histoire de la fraction de baryons dans chaque phase, il suffit d'intégrer le système d'équations différentielles ordinaires du premier ordre suivant,

$$\frac{df_{back}}{dt} = \zeta_w \eta_w \omega_* f_{cold} - \omega_{acc} f_{back}, \quad (4.28)$$

$$\frac{df_{hot}}{dt} = \omega_{acc} f_{back} - \omega_{cool} f_{hot} + (1 - \zeta_w) \eta_w \omega_* f_{cold}, \quad (4.29)$$

$$\frac{df_{cold}}{dt} = \omega_{cool} f_{hot} - \omega_* f_{cold} - \eta_w \omega_* f_{cold}, \quad (4.30)$$

$$\frac{df_*}{dt} = \omega_* f_{cold}. \quad (4.31)$$

On note que dans le cas où $M_0 < M_w$, l'équation 4.28 doit être modifiée. La contribution du vent à la phase diffuse doit être supprimée. La masse totale de baryon n'est alors pas conservée, ce qui est normal puisque le gaz est perdu par les vents.

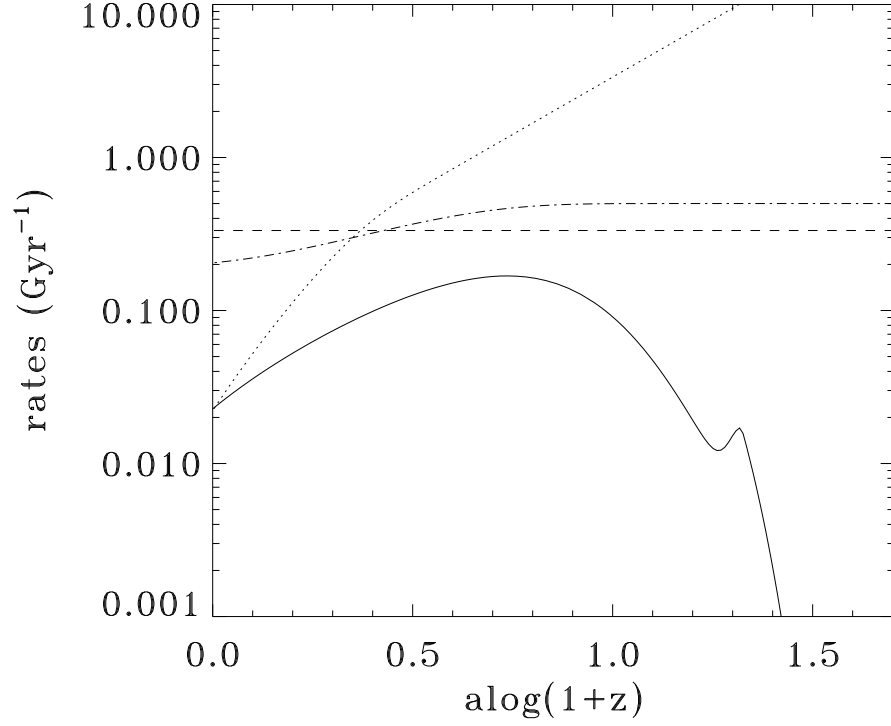


FIG. 4.5 – Taux d'accrétion (ligne continue), taux de refroidissement (ligne pointillée), taux de formation d'étoiles (ligne tiretée) et taux de gaz éjecté hors du halo (fraction non-liée, ligne pointillée-tiretée) pour la cosmologie Λ CDM avec les paramètres suivants : $z_r = 20$, $t_* = 3$ Ga, $\alpha_* = 0$, $T_w = 2 \times 10^6$ K et $\eta_w = 1.5$. Ces taux ont été calculés pour l'Univers dans sa globalité.

La solution formelle d'un tel système est une exponentielle de matrice. Pour notre part, nous l'avons simplement résolu avec un schéma d'intégration de type Euler. Comme les taux sont pré-calculés, la résolution est rapide et prend moins d'une seconde... Une approche relativement similaire a été effectuée à l'origine par Tinsley (1980) pour étudier la formation des galaxies. Elle a été ensuite reprise par Pei *et al.* (1999) qui utilise les fonctions de luminosité observées en lieu et place de nos fonctions de masse. Nous l'avons reprise dans un cadre plus théorique en utilisant les résultats numériques actuels.

La figure 4.6 montre l'évolution des différentes phases obtenues pour l'Univers. Cette évolution est proche des courbes dites logistiques qui sont

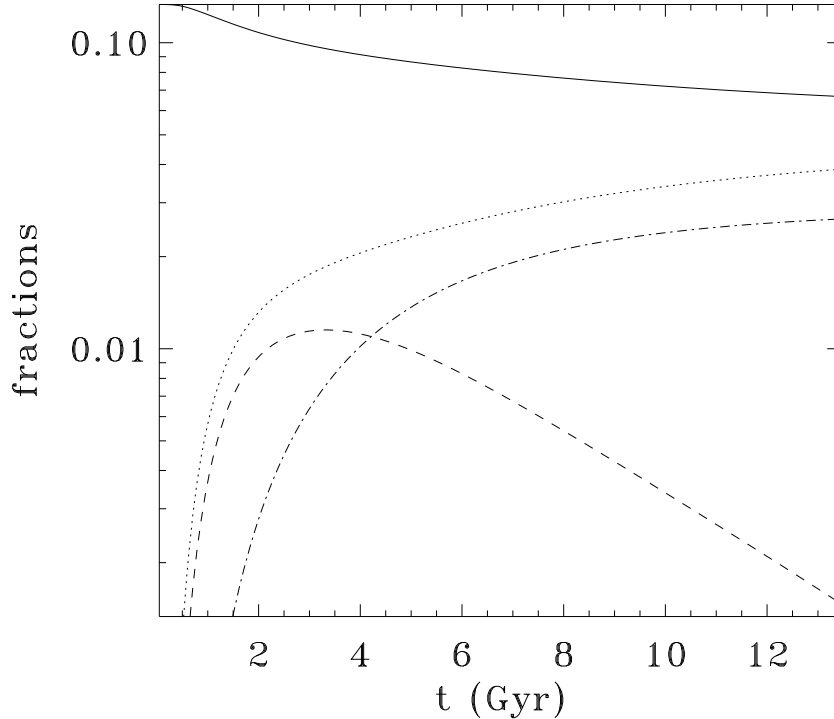


FIG. 4.6 – Histoire de la fraction de masse dans le gaz diffus (courbe continue), dans le gaz chaud (courbe pointillée), dans le gaz froid (courbe tiretée) et dans les étoiles (courbe pointillée-tiretée). Les paramètres sont les mêmes que pour la figure 4.5 et les solutions donnent aussi l'évolution pour l'Univers dans sa globalité.

utilisées dans de nombreux domaines tels que le calcul des quantités disponibles de pétrole, du nombre de personnes contaminées par des maladies ou encore de l'évolution du nombre d'individus dans une population donnée... Avant d'aller plus en avant dans l'utilisation des résultats du modèle, il convient de les valider par les simulations numériques.

4.2 Cross-validation modèle-simulation

Nous allons maintenant comparer précisément les résultats du modèle aux simulations numériques. Cela doit permettre de valider le modèle et de mettre en relief ces forces et faiblesses. En retour, si accord il y a, cela renforcera la confiance en nos résultats numériques. Les résultats du modèle concernent

tant l'Univers dans sa globalité que l'histoire moyenne pour les halos de masse donnée. Dans un premier temps, je vais décrire la méthode utilisée pour détecter les halos ainsi que celle pour sélectionner toutes les cellules de la grille AMR appartenant aux halos détectés. Cela permet de calculer la fraction de chaque phase dans chaque halo ainsi que leur taux de formation d'étoiles cosmique. Dans un second temps, je calculerai le temps de formation d'étoiles à l'échelle de ces halos (le temps de formation d'étoiles du modèle) dans nos simulations. Ensuite, j'évaluerai le temps de décroissance orbitale qui est la seule inconnue du modèle. Puis, je montrerai comment estimer la résolution effective en masse des simulations numériques et comment inclure cet effet dans notre modèle analytique. Enfin, je comparerai les résultats du modèle à nos simulations (sans vents) et à celles de (Springel et Hernquist 2003b) (avec vents), tant pour l'Univers dans sa globalité que pour les halos de masse donnée. Je m'attacherai à savoir dans quelle mesure les résultats numériques ont convergé, et à trouver jusqu'à quel point notre modèle est précis.

4.2.1 Détection des halos et sélection d'une région

Détection

Il est essentiel de définir les halos d'une manière compatible avec le modèle théorique. Comme expliqué dans la section 2.3, pour être en bon accord avec Press-Schechter, le rayon R_{200} des halos doit être défini tel que la surdensité à l'intérieur de celui-ci soit $\delta(< R_{200}) = 200$. Cependant, une telle surdensité est très faible et conduit à de larges rayons à l'intérieur desquels la matière noire n'est pas entièrement virialisée. En conséquence, la masse des halos dépend de l'algorithme de détection utilisé (Jenkins *et al.* 2001, White 2002). Ces auteurs suggèrent donc la méthode suivante que nous avons adoptée. On détecte les halos en utilisant un seuil en surdensité plus élevé de 600. Cela correspond aux régions centrales plus virialisées. Tous les algorithmes de détection donnent alors des résultats proches pour le nombre des halos. Ensuite, le rayon du halo est augmenté jusqu'à atteindre R_{200} . La masse correspondante est alors M_{200} , les résultats sont indépendants de la méthode de détection et les fonctions de masse compatibles avec Press-Schechter.

Pour notre part, nous avons utilisé la méthode de détection Spherical OverDensity (par opposition à l'autre grand standard Friend Of Friend) introduite par Lacey et Cole (1994). Elle a été codée par Audit *et al.* (1998).

Dans les grandes lignes, on calcule la densité associée à chaque particule en regardant ses plus proches voisines. On trie ensuite les particules par densités décroissantes. On prend la plus dense et, on augmente progressivement le rayon autour d'elle jusqu'à atteindre un contraste de densité de 600. Après avoir recentré sur le centre de gravité, cela définit le centre du halo. On enlève ensuite toutes les particules appartenant à ce premier halo. On réitère ensuite en prenant les particules suivantes dans la liste triée en densités décroissantes. Cette méthode donne de bons résultats pour la détection de halos mais, pose quelques problèmes quand on a plusieurs halos qui s'interpénètrent.

Lorsque l'on a défini le centre et le rayon R_{600} des halos de matière noire, il faut alors sélectionner toutes les cellules dans la région ainsi définie. On somme ensuite la masse de gaz, de matière noire, et d'étoiles tout en augmentant progressivement le rayon jusqu'à ce que $\delta(< R) = 200$.

Sélection des cellules et bilan baryonique

La sélection des cellules appartenant à une région définie par un cercle et un centre peut paraître un problème trivial. Mais, ce n'est certainement pas le cas lorsque l'on traite de gros volumes de données comme les téraoctets produits par nos simulations. Par exemple, la simulation 512^3 contient près d'un demi-milliard de cellules et plus d'une centaine de millions de particules. Il convient donc d'optimiser la méthode à la fois pour qu'elle puisse tourner sur les supercalculateurs du CCRT (limité généralement à 8 Go de mémoire par processeur) mais aussi afin qu'elle tourne en des temps raisonnables.

La méthode basique consisterait à regarder pour chaque cellule et chaque particule si sa distance au centre du halo considéré est inférieure à un rayon donné. Cette méthode fonctionne en des temps raisonnables pour un halo en particulier. Le problème est que la même opération doit être entièrement répétée pour chacun des dizaines de milliers de halos de la simulation. S'il y a N_{halo} halos et N_{cell} cellules plus particules, le nombre d'opérations à faire est proportionnel à $N_{\text{halo}} \times N_{\text{cell}}$, ce qui est énorme.

J'ai donc codé un algorithme de tri en arbre (en Fortran 90) qui tire profit de la grille AMR pour améliorer la vitesse de sélection. Ce programme détermine les liens de parenté entre les cellules. En l'occurrence, chaque cellule d'un niveau ℓ se voit attribuer une nouvelle variable qui contient l'indice de ces 8 fils au niveau de raffinement suivant $\ell + 1$. Et, ainsi de suite du niveau 0

jusqu'au niveau ℓ_{\max} . Le temps pour trier les cellules en arbre est important, mais une fois que cette opération est réalisée, le processus de sélection est quasi-instantané. En effet, on part des cellules de bas niveau et on sélectionne celles qui intersectent la région d'intérêt. Ensuite, on passe au niveau suivant en ne regardant que les cellules filles des cellules sélectionnées au niveau précédent. Au cœur de toute la hiérarchie de grilles AMR, on crée ainsi un petit arbre qui zoome sur la région d'intérêt. Le nombre de cellules dont il faut tester l'appartenance à la région d'intérêt est donc très petit, de l'ordre du nombre de cellules d'un halo N_{cell}^{halo} . Le nombre d'opérations devient ainsi plutôt proportionnel à $N_{halo} \times N_{cell}^{halo}$. Comme le nombre de cellule par halo est à peu près égal au nombre de cellules total divisé par le nombre de halos, le nombre d'opérations devient de l'ordre de N_{cell} . Le facteur de temps gagné est donc de l'ordre de N_{halo} qui vaut par exemple 17000 dans la simulation 512³. En plus des indices des fils, chaque cellule se voit aussi attribuer l'indice des particules qui lui appartiennent. Ainsi, on pourra sélectionner directement les particules de matière noire et les particules stellaires.

Ayant sélectionné les cellules et les particules appartenant à un halo donné, il suffit maintenant d'extraire les variables hydrodynamiques pour le gaz, les variables dynamiques pour la matière noire et le temps de formation pour les étoiles. On en déduit la masse totale (baryons plus matière noire) M_{200} , la fraction d'étoiles, la fraction de gaz froid ($T < 2.10^4$ K et $\delta > 1.5 \times 10^5$) et la fraction de gaz chaud qui correspond à la fraction de gaz restante. On calcule aussi le taux de formation d'étoiles instantané (moyenné sur 10% de l'âge de l'Univers). Il est important de préciser que l'on calcule le bilan baryonique pour chaque halo et non pour chaque galaxie. Un halo peut en effet contenir plusieurs galaxies.

4.2.2 Considérations numériques et retour sur le modèle

Avant de comparer les résultats au modèle, je vais décrire comment passer du modèle aux simulations en ce qui concerne le temps de formation d'étoiles, comment déterminer le temps de décroissance orbitale grâce aux simulations, et enfin, comment la résolution influe sur M_{\min} dans les simulations.

Temps de formation d'étoiles

Dans le modèle, on s'intéresse à des histoires de formation d'étoiles moyennées dans le temps et dans l'espace. En effet, le temps t_* est le temps de

formation d'étoiles moyen pour l'ensemble des halos de masse donnée dans l'Univers. Au contraire, dans le code, il existe plusieurs halos avec des temps de formation d'étoiles différents. Chaque halo contient de nombreuses galaxies avec des temps de formation d'étoiles là encore différents. Enfin, à l'intérieur même des galaxies, la formation d'étoiles est distribuée dans le bulbe et dans le disque...

Il faut donc calculer dans les simulations le temps de formation d'étoiles à l'échelle des halos. Il suffit pour cela de diviser la masse de gaz froid dans les halos par le taux de formation d'étoiles, puis de faire la moyenne sur les halos de masse donnée. On peut avoir une expression analytique pour faire le lien entre t_* dans le modèle et $t_*(\rho)$ dans le code. En effet, le taux de formation d'étoiles dans un halo est,

$$\dot{M}_* = M_{\text{cold}} \int_{\rho_t}^{\infty} \frac{\mu(\rho)d\rho}{t_*(\rho)}, \quad (4.32)$$

avec $\rho_t = \rho_0(1+z)^{\alpha_0}$ le seuil de formation d'étoiles et $\mu(\rho)d\rho$ la fraction de masse avec une densité comprise entre ρ et $\rho + d\rho$.

Cette expression peut être réécrite en considérant maintenant la distribution $\mu(\rho/\rho_t)$ comme

$$\dot{M}_* = \frac{M_{\text{cold}}}{t_*(\rho_t)} F(\mu), \quad (4.33)$$

avec $F(\mu)$ un facteur de forme qui dépend de la fonction de distribution du gaz froid comme

$$F(\mu) = \int_1^{\infty} \mu(x)x^{1/2} dx. \quad (4.34)$$

Ce facteur est plus grand que un, puisque la formation d'étoiles est forcément plus efficace que dans le cas où tout le gaz serait entièrement à une densité ρ_t . Cependant, prédire la valeur de ce facteur de forme analytiquement est difficile, car celui-ci dépend de la fonction de distribution du gaz au-dessus du seuil de formation d'étoiles. La figure 4.7 montre le taux de formation d'étoiles moyen par unité de masse de gaz froid pour différentes masses de halos. Comme on le voit, celui-ci change peu d'une masse à l'autre. De même, ce taux de formation d'étoiles, s'il est normalisé par $1/t_*(\rho_t)$, n'évolue pas avec le redshift. Enfin, nous avons vérifié qu'il évolue peu avec l'efficacité de formation d'étoiles. Cela signifie que le facteur de forme est relativement constant. Comme suggéré par la figure 4.8, nous prenons $F(\mu) \approx 3$, ce qui implique que,

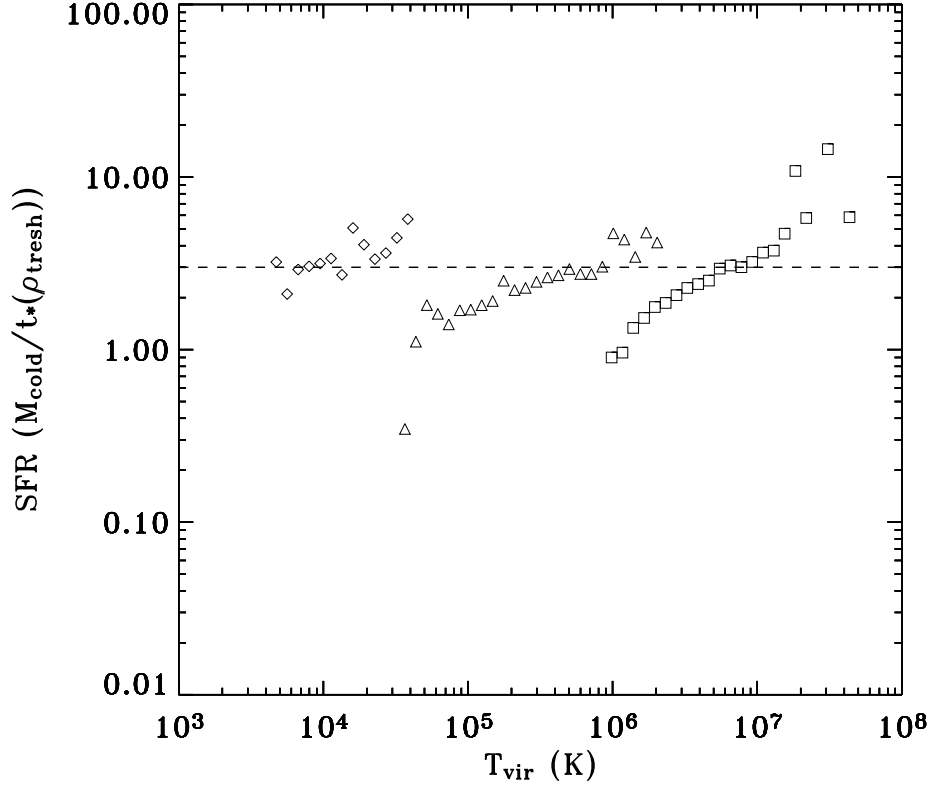


FIG. 4.7 – Taux de formation d’étoiles cosmique moyen pour les halos de nos simulations en unité de $M_{\text{cold}}/t_*(\rho_t)$. Chaque point correspond à un intervalle de température Viriel différent. Cela est une mesure direct du facteur de forme $F(\mu)$ qui n’est autre que le facteur de conversion entre le temps de formation d’étoiles des simulations et celui du modèle. Les données numériques suggèrent une valeur constante de $F(\mu) \simeq 3$ (ligne tiretée). Les diamants sont pour la simulation “1Mpc/256³/30Ga” en $z = 5.5$, les triangles pour celle “10Mpc/256³/30Ga” en $z = 2.5$ et les carrés pour celle “100Mpc/256³/30Ga” en $z = 0$. Cela correspond aux simulations de la série “basse efficacité”.

$$t_* = \frac{t_0}{F(\mu)} \approx \frac{t_0}{3}. \quad (4.35)$$

Malgré le fait que les fluctuations autour de cette valeur sont présentes, nous verrons que les résultats finaux du modèle sont bons. En prenant cette valeur, cela permet de prédire à la fois le bilan baryonique dans nos simulations mais aussi dans les simulations de Springel et Hernquist (2003b).

Le fait que $F(\mu)$ soit constant signifie que la fonction de distribution est autosimilaire au-dessus de ρ_t . Cette distribution résulte de l'équilibre entre le flux de masse qui passe au-dessus de ρ_t et la formation d'étoiles qui prélève du gaz froid et cela d'autant plus que la densité est élevée. Grâce à la formation d'étoiles, la queue de distribution à haute densité sature et le gaz tend vers un régime stationnaire. Ceci permet ainsi de faire des prédictions analytiques.

Ce type de procédure peut être réutilisé dans des codes avec un scénario de formation d'étoiles différent. Le but est juste d'estimer le temps de formation d'étoiles à l'échelle du halo. Nous aurions pu mettre directement celui donné par les simulations. Mais, l'hypothèse d'autosimilarité et donc la formule 4.35 semblent donner directement une bonne estimation de t_* pour les simulations avec une loi de Kennicutt et un seuil en densité ou surdensité. Nous l'avons donc directement utilisée pour passer du temps de formation d'étoiles local à celui à l'échelle du halo.

Temps de décroissance orbitale

Le temps de formation d'étoiles à l'échelle des halos est un paramètre libre physique du modèle. Il dépend du choix de l'utilisateur. Dans les simulations, il doit être calculé et est fonction du scénario local de formation d'étoiles choisi. Par contre, le temps de décroissance orbitale dépend des processus de refroidissement, de la structure et de la dynamique des halos dont l'évolution est bien calculée par les simulations (et ne dépend d'aucun paramètre libre). Il est donc une inconnue (la seule !) du modèle analytique que l'on doit calculer une fois pour toute en utilisant quelques simulations.

Comme nous l'avons vu ce temps est proportionnel au temps de chute libre du halo. Par contre, la normalisation de ce temps doit être ajustée sur les simulations car elle dépend de la trajectoire complexe des nuages froids qui doivent atteindre le centre du halo.

Nous avons donc utilisé des simulations à haute efficacité de formation d'étoiles. Pour ces simulations, le temps de formation d'étoiles est tellement court ($t_* = 1 \text{ Ga}$ et $\alpha_* = 3$) que la formation d'étoiles reflète directement l'accrétion de gaz froid sur les disques qui nous intéresse. Comme on peut le voir figure 4.8, le taux de refroidissement normalisé à la masse de gaz chaud présente un plateau entre T_{cool} et T_{max} . Le fait de le normaliser à $t_{\text{ff}}(\rho_{200})$

permet de supprimer la dépendance en redshift. Comme le suggère la figure,

$$t_{\text{orb}} \approx 3t_{\text{ff}}(\rho_{200}). \quad (4.36)$$

Là encore, les écarts à cette loi n'affectent que peu la précision des résultats du modèle.

Effet de la résolution finie

Nous avons calculé le temps de formation d'étoiles dans les halos simulés, nous avons fixé la dernière inconnue du modèle t_{orb} , on pourrait donc maintenant comparer les résultats du modèle aux simulations. Un dernier point qui va avoir toute son importance par la suite est d'essayer de modéliser les principaux effets de la résolution finie. On pourra donc prédire avec le modèle non seulement l'histoire "vraie" des baryons mais aussi, l'histoire simulée affectée par les effets de résolution !

Comme illustré figure 3.7, la résolution finie du code empêche la formation des halos à formation d'étoiles plus petits qu'une certaine masse M_{res} . En effet, pour bien calculer la gravité, il faut au moins une dizaine de particules. Ensuite, il faut plus de particules pour que les halos se virialisent et encore plus pour qu'ils forment des galaxies en leur sein. Un modèle très simple permet d'estimer cette résolution en masse qui est généralement de l'ordre de quelques centaines de particules.

Pour que le gaz dans le halo simulé puisse se refroidir et former des étoiles, il faut que la queue de la distribution en densité du gaz atteigne le seuil de formation d'étoiles ρ_t . Imaginons pour simplifier que le gaz suit un profil isotherme dans R_{200} ,

$$\rho = \frac{200}{3} \bar{\rho} \left(\frac{r}{R_{200}} \right)^{-2}. \quad (4.37)$$

Alors, on peut déduire le rayon à l'intérieur duquel $\rho(r) > \rho_0(1+z)^{\alpha_0}$. Si l'on considère qu'il faut au moins 10 particules à l'intérieur de ce rayon pour échantillonner suffisamment le potentiel alors la résolution en masse est donnée par

$$M_{\text{res}} = 10 \left[\frac{\rho_0(1+z)^{\alpha_0}}{\Delta/3\bar{\rho}(z)} \right]^{1/2} m_{\text{p}}. \quad (4.38)$$

On s'aperçoit que plus le seuil en densité est élevé, plus la masse minimale pour résoudre les halos à formation d'étoiles est importante, ce qui est

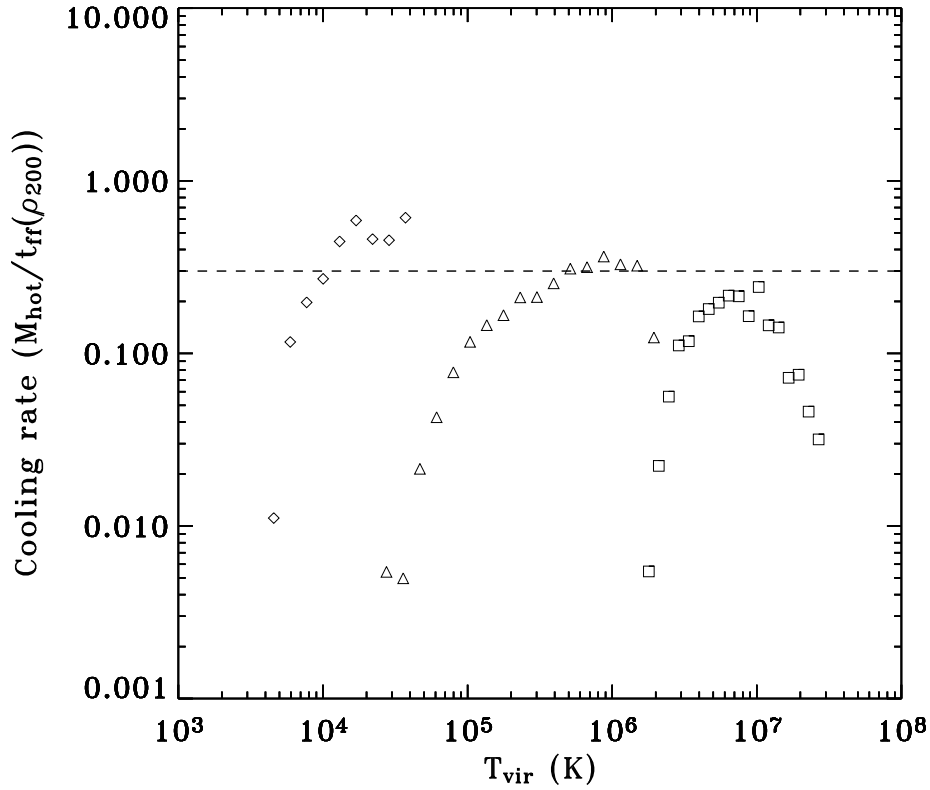


FIG. 4.8 – Taux de formation d’étoiles pour les halos simulés en unité de $M_{\text{hot}}/t_{\text{ff}}(\rho_{200})$. Chaque point correspond à un intervalle de température différent. Tous les points sont issus des simulations de la série “haute efficacité”. Ceci est une mesure du taux de refroidissement du gaz chaud qui alimente les disques froids. A haute température ($T > 10^7$ K), on observe une chute brusque qui est due au Bremsstrahlung inefficace. Le plateau correspond au régime de refroidissement rapide et indique que $t_{\text{orb}} \approx 3t_{\text{ff}}(\rho_{200})$ (ligne tiretée). Les diamants sont pour la simulation “1Mpc/256³/30Ga” en $z = 5.5$, les triangles pour celle “10Mpc/256³/30Ga” en $z = 2.5$ et les carrés pour celle “100Mpc/256³/30Ga” en $z = 2.5$. Il ne faut pas tenir compte des chutes du taux de formation d’étoiles pour les plus petits halos de chaque simulation, elles sont dues aux effets de résolution et à la masse minimale des halos à formation d’étoiles.

logique. Dans le cas où le seuil pour la formation d'étoiles est constant en densité comobile comme pour RAMSES ($\alpha_0 = 3$), la résolution en masse ne dépend pas du redshift et vaut de l'ordre de $M_{\text{res}} \approx 400$ particules. Par contre, dans le cas d'une simulation avec un seuil en densité physique comme dans Springel et Hernquist (2003b), la résolution en masse dépend du redshift (évolution en $(1+z)^{-1.5}$) et vaut entre $M_{\text{res}} \approx 1000$ particules en $z = 0$ et $M_{\text{res}} \approx 10$ particules en $z = 20$.

Les effets de résolution finie sont très simples à inclure dans le modèle. En effet, la masse M_{min} représente la masse de transition entre les halos à formation d'étoiles et les halos diffus. Lorsque le code ne résout pas la masse minimale physique ($M_{\text{res}} > M_{\text{min}}$), il suffit alors de remplacer dans le modèle la masse M_{min} par M_{res} qui joue le même rôle ! Cela permet donc de prédire les effets de résolution finie sur le bilan baryonique pour l'univers dans son ensemble et pour un halo de masse donnée.

4.2.3 Bilan global

Nous allons maintenant comparer précisément les résultats des simulations avec ceux du modèle en ce qui concerne l'Univers dans sa globalité.

Evolution des différentes phases

La figure 4.9 présente l'évolution de la fraction des baryons dans les différentes phases en fonction de l'âge de l'Univers. Les phases sont définies dans le plan $\rho - T$ comme illustré figure 4.1.

Chaque point correspond à une sortie différente de la simulation "10Mpc/512³/30Ga". Les lignes représentent, quant à elles, les prédictions du modèle. Les paramètres du modèle sont fixés à leur valeur standard ($F(\mu) = 3$ et $t_{\text{orb}} = 3t_{\text{ff}}$) et la résolution en masse vaut $M_{\text{res}} = 2 \times 10^8 h^{-1}M_{\odot}$ comme indiqué par la formule 4.38.

Comme on le voit dans les simulations, la fraction de gaz diffus diminue petit à petit puisqu'une fraction de plus en plus grande des halos passe au-dessus de M_{min} . Ce gaz est transformé en gaz chaud, ce qui explique l'augmentation de la fraction correspondante. A son tour, le gaz chaud est refroidi et donne du gaz froid dont la fraction augmente aussi. Enfin, la quantité d'étoiles augmente en consommant le gaz froid. Le modèle reproduit bien toutes les fractions à un facteur deux près, ce qui est bon étant donnée sa simplicité. Rappelons d'ailleurs que le modèle fournit des prédictions et non

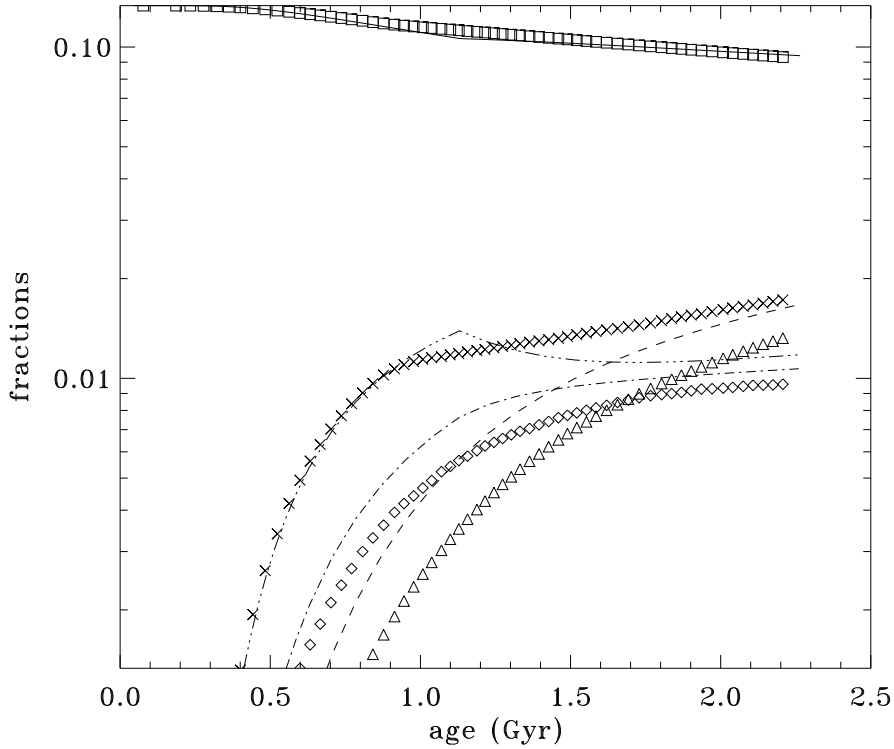


FIG. 4.9 – Evolution temporelle des baryons dans les différentes phases pour notre meilleure simulation “10Mpc/512³/30Ga”. Les symboles correspondent aux fractions de masse mesurée dans la simulation (carrés : fond diffus, croix : gaz chaud, diamants : gaz froid et triangles : étoiles). Les lignes sont les prédictions du modèle en tenant compte de la résolution finie du code (continue : fond diffus, point-point-tirets : gaz chaud, point-tirets : gaz froid et tirets : étoiles).

un simple ajustement car il n’y a aucun paramètre libre. En effet, le temps de formation d’étoiles et la résolution en masse sont donnés directement par la simulation.

On aperçoit aussi un coude violent vers un milliard d’années pour la fraction de gaz chaud dans le modèle. Ceci est dû à la réionisation qui, augmentant brusquement la masse M_{\min} , diminue momentanément l’accrétion alors que le gaz chaud continue d’être consommé. Ce coude est aussi visible dans les simulations. Il est cependant moins marqué ce qui se comprend car l’effet de la résolution sur la formation des structures est certainement plus amorti que dans notre modèle simple. Mis à part ces raffinements, les

résultats sont encourageants.

Taux de formation d'étoiles cosmique

Nous allons nous intéresser plus spécifiquement à l'histoire cosmique de formation d'étoiles dans l'Univers. La formation d'étoiles est un ingrédient fondamental en cosmologie car elle est directement observable et détermine la couleur des galaxies. L'ensemble des figures 4.10 présente le taux de formation d'étoiles comobile en fonction du redshift. C'est une représentation classique appelée "Madau-plot". On observe dans tous les cas une courbe en cloche dont la forme découle de celle du taux d'accrétion (voir figure 4.5). Le taux de formation d'étoiles est juste plus ou moins retardé par rapport à l'accrétion en fonction de la résolution en masse et du temps de formation d'étoiles.

La figure en bas à gauche montre les taux de formation d'étoiles pour la série "étude en convergence". Elle illustre les effets importants dus à la résolution finie du code. Par exemple, le taux de formation d'étoiles comobile en $z = 3$ passe de 0.1 à 0.2 puis 0.3 puis 0.4 $M_{\odot}/\text{an}/\text{Mpc}^3$ à chaque fois que l'on multiplie par 8 la résolution en masse. On note toutefois que l'on commence à converger. A haut redshift, la différence est encore plus importante. Par exemple, au-dessus de $z = 10$, la formation d'étoiles est nulle pour une simulation avec une grille de base 64^3 tandis qu'elle vaut 0.1 $M_{\odot}/\text{an}/\text{Mpc}^3$ pour une simulation avec 512^3 cellules dans la grille de base. En résumé, l'effet de la résolution est de retarder la formation d'étoiles et d'en diminuer l'intensité au pic.

Le modèle reproduit bien les différentes courbes. Cela signifie que le taux d'accrétion, le temps de décroissance orbitale et le temps de formation d'étoiles sont bien calculés. De même, les effets de résolution sont bien reproduits, ce qui signifie que l'estimation de la masse de résolution est bonne. La courbe continue en noire est intéressante puisqu'elle représente la prédiction du modèle avec la masse minimale physique, c'est-à-dire sans effet de résolution. C'est donc la prédiction du modèle pour l'histoire de formation d'étoiles correspondant au scénario choisi.

Grâce au modèle, on comprend que l'écart entre cette courbe et les autres, affectées par la résolution, est dû principalement au fait que $M_{\text{res}} > M_{\text{min}}$. Cela est d'autant plus vrai à haut redshift. Ainsi, tous les petits halos entre M_{min} et M_{res} qui contribuent grandement à la formation d'étoiles à haut

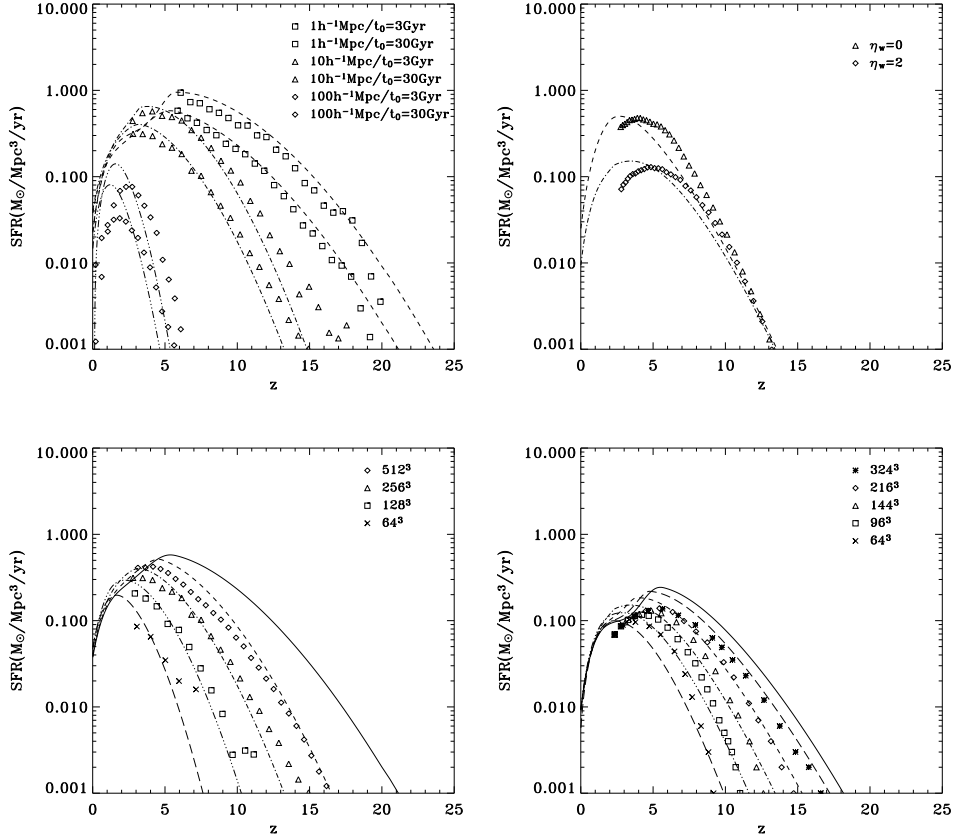


FIG. 4.10 – Taux de formation d’étoiles cosmique pour l’Univers dans sa globalité, en fonction du redshift. Dans toutes les figures, les symboles sont pour les résultats numériques alors que les lignes correspondantes sont pour les résultats du modèle. *En haut à gauche* : simulations à “haute efficacité” en gris et simulations à “faible efficacité” en noir. La grille de base est 256^3 . *En bas à gauche* : série “étude en convergence”. La taille de boîte est $10 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ et le temps de formation d’étoiles vaut $t_0 = 30 \text{ Ga}$ avec un seuil en densité comobile. *En haut à droite* : simulations “03” et “Q3”. La taille de boîte est $10 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$, le temps de formation d’étoiles vaut $t_0 = 2.1 \text{ Ga}$ avec un seuil en densité physique et le nombre de particules vaut 144^3 . *En bas à droite* : série “avec vents”. La taille de boîte est $10 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$, le temps de formation d’étoiles vaut $t_0 = 2.1 \text{ Ga}$ avec un seuil en densité physique et l’efficacité des vents vaut $\eta_w = 2$.

redshift ne sont pas présents. L’accrétion s’en trouve diminuée et par voie de conséquence la formation d’étoiles aussi.

Après avoir étudié les effets de résolution, intéressons-nous à l’influence du temps de formation d’étoiles en comparant les résultats de la série “haute

efficacité” ($t_* = 3$ Ga) avec ceux de la série “basse efficacité” ($t_* = 30$ Ga). Les résultats sont montrés dans la figure en haut à gauche. Comme nous venons de le voir, les simulations de taille de boîte $10 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ manquent l’essentiel de la formation d’étoiles à haut redshift en raison des effets de résolution finie. Nous avons donc réalisé une simulation de taille $1 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ pour remédier à cela. D’autre part, la taille finie de la boîte de $10 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$ ne permet pas de simuler au-delà de $z = 2.5$. Nous avons donc aussi effectué des simulations de taille $100 \text{ h}^{-1}\text{Mpc}$.

Chaque couple de courbe correspond à une taille de boîte différente avec le couple le plus bas pour la taille la plus grande. Ceci se comprend aisément car lorsque l’on augmente la taille de boîte d’un facteur 10, on dégrade la résolution en masse d’un facteur 1000 ! Cela retarde et diminue le taux de formation d’étoiles.

La courbe supérieure de chaque couple est pour l’efficacité la plus grande, ce qui est logique. Par contre, ce qui est moins évident c’est qu’en augmentant l’efficacité d’un facteur 10, on augmente le taux de formation d’étoiles cosmique d’un facteur 2 seulement. Le modèle, qui là encore reproduit bien l’effet de la résolution mais aussi celui de l’efficacité, permet de comprendre cela. En effet, lorsque le temps de formation est court ($t_* < 3$ Ga), le taux de formation d’étoiles cosmique est confondu avec le taux de refroidissement cosmique. En d’autres termes, le processus limitant n’est plus le temps de formation d’étoiles mais le temps d’accrétion et celui de refroidissement. Le délai imposé par le temps de formation d’étoiles est négligeable et le taux de formation d’étoiles sature au taux de refroidissement. Par contre, pour les faibles efficacités ($t_* \simeq 30$ Ga), le taux de formation d’étoiles commence à être affecté par le temps de formation d’étoiles à haut redshift. A bas redshift, l’écart est plus faible car, même si l’efficacité est plus faible, le gaz froid a moins été consommé. Il y a donc de plus importantes réserves, ce qui compense la faible efficacité.

Un point intéressant est que les taux de formation d’étoiles comobiles pour la simulation de plus petite taille de boîte ne sont pas affectés (ou presque) par les effets de résolution ! En effet, dans cette simulation, la résolution en masse $M_{\text{res}} = 2 \times 10^6 \text{ h}^{-1}M_{\odot}$ est inférieure à M_{min} . Les prédictions du modèle (sans effet de résolution) sont bien en accord avec les résultats des simulations. Cela constitue donc nos prédictions pour l’histoire cosmique du taux de formation d’étoiles pour les deux scénarios envisagés. On note qu’au-

dessus d'un certain redshift le taux de formation d'étoiles chute brusquement dans la simulation de petite taille. Cela est dû au fait qu'à ces époques, le taux de formation d'étoiles devient dominé par les très rares halos très massifs qui dépassent M_{\min} . La taille de boîte étant petite, la probabilité que ces halos très rares existent est très faible. Cet effet n'a pas été inclus dans le modèle. Cependant, cela ne modifie le taux de formation d'étoiles simulé que pour les très petites tailles de boîte à très haut redshift.

Taux de formation d'étoiles et feedback

Nous avons déjà validé le modèle dans le cas d'une efficacité accélérée de formation d'étoiles ($\alpha_* = 3$). Regardons maintenant si le modèle prédit bien les résultats pour une efficacité constante ($\alpha_* = 0$). La figure en haut à droite montre un tel résultat pour la simulation "O3" issue de Springel et Hernquist (2003b). La courbe supérieure correspond à un temps de formation d'étoiles constant $t_* = 0.7$ Ga sans vent. Malgré le fait que le code utilisé soit un code SPH, qu'il utilise un modèle sous-grille multiphase et que l'efficacité soit constante, les résultats du modèle semblent en accord avec la simulation. Rappelons que nous avons gardé constant les paramètres du modèle comme le temps de décroissance orbitale, le facteur de forme et, que la résolution en masse est toujours donnée par la même formule 4.38.

Ces simulations nous ont aussi permis de tester notre modèle simple de vents. Les vents galactiques dans le modèle sont directement inspirés par Springel et Hernquist (2003a). Ils correspondent à une éjection de gaz froid à un certain taux paramétrisé par l'efficacité des vents galactiques η_w . Le devenir des vents dépend de leur énergie cinétique paramétrisée par la température Viriel correspondante T_w . Les paramètres du modèle ont été fixés à $T_w = 2 \times 10^6$ K ce qui équivaut à une vitesse $u_w = 500$ km/s comme dans leurs simulations. L'efficacité des vents a été fixée à $\eta_w = 3$ dans le modèle. Cela est supérieur de 50% à la valeur utilisée directement dans leur simulation. Comme suggéré dans l'article (Springel et Hernquist 2003b), le gaz directement éjecté par les vents pourrait entraîner du gaz supplémentaire dans le disque augmentant ainsi l'efficacité effective des vents. La courbe du bas, dans la figure en haut à droite (simulation "Q3" identique à "O3" mais avec vents), montre que l'effet des vents est bien reproduit par le modèle. Les vents ont pour effet principal de diminuer le taux de formation d'étoiles et cela d'autant plus que l'on se trouve à bas redshift. Le modèle permet

de comprendre qu'à haut redshift, l'accrétion est tellement forte relativement au taux de formation d'étoiles que les vents (proportionnels au taux de formation d'étoiles) ont un effet négligeable sur la quantité de gaz froid disponible.

Une étude en convergence pour les simulations de la série "avec vents" est montrée sur la figure en bas à droite de 4.10. A haut redshift, l'effet de la résolution semble bien modélisé. A bas redshift, le modèle surestime les résultats, mais reste en accord dans un facteur 2 avec les simulations. Une raison est peut-être l'estimation des variations de la résolution en masse en présence de vents qui n'est pas très bonne.

En conclusion, nous avons testé le modèle avec des simulations SPH et AMR, des efficacités constantes et accélérées, des simulations avec et sans vent. L'histoire baryonique de l'Univers est bien reproduite, si l'on prend en compte l'effet de la résolution finie des codes. Cette résolution diminue l'âge des étoiles et l'intensité du pic de formation d'étoiles.

4.2.4 Bilan moyen par halo

Nous allons maintenant regarder plus en détail le bilan moyen par halo. La composition du halo de masse M_0 en z_0 dépend de toute l'histoire baryonique passée. Dans le modèle, celle-ci est calculée en utilisant la même méthode que pour l'Univers mais avec la distribution des progéniteurs donnée par Press-Schechter Etendu à la place de celle des halos dans l'Univers donnée par Press-Schechter. L'évolution de la composition moyenne du halo en gaz froid, gaz chaud et étoiles déduite du modèle est comparée à celle mesurée dans les simulations et moyennée sur tous les halos de même masse.

Taux de formation d'étoiles spécifique

Dans un premier temps, regardons le taux de formation d'étoiles (en unité de M_{200}/t) en fonction de la température Viriel du halo comme présenté figure 4.11. Nous allons maintenant observer l'empreinte des phénomènes physiques prépondérants sur le taux de formation d'étoiles spécifique.

La masse minimale des halos à formation d'étoiles produit la signature la plus visible. En effet, dans toutes les simulations, on remarque une chute du taux de formation d'étoiles pour les petites masses. Cette chute coïncide avec M_{\min} et est ainsi bien reproduite par le modèle pour l'ensemble des simulations. Pour les simulations de taille 10 et 100 $h^{-1}\text{Mpc}$, la chute est liée

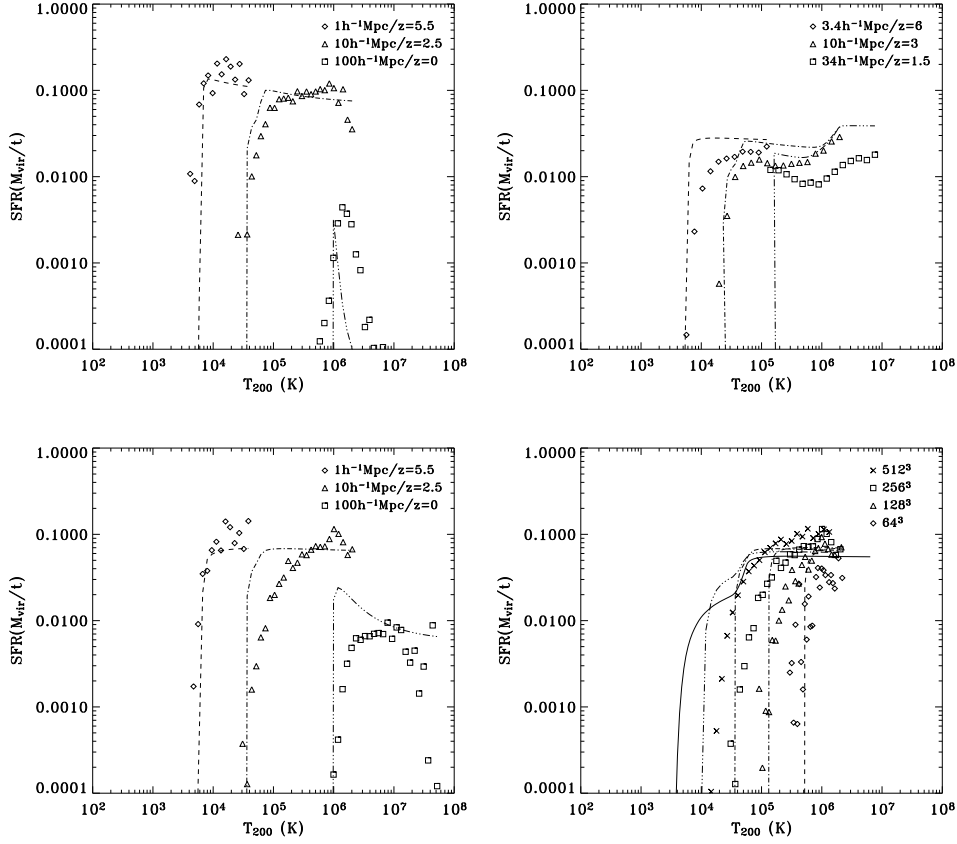


FIG. 4.11 – Taux de formation d’étoiles moyen (en unité de M_{200}/t) en fonction de la température Viriel des halos. Les symboles sont pour les résultats numériques tandis que les courbes correspondantes sont les résultats du modèle. *En haut à gauche* : Résultats de la série “haute efficacité”. *En bas à gauche* : Résultats de la série “faible efficacité”. *En haut à droite* : Résultats de la série “avec vents” pour les simulations R4, Q4, D4 (Springel et Hernquist 2003b). *En bas à droite* : résultats de la série “étude en convergence”. La courbe continue en noire est la prédiction du modèle sans effet de résolution.

à la limite de résolution des simulations. Pour les simulations de plus petite taille de boîte, comme celle de $1 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$, la chute vers $T_{200} = 6 \times 10^3 \text{ K}$ n’est pas due aux effets de résolution. En effet, la résolution en masse vaut plutôt de l’ordre de $T_{\text{res}} = 6 \times 10^2 \text{ K}$. On résout donc la masse minimale physique M_{min} dont la valeur semble aussi bien estimée dans le modèle. Les transitions sont cependant plus lisses dans les simulations que dans le modèle. Remarquons tout de même que, dans le modèle, la transition n’est

pas un Heavyside (voir figure en bas à droite) car des halos de masse M_0 plus petite que $M_{\min}(z_0)$ peuvent avoir certains de leur progéniteurs en z avec une masse M plus grande que $M_{\min}(z)$. Ces halos possèdent donc une fraction de gaz froid faible mais non nulle.

Un deuxième phénomène physique important s'exprime par l'intermédiaire de la masse M_{\max} à partir de laquelle le refroidissement devient inefficace. L'effet sur le taux de formation d'étoiles qui en découle est bien visible dans la série "haute efficacité", en haut à gauche. En effet, le taux de formation d'étoiles décroît fortement (d'un facteur supérieur à 100) pour les températures supérieures à $T_{\max} = 6 \times 10^5$ K. Le refroidissement devenant inefficace, le gaz froid n'est plus alimenté par aucune source et sa quantité décroît exponentiellement en un temps très court t_* . Le taux de formation d'étoiles décroît donc de la même façon. La chute en fonction du temps se traduit par une chute en fonction de la masse, puisque plus un halo est gros, plus la fraction des progéniteurs plus petit que M_{\max} est faible. Pour la série à "faible efficacité", la chute est présente mais moins accentuée. Cela est dû au fait que le temps de décroissance est 10 fois plus important et que par conséquent, les réserves de gaz froid sont consommées moins vite. Ce comportement complexe est bien reproduit par le modèle.

Le troisième phénomène physique voit son empreinte inscrite au voisinage de M_w , la masse de vent. En effet, la figure en haut à droite montre qu'en présence de vents, le taux de formation d'étoiles ne se présente pas comme un seul plateau entre T_{\min} et T_{\max} mais comme deux plateaux séparés par un coude en T_w . En effet, pour les halos plus petits que T_w , tout le gaz emporté par les vents s'échappe et ne retombe jamais dans le halo. Par contre, au-dessus de T_w , le gaz réalimente le gaz chaud puis le gaz froid et la formation stellaire, d'où un plateau plus haut. Le coude est bien prédit par le modèle, par contre, de manière cohérente avec les taux de formation pour l'Univers, le modèle surestime la normalisation. Les prédictions sont quand même bonnes à un facteur 2 près. Et, les différents effets prédits par le modèle au voisinage des 3 masses caractéristiques M_{\min} , M_{\max} et M_w sont bien présents.

Phases

Comparons maintenant les prédictions du modèle avec les résultats des simulations pour la fraction des baryons dans chaque phase au sein des halos. Rappelons encore une fois que la composition bien que calculée à un instant

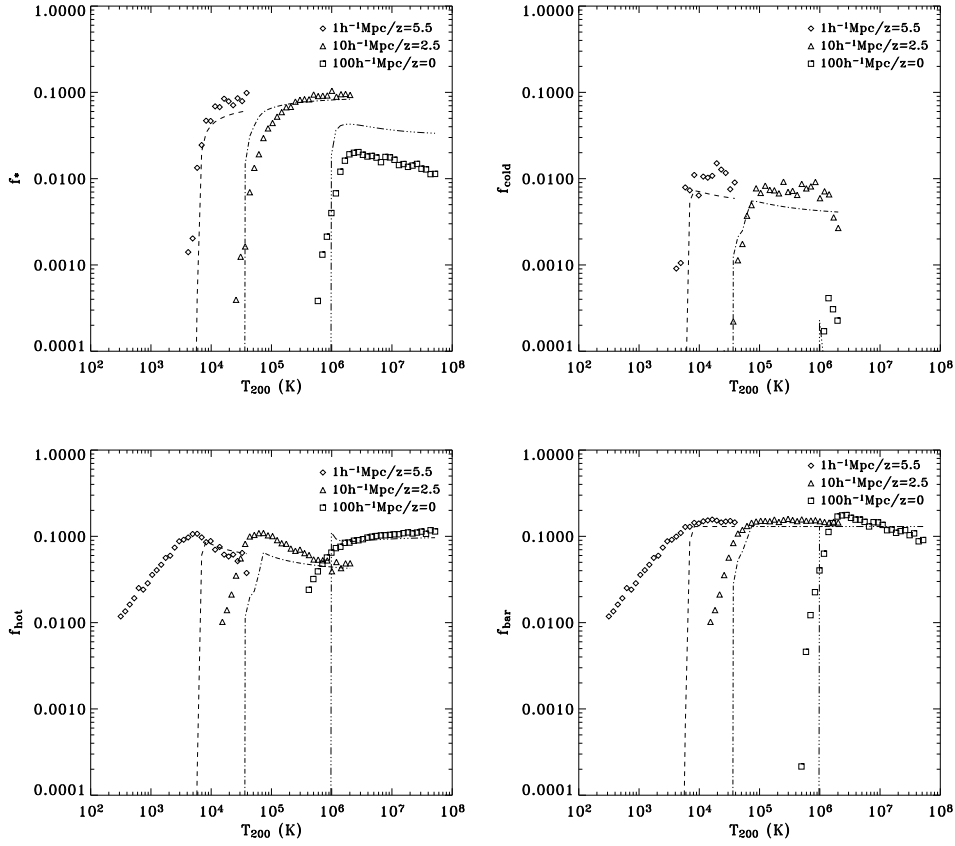


FIG. 4.12 – Fraction de masse moyenne dans les différentes phases en fonction de la température Viriel pour la série “haute efficacité”. *En haut à gauche* : fraction d’étoiles. *En bas à gauche* : fraction de gaz chaud. *En haut à droite* : fraction de gaz froid. *En bas à droite* : fraction de baryons.

donné, dépend de toute l’histoire thermique du halo.

La fraction totale de baryon est montrée sur les figures en bas à droite de 4.12 pour la série “haute efficacité” et, en bas à droite de 4.13 pour la série “basse efficacité”. Cette fraction est proche de la fraction universelle de baryon f_b bien que légèrement supérieure. C’est une caractéristique bien connue des simulations dissipatives. Dans le modèle, la fraction est f_b et chute brusquement en M_{\min} . La chute est cependant moins abrupte dans les simulations. Cela est attendu car, comme montré dans Gnedin (2000), la masse de filtrage ne correspond pas à une transition violente mais simplement au moment où la fraction de baryon a chuté d’un facteur 2 par rapport à la fraction de baryon universelle. Cependant, dans cette étude, on se focalise sur

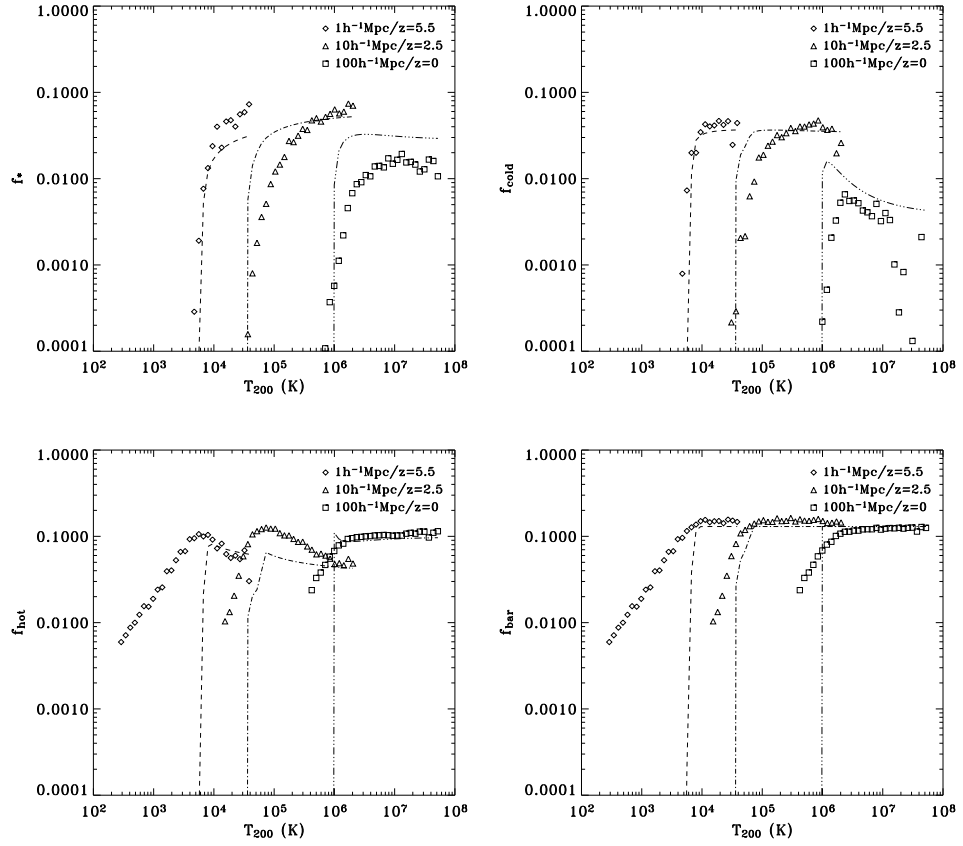


FIG. 4.13 – Fraction de masse moyenne dans les différentes phases en fonction de la température Viriel pour la série “faible efficacité”. *En haut à gauche* : fraction d’étoiles. *En bas à gauche* : fraction de gaz chaud. *En haut à droite* : fraction de gaz froid. *En bas à droite* : fraction de baryons.

les halos à formation d’étoiles dont la fraction de baryon est bien reproduite.

La fraction de gaz chaud est bien prédite (à mieux qu’un facteur 2) dans le modèle. Pour les masses plus grandes que T_{\max} , la fraction de gaz chaud augmente dans les simulations et le modèle car le refroidissement cesse d’être efficace. Pour les masses plus petites que T_{\min} , la fraction est non nulle dans les simulations alors qu’elle est très faible dans le modèle. Cela est dû aux approximations du modèle qui considère des transitions violentes. Ce problème concerne surtout les halos diffus entre T_F et T_{cool} .

La fraction de gaz froid est bien prédite (figure en haut à droite de 4.12 et en haut à droite de 4.13) et, a la même forme que le taux de formation d’étoiles. Ceci est évident dans le modèle car les deux quantités sont liées

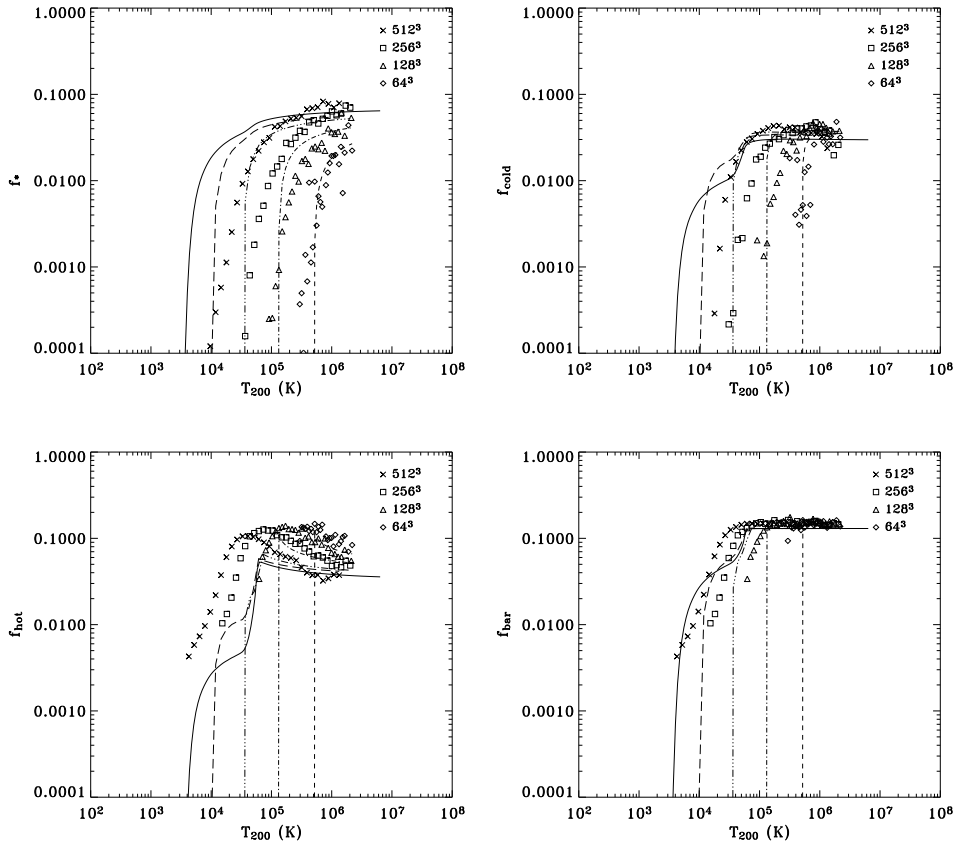


FIG. 4.14 – Fraction de masse moyenne dans les différentes phases en fonction de la température Viriel pour la série “étude en convergence”. *En haut à gauche* : fraction d’étoiles. *En bas à gauche* : fraction de gaz chaud. *En haut à droite* : fraction de gaz froid. *En bas à droite* : fraction de baryons. Les lignes continues sont les prédictions du modèle sans effet de résolution.

par l’intermédiaire de t_* qui est indépendant de M_0 . Par contre, dans les simulations, le taux de formation d’étoiles et la fraction de gaz froid sont calculés de manière tout à fait différente, il fallait donc le confirmer.

La fraction d’étoiles est aussi bien évaluée par le modèle. Elle décroît avec la masse toujours à cause du refroidissement qui devient inefficace. La quantité est toujours surestimée dans le modèle. Cela est peut-être dû au refroidissement modélisé de façon trop simple ou à des effets de résolution supplémentaires dans le code.

L’ensemble de figure 4.14 montre l’effet de la résolution finie sur la quantité de baryon dans chacune des phases. Une mauvaise résolution augmente

la quantité de gaz chaud et diminue la quantité d'étoiles pour une masse donnée. Tous ces effets sont observés dans les simulations mais aussi dans le modèle. On note que la simulation 512³ commence à converger.

La comparaison du bilan baryonique moyen prédit par le modèle à celui des simulations AMR et SPH a permis de cross-valider modèle (très simple) et simulations (affectées par la résolution). Les différents taux caractéristiques ω_{acc} , ω_{cool} , ω_* et ω_{w} utilisés dans le modèle permettent de reproduire la bonne normalisation de la fraction des baryons dans les différentes phases (à mieux qu'un facteur 2). Les différentes masses critiques M_{min} , M_{max} et M_{w} du modèle permettent d'expliquer la forme caractéristique des fractions en fonction de la température Viriel des halos. L'utilisation des fonctions de masse Press-Schechter et Press-Schechter Etendu pour moyennner les taux et pour le calcul de l'accrétion rend le modèle robuste. Nous pouvons donc maintenant l'utiliser pour comparer l'histoire baryonique obtenue à celle observée dans l'Univers ou dans les halos individuels.

Chapitre 5

Des modèles aux observations : de la nécessité des vents dans le modèle hiérarchique

Dans la partie précédente, le modèle analytique a été validé sur les simulations numériques. Il permet ainsi de comparer les prédictions du modèle hiérarchique, concernant l'évolution des baryons, avec les observations. On a montré que l'évolution cosmologique des baryons dans l'Univers et dans les halos dépend principalement de la fraction des progéniteurs au-dessus de M_{\min} qui est bien connue grâce au formalisme de Press-Schechter. Elle dépend aussi, dans une moindre mesure, des processus de refroidissement qui ont pu être évalués grâce aux simulations. Enfin, et c'est là le point important, le bilan baryonique est fonction du temps de formation d'étoiles et de l'efficacité du feedback. Cependant, la valeur moyenne dans l'Univers de ces 2 paramètres fondamentaux est très incertaine.

Nous allons donc dans un premier temps explorer l'influence de ces paramètres afin de mieux sentir leur rôle. Dans un second temps, nous essayerons de les contraindre, et de trouver s'il existe un ou plusieurs couples de valeurs raisonnables qui permettent de reproduire le bilan baryonique observé. Pour cela, il faut calculer l'évolution thermique des baryons pour toute une grille de valeurs de paramètres. Cela ne peut être réalisé que si les prédictions sont suffisamment rapides comme c'est le cas pour notre modèle analytique. Inspiré par ce qui est fait pour les paramètres cosmologiques, nous avons ainsi pu représenter dans le plan "temps de formation d'étoiles-efficacité des

vents” les contraintes liées au bilan baryonique pour l’Univers dans son ensemble. Cela constitue une originalité de ce travail de thèse. Il faut cependant rester modeste dans les conclusions car il faut garder à l’esprit les incertitudes du modèle (moins qu’un facteur 2 tout de même) mais aussi celles liées aux observations très difficiles où les biais sont omniprésents (poussières, incomplétude...). Etant données ces incertitudes, nous avons donc essayé de multiplier les contraintes observationnelles (histoire du taux de formation d’étoiles, histoire de la densité stellaire, évolution de la densité de gaz froid, fond diffus extragalactique et bilan baryonique global) et nous nous sommes restreints aux redshifts inférieurs à 6. Enfin, dans un troisième temps, nous allons regarder plus en détail les bilans pour chaque masse de halo (histoire de formation d’étoiles individuelle, fraction de gaz chaud dans les amas et fonctions de masse stellaire et HI) afin de raffiner nos conclusions quant à la dépendance en masse des paramètres.

5.1 Influence des paramètres principaux

Dans cette étude, les paramètres cosmologiques sont fixés au modèle de concordance Λ CDM ($\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h = 0.7$, $n = 1$, $\sigma_8 = 0.93$ et $\Omega_b = 0.04$). Quant aux paramètres du modèle, les valeurs choisies pour cette étude sont récapitulées dans le tableau qui suit.

Paramètre	Symbole	Valeur
Température maximale de refroidissement	T_{\max}	6×10^5 K
Température Viriel de vent	T_w	2×10^6 K
Température après réionisation	T_r	6×10^3 K
Redshift de réionisation	z_r	?
Efficacité des vents	η_w	?
Temps de formation d’étoiles	t_*	?
Evolution de l’efficacité	α_*	0

Il y a 3 principaux paramètres : le redshift de réionisation, le temps de formation d’étoiles et l’efficacité des vents. Nous allons étudier leur influence sur l’histoire baryonique de l’Univers. Nous nous sommes concentrés sur les scénarios à “efficacité constante” ($\alpha_* = 0$). En effet, le scénario “à efficacité accélérée” ($\alpha_* = 3$) donne des résultats proches à bas redshift (si l’efficacité moyennée sur l’histoire de l’Univers est la même) bien que légèrement moins bons. Il est difficile de distinguer entre ces 2 scénarios en utilisant les

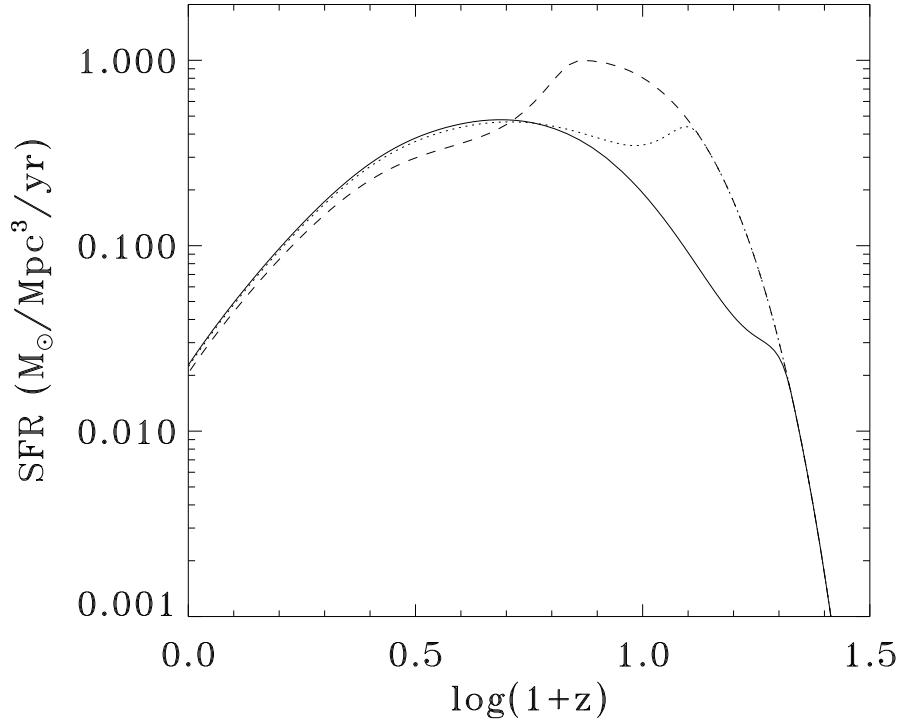


FIG. 5.1 – Taux de formation d'étoiles pour différents modèles de réionisation : $z_r = 20$ (ligne continue), $z_r = 12$ (pointillés) et $z_r = 6$ (tirets). Dans tous les cas, les 2 autres paramètres sont fixés à $t_* = 0$ Ga et $\eta_w = 0$.

contraintes observationnelles actuelles, nous avons donc opté pour le plus simple.

5.1.1 Réionisation

Le redshift de réionisation z_r est incertain à l'heure actuelle. Il doit a priori se trouver entre un redshift de 6 (dédit de l'observation des quasars) et un redshift de 20 (dédit des observations WMAP). La figure 5.1 illustre l'influence de ce paramètre sur le taux de formation d'étoiles (pour une efficacité infinie) dans la gamme de valeurs possibles de z_r . Le principal effet de la réionisation est, comme attendu, de faire chuter le taux de formation d'étoiles. En effet, la masse M_{\min} augmentant brusquement au moment de la réionisation, l'accrétion s'en trouve diminuée et, donc la formation d'étoiles aussi.

Le comportement précis du taux de formation d'étoiles est très simple à comprendre. L'accrétion cosmique passe quasi-instantanément de sa valeur avant réionisation (calculée avec $T_{\min} = T_{\text{cool}} \approx 6 \times 10^3$ K) à sa valeur plus faible après réionisation (calculée avec $T_{\min} = T_{\text{F}}(T_{\text{r}}) \approx 10^5$ K, $T_{\text{F}}(T_{\text{r}})$ étant la température de filtrage pour une température du milieu intergalactique T_{r}). Le taux de refroidissement ainsi que le taux de formation d'étoiles qui en découlent présentent un comportement identique avec deux régimes distincts. La transition est cependant moins marquée puisque le temps de décroissance orbitale adoucit la discontinuité.

Dans tous les cas, tant que le redshift de réionisation se situe au-dessus de 6 (ce qui semble être le cas), le bilan baryonique aux redshifts d'intérêt pour les observations ($z_{\text{r}} < 6$) n'est que très peu affecté (voir figure 5.1). Comme les effets du redshift de réionisation semblent être du second ordre, nous avons donc choisi pour toute la suite un redshift $z_{\text{r}} = 20$, comme suggéré par WMAP.

5.1.2 Temps de formation d'étoiles

Les paramètres physiques restant t_* et η_{w} sont donc les 2 paramètres fondamentaux dont nous allons étudier l'influence. Le temps de formation d'étoiles à l'échelle des halos affecte le taux de formation d'étoiles cosmique comme montré figure 5.2. La première remarque que l'on peut faire est que la forme en cloche du taux de formation d'étoiles est relativement similaire à celle du taux d'accrétion. Inversement, cela signifie que c'est l'accrétion et donc la cosmologie qui détermine la forme du taux de formation d'étoiles cosmique. La physique à petite échelle (refroidissement, formation d'étoiles et même on le verra le feedback) modifie peu la forme !

Le principal effet de t_* est simplement de retarder le taux de formation d'étoiles par rapport à l'accrétion et au refroidissement ($t_* = 0$ Ga). En effet, lorsque l'on augmente le temps de formation d'étoiles de $t_* = 0$ Ga à $t_* = 10$ Ga le pic de formation d'étoiles passe de $z = 4$ à $z = 1$. Il en résulte que, si le taux de formation d'étoiles est supérieur à haut redshift en raison d'une efficacité forte, alors il devient inférieur à bas redshift car les réserves de gaz froid ont été en partie épuisées. En conséquence, la fraction finale d'étoiles varie peu. On notera aussi que l'effet du temps de formation d'étoiles est négligeable si $t_* < 0.1$ Ga.

Les valeurs suggérées par les observations sont de l'ordre de $t_* \approx 2$ Ga

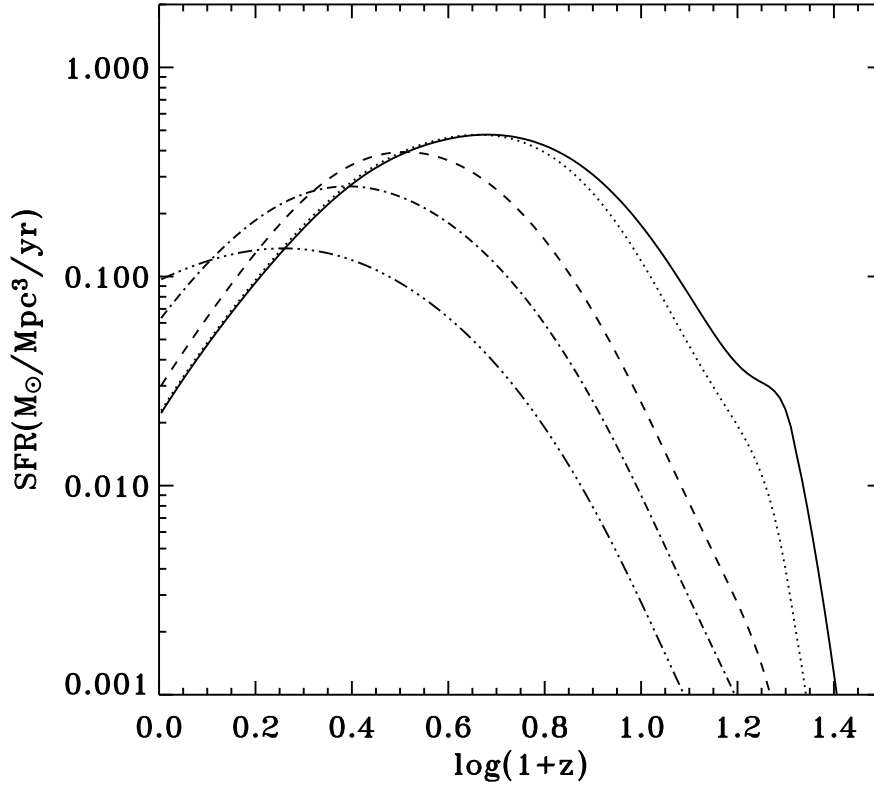


FIG. 5.2 – Taux de formation d'étoiles pour différents temps de formation d'étoiles : $t_* = 0$ Ga (ligne continue), $t_* = 0.1$ Ga (pointillés), $t_* = 1$ Ga (tirets), $t_* = 3$ Ga (points-trait) et $t_* = 10$ Ga (3 points-trait). Dans tous les cas, les 2 autres paramètres sont fixés à $z_r = 20$ et $\eta_w = 0$.

(Kennicutt 1998). Cependant, ces observations ne concernent que la moyenne de quelques galaxies locales à disque. Il est difficile de dire si ces galaxies sont représentatives de l'ensemble des galaxies de toute masse et à tout redshift. Cette valeur n'est donnée qu'à titre indicatif pour donner un ordre de grandeur.

5.1.3 Efficacité des vents

Les vents galactiques modifient le bilan baryonique en prélevant du gaz froid dans les disques et en le réinjectant dans le gaz diffus intergalactique ou le gaz chaud des halos. Ils vont d'autant plus perturber le bilan que leur efficacité est grande et que le taux de formation d'étoiles est important. Leur

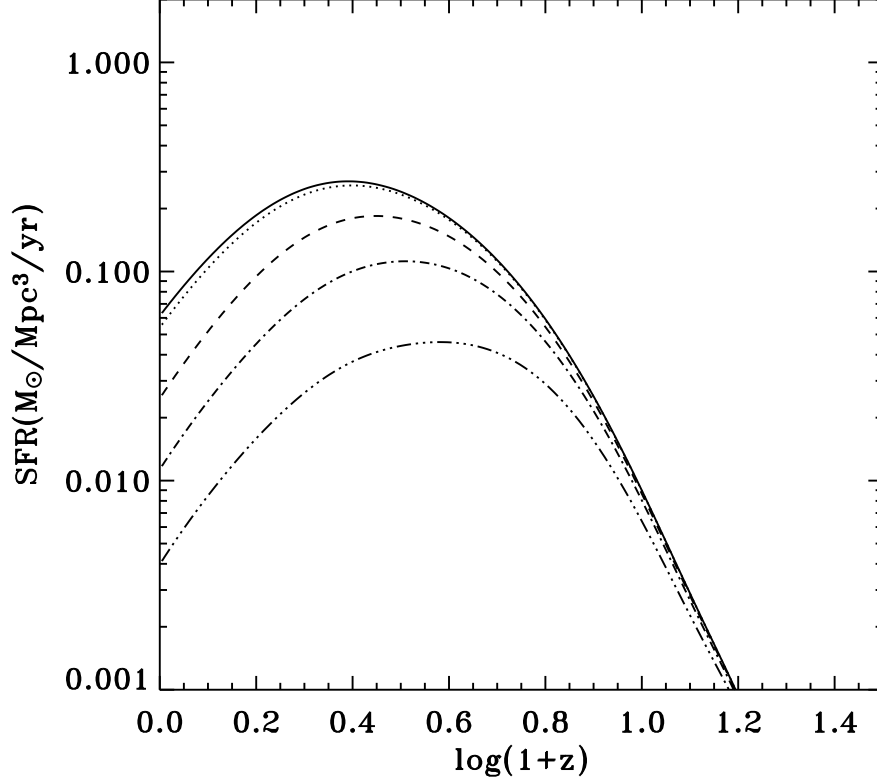


FIG. 5.3 – Taux de formation d'étoiles pour différentes efficacités de vents : $\eta_w = 0$ (ligne continue), $\eta_w = 0.1$ (pointillés), $\eta_w = 1$ (tirets), $\eta_w = 3$ (point-traits) et $\eta_w = 10$ (3 points-traits). Dans tous les cas, les 2 autres paramètres sont fixés à $z_r = 20$ et $t_* = 3$ Ga.

impact sur le taux de formation d'étoiles est illustré figure 5.3.

Les vents n'affectent pas la forme en cloche du taux de formation d'étoiles (liée au taux d'accrétion). Ils ont pour principal effet de réduire le taux de formation d'étoiles. Cela se comprend puisque les vents éjectent le gaz froid hors du disque. De plus, ce gaz met du temps à retomber puisque la majorité des halos dans l'Univers ont un potentiel insuffisant ($T_{200} < T_w = 2 \times 10^6$ K) pour les retenir. L'amplitude du pic de formation d'étoiles est diminuée d'un facteur 10 lorsque l'on passe de $\eta_w < 0.1$ (où l'effet des vents est négligeable) à $\eta_w = 10$. Un autre effet non trivial est l'avancement du pic, depuis $z = 1$ pour $\eta_w = 0$, jusqu'à $z = 3$ pour $\eta_w = 10$.

On remarque aussi que le rôle des vents semble faible à haut redshift. Cela

est dû au fait que dans le cas à “efficacité constante” le taux de formation d’étoiles est si petit par rapport à l’accrétion que les vents (qui sont proportionnels au taux de formation d’étoiles) n’influent que de manière négligeable sur la quantité de gaz froid.

Les vents jouent donc un rôle important dans la détermination du taux de formation d’étoiles. Cependant, la valeur de l’efficacité de ces vents dans l’Univers est encore plus incertaine que celle du temps de formation d’étoiles. En effet, les observations de quelques galaxies spirales locales à fort taux de formation d’étoiles suggèrent une efficacité de l’ordre de $\eta_w = 1 - 5$ (Martin 1999). Qu’en est-il de la valeur moyenne sur l’ensemble des halos de l’Univers ? Elle est certainement plus faible que la valeur maximum observée ($\eta_w = 5$), mais toute valeur inférieure (même $\eta_w \approx 0$) ne peut à priori être exclue.

5.2 Observations globales

En utilisant les observations de l’évolution des baryons pour l’Univers dans sa globalité, nous allons contraindre les deux paramètres principaux du modèle : t_* et η_w .

5.2.1 Taux de formation d’étoiles cosmique

L’objectif principal du modèle est la prédiction la plus précise possible du taux de formation d’étoiles dans l’Univers. Ce taux peut ensuite être comparé à celui déduit des observations. La figure 5.4, en haut à gauche, montre justement l’histoire de la formation stellaire dans sa représentation classique dite “représentation de Madau” (taux de formation d’étoiles comobile en fonction du redshift). Les observations proviennent d’une compilation de Elbaz (2005) comprenant les points originaux de Hughes *et al.* (1998), Steidel *et al.* (1999), Flores *et al.* (1999), Glazebrook *et al.* (1999), Yan *et al.* (1999), Massarotti *et al.* (2001), Giavalisco *et al.* (2004).

Les taux de formation stellaire sont basés sur différents indicateurs allant de l’infrarouge, à l’ultraviolet en passant par le continuum radio (voir section 3.2.2). A l’heure actuelle, l’ensemble des indicateurs semble converger vers une même valeur (au moins à bas redshift), ce qui est encourageant. Pour parvenir à un tel accord, les différents indicateurs ont été corrigés de la manière la plus uniforme possible des différents biais : effets cosmologiques,

incomplétude et extinction par les poussières. Cette dernière correction est fondamentale. En effet, en la négligeant (comme cela a été le cas par le passé), on peut sous-estimer le taux de formation d'étoiles jusqu'à un facteur 10 si on utilise l'UV comme traceur ! Des petites erreurs de normalisation, liées aux incertitudes sur l'extinction par les poussières ou sur le facteur de conversion masse-luminosité, sont cependant inévitables. Mais, le fait d'utiliser un échantillon uniformément corrigé renforce la confiance en la forme. L'ensemble des observations semble ainsi converger vers un pic en $z = 2$ de l'ordre de $0.2 M_{\odot}/\text{yr}/\text{Mpc}^3$ comobile, suivi d'une chute rapide d'un facteur 10 entre $z = 1$ et $z = 0$.

Les contraintes observationnelles (sur t_* et η_w) liées à l'histoire du taux de formation d'étoiles sont résumées sur la figure 5.4, en haut à droite. En effet, cette figure montre le taux de formation d'étoiles issu du modèle en fonction des 2 paramètres t_* et η_w . Pour représenter cela, nous avons tracé dans le plan t_* - η_w les isocontours pour le taux de formation d'étoiles en $z = 0$ (courbes continues) et en $z = 3$ (tirets). Cette représentation est pratique car elle permet "en un coup d'oeil" de trouver les résultats du modèle correspondant au couple de paramètres désirés.

Afin de comparer directement aux observations, nous avons choisi de représenter en gras l'isocontour correspondant à la valeur observée au redshift en question. Les 2 autres isocontours qui encadrent cette courbe en gras sont les contours donnant un taux de formation d'étoiles 2 fois plus haut ou deux fois plus bas que la valeur observée. En choisissant ainsi un facteur 2 qui estime les barres d'erreurs de manière conservative, le "vrai" taux de formation d'étoiles doit se trouver entre ces 2 courbes. En d'autres termes, les valeurs de t_* et η_w à l'extérieur de la région délimitée par ces 2 courbes sont exclues par la contrainte sur le taux de formation d'étoiles. Ces valeurs conduiraient à un taux de formation d'étoiles qui différerait des observations de plus d'un facteur 2 !

Les contraintes en $z = 0$ et $z = 3$ sont intéressantes car elles sont complémentaires (isocontours perpendiculaires). Les observations en $z = 3$ excluent les temps de formation $t_* > 5$ Ga car le taux de formation d'étoiles correspondant serait alors trop faible. Les observations en $z = 0$ excluent quant à elles les vents trop importants ($\eta_w > 3$). En effet, ceux-ci diminueraient de trop la formation d'étoiles à bas redshift. Conjointement, ces 2 observations semblent aussi favoriser un vent non nul ! Les valeurs optimales correspondent

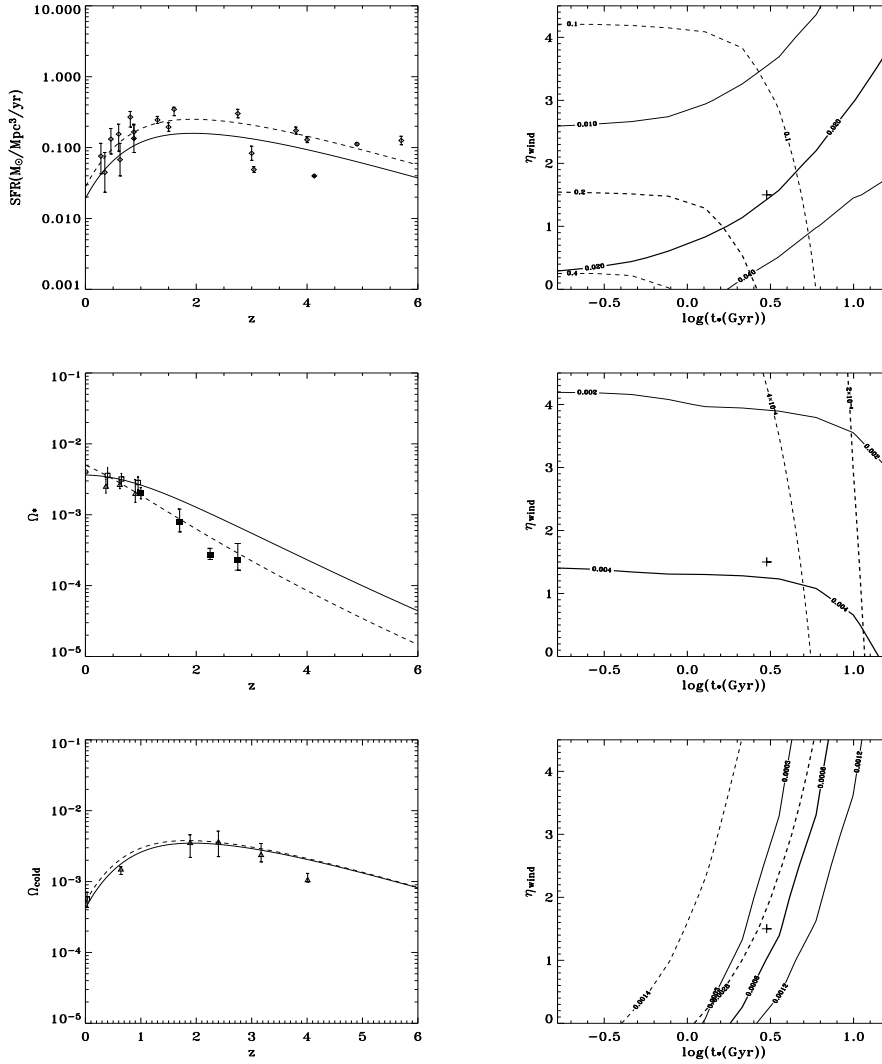


FIG. 5.4 – Ensemble des contraintes baryoniques sur t_* et η_w pour l’Univers dans son ensemble. La *colonne de gauche* représente les quantités observées en fonction du redshift. Les symboles sont les observations, la ligne continue est notre modèle de référence ($t_* = 3$ Ga- $\eta_w = 1.5$) et les tirets constituent le meilleur ajustement à l’observation en question. La *colonne de droite* montre les isocontours pour la quantité concernée dans le plan t_* - η_w . Les tirets sont pour $z = 3$ tandis que les courbes continues sont pour $z = 0$. Les courbes en gras donnent les isocontours correspondant aux observations, tandis que les autres courbes sont pour un facteur 2 en-dessous et au-dessus de la valeur observée. La croix est notre modèle de référence. La *première ligne* concerne le taux de formation d’étoiles comme donné par Elbaz (2005). Le meilleur ajustement est pour $t_* = 1.5$ Ga et $\eta_w = 1$. La *deuxième ligne* montre la densité comobile stellaire comme donnée par Dickinson *et al.* (2003). Le meilleur ajustement est pour $t_* = 10$ Ga et $\eta_w = 0.5$. Enfin, la *troisième ligne* est pour la densité de gaz froid donnée par Somerville *et al.* (2001). Le meilleur ajustement est notre modèle de référence.

à l'intersection des 2 courbes en gras : $t_* = 1.5$ Ga et $\eta_w = 1$.

Ces valeurs conduisent à la courbe en tirets sur la figure de gauche qui est le meilleur ajustement du taux de formation d'étoiles que l'on peut obtenir avec le modèle. Le très bon accord entre le modèle, pourtant très simple, et les observations doit être souligné. Certes, il existe deux paramètres libres mais, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, ceux-ci ne permettent de modifier la normalisation et la forme de la courbe que de manière limitée. Si par exemple, le taux de formation d'étoiles avait piqué à des valeurs plus haute que $0.5 M_\odot/\text{yr}/\text{Mpc}^3$ comobile, ou s'il avait augmenté à bas redshift, le modèle n'aurait pu reproduire ces observations. En effet, le taux de formation d'étoiles est contrôlé par le taux d'accrétion qui lui impose cette forme en cloche et ce taux de formation d'étoiles limite.

Par la suite, nous verrons que les valeurs optimales pour l'ensemble des observations et qui constituent donc notre modèle de référence sont $t_* = 3$ Ga et $\eta_w = 1.5$. Ces valeurs sont symbolisées par une croix sur le graphique de droite et conduisent au taux de formation d'étoiles en gras sur le graphique de gauche. Comme on le voit, ces valeurs sont compatibles avec les contraintes et, le taux de formation d'étoiles résultant sous-estime juste légèrement les observations. Ces valeurs de paramètres sont d'autant plus intéressantes qu'elles sont relativement proches des valeurs observées dans les galaxies locales (Kennicutt 1998, Martin 1999).

5.2.2 Densité comobile d'étoiles

Une autre méthode complémentaire pour étudier l'histoire des baryons dans l'Univers est de mesurer l'évolution de la densité d'étoiles comobile. Cela peut paraître redondant avec l'approche précédente, mais, il n'en est rien. En effet, pour compter la masse stellaire, on détecte les étoiles qui dominent en masse, c'est-à-dire des étoiles plus vieilles, plus rouges et de plus basses masses que dans le cas précédent. On observe ainsi à des longueurs d'onde différentes, en l'occurrence dans le proche infrarouge ou dans l'optique qui sont des meilleurs traceurs.

Une compilation des dernières valeurs de Ω_* est donnée dans Dickinson *et al.* (2003), les valeurs originales provenant de Cole *et al.* (2001), Brinchmann et Ellis (2000), Cohen (2002), Dickinson *et al.* (2003). La première constatation sur la figure 5.4, au milieu à gauche, est que la quantité d'étoiles croît violemment à haut redshift ($z \approx 3$) et se stabilise vers une valeur de

0.04 à bas redshift ($z < 1$).

La comparaison de ce résultat au modèle n'est pas immédiate car il faut prendre en compte le fait que l'on ne peut observer que les étoiles encore vivantes. Or, une grande fraction de la masse stellaire s'est formée à grand redshift (voir section précédente), il y a près de 10 Ga. Ainsi, une grande fraction des étoiles est maintenant morte et ne contribue pas à Ω_* . Typiquement, cette fraction est de l'ordre de 0.5 puisque 10 Ga correspond justement au temps de vie des étoiles de masse solaire et que la valeur moyenne de la masse des étoiles est de l'ordre la masse solaire. En reprenant la même approche mais de manière plus rigoureuse avec une fonction de masse initiale (IMF) de Kroupa *et al.* (1993), nous avons pu déterminer la quantité d'étoiles encore vivantes et calculer Ω_* .

Les contraintes (sur t_* et η_w) liées à l'évolution de la densité stellaire sont montrées sur la figure 5.4, au milieu à droite. Nous avons repris exactement le même principe de représentation que dans la partie précédente sur le taux de formation d'étoiles. La densité stellaire en $z = 0$ exclut les forts vents ($\eta_w > 4$) tandis que la densité stellaire en $z = 3$ semble exclure les temps de formation d'étoiles plus petit que 5 Ga.

Le meilleur modèle, correspondant à l'intersection des courbes en gras, est en très bon accord avec les observations. Mais, les paramètres pour ce modèle sont $t_* = 10$ Ga et $\eta_w = 0.5$, en total désaccord avec les paramètres favorisés par le taux de formation d'étoiles! Ce désaccord est en fait totalement dû aux observations à haut redshift ($z = 3$). Les observations à bas redshift sont quant à elles compatibles avec le modèle précédent.

Ce problème n'est, à priori, pas intrinsèque au modèle. Il a déjà été signalé par Nagamine *et al.* (2004). En effet, il semble plutôt y avoir une inconsistance entre les observations du taux de formation d'étoiles et de la densité comobile d'étoiles à haut redshift. En effet, le temps de formation d'étoiles de 10 Ga reproduisant la valeur de la densité comobile en $z = 3$ conduit à sous-estimer le taux de formation d'étoiles d'un facteur 3. Pourtant, la densité stellaire dans le modèle n'est que l'intégrale du taux de formation (à la mort des étoiles près). Cela n'est donc pas le cas à un facteur 3 près pour les valeurs déduites des observations. L'origine d'un tel désaccord entre la densité stellaire et le taux de formation stellaire a été discutée dans Dickinson *et al.* (2003). Une première explication est que le rapport masse-luminosité est peut-être mal évalué car la fonction de luminosité n'est que très mal

contrainte à haut redshift. Une autre explication est d'invoquer une IMF qui évolue vers les grosses masses à haut redshift. Enfin, une solution est d'invoquer un nouveau phénomène physique (non inclus dans le modèle) qui empêche la formation d'étoiles à haut redshift.

5.2.3 Fond diffus extragalactique

Le fond diffus extragalactique (EBL) intégré de l'UV à l'IR constitue aussi une contrainte importante. Il représente la somme de l'émission des étoiles et des AGN dans toute l'histoire de l'Univers. Aussi, l'émission cumulée de toutes les étoiles dans le modèle ne doit dépasser sa valeur. Le désavantage de prendre la valeur intégrée est que l'on n'est pas sensible à la dépendance en redshift du taux de formation d'étoiles mais plutôt à sa valeur intégrée. C'est d'ailleurs pour cela que cette contrainte est relativement proche de celle due à la densité comobile stellaire en $z = 0$. Cependant, le grand avantage de cela est que la valeur n'est pas sensible à tous les processus incertains d'absorption et de réémission par les poussières.

En suivant la méthode de Madau et Pozzetti (2000), nous avons calculé le fond diffus intégré comme :

$$I_{\text{EBL}} = \frac{c}{4\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\rho_{\text{bol}}(t)}{1+z} \left| \frac{dt}{dz} \right| dz, \quad (5.1)$$

avec l'émissivité à l'instant t

$$\rho_{\text{bol}}(t) = \int_0^t L(\tau) \dot{\rho}_*(t - \tau) d\tau. \quad (5.2)$$

$L(\tau)$ est la luminosité bolométrique par unité de masse d'un amas d'étoiles qui dépend de l'âge de l'amas τ . Pour évaluer cette luminosité, nous avons utilisé l'approximation analytique donnée par Madau et Pozzetti (2000) pour une population de métallicité solaire. Le fond résultant est dominé par les étoiles jeunes à bas redshift.

La valeur obtenue dans le cadre de notre modèle de référence est $I_{\text{EBL}} = 100 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$ ce qui surestime la valeur observée tout en restant dans les barres d'erreurs. En effet, en prenant les données optiques de Bernstein (1999) et IR de Chary et Elbaz (2001) et Fixsen *et al.* (1998) cela conduit à $I_{\text{EBL}} \simeq 80 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$. L'accord est donc raisonnable.

Le fond diffus dépend principalement de l'intensité des vents (pour $t_* < 10 \text{ Ga}$). Plus les vents sont forts, plus le fond diffus correspondant est faible.

Cela est dû au fait que les vents diminuent la densité comobile d'étoiles mais aussi font chuter le taux de formation d'étoiles à bas redshift. Le fond diffus passe de $I_{\text{EBL}} = 220 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$ pour $\eta_w = 0$, à $I_{\text{EBL}} = 40 \text{ nW/m}^2/\text{sr}$ pour $\eta_w = 5$. Les modèles sans vents sont donc exclus par le fond diffus extragalactique ! On remarque au passage que le meilleur modèle pour le taux de formation d'étoiles surestime le fond puisqu'il conduit à $I_{\text{EBL}} \simeq 150 \text{ nW/m}^2/\text{sr}...$

5.2.4 Densité comobile de gaz froid

L'ensemble des contraintes précédentes concernait de près ou de loin les étoiles. Une autre observable totalement indépendante est la quantité de gaz froid. En effet, la quantité de gaz dans les Damped Lyman Alpha Systems (DLAS) est mesurée en regardant les raies d'absorption saturées dans le spectre des quasars. Celles-ci correspondent au gaz constituant les galaxies à haut redshift. Inspirés par Somerville *et al.* (2001), nous avons utilisé les données de Storrie-Lombardi *et al.* (1996) à haut redshift ($z > 0.5$) et celles de Zwaan *et al.* (1997) autrement. A bas redshift, les valeurs obtenues à partir de l'observation des DLAS sont très incertaines (les lignes de visées des quasars n'interceptent que peu de galaxies). La valeur utilisée est donc obtenue par une mesure directe du gaz HI dans les galaxies. Une autre précaution est de prendre en compte l'absorption par les poussières qui biaise les résultats en diminuant le nombre de quasars observés. Nous avons utilisé la correction de Pei *et al.* (1999).

La forme de la courbe (figure 5.4, en bas à gauche) est proche de celle du taux de formation d'étoiles, ce qui indique que le temps de formation d'étoiles évolue peu avec le redshift. L'accord avec notre modèle de référence est excellent. C'est d'ailleurs ce modèle qui constitue le meilleur ajustement. On obtient un pic de $\Omega_{\text{cold}} \simeq 0.004$ au redshift $z \simeq 2$ comme dans les observations. La quantité de gaz froid dépend principalement du temps de déplétion du gaz froid $t_*/(\eta_w + 1)$. Les contraintes dans le plan $\eta_w - t_*$ sont très fortes surtout à bas redshift (figure 5.4, en bas à gauche). Elles indiquent que le temps de déplétion est tel que $1 < t_*/(\eta_w + 1) < 3 \text{ Ga}$.

5.2.5 Bilan baryonique global

La dernière contrainte globale que nous avons explorée est la composition baryonique en $z = 0$. Celle-ci a été largement étudiée du point de

vue observationnel par Fukugita *et al.* (1998). Ils donnent $\Omega_{\text{back}} \simeq 0.002$, $\Omega_* = 0.0035$, $\Omega_{\text{cold}} = 0.00063$ et $\Omega_{\text{hot}} = 0.017$. Le premier point important à noter est que si l'on compare la densité totale de baryons à celle déduite des observations récentes de WMAP (Spergel *et al.* 2003) qui impliquent $\Omega_b \approx 0.04$, on s'aperçoit que 50% des baryons manquent. La principale différence entre ce bilan et celui de notre modèle est la fraction de masse dans le fond diffus intergalactique (forêt Ly α). Cependant, à bas redshift, la valeur observationnelle est plus qu'incertaine, ce qui implique qu'une grande partie des baryons manquants doit certainement se trouver dans le milieu intergalactique. Des observations plus récentes confirment qu'au moins 30% des baryons résident dans la forêt Ly α (Penton *et al.* 2004). Les baryons manquants peuvent se trouver aussi en partie dans les galaxies. Par exemple, même pour notre galaxie, on n'observe que 50% des baryons auxquels on s'attendrait (Silk 2003).

Un autre point important dans ce bilan est que la quantité de baryons dans la phase condensée (gaz froid plus étoiles) ne représente que 10% de la quantité totale de baryons dans l'Univers ($\Omega_b \approx 0.04$) au contraire de la quantité de gaz chaud dans les amas et les groupes qui représente près de 40% des baryons (notons que cette dernière valeur est relativement difficile à déterminer avec précision). Cela implique la présence de vents pour empêcher le problème du sur-refroidissement (Blanchard *et al.* 1992). En effet, notre modèle de référence avec vents prédit des fractions de baryons (relativement à Ω_b) de $f_{\text{back}} \simeq 50\%$, $f_{\text{hot}} \simeq 30\%$, $f_{\text{cold}} \simeq 1\%$ et $f_* \simeq 20\%$ (10% avec l'IMF de Kroupa *et al.* (1993)). Cela est compatible avec les observations. Par contre, le même modèle sans vent conduirait à $f_{\text{back}} \simeq 40\%$, $f_{\text{hot}} \simeq 20\%$, $f_{\text{cold}} \simeq 4\%$ et $f_* \simeq 40\%$ en flagrant désaccord avec les observations. Augmenter t_* pour diminuer la fraction d'étoiles n'est pas une solution car cela laisserait la masse de gaz condensé (gaz froid plus étoiles) inchangée.

Notre modèle standard $t_* = 3$ Ga et $\eta_w = 1.5$ est donc compatible avec toutes les contraintes observationnelles présentées qui concernent l'Univers dans sa globalité. Le seul divergence concerne la densité comobile d'étoiles à $z = 3$ qui est de toute manière incompatible avec le taux de formation d'étoiles observé. Voyons maintenant plus finement les résultats pour les halos.

5.3 Observations des halos

Nous avons montré dans la partie précédente qu’en choisissant correctement la valeur du paramètre de vents et du temps de formation d’étoiles, cela permettait de reproduire l’évolution baryonique observée dans l’Univers. Nous allons maintenant étudier si notre modèle standard pour l’Univers permet de reproduire l’évolution des baryons dans les halos de masse donnée et, si on peut déduire une dépendance des paramètres t_* et η_w avec la masse des halos.

5.3.1 Histoire du taux de formation d’étoiles par halo

En utilisant le formalisme de Press-Schechter Étendu, le modèle permet de prédire l’histoire baryonique moyenne pour les halos de masse M_0 donnée. Grâce à une analyse des données du Sloan Digital Sky Survey (SDSS) portant sur près de 100 000 spectres de galaxies, Heavens *et al.* (2004) ont pu calculer la distribution en âge des étoiles. De cela, ils ont déduit l’histoire individuelle de formation d’étoiles en utilisant l’IMF de Salpeter. Ils ont ensuite échantillonné selon la masse stellaire M_* des galaxies. On peut faire de même dans notre modèle en utilisant la fraction d’étoiles pour convertir M_0 en M_* . Enfin, ils ont calculé la contribution de chaque gamme de masse au taux de formation d’étoiles comobile dans l’Univers. De manière équivalente, nous avons calculé

$$\dot{\rho}_* = \dot{f}_*(M_0, z_0) M_0 n(M_0) \Delta M_0, \quad (5.3)$$

avec $n(M_0)$ la fonction de masse de Press-Schechter. La comparaison modèle-observation est alors immédiate (voir figure 5.5). Il faut tout de même garder à l’esprit que, d’un coté l’objet de base est une galaxie, de l’autre c’est un halo. Cela peut nuancer un peu les conclusions.

La point le plus marquant dans les observations (figure en haut à gauche) est que la formation d’étoiles est dite “antihérarchique” selon Heavens *et al.* (2004). En l’occurrence, les galaxies de fortes masses ($M_* > 10^{12} M_\odot$) forment leurs étoiles majoritairement à beaucoup plus haut redshift que les galaxies de faibles masses ($M_* < 10^{10} M_\odot$). Cela peut paraître difficile à expliquer dans le cadre du modèle hiérarchique mais il n’en est rien. En effet, comme on peut le voir notre modèle reproduit cette caractéristique (figure en haut à droite). Il y a essentiellement 2 raisons à cela. Tout d’abord, seuls

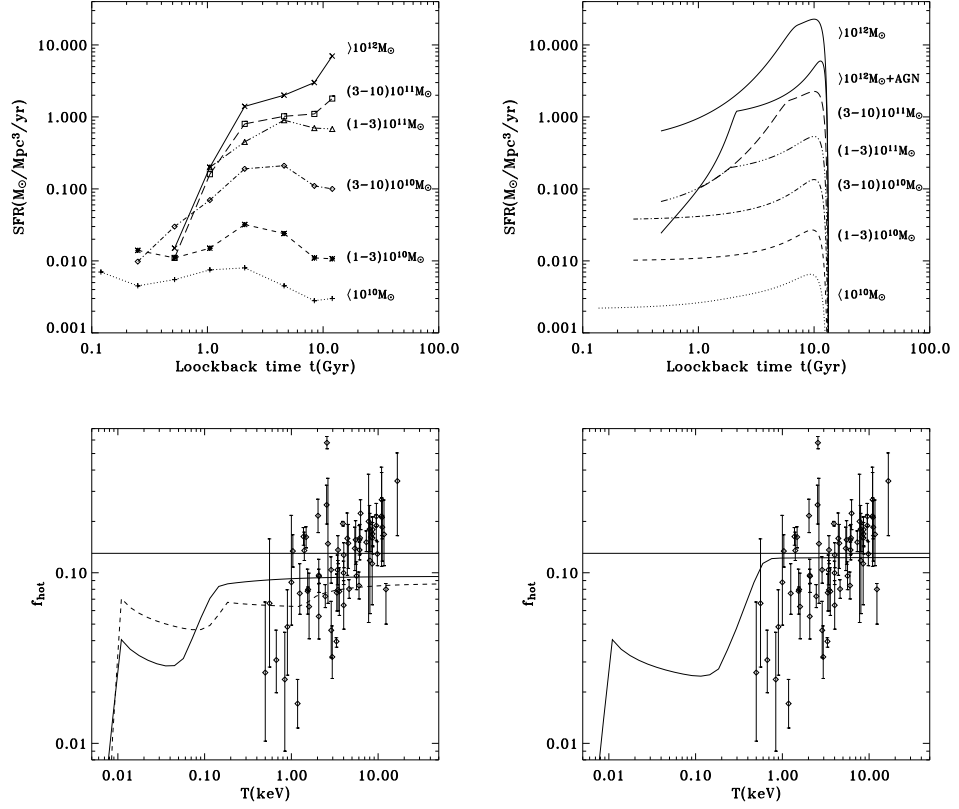


FIG. 5.5 – *En haut* : Histoire moyenne de formation d'étoiles en fonction du temps de regard en arrière pour différentes masses stellaires finales. Les valeurs observées (Heavens *et al.* 2004) sont tracées à gauche. Comme dans l'article, les courbes sont décalées de 0.5 en log, à part celles pour les galaxies massives qui sont décalées de 1. Les courbes à droite sont les prédictions pour notre modèle de référence. Pour les galaxies les plus massives, une deuxième courbe, plus fine, correspond à un modèle avec une métallicité plus réaliste et des supervents. *En bas* : Fraction (en masse) de gaz chaud dans les groupes et amas (Sanderson *et al.* 2003) en fonction de la température T_X en keV. La droite horizontale montre la fraction de baryon universelle. La courbe continue inférieure à gauche montre la fraction de gaz chaud en fonction de T_{200} pour notre modèle de référence. La courbe continue inférieure à droite est pour le modèle avec métallicité plus réaliste et supervents. Enfin, la courbe en tirets montre les prédictions en $z = 2$ et illustre ainsi l'évolution en redshift de la fraction de gaz chaud.

les halos les plus gros sont susceptibles d'avoir une fraction importante de leurs progéniteurs au-dessus de M_{\min} à haut redshift. Cela implique que l'accrétion (et donc la formation d'étoiles) est plus faible à haut redshift pour les petites masses. Cet effet est cependant faible. En outre, la seconde raison est liée au processus de refroidissement. En effet, à bas redshift pour les gros halos ($T_{200} > T_{\max}$) une fraction de plus en plus grande des progéniteurs passe au-dessus de T_{\max} de sorte que le refroidissement devient inefficace. Le taux de formation d'étoiles chute alors exponentiellement avec un temps de déplétion $t_*/(\eta_w + 1)$.

Qualitativement, le taux de formation d'étoiles individuel est bien reproduit. Il existe tout de même des différences importantes à bas redshift pour les gros halos. Premièrement, le coude qui constitue le moment où le refroidissement s'arrête est beaucoup plus tôt dans le modèle (il y a 7 milliards d'années) que dans les observations (il y a seulement 2 milliards d'années). Deuxièmement, le taux de formation d'étoiles chute de manière beaucoup plus violente dans les observations.

Le premier point se justifie facilement si on prend en compte l'enrichissement en métaux que nous avons négligé dans notre approche. L'efficacité du refroidissement est alors augmentée et la transition T_{\max} entre le régime de refroidissement instantané et le régime de refroidissement lent se trouve repoussée à plus haute température Viriel. En l'occurrence, si on considère une métallicité typique de l'ordre de $0.3 Z_{\odot}$ alors T_{\max} est multiplié par 4 (Somerville et Primack 1999), c'est-à-dire qu'il devient $T_{\max} = 2 \times 10^6 (1+z)^3$ K. Comme on peut le voir sur la figure 5.5, en haut à droite, avec la courbe appelée " $10^{12} M_{\odot} + \text{AGN}$ " (qui prend en compte cette métallicité non nulle), le coude se situe alors au bon endroit. De manière générale, ce coude correspond environ au moment où $T_{200} = T_{\max}$.

Le second point, la décroissance très rapide, est plus difficile à expliquer. Il faut tout d'abord remarquer que la déduction du taux de formation d'étoiles à partir des spectres est relativement incertaine. Une partie de la formation d'étoiles pourrait être enfouie comme le montre des observations plus poussées de galaxies massives individuelles. D'autre part, l'IMF est certainement différente de celle de Salpeter. La chute est donc probablement un peu moins raide qu'elle n'y paraît. Si la tendance est tout de même confirmée, elle implique des temps de déplétion du gaz $t_*/(\eta_w + 1)$ très court. En effet, il est important de comprendre que cette conclusion dépasse largement

le cadre de notre modèle. Même si on arrête le refroidissement, il est difficile de comprendre comment, en 1 milliard d’années, le taux de formation d’étoiles a pu chuter d’un facteur 100 sachant que le gaz froid est à priori toujours présent et, même encore un peu alimenté par les progéniteurs de faibles masses. Une solution naturelle pour expliquer comment le gaz froid a pu être “vidangé” si vite est d’invoquer la présence de vents, beaucoup plus efficaces et énergétiques que les précédents : des supervents. L’origine de tels vents pourrait être attribuée aux trous noirs supermassifs au centre des galaxies (Springel *et al.* 2005). Nous avons donc testé cette hypothèse de supervents d’efficacité $\eta_w = 15$ avec une énergie cinétique $T_w = 10^7$ K. Le résultat est encourageant (voir la courbe appelée “ $10^{12} M_\odot + \text{AGN}$ ” figure 5.5).

Il convient donc d’invoquer deux vents dans le modèle, des vents liés aux supernovae pour les galaxies naines et normales et des supervents liés aux AGN pour les galaxies massives. Cela est cohérent avec le fait que les trous noirs supermassifs sont présents principalement dans les galaxies massives et que de même, les supervents semblent surtout influencer sur les galaxies de plus grandes masses (Springel *et al.* 2005). En d’autres termes, l’efficacité moyenne des vents pour un halo de masse donnée croît avec la masse du halo.

5.3.2 Fraction de gaz chaud dans les amas

En analysant les profils d’émission et de température de 66 amas et groupes à bas redshift, Sanderson *et al.* (2003) ont pu déduire la relation entre la fraction de gaz, f_{hot} , et la température X, T_X , dans la gamme 0.5 – 17 keV. Pour calculé f_{hot} , ils ont déterminé pour chaque amas et groupe le β -model pour la densité du gaz qui ajuste le mieux le profil d’émission. Les résultats sont présentés sur la figure 5.5, en bas à gauche.

La première constatation est que les fractions de gaz chaud sont très élevées. En effet, la moyenne sur tout l’échantillon est $\langle f_{\text{hot}} \rangle = 0.134$ ce qui est très proche de la fraction de baryon universelle f_b représentée par la droite horizontale. Le deuxième point, est la corrélation entre la température X et la fraction de gaz chaud. En effet, la fraction de gaz chaud croît de manière importante avec la température X comme $f_{\text{hot}} \propto T_X$. Une telle relation est parfois invoquée pour expliquer la relation $L_X - T_X$ observée dans les amas (Neumann et Arnaud 2001).

Qu'en est-il des prédictions du modèle ? Le modèle de référence (courbe continue) montre la présence de 2 plateaux pour la fraction de gaz chaud en fonction de la température Viriel. En effet, pour les petites galaxies, là où le refroidissement et les vents sont les plus efficaces, la fraction de gaz chaud atteint son minimum de l'ordre de 0.03. Il est intéressant de noter que cette fraction est faible mais non nulle. Cela implique la présence d'un halo de gaz chaud pour toutes les galaxies. Comme la température d'un tel gaz est de l'ordre de la température Viriel, sa détection est beaucoup plus difficile que dans les amas où le gaz est très chaud. On note toutefois le récent article de Nicastro *et al.* (2003) dans lequel le gaz chaud a été détecté dans notre Voie Lactée. Au contraire au-dessus de T_{\max} et T_w le refroidissement devient inefficace et les vents sont piégés et alimentent le gaz chaud. Ainsi, la fraction de gaz chaud tend vers f_b comme dans les observations. La transition entre ces 2 régimes a lieu aux alentours de $T = 0.1$ keV c'est-à-dire beaucoup plus bas que la transition suggérée par les observations. On note cependant que la conversion que nous avons utilisée entre température X et température Viriel est très simplifiée. De même, les observations ne concernent que le cœur des amas et leur extrapolation à des rayons plus larges (en utilisant un β -model) est incertaine (Neumann 2005). Enfin, le rayon Viriel qu'ils ont utilisé est sensiblement différent de R_{200} .

Une solution pour pallier cette transition à trop petite température Viriel, peut venir encore du scénario de supervents ($\eta_w = 15$ et $T_w = 10^7$ K). Il faut aussi prendre en compte la métallicité typique des amas $Z = 0.3 Z_\odot$ qui augmente la température maximum de refroidissement jusqu'à $T_{\max} = 2 \times 10^6$ K. La transition entre le régime pauvre en gaz chaud et le régime riche en gaz chaud a alors lieu à plus haute température ($T_{200} \approx 1$ keV) comme observé. La transition est cependant trop abrupte, mais c'est là un inconvénient déjà signalé du modèle pour lequel les transitions sont des Heavyside simplement adoucis grâce aux moyennes sur les progéniteurs. Au final, il semble donc que le scénario avec deux types de vents (dus aux supernovæ et AGN) est là encore favorisé.

Kay *et al.* (2004) ont d'ailleurs réalisé des simulations d'amas avec un feedback proche de notre scénario de supervents. En effet, ils ont chauffé de manière impulsionnelle le milieu dense et froid des amas à une température de 17 keV. Cela correspond dans nos notations à une énergie $T_w = 2 \times 10^7$ K à comparer aux 10^7 K utilisés dans notre modèle de supervents. Cela permet

de reproduire la relation $L_X - T_X$ avec un bon niveau d'entropie au centre de l'amas. Un tel feedback important permet donc de reproduire la fraction de gaz chaud mais aussi le profil d'entropie.

Un autre argument en faveur de vents importants est la valeur très faible de la fraction d'étoiles comparativement à la fraction de gaz chaud dans les amas. Cette fraction d'étoiles est de l'ordre de $f_* \approx 0.02$ (Lin *et al.* 2003) à comparer à la fraction de gaz chaud $f_{\text{hot}} \approx 0.13$. On retrouve, là encore le problème du sur-refroidissement qui est encore plus flagrant que pour l'Univers car on n'a pas ici les incertitudes liées au fond diffus ou au gaz chaud indétectable. La solution semble là encore d'invoquer de puissants vents.

5.3.3 Fonctions de masse stellaire et HI

Les résultats précédents (histoire individuelle de formation d'étoiles et fraction de gaz chaud dans les amas) tels que nous les avons exploités ne sont, a priori, pas trop affectés par le fait que les prédictions du modèle ne concernent que les halos (au sens gravitationnel du terme) et non directement les galaxies, les groupes ou les amas (au sens observationnel du terme). Il n'en est pas de même dans cette partie où nous allons traiter de fonctions de masse stellaire et HI. Pour passer des masses de halos aux masses galactiques, il faudrait, en toute rigueur, utiliser le "halo occupation number" (HON) (Kravtsov *et al.* 2004b) qui donne le nombre moyen de galaxies satellites dans un halo de masse donnée. A l'heure où j'écris, ce travail est en cours. Les résultats présentés ici sont donc préliminaires car ils ne prennent pas en compte le HON. En l'utilisant, on devrait pouvoir calculer les propriétés baryoniques moyennes de chaque galaxie. Le principal effet du HON devrait être principalement de décaler la fonction de masse vers les petites masses.

Les fonctions de masse stellaire et HI ont été calculées en utilisant la fonction de masse des halos de Press-Schechter et en calculant, grâce au modèle, la masse de gaz froid et la masse d'étoiles dans chaque halo de masse totale donnée. Ces fonctions de masse et leur évolution sont montrées figure 5.6. Pour les petites masses, l'aplatissement de la courbe s'explique par la fraction de baryons qui chute en-dessous de M_{min} . En effet, cette fraction qui chute brusquement implique un faible nombre de galaxies dans les halos plus petit que M_{min} . Pour les hautes masses, la chute de la fonction de masse correspond à la décroissance rapide de la fonction de masse de

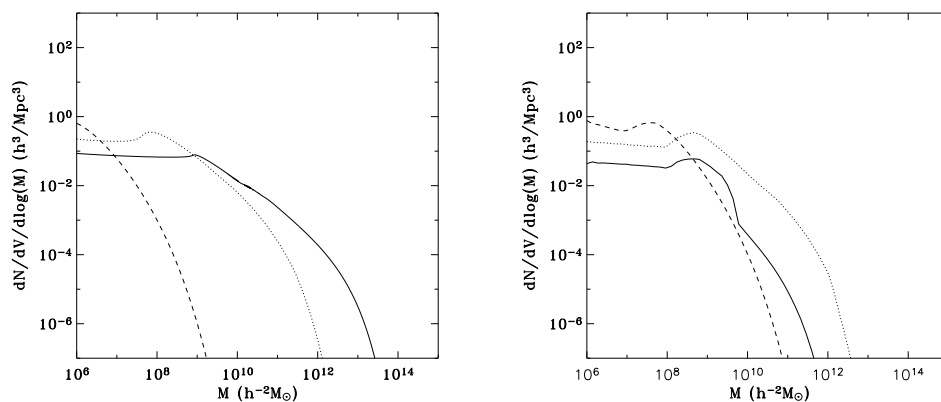


FIG. 5.6 – A gauche : Fonctions de masse stellaire pour des redshifts de $z = 0$ (ligne continue), $z = 2$ (ligne pointillée) et $z = 8$ (ligne tiretée). A droite : Fonctions de masse HI pour des redshifts de $z = 0$ (ligne continue), $z = 2$ (ligne pointillée) et $z = 8$ (ligne tiretée).

Press-Schechter. En ce qui concerne l'évolution en redshift, elle est différente pour la fonction de masse stellaire et la fonction de masse HI. En effet, la fonction de masse de Press-Schechter se décale vers les petites masses lorsque le redshift est plus important. La fraction d'étoiles diminue avec le redshift. En conséquence, la fonction de masse stellaire se décale rapidement vers les petites masses au fur et à mesure que l'on remonte dans l'histoire de l'Univers. Par contre, la fraction de gaz froid moyenne dans l'univers augmente d'un facteur presque 10 entre $z = 0$ et $z = 2$. Il en résulte que la fonction de masse HI se décale d'abord vers les grosses masses avant de se redécaler vers les petites masses quand la fraction de gaz froid se stabilise.

Les fonctions de masse galactique HI (Zwaan *et al.* 2005) et stellaire (Cole *et al.* 2001) observées sont montrées figure 5.7. La fonction de masse HI a été obtenue en utilisant le catalogue HIPASS qui contient 4321 détections de ligne d'émission HI extragalactiques à 21 cm. Quant à la fonction de masse stellaire, elle a été calculée grâce à la fonction de luminosité dans le proche IR déduite des catalogues 2MASS et 2dF et au rapport masse-luminosité déduit d'un modèle de population stellaire supposant une IMF de Kennicutt (1983). Les grandeurs représentées sont les ajustements de Schechter de ces 2 fonctions de masse, ajustements qui sont très précis.

Les 2 fonctions de masse présentent globalement des caractéristiques similaires bien que la fonction de masse stellaire soit décalée vers les hautes

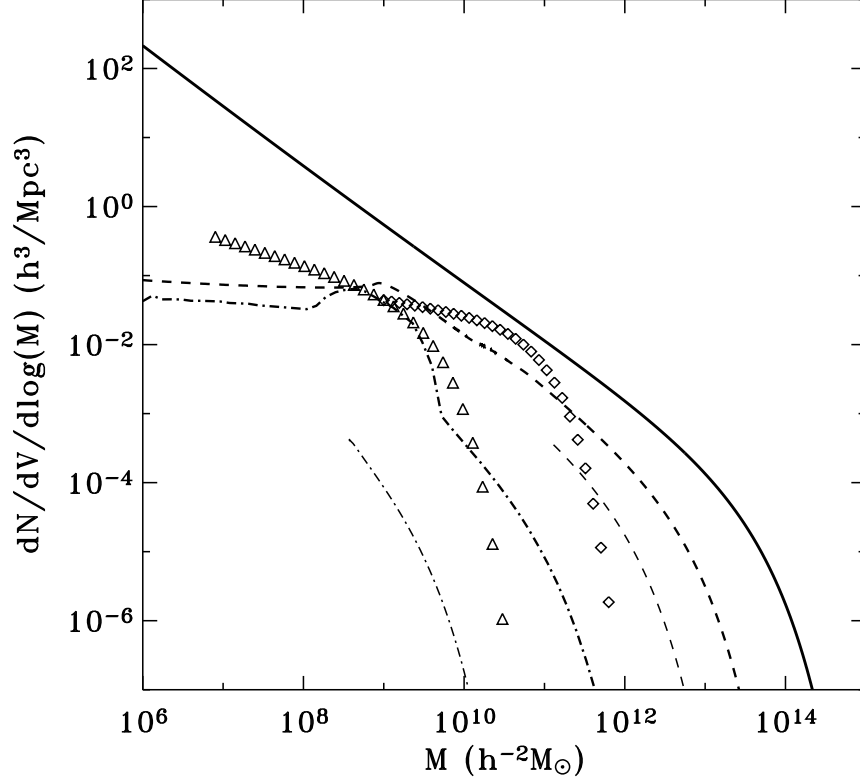


FIG. 5.7 – Fonctions de masse stellaire et HI. Les tirets gras représentent la fonction de masse stellaire pour notre modèle de référence tandis que les autres tirets sont pour le modèle de supervents. Les diamants sont l’ajustement de Schechter des observations (Cole *et al.* 2001). De la même manière, la ligne en gras avec des traits et points est la fonction de masse HI pour notre modèle de référence et l’autre ligne est pour le modèle de supervents. Les triangles sont l’ajustement de Schechter des valeurs observées (Zwaan *et al.* 2005). Pour comparaison, la ligne continue en gras est la fonction de masse de Press-Schechter pour laquelle on suppose une fraction de baryon universelle partout.

masses puisque la fraction stellaire dans les galaxies est nettement supérieure à la fraction de gaz HI. Pour les petites masses, les fonctions décroissent doucement puis chutent brusquement au delà d’une masse critique de l’ordre de $10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ pour la masse de gaz et $3 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$ pour la masse stellaire.

Les prédictions de notre modèle de référence sont tracées en gras. La normalisation globale semble être en bon accord. Cela est logique puisque, comme nous l’avons déjà vu, le bilan baryonique pour l’Univers en $z = 0$

(c'est-à-dire l'intégrale de la fonction de masse multipliée par la masse) est bien reproduit par le modèle. A titre de comparaison, la fonction de masse de Press-Schechter en supposant une fraction de baryon universelle est montrée comme une ligne continue.

Regardons maintenant plus en détail. Pour les masses intermédiaires, l'accord est encourageant. Pour les hautes masses, la chute est plus accentuée dans les observations que ce soit pour le gaz ou pour les étoiles. La première raison est bien sûr le HON mentionné précédemment. En effet, celui-ci devrait diminuer le nombre de galaxies massives puisque les gros halos sont alors décomposés en galaxies plus petites. La deuxième cause se trouve sans doute dans les supervents qui, comme illustré, diminuent aussi les fonctions de masses pour les hautes masses. Cela est logique car ces vents éjectent le gaz froid hors des halos. On remarque qu'un modèle avec deux types de vents est prometteur car il devrait conduire à une transition lisse depuis les fonctions de masse avec vents jusqu'à celles avec supervents. Les fonctions de masse obtenues devraient ainsi se rapprocher des observations.

Pour les petites masses, le modèle tend à sous-estimer la fonction de masse de gaz froid. Là encore, le HON devrait augmenter le nombre de petites galaxies. Un autre point est que la transition en M_{\min} est certainement moins abrupte que dans le modèle. Cela devrait donc tendre à repeupler cette partie de la fonction de masse qui dépend fortement de la pente de la fraction de gaz froid en fonction de la masse du halo.

Dans cette partie, nous avons étudié les bilans baryoniques moyens en $z = 0$ pour des halos de masse donnée. Ces bilans concernent les 3 phases que l'on peut trouver dans un halo : le gaz chaud, le gaz froid et les étoiles. Nous avons aussi étudié l'histoire moyenne des baryons, plus précisément celle de la formation d'étoiles. Notre modèle de référence ($t_* = 3 \text{ Ga}$ - $\eta_w = 1.5$), reproduit globalement toutes les tendances observées. L'ensemble des observations semble cependant indiquer qu'il faut raffiner ce modèle en ce qui concerne les grosses masses de halos. Un premier aspect évident est de prendre en compte la métallicité non nulle ($\simeq 0.3 Z_\odot$) qui augmente l'efficacité du refroidissement. Cela revient à augmenter la température maximale de refroidissement jusqu'à $T_{\max} = 2 \times 10^6 (1+z)^3 \text{ K}$. Un autre point important est d'inclure dans le modèle un deuxième modèle dit de supervents. Ces supervents seraient plus puissants ($\eta_w = 15$) et plus énergétiques ($T_w = 10^7 \text{ K}$) que les vents produits par les supernovæ. Ils ne concerneraient que les halos les plus

massifs, puisque l'on doit bien sûr veiller à garder une efficacité moyenne de vents de $\eta_w = 1.5$ dans l'Univers comme suggéré dans la partie précédente. De tels supervents pourraient trouver leur source d'énergie dans les trous noirs supermassifs observés au centre des galaxies massives (Springel *et al.* 2005). En raffinant ainsi notre modèle l'accord avec les observations est meilleur que ce soit pour l'histoire de formation d'étoiles, la fraction de gaz chaud dans les amas ou les fonctions de masse stellaire et HI.

Chapitre 6

Ouverture vers l'astroparticule

Jusqu'à présent, nous nous sommes concentrés sur les rayonnements de basse énergie. Par exemple, nous avons calculé le fond extragalactique intégré depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain et, nous avons vérifié que la contribution des étoiles dans notre modèle de référence ne surestimait pas le fond observé. Mais qui dit formation d'étoiles, dit aussi création de supernovæ et donc émission de rayonnements de haute énergie (X et γ). Dans la même optique que dans la partie 5.2.3, nous avons donc calculé la contribution des supernovæ au fond diffus gamma mou grâce à notre modèle, nous avons ajouté celles des blazars et galaxies Seyferts et, nous avons vérifié que la somme ne dépassait pas le fond observé. Ceci fait l'objet de la première partie de ce chapitre.

Une autre source contribuant à ce fond γ mou est la somme des émissions provenant du centre de toutes les galaxies à tous les redshifts. En effet, comme observé récemment par INTEGRAL, le bulbe de notre propre galaxie est une source intense à 511 keV. Il en est ainsi probablement de même pour le bulbe des autres galaxies. Afin de calculer cette contribution, il faut donc extrapoler l'émission à toutes les autres galaxies. La façon d'extrapoler dépend évidemment de l'hypothèse faite quant à l'origine de l'émission de la Voie Lactée. Cependant, cette origine est encore très débattue à l'heure actuelle et, nous avons choisi de tester une des hypothèses majeures selon laquelle l'émission serait due à l'annihilation de particules de matière noire légère. Par rapport aux travaux précédents et grâce à notre modèle analytique, nous avons pu mettre en exergue le rôle important des baryons dans le calcul du fond. Ces différents points font l'objet de la deuxième partie.

A noter que ce travail fut pour moi très formateur car il me permit de

faire mes premiers pas dans le monde de la physique des hautes énergies et celui de la physique des particules. Ceci a été possible grâce à de nombreux collaborateurs que je remercie.

6.1 Fond diffus gamma

6.1.1 Fond diffus observé et contributions des Noyaux Actifs de Galaxies

Le fond diffus entre 10 keV et 10 GeV a été observé par HEAO, SMM, COMPTEL et EGRET (Zdziarski 1996, Strong *et al.* 2004). Les principales mesures sont présentées figure 6.1.

En-dessous de 100 keV, la contribution des Seyferts domine et explique tant la forme que la normalisation du spectre. Le calcul de cette contribution a été effectué par Zdziarski *et al.* (1995) en considérant le spectre X moyen de l'ensemble des Seyferts observés par Ginga et OSSE et, en intégrant sur une fonction de luminosité en loi de puissance normalisée aux observations locales. Cependant, les spectres individuels présentent une coupure exponentielle vers quelques centaines de keV et la contribution au fond diffus devient alors faible.

Au-dessus de 10 MeV, la contribution des blazars domine le fond diffus et reproduit la pente et l'amplitude du spectre. Comastri (1999) a évalué cette contribution en sommant les spectres observés par EGRET et, en utilisant une fonction de luminosité radio ainsi que la corrélation observée entre les luminosités γ et radio. En-dessous d'une dizaine de MeV, les spectres de blazars présentent une chute qui rend leur contribution au fond diffus faible.

Une autre contribution semble donc nécessaire dans le domaine du MeV pour expliquer le fond diffus.

6.1.2 Contribution des SNIa

La contribution des supernovæ au fond diffus a été évaluée dans Watanabe *et al.* (1999) ou Ruiz-Lapuente *et al.* (2001). Nous reprenons ici un calcul similaire mais dans le cadre de la cosmologie Λ CDM et, avec le taux de formation d'étoiles issu de notre modèle analytique (qui, rappelons-le, a été validé par les simulations numériques et reproduit de nombreuses observables).

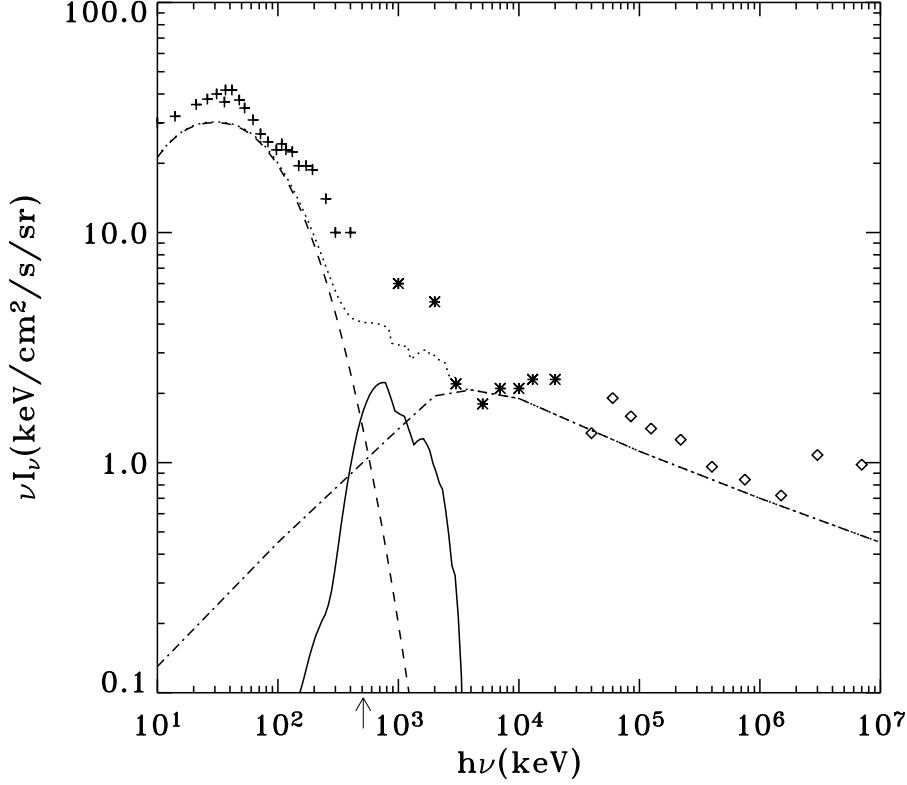


FIG. 6.1 – Spectre du fond diffus. Les croix (HEAO), les étoiles (COMPTEL) et les diamants (COMPTEL) sont des points observationnels tirés de Zdziarski (1996), Strong *et al.* (2004). A basse énergie, la contribution des Seyferts (tirets) domine (Zdziarski *et al.* 1995). A haute énergie, c’est la contribution des blazars (Comastri 1999) qui est la plus importante (points-traités). Dans le domaine intermédiaire, la contribution des SNIa, calculée grâce à notre modèle analytique, prend le dessus sur les 2 autres. La somme des 3 contributions (pointillés) reproduit bien le fond. Une contribution supplémentaire (annihilation des particules de matière noire légère par exemple) jusqu’à $4 \text{ keV/cm}^2/\text{s/sr}$ n’est pas exclue vers 511 keV (flèche).

Le temps entre la naissance d’une étoile et son explosion sous forme de SNII est négligeable à l’échelle cosmologique, de sorte que le taux de SNII (pour un taux de formation d’étoiles comobile $\dot{\rho}_*$ donné) est,

$$SNII R = \dot{\rho}_*(t) \times \epsilon_{\text{SNII}}, \quad (6.1)$$

avec le nombre de SNII par unité de masse stellaire formée $\epsilon_{\text{SNII}} = 0.007$. Cette valeur est calculée en prenant une IMF de Salpeter entre 0.1 et $125 M_{\odot}$.

et, en considérant que les SNII correspondent aux étoiles de plus $8 M_{\odot}$. Le taux résultant est montré figure 6.2. Il nous permet d'ailleurs de faire une transition avec le chapitre précédent. En effet, la non détection d'un fond diffus de neutrinos lié aux supernovæ par Super-Kamiokande implique des contraintes fortes sur le taux de SNII et donc l'histoire du taux de formation d'étoiles (Strigari *et al.* 2005). Cependant, comme montré par les études précédentes, les SNII ne contribuent que faiblement dans le domaine 100 keV-10 MeV qui nous intéresse, nous allons donc nous concentrer sur les SNIa.

Le nombre de SNIa par unité de temps et par unité de volume comobile, SNR , se déduit du taux de formation d'étoiles comobile, $\dot{\rho}_*$, comme suit,

$$SNR = \dot{\rho}_*(t - T_{\text{SNIa}}) \times \epsilon_{\text{SNII}} f_{\text{SNIa}}, \quad (6.2)$$

avec $T_{\text{SN}} \approx 2.5$ Ga le délai moyen typique entre la formation d'étoiles et l'explosion de la SNIa et, $f_{\text{SNIa}} = 0.2$ la fraction des étoiles qui vont donner des SNIa relativement à celles qui vont donner des SNII (Watanabe *et al.* 1999). Bien sûr, les incertitudes sur T_{SN} et sur f_{SNIa} sont importantes, mais il est rassurant de remarquer que le taux de SNIa résultant est compatible avec les observations actuelles de Dahlen *et al.* (2004) (voir figure 6.2). Le taux de formation d'étoiles affecte la forme et, la normalisation, la fraction de SNIa modifie la normalisation et le délai fait chuter le taux à haut redshift. L'ensemble de ces paramètres semble donner la bonne forme et une bonne normalisation bien que peut-être légèrement trop forte. Il faut aussi rappeler que, pour le calcul du fond, l'influence du délai (qui est très incertain) est faible car c'est plutôt la contribution à bas redshift qui domine.

En conséquence, l'émissivité comobile qui découle de ce taux de SNIa est

$$j_{\nu}(\nu, z) = SNR \frac{M_{\text{ej}}}{A_{\text{Ni}} m_{\text{p}}} S_{\text{SNIa}}(\nu), \quad (6.3)$$

avec $M_{\text{ej}} \approx 0.5 M_{\odot}$ la masse de Nickel produite (Watanabe *et al.* 1999) et $S_{\text{SNIa}}(\nu)$ le spectre par atome de Nickel (Nomoto *et al.* 1984) (dominé par la raie à 847 keV).

Le fond résultant est alors donné par,

$$I_{\nu} = \frac{c}{4\pi} \int_0^{t_H} j_{\nu}(\nu(1+z), z) dt, \quad (6.4)$$

La contribution des SNIa est présentée figure 6.1. Elle montre une bosse dans le domaine 100 keV-10 MeV avec un pic vers 847 keV correspondant à la raie de décroissance radioactive du Cobalt.

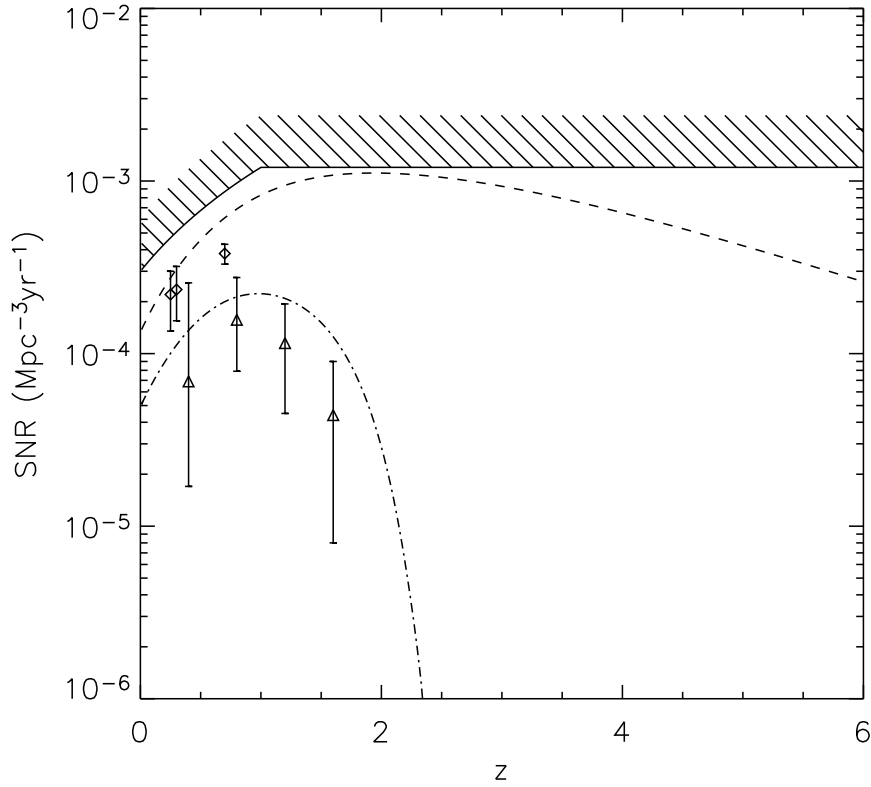


FIG. 6.2 – Taux de supernovæ de type I (ligne continue) et II (tirets) en fonction du redshift pour le taux de formation d'étoiles prédit par notre modèle analytique. Les symboles sont les observations de Dahlen *et al.* (2004) avec des diamants pour les SNIi et des triangles pour les SNIa. La limite supérieure hachurée est liée à la non détection d'un fond diffus de neutrinos par Super-Kamokande (Strigari *et al.* 2005).

De façon intéressante, la somme des 3 contributions reproduit bien la forme et l'amplitude du fond observé ! Ceci est donc une contrainte forte sur une contribution supplémentaire. Aux alentours de 511 keV, la somme des 3 contributions est tout de même légèrement inférieure au fond observé et, une contribution supplémentaire jusqu'à 4 keV/cm²/s/sr ne peut être exclue. Comme nous allons le voir, cette borne supérieure pour une contribution supplémentaire donne des contraintes sur les candidats possibles de matière noire légère.

6.2 L'hypothèse de matière noire légère

La particule de matière noire que nous considérons ici est décrite notamment dans Fayet (2004). Elle a une masse m_χ inférieure au GeV (contrairement au neutralino). Elle interagit non pas par l'interaction faible (comme le neutralino) mais par le biais d'un nouveau boson de jauge U. La section-efficace d'annihilation résultante est de la forme $\sigma v_{\text{rel}} = a + bv^2$ avec un terme indépendant de la vitesse dit S-wave et un terme qui en dépend dit P-wave. La principale contrainte que l'on ait sur la section-efficace est cosmologique. En effet, pour obtenir la bonne quantité de matière noire résiduelle ($\Omega_{\text{DM}} = 0.23$), il faut que la section-efficace au moment du découplage soit $\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle_{\text{F}} \approx 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$ (Fayet 2004). Cela ne nous dit cependant pas la valeur relative des termes S-wave et P-wave. L'intérêt pour ce candidat matière noire s'est trouvé rehaussé récemment grâce aux observations d'INTEGRAL puisque, comme nous allons voir, il permet d'expliquer l'émission observée de la Voie Lactée.

6.2.1 Calcul de l'émission de la Voie Lactée

Afin de calculer le fond diffus dû à l'ensemble des halos de matière noire dans l'Univers, il faut connaître l'émission de chaque halo. Cette émission dépend des caractéristiques de la matière noire que sont sa masse et sa section-efficace. Malheureusement la valeur exacte de ces 2 grandeurs est inconnue. Nous avons donc choisi de nous calibrer sur l'émission de la Voie Lactée. Le but ici est de trouver quelles valeurs de sections-efficaces et de masses permettent de reproduire le signal galactique. Ensuite, on pourra calculer le fond diffus correspondant.

Une émission diffuse à 511 keV, en provenance des régions centrales de la Voie Lactée, a été détectée par INTEGRAL à un niveau élevé de l'ordre de $10^{-3} \text{ ph/cm}^2/\text{s}$ (Knödlseher *et al.* 2005). Cette émission découle vraisemblablement de l'annihilation électron-positron dans le bulbe galactique à un taux de l'ordre de 10^{43} ann/s ! Différentes sources astrophysiques ont été envisagées pour expliquer une injection de positrons à un tel taux. Cependant, les SNIa semblent en nombre insuffisant pour soutenir ce taux (Cassé *et al.* 2004, Prantzos 2004). Les hypernovæ et sursauts gamma associés pourraient être en meilleure position. Mais, leurs progéniteurs sont les étoiles massives qui occupent majoritairement le disque. Aussi, si les hypernovæ expliquaient

l'émission du bulbe, on devrait voir des taches d'émission à 511 keV dans le disque. Cela n'est pas le cas (Cassé *et al.* 2004, Schanne *et al.* 2005, Parizot *et al.* 2005). Les binaires X de faibles masses pourraient être de bons candidats, mais elles semblent ne pas émettre à 511 keV. Nous considérons donc ici l'hypothèse de l'annihilation de particules de matière noire légère comme source de positrons.

L'idée est donc que l'annihilation de matière noire produise des paires électrons-positrons e^+e^- . Les positrons sont confinés grâce aux champs magnétiques du bulbe, ils sont ralentis par pertes par ionisation puis, ils forment du positronium en rencontrant les électrons du milieu interstellaire. Enfin, ils s'annihilent en donnant deux photons à 511 keV (25% des cas) ou 3 photons de plus basse énergie (75% des cas). Comme le profil de matière noire est piqué au centre, le profil d'émission le sera donc aussi.

En considérant que l'annihilation a lieu sur place (pas de diffusion), ce qui est d'autant plus vrai que l'énergie des positrons est faible (pour une énergie de 10 MeV la diffusion est de l'ordre de 300 parsecs), on peut calculer le profil d'émission de la Voie Lactée. Le flux de rayon γ en provenance d'une direction faisant un angle θ avec le centre galactique est donné par

$$F_\nu(\theta) = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{los}} P_\nu(r) dl, \quad (6.5)$$

avec

$$P_\nu(r) = \frac{1}{2} S_{\text{pos}}(\nu) \rho_X^2(r) \frac{\langle \sigma v_{\text{rel}}(r) \rangle}{m_X^2}. \quad (6.6)$$

Dans cette expression, $S_{\text{pos}}(\nu)$ est le spectre d'émission du positronium avec 25% d'énergie dans la raie à 511 keV et 75% dans un continuum 3γ (Brown et Leventhal 1987). $\rho_X(r)$ est le profil de matière noire. Notons aussi que le facteur 1/2 provient du fait que la matière noire est auto-conjuguée (pour éviter de compter 2 fois les mêmes paires de particules). Dans le cas contraire, on a $\rho_X(r)\rho_{\bar{X}}(r)$ en lieu et place de $\rho_X^2(r)$. Mais le résultat final est inchangé car la section-efficace au moment du découplage doit alors être multipliée par 2, ce qui compense. Enfin, nous avons tronqué l'émission au rayon du bulbe ($\theta = 16$ degrés) considérant que la densité de gaz devient ensuite insuffisante pour confiner et annihiler efficacement les positrons.

Pour comparer proprement l'émission théorique avec l'émission observée, il faut convoluer le signal par la réponse impulsionnelle (PSF) du spectromètre SPI d'INTEGRAL. Le signal obtenu pourra être comparé au signal

observé auquel on a soustrait le bruit. Ce travail a été réalisé par Patrick Sizun du CEA-Saclay.

6.2.2 Calibration

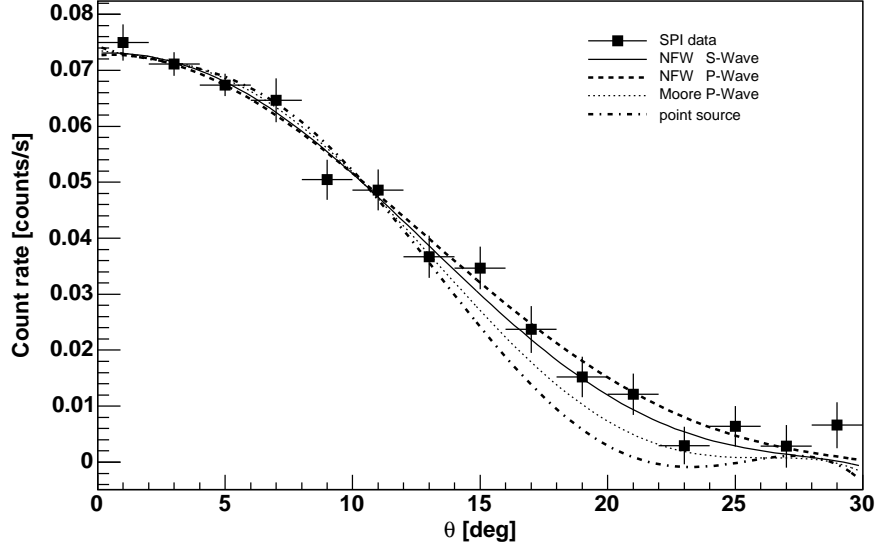


FIG. 6.3 – Taux de comptages INTEGRAL/SPI dans la raie à 511 keV en fonction de l’angle entre la ligne de visée et le centre galactique. Les points sont les taux de comptages de la camera SPI auxquels on a soustrait le bruit instrumental. Ces résultats sont moyennés sur la première année de données et sur l’ensemble des détecteurs. Les lignes sont les taux de comptages pour les 3 modèles envisagés : section-efficace S-wave, profil NFW et $m_X = 100$ MeV (ligne continue), section-efficace P-wave, profil NFW et $m_X = 1$ MeV (tirets), enfin section-efficace P-wave, profil Moore et $m_X = 1$ MeV (pointillés). Il faut insister sur le fait que les profils montrés sont les profils après convolution par la PSF et non les vrais profils d’émission (la déconvolution nécessiterait des hypothèses supplémentaires qui pourraient fausser les résultats). La courbe la plus basse (points-traités) correspond à une source ponctuelle de rayons γ au centre galactique. Cette hypothèse n’est pas compatible avec les données.

Nous allons maintenant balayer l’ensemble des cas possibles pour la section-efficace en considérant les 2 cas extrêmes : $\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle = a$ (S-wave) et $\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle = bv^2$ (P-wave). Toutes choses égales par ailleurs, ces 2 cas donnent des résultats très différents, surtout en ce qui concerne la normalisation. En effet, dans le cas S-wave la section-efficace vaut toujours $\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle > F$. Par

contre, dans le cas P-wave, en raison de la faible dispersion de vitesse dans les halos v_{halo} comparativement à celle au moment du découplage v_{F} , l'émission est plus faible d'un facteur $v_{\text{F}}^2/v_{\text{halo}}^2 \approx 10^5$. Le profil d'émission est aussi modifié légèrement car la dispersion de vitesse varie en fonction du rayon. Nous avons donc calculé le profil de dispersion de vitesse en considérant une distribution de vitesse à l'équilibre dans le potentiel de matière noire. Il suffit pour cela de résoudre les équations de Jeans. En supposant une dispersion de vitesse isotrope, cela donne,

$$v_{\text{halo}}^2(r) = \frac{3}{\rho_{\text{X}}(r)} \int_r^{R_{200}} \rho_{\text{X}}(r) \frac{GM(r)}{r^2} dr. \quad (6.7)$$

Ce profil de vitesse décroît au centre de sorte que le profil d'émission P-wave est un peu moins piqué que le profil S-wave.

La question à laquelle on cherche à répondre est : existe-t-il pour ces 2 cas, une masse de particule plausible ainsi qu'un profil de matière noire réaliste qui permettent de reproduire le niveau d'émission observée (et accessoirement la forme) ? La masse de matière noire est à priori comprise entre 511 keV (pour pouvoir donner e^+e^-) et 100 MeV environ (Ahn et Komatsu 2005). Si la masse était supérieure, le bulbe émettrait dans le domaine radio à cause des rayonnements de freinage. Cette borne supérieure est d'ailleurs très conservatrice et pourrait être revue à la baisse en faisant des calculs précis d'émission radio. Quant aux profils de matière noire, d'après les simulations numériques, ils sont en r^{-3} dans les régions externes. Dans les régions centrales d'intérêt, la pente semble être comprise entre r^{-1} (profil Navarro *et al.* (1995)) et $r^{-1.5}$ (profil Moore *et al.* (1999)). Voilà la marge de manœuvre que l'on a pour reproduire le profil d'émission du bulbe.

Au final, il s'avère que pour reproduire l'émission (convoluée par la PSF) dans le cas S-wave, il suffit de supposer un profil de Navarro *et al.* (1995) avec un paramètre de concentration standard $c = 10$ et une masse $M_{200} = 2 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ (voir figure 6.3). La masse de la particule doit être choisie égale à 100 MeV pour obtenir la bonne normalisation. Dans le cas P-wave, il faut au contraire augmenter au maximum l'émission qui sinon est trop faible. On prend donc $m_{\text{X}} = 1$ MeV. Pour le profil de matière noire, il faut là aussi augmenter au maximum l'émission. Cela nécessite d'invoquer un profil de Navarro *et al.* (1995) avec des paramètres relativement extrêmes pour la Voie Lactée ($c = 16$ et $M_{200} = 3 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$). Une alternative est un profil de Moore *et al.* (1999) avec des paramètres standards (voir figure 6.3).

Pour les 3 couples présentés de sections-efficaces, masses de particule et profils de matière noire (tous raisonnables), la normalisation est bien reproduite. On pourra donc calculer le fond diffus correspondant. Il est intéressant de remarquer au passage que la forme du profil semble proche des observations. Par contre, malheureusement, il semble difficile de distinguer quel profil entre celui S-wave et celui P-wave permet de mieux reproduire le profil observé. D'une part, parce que la PSF est très large, d'autre part, parce que pour calculer la distribution de vitesse au centre il faudrait prendre en compte aussi la masse des étoiles qui est incertaine, ensuite parce que la pente au centre du profil de matière noire est méconnue, enfin parce que le rayon du bulbe et les processus de confinement sont peu maîtrisés.

6.2.3 Fond diffus gamma mou résultant

Le fond diffus résultant est la somme des émissions redshiftées de tous les halos de matière noire dans l'Univers. L'émissivité comobile est obtenue par,

$$j_\nu(\nu, z) = \int_{M_{\min}}^{\infty} M \frac{dN}{d \ln M dV} \frac{L_\nu(M, z)}{M} d \ln M, \quad (6.8)$$

avec la luminosité par halo qui est donnée par

$$L_\nu(M, z) = \int_0^{R_{200}} P_\nu(r) 4\pi r^2 dr. \quad (6.9)$$

dN/dM est la fonction de masse de Press-Schechter. La dépendance du paramètre de concentration avec la masse et le redshift est donnée par un ajustement sur les simulations numériques par Bullock *et al.* (2001b).

Un ingrédient important est la borne d'intégration M_{\min} qui est la masse minimale de halo à partir de laquelle l'émission est négligeable. Dans Ahn et Komatsu (2005), la borne d'intégration est prise comme le maximum entre la masse d'écoulement libre et la masse de Jeans pour la matière noire. Cela conduit à une masse de halo très faible, inférieure à $1 M_\odot$! Aussi, le fond est dominé par la multitude de petits halos qui peuplent l'Univers.

Cependant, comme mis en exergue par notre modèle analytique, par Gnedin (2000) et, par Hoefl *et al.* (2004), la fraction de gaz froid pour les halos de masse inférieure à M_{\min} est très faible : les galaxies ne se forment pas. Aussi, les positrons ne peuvent ni être confinés, ni s'annihiler. Ils s'échappent

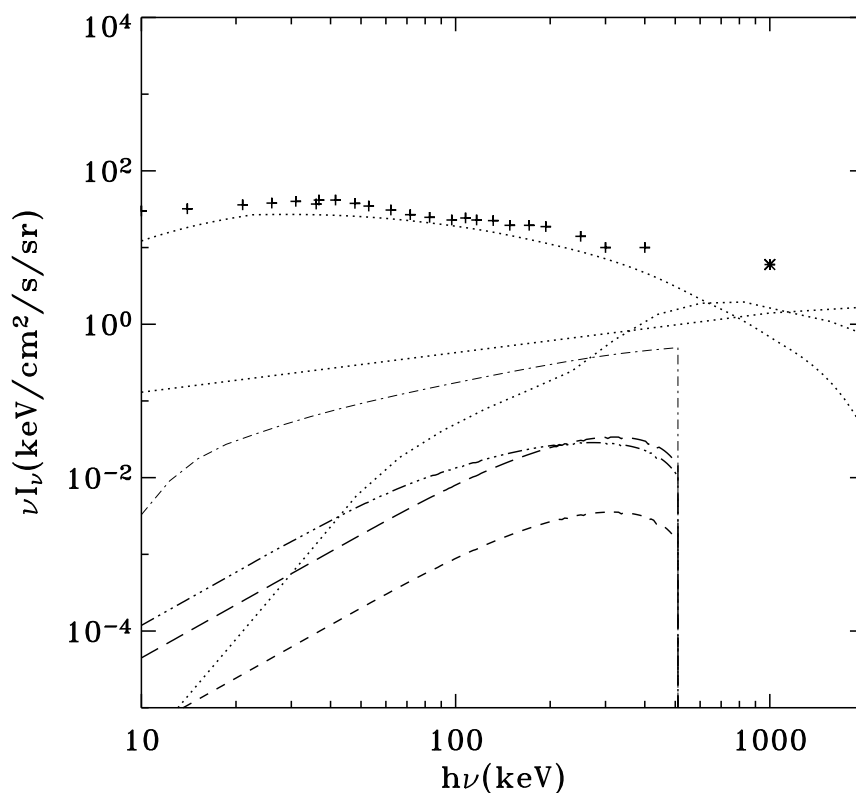


FIG. 6.4 – Spectre du fond diffus. Croix : HEAO. Etoiles : COMPTEL. Ligne pointillée : Contributions de Seyferts, SNIa et blazars. La contribution au fond diffus par l’annihilation de la matière noire S-wave est en point-point-point-traits. La contribution P-wave est en tirets pour NFW et en tirets longs pour Moore. Enfin, le fond calculé comme dans Ahn et Komatsu (2005) est montré par des traits-points.

donc dans le gaz diffus et ne peuvent là encore s’annihiler (même sur des distances cosmologiques) car la densité est trop faible. Nous avons donc considéré le modèle très simple suivant : si $M_{200} < M_{\min}$ pas d’émission et, si $M_{200} > M_{\min}$ tous les positrons sont confinés et s’annihilent.

Les résultats sont présentés sur la figure 6.4 pour les différentes configurations de masse, section-efficace et profil considérées (voir partie précédente). Comme on peut le voir, le fait d’inclure la masse M_{\min} liée à la physique du gaz diminue l’émission d’au moins un facteur 10. Cela change aussi un peu la forme du spectre car les halos à formation d’étoiles ne sont en nombre

important qu'à bas redshift. Pour les cas NFW S-wave et Moore P-wave, le spectre est relativement similaire. Par contre, pour le cas NFW P-wave, le fond est encore un facteur 10 en-dessous car le paramètre de concentration utilisé pour la Voie Lactée ($c = 16$) est largement supérieur à la valeur standard pour les halos de même masse ($c = 10$).

Nous avons donc principalement amélioré le travail de Ahn et Komatsu (2005) sur 2 points. Premièrement, nous avons pris en compte la physique des baryons avec le positronium ainsi que la masse minimale pour les halos à formation d'étoiles. Deuxièmement, nous avons exploré l'ensemble des cas S-wave et P-wave. En baissant le fond d'un facteur 10, cela permet de relâcher les contraintes sur la matière noire. En effet, la contribution au fond diffus due à la matière noire est largement dominée par les 3 autres contributions et, l'hypothèse de matière noire reste tout à fait compatible avec le fond diffus observé.

6.2.4 Contraintes sur le candidat matière noire légère

Pour finir, on peut résumer l'ensemble des contraintes sur les particules de matière noire légère dans une représentation section-efficace masse. Les inconnues sont en effet au nombre de 3 : a , b et m_X . En ajoutant la contrainte sur la quantité de matière noire résiduelle, le nombre d'inconnues se réduit à 2. Nous avons représenté les contraintes liées à la Voie Lactée et au fond diffus dans le plan $a - m_X$ (voir figure 6.5).

Les masses inférieures à 511 keV sont exclues car elles ne permettent pas de former des positrons. Les masses supérieures à 100 MeV sont exclues car elles produiraient lors du freinage des positrons, des rayonnement radios qu'on aurait alors détectés. Cette borne supérieure pourrait même être revue à la baisse. Les sections efficaces plus grandes que $\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle_F$ sont bien sûr exclues. Aussi, la ligne du haut correspond au cas S-wave tandis que le bas du graphique correspond au cas où le terme en a est négligeable c'est-à-dire au cas P-wave.

Si on fait l'exercice d'ignorer la calibration sur la voie lactée, on peut tracer la ligne qui correspond au cas où l'émission des halos de matière noire explique tout le fond diffus non résolu. Aussi, toutes les valeurs au-dessus de cette courbe sont exclues par la contrainte du fond diffus. En l'occurrence, sont exclues tous les cas S-wave avec une masse inférieure à 10 MeV.

La contrainte galactique qui correspond à la ligne en gras est compatible

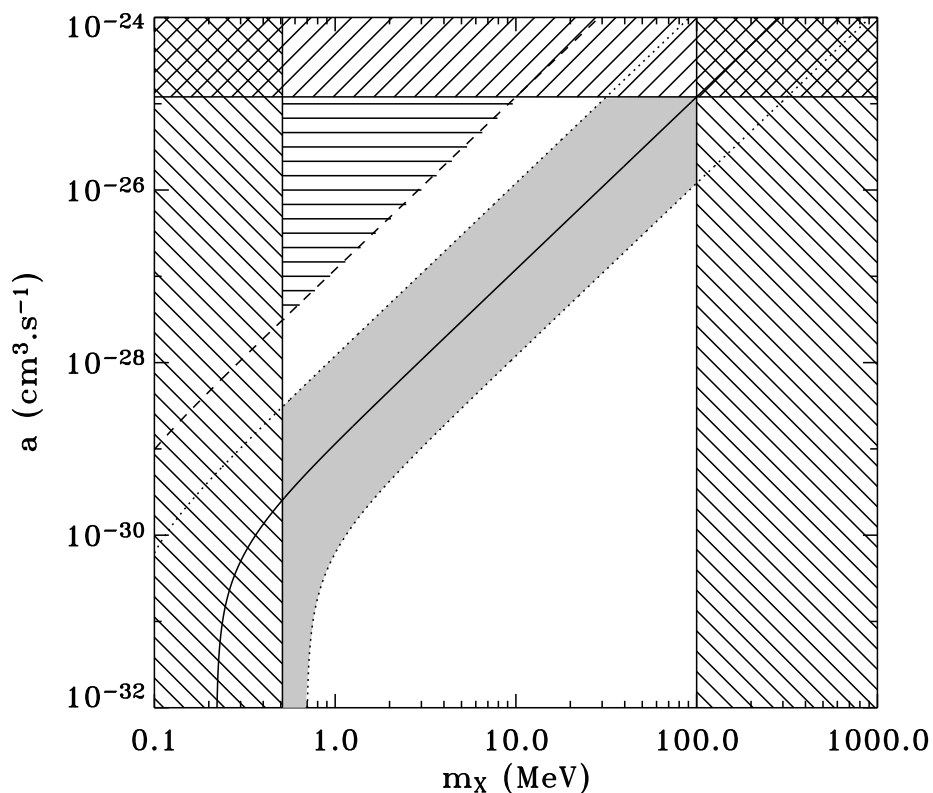


FIG. 6.5 – Ensemble des contraintes sur la particule de matière noire légère dans le plan section-efficace masse : $a - m_X$. Les zones hachurées sont exclues. On doit avoir $0.511 < m_X < 100$ MeV pour pouvoir produire des positrons et ne pas émettre trop de rayonnement radio. De même, la section-efficace ne peut pas dépasser sa valeur au moment du découplage d'où $0 < a \ll \langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle_F$. L'angle exclu en haut à gauche (S-wave, petites masses) est la conséquence de la contrainte du fond diffus. Enfin, la zone ombrée est la région favorisée par la contrainte galactique.

avec la contrainte précédente. En fait, étant données les incertitudes que nous avons estimées de l'ordre d'un facteur 10 (comme on a pu le voir en prenant des valeurs extrêmes pour le paramètre de concentration), la région favorisée semble être la région grisée. En l'occurrence, les masses de l'ordre de 100 MeV pour le cas S-wave, les masses de l'ordre 1 MeV pour le cas P-wave et tous les cas intermédiaires semblent possibles.

Au regard de l'ensemble des contraintes, il reste donc toute une région où la matière noire légère a tout loisir d'exister...

Chapitre 7

Conclusion

Ce petit voyage dans l'univers des galaxies se résume ainsi. Nous avons inclus la formation d'étoiles dans le code hydrodynamique et N-corps RAMSES en utilisant une loi de Schmidt et un seuil en surdensité. Nous avons ensuite réalisé une étude en convergence pour évaluer l'effet de la résolution, ainsi qu'une batterie de simulations pour étudier l'influence du temps de formation d'étoiles sur l'histoire de formation stellaire. Après avoir extrait les histoires baryoniques individuelles des halos, il nous est apparu que la résolution finie diminue l'amplitude de formation d'étoiles et la retarde de manière significative. Le temps de formation d'étoiles produit des effets qui présentent la même tendance. Si qualitativement le phénomène est logique, quantitativement les effets sont moins triviaux. En effet, en augmentant d'un facteur dix le temps de formation d'étoiles (de $t_* = 3$ Ga à $t_* = 30$ Ga), le taux de formation d'étoiles n'a été divisé que par un facteur deux.

Afin de comprendre l'origine de ces comportements, nous avons été amenés à développer un modèle analytique simple qui prédit l'évolution cosmologique des baryons pour les quatre phases suivantes : gaz diffus, gaz chaud, gaz froid et étoiles. Ce modèle est basé sur le formalisme de Press-Schechter pour les prédictions concernant l'Univers dans son ensemble et celui de Press-Schechter Etendu pour les prédictions concernant un halo de masse donnée. L'ingrédient principal s'avère être la masse minimale pour les halos à formation d'étoiles M_{\min} , masse qui trouve son origine dans le fond ionisant UV. Connaissant l'évolution de la fraction de masse des progéniteurs au-dessus de cette masse critique, on en déduit l'histoire du taux d'accrétion. Ce taux contrôle la formation des galaxies et des étoiles. Les processus de refroidissement, de formation d'étoiles et les vents ne font que retarder ou diminuer

l'amplitude du taux de formation d'étoiles par rapport à cette courbe. La forme en cloche liée à l'accrétion subsiste. Grâce à cette masse minimale, on peut aussi modéliser simplement les effets de la résolution finie d'un code : il suffit pour cela de la remplacer par la résolution en masse du code M_{res} . Au final, nous avons vérifié sur les simulations que ce modèle permet de prédire à mieux qu'un facteur deux, l'évolution moyenne des baryons dans l'Univers et dans les halos.

La comparaison du modèle aux observations permet de contraindre les deux paramètres physiques principaux du modèle : le temps de formation d'étoiles t_* et l'efficacité des vents η_w . L'histoire du taux de formation d'étoiles, l'évolution de la densité comobile d'étoiles, l'évolution de la densité comobile de gaz froid et le fond diffus extragalactique intégré semble favoriser des temps de formation d'étoiles de l'ordre de $t_* = 3$ Ga, valeur en bon accord avec les observations locales de galaxies à disques. Des vents galactiques à un taux proche du taux de formation stellaire sont nécessaires pour éviter le problème du sur-refroidissement. La valeur favorisée est $\eta_w = 1.5$, compatible avec les observations locales de vents galactiques produits par les explosions de supernovæ. Avec ces deux paramètres, qui définissent ainsi notre modèle de référence, l'ensemble des observations globales est bien reproduit, ce qui est remarquable étant donnée la simplicité du modèle. La seule observation difficile à concilier est la densité comobile d'étoiles à haut redshift, mais cette observation n'est pas compatible avec les observations directes du taux de formation d'étoiles. Le bilan baryonique obtenue en $z = 0$ pour notre modèle de référence devient $\Omega_* \simeq 0.004$, $\Omega_{\text{cold}} \simeq 0.0004$, $\Omega_{\text{hot}} \simeq 0.01$ et $\Omega_{\text{back}} \simeq 0.02$ (fond diffus). En regardant les bilans pour les halos tels que les histoires individuelles de formation d'étoiles, la fraction de gaz chaud dans les amas, les fonctions de masses stellaires et HI, cela semble suggérer des vents plus importants et plus énergétiques pour les galaxies les plus massives. Ces supervents pourraient trouver leur origine dans les noyaux actifs de galaxies.

Bien comprendre l'évolution cosmologique des baryons joue aussi un rôle important en astroparticule. En utilisant notre modèle analytique, nous avons pu calculer le taux de SNII ainsi que celui de SNIa. Cela nous a permis de déduire le fond extragalactique γ correspondant. En sommant les contributions des Seyferts, des blazars et des SNIa, on obtient en bonne approximation le fond diffus observé des X durs au γ . Cela donne des contraintes importantes sur une éventuelle contribution supplémentaire. En particulier,

nous avons calculé le fond diffus qui serait produit dans l'hypothèse de matière noire légère. Dans cette hypothèse, la matière noire s'annihilerait pour donner des paires électrons-positrons. Les positrons produiraient alors des photons à 511 keV en s'annihilant dans le milieu interstellaire. En nous calibrant sur l'émission du centre galactique, nous avons calculé le fond diffus correspondant en sommant l'émission de tous les halos de matière noire de l'Univers. Le point important ici est que l'émission des halos plus petit que la masse minimale de formation d'étoiles M_{\min} est négligeable car la densité de gaz est trop faible pour confiner et annihiler les positrons. En prenant ainsi en compte cet effet dû à la physique des baryons, cela diminue le fond obtenu d'un facteur 10. L'hypothèse de matière noire légère est alors compatible avec la contrainte liée au fond γ observé.

Ce périple au cœur de l'évolution baryonique de l'Univers touche maintenant bientôt à sa fin. Dans la continuité de celui-ci plusieurs pistes semblent intéressantes à explorer. Tout d'abord, on pourrait inclure les métaux à la fois dans le code et dans le modèle. Comme nous l'avons vu, cela donne de meilleurs résultats pour les galaxies massives. Cela devrait aussi donner des contraintes importantes notamment sur la faculté des vents à advecter les métaux. Ensuite, introduire les trous noirs supermassifs dans les simulations cosmologiques à la manière de Springel *et al.* (2005) me tient particulièrement à cœur. Ils devraient d'une part affecter le bilan baryonique comme nous l'avons évoqué. De plus, l'étude des noyaux actifs de galaxies pourrait être intéressante en elle-même. En outre, au vu des observations actuelles, inclure les sursauts de formation d'étoiles dans les simulations semble essentiel. La difficulté tient dans la résolution temporelle et spatiale limitée des simulations cosmologiques. Enfin, une étude des galaxies individuelles pourrait être intéressante. Notamment, l'impact du feedback sur les galaxies naines et sur la structure des galaxies serait un sujet riche. Pour ce qui est du modèle, une amélioration serait de considérer les galaxies comme la brique de base et non plus les halos. En effet, chaque halo contient en son sein une galaxie principale ainsi que tout un cortège de satellites. La distribution en masse de ces satellites est connue (Kravtsov *et al.* 2004a), ce qui devrait permettre de prédire l'évolution baryonique des galaxies elles-mêmes. Ainsi s'achève ce voyage au travers du temps, de l'espace et de la matière...

Contributions orales et écrites

Articles

Y. RASERA, R. TEYSSIER et J-P.CHIEZE : The history of cosmic star formation : simulations and model, *SF2A-2003 Semaine de l'astrophysique française*, 2003.

Y. RASERA et R. TEYSSIER : The history of the baryon budget : cosmic logistics in a hierarchical universe, *A&A*, en presse, 2005.

Y. RASERA, R. TEYSSIER, P. SIZUN, M. CASSE, P. FAYET, B. CORDIER et J. PAUL : Soft gamma-ray background and light Dark Matter annihilation, *Phys. Rev. D*, soumis, 2005.

Posters et présentations

POSTER : The history of cosmic star formation, *SF2A*, Bordeaux (2003)

POSTER : Star formation history in the Universe, *Zermatt Symposium on dense ISM in galaxies*, Zermatt (2003)

PRESENTATION : Star formation history in a Λ CDM Universe with RAMSES, *Flash/AMR workshop*, Durham (2004)

PRESENTATION : L'histoire du taux de formation d'étoiles dans les halos Λ CDM, *Horizon Kick Off Meeting*, Paris (2004)

PRESENTATION : The history of the baryon budget, *Rencontres de Moriond*, La Thuile (2005)

PRESENTATION : AMR cosmological simulations : the history of the baryon budget, *Grand challenge problems in computational astrophysics*, Los Angeles (2005)

Bibliographie

- T. ABEL, G. L. BRYAN et M. L. NORMAN : The Formation and Fragmentation of Primordial Molecular Clouds. *ApJ*, 540:39–44, septembre 2000.
- T. ABEL, G. L. BRYAN et M. L. NORMAN : The Formation of the First Star in the Universe. *Science*, 295:93–98, janvier 2002.
- K. AHN et E. KOMATSU : Cosmological lower bound on dark matter masses from the soft gamma-ray background. *Phys. Rev. D*, 71(2):021303–+, janvier 2005.
- Y. ASCASIBAR, G. YEPES, V. MÜLLER et S. GOTTLÖBER : The radial structure of galaxy groups and clusters. *MNRAS*, 346:731–745, décembre 2003.
- E. AUDIT, R. TEYSSIER et J.-M. ALIMY : Non-linear dynamics and mass function of cosmic structures. II. Numerical results. *A&A*, 333:779–789, mai 1998.
- C. BALLAND, J. E. G. DEVRIENDT et J. SILK : Collision-induced galaxy formation : semi-analytical model and multiwavelength predictions. *MNRAS*, 343:107–115, juillet 2003.
- R. A. BERNSTEIN : HST/LCO Measurements of the Optical Extragalactic Background Light. In *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 487–+, 1999.
- E. BERTSCHINGER : Multiscale Gaussian Random Fields and Their Application to Cosmological Simulations. *ApJS*, 137:1–20, novembre 2001.
- A. BLANCHARD, D. VALLS-GABAUD et G. A. MAMON : The origin of the galaxy luminosity function and the thermal evolution of the intergalactic medium. *A&A*, 264:365–378, octobre 1992.

- J. R. BOND, S. COLE, G. EFSTATHIOU et N. KAISER : Excursion set mass functions for hierarchical Gaussian fluctuations. *ApJ*, 379:440–460, octobre 1991.
- J. BRINCHMANN et R. S. ELLIS : The Mass Assembly and Star Formation Characteristics of Field Galaxies of Known Morphology. *ApJ*, 536:L77–L80, juin 2000.
- B. L. BROWN et M. LEVENTHAL : Galactic center positronium fraction - Observations and simulations. *ApJ*, 319:637–642, août 1987.
- J. S. BULLOCK, A. DEKEL, T. S. KOLATT, A. V. KRAVTSOV, A. A. KLYPIN, C. PORCIANI et J. R. PRIMACK : A Universal Angular Momentum Profile for Galactic Halos. *ApJ*, 555:240–257, juillet 2001a.
- J. S. BULLOCK, T. S. KOLATT, Y. SIGAD, R. S. SOMERVILLE, A. V. KRAVTSOV, A. A. KLYPIN, J. R. PRIMACK et A. DEKEL : Profiles of dark haloes : evolution, scatter and environment. *MNRAS*, 321:559–575, mars 2001b.
- M. CASSÉ, B. CORDIER, J. PAUL et S. SCHANNE : Hypernovae/Gamma-Ray Bursts in the Galactic Center as Possible Sources of Galactic Positrons. *ApJ*, 602:L17–L20, février 2004.
- R. CEN et J. P. OSTRICKER : Galaxy formation and physical bias. *ApJ*, 399:L113–L116, novembre 1992.
- R. CHARY et D. ELBAZ : Interpreting the Cosmic Infrared Background : Constraints on the Evolution of the Dust-enshrouded Star Formation Rate. *ApJ*, 556:562–581, août 2001.
- J. G. COHEN : Caltech Faint Galaxy Redshift Survey. XVI. The Luminosity Function for Galaxies in the Region of the Hubble Deep Field-North to $z=1.5$. *ApJ*, 567:672–701, mars 2002.
- S. COLE, C. G. LACEY, C. M. BAUGH et C. S. FRENK : Hierarchical galaxy formation. *MNRAS*, 319:168–204, novembre 2000.
- S. COLE, P. NORBERG, C. M. BAUGH, C. S. FRENK, J. BLAND-HAWTHORN, T. BRIDGES, R. CANNON, M. COLLESS, C. COLLINS, W. COUCH, N. CROSS, G. DALTON, R. DE PROPRIIS, S. P. DRIVER, G. EFSTATHIOU,

- R. S. ELLIS, K. GLAZEBROOK, C. JACKSON, O. LAHAV, I. LEWIS, S. LUMSDEN, S. MADDOX, D. MADGWICK, J. A. PEACOCK, B. A. PETERSON, W. SUTHERLAND et K. TAYLOR : The 2dF galaxy redshift survey : near-infrared galaxy luminosity functions. *MNRAS*, 326:255–273, septembre 2001.
- A. COMASTRI : AGN Models for the X and γ -RAY Backgrounds. *Astrophysical Letters Communications*, 39:181–+, 1999.
- A. COORAY et R. SHETH : Halo models of large scale structure. *Phys. Rep.*, 372:1–129, décembre 2002.
- R. A. C. CROFT, D. H. WEINBERG, M. BOLTE, S. BURLES, L. HERNQUIST, N. KATZ, D. KIRKMAN et D. TYTLER : Toward a Precise Measurement of Matter Clustering : Ly α Forest Data at Redshifts 2-4. *ApJ*, 581:20–52, décembre 2002.
- T. DAHLEN, L. STROLGER, A. G. RIESS, B. MOBASHER, R. CHARY, C. J. CONSELICE, H. C. FERGUSON, A. S. FRUCHTER, M. GIAVALISCO, M. LIVIO, P. MADAU, N. PANAGIA et J. L. TONRY : High-Redshift Supernova Rates. *ApJ*, 613:189–199, septembre 2004.
- J. M. DICKEY, N. M. MCCLURE-GRIFFITHS, S. STANIMIROVIĆ, B. M. GAENSLER et A. J. GREEN : Southern Galactic Plane Survey Measurements of the Spatial Power Spectrum of Interstellar H I in the Inner Galaxy. *ApJ*, 561:264–271, novembre 2001.
- M. DICKINSON, C. PAPOVICH, H. C. FERGUSON et T. BUDAVÁRI : The Evolution of the Global Stellar Mass Density at $0 < z < 3$. *ApJ*, 587:25–40, avril 2003.
- Y. DUBOIS : . *Rapport de stage de DEA*, juin 2005.
- V. R. EKE, J. F. NAVARRO et C. S. FRENK : The Evolution of X-Ray Clusters in a Low-Density Universe. *ApJ*, 503:569–+, août 1998.
- D. ELBAZ : Hdr. *Habilitation à diriger les recherches*, 2005.
- B. G. ELMEGREEN : Star Formation from Galaxies to Globules. *ApJ*, 577:206–220, septembre 2002.

- P. FAYET : Light spin-1/2 or spin-0 dark matter particles. *Phys. Rev. D*, 70 (2):023514–+, juillet 2004.
- D. J. FIXSEN, E. DWEK, J. C. MATHER, C. L. BENNETT et R. A. SHAFER : The Spectrum of the Extragalactic Far-Infrared Background from the COBE FIRAS Observations. *ApJ*, 508:123–128, novembre 1998.
- H. FLORES, F. HAMMER, T. X. THUAN, C. CÉSARSKY, F. X. DESERT, A. OMONT, S. J. LILLY, S. EALES, D. CRAMPTON et O. LE FÈVRE : 15 Micron Infrared Space Observatory Observations of the 1415+52 Canada-France Redshift Survey Field : The Cosmic Star Formation Rate as Derived from Deep Ultraviolet, Optical, Mid-Infrared, and Radio Photometry. *ApJ*, 517:148–167, mai 1999.
- W. L. FREEDMAN, B. F. MADORE, B. K. GIBSON, L. FERRARESE, D. D. KELSON, S. SAKAI, J. R. MOULD, R. C. KENNICUTT, H. C. FORD, J. A. GRAHAM, J. P. HUCHRA, S. M. G. HUGHES, G. D. ILLINGWORTH, L. M. MACRI et P. B. STETSON : Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, 553:47–72, mai 2001.
- M. FUKUGITA, C. J. HOGAN et P. J. E. PEEBLES : The Cosmic Baryon Budget. *ApJ*, 503:518–+, août 1998.
- M. GIAVALISCO, M. DICKINSON, H. C. FERGUSON, S. RAVINDRANATH, C. KRETCHMER, L. A. MOUSTAKAS, P. MADAU, S. M. FALL, J. P. GARDNER, M. LIVIO, C. PAPOVICH, A. RENZINI, H. SPINRAD, D. STERN et A. RIESS : The Rest-Frame Ultraviolet Luminosity Density of Star-forming Galaxies at Redshifts $z > 3.5$. *ApJ*, 600:L103–L106, janvier 2004.
- K. GLAZEBROOK, C. BLAKE, F. ECONOMOU, S. LILLY et M. COLLESS : Measurement of the star formation rate from H α in field galaxies at $z=1$. *MNRAS*, 306:843–856, juillet 1999.
- N. Y. GNEDIN : Effect of Reionization on Structure Formation in the Universe. *ApJ*, 542:535–541, octobre 2000.
- N. Y. GNEDIN et J. P. OSTRIKER : Reionization of the Universe and the Early Production of Metals. *ApJ*, 486:581–+, septembre 1997.
- F. HAARDT et P. MADAU : Radiative Transfer in a Clumpy Universe. II. The Ultraviolet Extragalactic Background. *ApJ*, 461:20–+, avril 1996.

- S. HATTON, J. E. G. DEVRIENDT, S. NININ, F. R. BOUCHET, B. GUIDERDONI et D. VIBERT : GALICS- I. A hybrid N-body/semi-analytic model of hierarchical galaxy formation. *MNRAS*, 343:75–106, juillet 2003.
- A. HEAVENS, B. PANTER, R. JIMENEZ et J. DUNLOP : The star-formation history of the Universe from the stellar populations of nearby galaxies. *Nature*, 428:625–627, avril 2004.
- L. HERNQUIST et V. SPRINGEL : An analytical model for the history of cosmic star formation. *MNRAS*, 341:1253–1267, juin 2003.
- M. H. HEYER, J. M. CARPENTER et R. L. SNELL : The Equilibrium State of Molecular Regions in the Outer Galaxy. *ApJ*, 551:852–866, avril 2001.
- M. HOEFT, G. YEPES, S. GOTTLÖBER et V. SPRINGEL : Galaxy formation in voids. *Baryons in Dark Matter Halos*, décembre 2004.
- D. H. HUGHES, S. SERJEANT, J. DUNLOP, M. ROWAN-ROBINSON, A. BLAIN, R. G. MANN, R. IVISON, J. PEACOCK, A. EFSTATHIOU, W. GEAR, S. OLIVER, A. LAWRENCE, M. LONGAIR, P. GOLDSCHMIDT et T. JENNESS : High-redshift star formation in the Hubble Deep Field revealed by a submillimetre-wavelength survey. *Nature*, 394:241–247, 1998.
- A. JENKINS, C. S. FRENK, S. D. M. WHITE, J. M. COLBERG, S. COLE, A. E. EVRARD, H. M. P. COUCHMAN et N. YOSHIDA : The mass function of dark matter haloes. *MNRAS*, 321:372–384, février 2001.
- N. KATZ : Dissipational galaxy formation. II - Effects of star formation. *ApJ*, 391:502–517, juin 1992.
- N. KATZ, D. H. WEINBERG et L. HERNQUIST : Cosmological Simulations with TreeSPH. *ApJS*, 105:19–+, juillet 1996.
- G. KAUFFMANN, J. M. COLBERG, A. DIAFERIO et S. D. M. WHITE : Clustering of galaxies in a hierarchical universe - I. Methods and results at $z=0$. *MNRAS*, 303:188–206, février 1999.
- S. T. KAY, F. R. PEARCE, C. S. FRENK et A. JENKINS : Including star formation and supernova feedback within cosmological simulations of galaxy formation. *MNRAS*, 330:113–128, février 2002.

- S. T. KAY, P. A. THOMAS, A. JENKINS et F. R. PEARCE : Cosmological simulations of the intracluster medium. *MNRAS*, 355:1091–1104, décembre 2004.
- R. C. KENNICUTT : The rate of star formation in normal disk galaxies. *ApJ*, 272:54–67, septembre 1983.
- R. C. KENNICUTT : The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *ApJ*, 498:541–+, mai 1998.
- D. KIRKMAN, D. TYTLER, N. SUZUKI, J. M. O’MEARA et D. LUBIN : The Cosmological Baryon Density from the Deuterium-to-Hydrogen Ratio in QSO Absorption Systems : D/H toward Q1243+3047. *ApJS*, 149:1–28, novembre 2003.
- J. KNÖDLSER, P. JEAN, V. LONJOU, G. WEIDENSPÖTNER, N. GUES-SOUM, W. GILLARD, G. K. SKINNER, P. VON BALLMOOS, J.-P. VEDRENNE, G. and Roques, S. SCHANNE, B. TEEGARDEN, V. SCHÖNFELDER et C. WINKLER : The all-sky distribution of 511 keV electron-positron annihilation emission. *astro-ph/0506026*, juin 2005.
- E. KOMATSU et U. SELJAK : Universal gas density and temperature profile. *MNRAS*, 327:1353–1366, novembre 2001.
- A. V. KRAVTSOV, A. A. BERLIND, R. H. WECHSLER, A. A. KLYPIN, S. GOTTLÖBER, B. ALLGOOD et J. R. PRIMACK : The Dark Side of the Halo Occupation Distribution. *ApJ*, 609:35–49, juillet 2004a.
- A. V. KRAVTSOV, O. Y. GNEDIN et A. A. KLYPIN : The Tumultuous Lives of Galactic Dwarfs and the Missing Satellites Problem. *ApJ*, 609:482–497, juillet 2004b.
- A. V. KRAVTSOV, A. A. KLYPIN et A. M. KHOKHLOV : Adaptive Refinement Tree : A New High-Resolution N-Body Code for Cosmological Simulations. *ApJS*, 111:73–+, juillet 1997.
- M. KREGEL, P. C. VAN DER KRUIT et R. DE GRIJS : Flattening and truncation of stellar discs in edge-on spiral galaxies. *MNRAS*, 334:646–668, août 2002.
- P. KROUPA, C. A. TOUT et G. GILMORE : The distribution of low-mass stars in the Galactic disc. *MNRAS*, 262:545–587, juin 1993.

- C. LACEY et S. COLE : Merger rates in hierarchical models of galaxy formation. *MNRAS*, 262:627–649, juin 1993.
- C. LACEY et S. COLE : Merger Rates in Hierarchical Models of Galaxy Formation - Part Two - Comparison with N-Body Simulations. *MNRAS*, 271:676–+, décembre 1994.
- J. LEQUEUX : *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences, 2002.
- Y.-T. LIN, J. J. MOHR et S. A. STANFORD : Near-Infrared Properties of Galaxy Clusters : Luminosity as a Binding Mass Predictor and the State of Cluster Baryons. *ApJ*, 591:749–763, juillet 2003.
- M. MACLOW : Turbulence in the Interstellar Medium. *Ap&SS*, 289:323–331, janvier 2004.
- P. MADAU et L. POZZETTI : Deep galaxy counts, extragalactic background light and the stellar baryon budget. *MNRAS*, 312:L9–L15, février 2000.
- A. H. MALLER, J. X. PROCHASKA, R. S. SOMERVILLE et J. R. PRIMACK : Damped Lyman alpha systems and galaxy formation models - I. The radial distribution of cold gas at high z . *MNRAS*, 326:1475–1488, octobre 2001.
- H. MARTEL et P. R. SHAPIRO : A convenient set of comoving cosmological variables and their application. *MNRAS*, 297:467–485, juin 1998.
- C. L. MARTIN : Properties of Galactic Outflows : Measurements of the Feedback from Star Formation. *ApJ*, 513:156–160, mars 1999.
- C. L. MARTIN et R. C. KENNICUTT : Star Formation Thresholds in Galactic Disks. *ApJ*, 555:301–321, juillet 2001.
- M. MASSAROTTI, A. IOVINO et A. BUZZONI : Dust Absorption and the Cosmic Ultraviolet Flux Density. *ApJ*, 559:L105–L108, octobre 2001.
- G. R. MEURER, T. M. HECKMAN et D. CALZETTI : Dust Absorption and the Ultraviolet Luminosity Density at $Z \sim 3$ as Calibrated by Local Starburst Galaxies. *ApJ*, 521:64–80, août 1999.
- J. C. MIHOS et L. HERNQUIST : Star-forming galaxy models : Blending star formation into TREESPH. *ApJ*, 437:611–624, décembre 1994.

- B. MOORE, S. GHIGNA, F. GOVERNATO, G. LAKE, T. QUINN, J. STADEL et P. TOZZI : Dark Matter Substructure within Galactic Halos. *ApJ*, 524:L19–L22, octobre 1999.
- K. NAGAMINE, R. CEN, L. HERNQUIST, J. P. OSTRICKER et V. SPRINGEL : Is There a Missing Galaxy Problem at High Redshift? *ApJ*, 610:45–50, juillet 2004.
- J. F. NAVARRO, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE : The assembly of galaxies in a hierarchically clustering universe. *MNRAS*, 275:56–66, juillet 1995.
- J. F. NAVARRO, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE : The Structure of Cold Dark Matter Halos. *ApJ*, 462:563–+, mai 1996.
- J. F. NAVARRO et S. D. M. WHITE : Simulations of Dissipative Galaxy Formation in Hierarchically Clustering Universes - Part One - Tests of the Code. *MNRAS*, 265:271–+, novembre 1993.
- NEUMANN : Galaxy cluster profiles, in prep. *A&A*, 2005.
- D. M. NEUMANN et M. ARNAUD : Regularity in the X-ray surface brightness profiles of galaxy clusters and the M-T relation. *A&A*, 348:711–727, août 1999.
- D. M. NEUMANN et M. ARNAUD : Self-similarity of clusters of galaxies and the LX-T relation. *A&A*, 373:L33–L36, juillet 2001.
- F. NICASTRO, A. ZEZAS, M. ELVIS, S. MATHUR, F. FIORE, C. CECCHI-PESTELLINI, D. BURKE, J. DRAKE et P. CASELLA : The far-ultraviolet signature of the ‘missing’ baryons in the Local Group of galaxies. *Nature*, 421:719–721, février 2003.
- K. NOMOTO, F.-K. THIELEMANN et K. YOKOI : Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. *ApJ*, 286:644–658, novembre 1984.
- T. PADMANABHAN : *Structure formation in the universe*. Cambridge ; New York : Cambridge University Press, 1993., 1993.
- E. PARIZOT, M. CASSÉ, R. LEHOUCQ et J. PAUL : GRBs and the 511 keV emission of the Galactic bulge. *A&A*, 432:889–894, mars 2005.

- J. A. PEACOCK, S. COLE, P. NORBERG, C. M. BAUGH, J. BLAND-HAWTHORN, T. BRIDGES, R. D. CANNON, M. COLLESS, C. COLLINS, W. COUCH, G. DALTON, K. DEELEY, R. DE PROPRIS, S. P. DRIVER, G. EFSTATHIOU, R. S. ELLIS, C. S. FRENK, K. GLAZEBROOK, C. JACKSON, O. LAHAV, I. LEWIS, S. LUMSDEN, S. MADDOX, W. J. PERCIVAL, B. A. PETERSON, I. PRICE, W. SUTHERLAND et K. TAYLOR : A measurement of the cosmological mass density from clustering in the 2dF Galaxy Redshift Survey. *Nature*, 410:169–173, mars 2001.
- Y. C. PEI, S. M. FALL et M. G. HAUSER : Cosmic Histories of Stars, Gas, Heavy Elements, and Dust in Galaxies. *ApJ*, 522:604–626, septembre 1999.
- S. V. PENTON, J. T. STOCKE et J. M. SHULL : The Local Ly α Forest. IV. Space Telescope Imaging Spectrograph G140M Spectra and Results on the Distribution and Baryon Content of H I Absorbers. *ApJS*, 152:29–62, mai 2004.
- M. PETTINI et D. V. BOWEN : A New Measurement of the Primordial Abundance of Deuterium : Toward Convergence with the Baryon Density from the Cosmic Microwave Background? *ApJ*, 560:41–48, octobre 2001.
- N. PRANTZOS : Astrophysical gamma ray lines. *astro-ph/0404501*, avril 2004.
- W. H. PRESS et P. SCHECHTER : Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *ApJ*, 187:425–438, février 1974.
- Y. RASERA : Structure des disques de gaz dans les galaxies à haut redshift. *Stage DEA*, juillet 2002.
- P. RUIZ-LAPUENTE, M. CASSÉ et E. VANGIONI-FLAM : The Cosmic Gamma-Ray Background in the MEV Range. *ApJ*, 549:483–494, mars 2001.
- A. J. R. SANDERSON, T. J. PONMAN, A. FINOGUENOV, E. J. LLOYD-DAVIES et M. MARKEVITCH : The Birmingham-CfA cluster scaling project - I. Gas fraction and the M-TX relation. *MNRAS*, 340:989–1010, avril 2003.

- S. SCHANNE, M. CASSÉ, B. CORDIER et J. PAUL : Hypernovae and light dark matter as possible Galactic positron sources. *In 35th COSPAR Scientific Assembly*, pages 2307–+, 2005.
- J. A. SELLWOOD et S. A. BALBUS : Differential Rotation and Turbulence in Extended H I Disks. *ApJ*, 511:660–665, février 1999.
- R. K. SHETH et G. TORMEN : Large-scale bias and the peak background split. *MNRAS*, 308:119–126, septembre 1999.
- J. SILK : A new prescription for protogalactic feedback and outflows : where have all the baryons gone ? *MNRAS*, 343:249–254, juillet 2003.
- A. SOKASIAN, N. YOSHIDA, T. ABEL, L. HERNQUIST et V. SPRINGEL : Cosmic reionization by stellar sources : population III stars. *MNRAS*, 350:47–65, mai 2004.
- R. S. SOMERVILLE et J. R. PRIMACK : Semi-analytic modelling of galaxy formation : the local Universe. *MNRAS*, 310:1087–1110, décembre 1999.
- R. S. SOMERVILLE, J. R. PRIMACK et S. M. FABER : The nature of high-redshift galaxies. *MNRAS*, 320:504–528, février 2001.
- D. N. SPERGEL, L. VERDE, H. V. PEIRIS, E. KOMATSU, M. R. NOLTA, C. L. BENNETT, M. HALPERN, G. HINSHAW, N. JAROSIK, A. KOGUT, M. LIMON, S. S. MEYER, L. PAGE, G. S. TUCKER, J. L. WEILAND, E. WOLLAKE et E. L. WRIGHT : First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *ApJS*, 148:175–194, septembre 2003.
- V. SPRINGEL, T. DI MATTEO et L. HERNQUIST : Black Holes in Galaxy Mergers : The Formation of Red Elliptical Galaxies. *ApJ*, 620:L79–L82, février 2005.
- V. SPRINGEL et L. HERNQUIST : Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations : a hybrid multiphase model for star formation. *MNRAS*, 339:289–311, février 2003a.
- V. SPRINGEL et L. HERNQUIST : The history of star formation in a Lambda cold dark matter universe. *MNRAS*, 339:312–334, février 2003b.

- C. C. STEIDEL, K. L. ADELBERGER, M. GIAVALISCO, M. DICKINSON et M. PETTINI : Lyman-Break Galaxies at $z > 4$ and the Evolution of the Ultraviolet Luminosity Density at High Redshift. *ApJ*, 519:1–17, juillet 1999.
- L. J. STORRIE-LOMBARDI, R. G. MCMAHON et M. J. IRWIN : Evolution of neutral gas at high redshift : implications for the epoch of galaxy formation. *MNRAS*, 283:L79–L83, décembre 1996.
- L. STRIGARI, J. BEACOM, T. WALKER et P. ZHANG : The Concordance Cosmic Star Formation Rate. *astro-ph/0502150*, février 2005.
- A. W. STRONG, I. V. MOSKALENKO et O. REIMER : A New Determination of the Extragalactic Diffuse Gamma-Ray Background from EGRET Data. *ApJ*, 613:956–961, octobre 2004.
- N. SUGIYAMA : Cosmic Background Anisotropies in Cold Dark Matter Cosmology. *ApJS*, 100:281–+, octobre 1995.
- Y. SUTO, S. SASAKI et N. MAKINO : Gas Density and X-Ray Surface Brightness Profiles of Clusters of Galaxies from Dark Matter Halo Potentials : Beyond the Isothermal beta-Model. *ApJ*, 509:544–550, décembre 1998.
- R. TEYSSIER : Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES. *A&A*, 385:337–364, avril 2002.
- R. J. THACKER et H. M. P. COUCHMAN : Implementing Feedback in Simulations of Galaxy Formation : A Survey of Methods. *ApJ*, 545:728–752, décembre 2000.
- A. A. THOUL et D. H. WEINBERG : Hydrodynamic Simulations of Galaxy Formation. II. Photoionization and the Formation of Low-Mass Galaxies. *ApJ*, 465:608–+, juillet 1996.
- B. M. TINSLEY : Evolution of the Stars and Gas in Galaxies. *Fundamentals of Cosmic Physics*, 5:287–388, 1980.
- P. VALAGEAS, R. SCHAEFFER et J. SILK : The phase-diagram of cosmological baryons. *A&A*, 388:741–757, juin 2002.

- F. C. VAN DEN BOSCH : The universal mass accretion history of cold dark matter haloes. *MNRAS*, 331:98–110, mars 2002.
- F. C. VAN DEN BOSCH, B. E. ROBERTSON, J. J. DALCANTON et W. J. G. DE BLOK : Constraints on the Structure of Dark Matter Halos from the Rotation Curves of Low Surface Brightness Galaxies. *AJ*, 119:1579–1591, avril 2000.
- K. WATANABE, D. H. HARTMANN, M. D. LEISING et L.-S. THE : The Diffuse Gamma-Ray Background from Supernovae. *ApJ*, 516:285–296, mai 1999.
- M. WHITE : The Mass Function. *ApJ*, 143:241–255, décembre 2002.
- S. D. M. WHITE et C. S. FRENK : Galaxy formation through hierarchical clustering. *ApJ*, 379:52–79, septembre 1991.
- L. YAN, P. J. MCCARTHY, W. FREUDLING, H. I. TEPLITZ, E. M. MALUMUTH, R. J. WEYMANN et M. A. MALKAN : The Halpa Luminosity Function and Global Star Formation Rate from Redshifts of 1-2. *ApJ*, 519:L47–L50, juillet 1999.
- A. A. ZDZIARSKI : Contributions of AGNs and SNe IA to the cosmic X-ray and gamma-ray backgrounds. *MNRAS*, 281:L9+, juillet 1996.
- A. A. ZDZIARSKI, W. N. JOHNSON, C. DONE, D. SMITH et K. MCNARON-BROWN : The average X-ray/gamma-ray spectra of Seyfert galaxies from GINGA and OSSE and the origin of the cosmic X-ray background. *ApJ*, 438:L63–L66, janvier 1995.
- M. A. ZWAAN, F. H. BRIGGS, D. SPRAYBERRY et E. SORAR : The H i Mass Function of Galaxies from a Deep Survey in the 21 Centimeter Line. *ApJ*, 490:173–+, novembre 1997.
- M. A. ZWAAN, M. J. MEYER, L. STAVELEY-SMITH et R. L. WEBSTER : The HIPASS catalogue : OmegaHI and environmental effects on the HI mass function of galaxies. *MNRAS*, 359:L30–L34, mai 2005.

Résumé

Durant cette thèse, j'ai étudié la formation des galaxies grâce à des simulations cosmologiques et à un nouveau modèle analytique. Dans le cadre du modèle standard de formation hiérarchique des grandes structures, les petites fluctuations primordiales de densité observées sur le fond diffus cosmologique sont amplifiées par la gravité pour donner des halos de matière noire de plus en plus gros. C'est au sein de ces halos que le gaz s'effondre et se refroidit pour former des disques de gaz froid à support centrifuge. Ces disques sont ensuite convertis en disques stellaires : les galaxies. Le problème dans ce scénario est celui du sur-refroidissement : une trop grande part du gaz finit sous forme d'étoiles comparativement aux observations. J'ai donc réalisé une étude de l'évolution des baryons (un gaz d'hydrogène et d'hélium) dans l'Univers grâce à des simulations numériques hydrodynamiques haute-résolution. Cependant, ces simulations sont affectées par des effets de résolution finie. J'ai ainsi développé un modèle analytique simple qui possède l'avantage de ne pas être affecté par de tels effets. Celui-ci prédit la quantité de baryons dans chacune des 4 phases suivantes : étoiles, gaz froid dans les disques galactiques, gaz chaud dans les amas et gaz diffus dans le milieu intergalactique. La comparaison des résultats aux observations a montré que la cosmologie contrôle le taux de formation d'étoiles dans l'Univers. Ce modèle a aussi mis en lumière le rôle essentiel des vents galactiques qui, éjectant le gaz froid des disques jusque dans les halos de gaz chaud, permettent d'éviter le problème du sur-refroidissement. Enfin, en une ouverture vers l'astroparticule, j'ai étudié les implications de la physique du gaz sur le fond diffus gamma produit dans l'hypothèse de matière noire légère.