

THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

**Docteur de l'Université Louis Pasteur
– Strasbourg I –**

Discipline : Sciences de l'Univers
Spécialité : Astrophysique

par

Sébastien POIRIER

Étude de l'évolution chimique et dynamique d'objets proto-galactiques : Application à l'évolution des galaxies spirales

Soutenue le 16 Janvier 2004
devant le jury composé de :

Jean HEYVAERTS	:	Président du jury
Françoise COMBES	:	Rapporteur
Ariane LANÇON	:	Rapporteur
Matthias STEINMETZ	:	Rapporteur
Jean-Michel ALIM	:	Co-directeur de thèse, membre invité
Olivier BIENAYMÉ	:	Co-directeur de thèse
Pascale JABLONKA	:	Directrice de thèse

THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Louis Pasteur
– Strasbourg I –

Discipline : Sciences de l'Univers
Spécialité : Astrophysique

par

Sébastien POIRIER

Étude de l'évolution chimique et dynamique d'objets proto-galactiques : Application à l'évolution des galaxies spirales

Soutenue le 16 Janvier 2004
devant le jury composé de :

Jean HEYVAERTS	:	Président du jury
Françoise COMBES	:	Rapporteur
Ariane LANÇON	:	Rapporteur
Matthias STEINMETZ	:	Rapporteur
Jean-Michel ALIM	:	Co-directeur de thèse, membre invité
Olivier BIENAYMÉ	:	Co-directeur de thèse
Pascale JABLONKA	:	Directrice de thèse

Remerciements

La partie remerciement peut sembler parfois un simple exercice traditionnelle. À mes yeux, c'est avant toute chose le moyen de mettre en avant la contrepartie relationnelle et humaine, indispensable et indissociable à la partie intellectuelle de ce travail.

Afin de n'oublier personne, je commencerais simplement par remercier tous les gens dont j'ai croisé le chemin au cours de ces 28 dernières années, et qui ont nécessairement participé à la construction du mien.

Une thèse est une période riche en enseignement, non seulement au niveau de la thématique du sujet, mais aussi vis-à-vis de soi-même et de son regard sur le monde. De nombreuses personnes, que j'ai côtoyé durant cette période, ont contribué à ma richesse.

En premier lieu, j'aimerais remercier les personnes qui m'ont permises de pouvoir m'investir sur ce sujet de recherche, ma directrice de thèse, Pascale Jablonka, avec qui, j'ai eu beaucoup de plaisir de discuter et d'apprécier la pertinence de ces points de vue, Jean-Michel Alimi qui m'a apporté son enthousiasme et sa rigueur scientifique, et Olivier Bienaymé qui, malgré les quelques kilomètres entre Strasbourg et Meudon, a su toujours répondre présent aux moments importants.

J'aimerais exprimer ma reconnaissance à l'Observatoire de Strasbourg, à l'École doctorale des sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement de Strasbourg, les laboratoires de l'observatoire de Paris-Meudon GEPI et LUTH, pour m'avoir permis de réaliser ce travail de thèse. Je remercie l'ensemble des membres de mon jury de thèse.

Je remercie Luc Simard dont nos échanges, par e-mail et durant son passage à Meudon m'a apporté une aide précieuse dans le domaine des études photométriques d'EDISCS.

Je remercie, pour leur aide et leurs conseils, Nobuo Arimoto, Arturo Serna, Tadayuki Kodama, Chiaki Kobayashi, ainsi que l'ensemble de l'équipe EDISCS.

Bien sûr, je ne peux oublier, mes amis qui m'ont accompagné durant ces dernières années : Sébastien, Guillaume, Nausicaa, Nolwenn, Cécile, Emmanuel, Stéphanie, Elsa, Lydie, Claire, Claire, Estelle, Annabelle, Jean-Alain, Emmanuel, Jean-Loup, Yannick et Julien.

Durant mon séjour à Meudon, j'ai eu la chance de rencontrer de nombreuses personnes avec qui, j'ai aimé partager du temps (et certain repas du midi). Je remercie Stéphanie, Morgan, Sébastien, Sabine, Lætitia, Isabelle, Isabelle, Nicolas, Séverine, Delphine, Laurent, Laurent, Yan Chun, Emmanuelle, René, Sébastien, Luc, Stéphane, Xianzhong, Daniella, Isora et Olivia.

Je remercie chaleureusement mes amis de l'association Voyager 3 Astronomie avec qui, j'ai partagé l'astronomie 'différemment', au cours de nos observations et animations de vulgarisation.

Je remercie tout particulièrement Annick, Christian et Guillaume qui ont bien voulu traquer mes vilaines, 'célèbrissimes' et trop nombreuses fautes d'orthographe, afin de rendre plus lisible cette thèse . . .

Je remercie Yvonne et Hugette qui avaient souhaité tenter l'expérience "*correction des fautes d'orthographe . . .*" et qui compte tenu du planning serré de ma fin de thèse n'ont pas pu y participer.

Je pourrais écrire un chapitre de remerciement consacré individuellement à certaines personnes, mais ils savent déjà, à quel point je leur suis reconnaissant, et tout particulièrement pour avoir supporté mes (rare mais explosif) sauts d'humeurs, ma légère paranoïa chronique et mes révoltes, face à la bêtise (nature?) humaine.

Beaucoup plus que des remerciements, je tiens à exprimer ma joie de pouvoir partager une profonde amitié avec Christian et Edouard, qui ont toujours été présent pour moi, même si parfois, et particulièrement pendant ces dernière années, je ne pouvais pas l'être autant pour eux. Ce qui est rare et précieux.

Bien sur, tout ce travail n'aurait pas été possible sans la présence et le soutien de ma famille et naturellement de ma mère. merci !

À ma grand-mère . . .

Anez ober, prezeg aner
kentañ prezeg a zo ober.

*Sans acte, parole est vaine,
la première façon de prêcher est agir.
(proverbe breton)*

Table des matières

Introduction générale	15
I Études chimico–dynamiques numériques	21
1 Présentation	23
1.1 Contexte de l'étude	23
1.1.1 Simulations purement non collisionnelle	23
1.1.2 Milieu interstellaire	24
1.1.3 Formation stellaire	26
1.1.4 Enrichissement du milieu	26
1.1.5 Modèles hiérarchiques	27
1.2 Position de notre étude	29
1.3 Mise en œuvre du travail	29
2 Présentation du code tree–SPH	31
2.1 Code en arbre	32
2.2 Gravitation	35
2.2.1 Approximation du code en arbre	35
2.2.2 Détermination de l'accélération gravitationnelle	36
2.2.3 Potentiel lissé	37
2.3 Hydrodynamique	40
2.3.1 Énergie thermique spécifique	44
2.3.2 Noyau adaptatif	44
2.3.3 Corrections associées aux variations spatiales de h	45
2.4 Fonction de refroidissement	46
2.5 Formation d'étoiles	47
2.5.1 Conservation de masse	48
2.5.2 Cinétique initiale des particules stellaires	48
2.6 Adaptation du pas de temps	51
3 Mise en place de la chimie et adaptation du code	55
3.1 Formation stellaire	56
3.1.1 Notion d'abondance chimique	56
3.1.2 Position initiale d'une particule stellaire	57
3.2 Éjection stellaire	58
3.2.1 Équation de conservation du gaz	58

3.2.2	Taux de formation d'étoiles	59
3.2.3	Masse de matière éjectée par unité de temps	59
3.2.4	Abondances du gaz	62
3.2.5	Supernovae	63
3.2.6	Taux de supernovae	65
3.3	Modélisation de la composante stellaire	67
3.3.1	Ensemble d'étoiles nées au même moment	67
3.3.2	Application à une particule stellaire	70
3.3.3	Éléments chimiques considérés dans les simulations	71
3.4	Équations de conservation, première approche	75
3.4.1	Détermination des particules de gaz recevant de la matière	75
3.4.2	Répartition des masses	76
3.4.3	Répartition de l'énergie	77
3.4.4	Effet dû à la première approche	80
3.5	Équations de conservation, seconde approche	82
3.5.1	Nécessité d'une seconde approche	82
3.5.2	Mise en place d'une autre solution	83
3.5.3	Conservation de masse et d'énergie cinétique	85
3.5.4	Conservation des métaux et d'énergie thermique	86
3.5.5	Forme des termes β_{ij}	86
3.6	Adaptation du pas de temps	88
3.7	Fonction de refroidissement	90
3.8	Conditions initiales	92
3.8.1	Composition proto-galactique	92
3.8.2	Géométrie du système et profil de densité	92
3.8.3	Température du gaz	93
3.8.4	Paramètre de rotation	94
3.8.5	Simulations	94
4	Qualifications des modèles	97
4.1	Formation d'étoiles	98
4.1.1	Masse des particules stellaires	98
4.1.2	Paramètre de proportionnalité c_*	105
4.2	Caractérisation des objets après effondrement	108
4.2.1	Définition des catégories	108
4.2.2	Qualification morphologique	110
4.2.3	Qualification cinématique	131
4.2.4	Qualification chimique	137
4.3	Résumé des qualifications	152
4.4	Conclusion : Modèle de référence	154
5	Étude spatiale des populations stellaires	155
5.1	Champ de vitesse et implication chimique	156
5.1.1	Morphologie de la galaxie	156
5.1.2	Champ de vitesse	157
5.1.3	Formation d'étoiles et abondances chimiques	161
5.1.4	Abondances chimiques	162

5.1.5	Conclusion	164
5.2	Distribution des abondances et de leurs rapports	165
5.2.1	Distribution en métallicité des étoiles	165
5.2.2	Rapport d'abondances : Cas du Magnésium et du Fer	170
5.2.3	Propagation de la formation d'étoiles	179
5.3	Conclusion	180
6	Conclusions et perspectives	181
II	Contribution à EDisCS	185
1	Présentation	187
1.1	Amas de galaxies	187
1.2	Le projet EDisCS	188
1.3	Sélection des amas de galaxies	189
1.4	Observation en photométrie profonde	191
2	Masques spectroscopiques	193
2.1	Contraintes instrumentales	194
2.1.1	Modes spectroscopiques	194
2.1.2	Collimateur	194
2.1.3	CCD de FORS2	194
2.1.4	Réseau de diffraction	195
2.1.5	Distorsion géométrique	197
2.2	Contraintes sur les objets	198
2.2.1	Nature des objets	198
2.2.2	Localisation des objets	199
2.2.3	Magnitude des objets et temps d'exposition	203
2.3	Contraintes logicielles	204
2.3.1	Utilisation de FIMS	204
2.3.2	Notions de fentes et de cibles de références	205
2.3.3	Structure des fichiers	206
2.4	Génération des masques	208
2.4.1	Données d'entrée	208
2.4.2	Sélection des galaxies d'amas	210
2.4.3	Sélection des galaxies de champ	211
2.4.4	Géométrie des fentes	212
2.4.5	Étapes de construction des masques	213
2.4.6	Utilisation de FFG	215
2.4.7	Vérification visuelle	216
2.4.8	Construction d'un masque	218
2.4.9	Conclusions	219

III Annexes	221
A Décomposition Bulbe–Disque	223
A.1 Introduction	223
A.2 Principe des décompositions	224
A.2.1 Modèle 1D	225
A.2.2 Modèle 2D	226
A.3 Qualification des décompositions	231
A.4 Comparaison avec GIM2D	232
A.5 Conclusion	234
B Génération des profils de densité	235
B.1 Génération aléatoire	235
B.1.1 Changement de variables aléatoires	236
B.1.2 Méthode du rejet de Von Neumann	238
B.2 Génération déterministe	241
B.2.1 Génération de profil en $r^{-\alpha}$	242
C Approximation de la modélisation numérique	243
C.1 Justification de l’expression vectorielle des vitesses	243
C.2 Effet de la résolution finie	245
D Publications	247
Bibliographie	255

Table des figures

1	Séquence d'Hubble	17
2	Schéma évolutif d'une galaxie.	18
2.1	Construction d'un arbre en 2 dimensions	32
2.2	Modification dans la construction de l'arbre	33
2.3	Approximation de la force de gravité appliquée à une particule	35
2.4	Notion de paramètre d'ouverture	36
2.5	Potentiels lissés et potentiel Newtonien	38
2.6	Approximation d'une fonction continue par un ensemble discret de points	41
2.7	Fonction de refroidissement (76% H / 24% He) avec bremsstrahlung	46
2.8	Synchronisation des pas de temps	51
3.1	Formation d'une particule stellaire	57
3.2	Schéma des échanges de matière entre le gaz et les étoiles	58
3.3	Schéma d'une étoile	61
3.4	Schéma de la constitution d'une étoile pour un élément i	63
3.5	Taux de supernovae à métallicité solaire	66
3.6	Durée de vie des étoiles en fonction de la métallicité	68
3.7	Représentation graphique des quantités chimiques	74
3.8	Illustration des implications de la première approche	81
3.9	Deux configurations de nuages autour d'une étoile	83
3.10	Modélisation d'un nuage en expansion	84
3.11	Temps caractéristique associé aux particules stellaires	89
3.12	Fonction de refroidissement $\Lambda(T, Z)$	91
3.13	Température du gaz après effondrement	93
4.1	Taux de formation d'étoiles pour $n_m = 4$ et $n_m = 10$	100
4.2	Évolution de la distribution du gaz pour $M_g/M_* = 25\%$	103
4.3	Évolution de la distribution du gaz pour $M_g/M_* = 7\%$	104
4.4	Distribution de la matière en fonction de la valeur de M_g/M_*	105
4.5	Évolution temporelle des abondances de Mg et Fe en fonction de c_*	106
4.6	Distribution des paramètres de rotation	109
4.7	Formation de globule après le choc initial (λ fort)	111
4.8	Évolution morphologique des simulations (λ fort)	111
4.9	Épaisseur des disques de gaz et stellaires(λ fort)	113
4.10	Évolution temporelle des profils de densité (λ fort)	114
4.11	Évolution morphologique des simulations (λ faible)	116
4.12	Épaisseur des disques de gaz et stellaire (λ faible)	117

4.13	Profils de densité (λ faible)	119
4.14	Évolution morphologique des simulations en $1/r$ (λ moyen)	121
4.15	Dimension des barres, profil en $1/r$ et $1/r^2$ (λ moyen)	122
4.16	Structure annulaire et barrée pour $1/r^2$ (λ moyen)	123
4.17	Évolution morphologique des simulations en $1/r^2$ (λ moyen)	124
4.18	Simulation avec profil de matière noire fixe (λ moyen)	125
4.19	Épaisseur des disques, profil en $1/r$ et $1/r^2$ (λ moyen)	126
4.20	Structure boîte-cacahuète de la barre	126
4.21	Profil de densité suivant l'axe z , profil en $1/r$ et en $1/r^2$ (λ moyen)	127
4.22	Profils de densité pour une simulation en $1/r$ (λ moyen)	129
4.23	Profils de densité pour une simulation en $1/r^2$ (λ moyen)	130
4.24	Courbes de rotation (gaz et étoiles)	132
4.25	Courbes de rotation en fonction de c_*	133
4.26	Courbes de rotation en fonction de λ (simulations en $1/r$ et $1/r^2$)	134
4.27	Évolution temporelle d'une courbe de rotation	135
4.28	Taux de formation d'étoiles des trois catégories de simulations	138
4.29	SFR maximal en fonction de λ et échelle de temps de décroissance	139
4.30	Évolution de la fraction de gaz radiale au cours du temps	141
4.31	Fraction de gaz radiale pour λ faible et λ fort	142
4.32	Taux de supernovae (SN II et SN Ia)	143
4.33	Évolution de la répartition spatiale des SN II et SN Ia	145
4.34	Évolution des abondances stellaires en Fe et Mg en fonction de λ	146
4.35	Gradients d'abondances en O , Fe et Mg dans le gaz en fonction de λ	148
4.36	Gradients d'abondances en O , Fe et Mg pour les étoiles en fonction de λ	149
4.37	Évolution du gradient d'abondance en O en fonction du temps	150
5.1	Morphologie (gaz / étoiles) de notre simulation de référence	156
5.2	Champs de vitesse angulaire et radiale (gaz et étoiles)	158
5.3	Champ de vitesse angulaire des étoiles	159
5.4	Champ de vitesse radiale du gaz symétrique par rapport au centre galactique	160
5.5	Schéma du champ de vitesse du gaz du modèle de référence	160
5.6	Distribution spatiale du taux de formation d'étoiles	161
5.7	Distribution spatiale des abondances (Fe, Mg, O)	163
5.8	Distribution observées des abondances en Fer des étoiles	166
5.9	Définition des deux zones utilisée pour l'étude des propriétés des étoiles	168
5.10	Comparaison des distributions observées et simulées	168
5.11	Distribution des abondances de Fer des étoiles des zone 1 et 2	169
5.12	Rapports d'abondance Fer/Magnésium en fonction de l'abondance du Fer	171
5.13	Valeur moyenne du SFR comparée à la durée de vie des SN Ia	173
5.14	Évolution du rapport d'abondance Magnésium/Fer	174
5.15	Carte 2D du rapport d'abondance Magnésium/Fer des étoiles	175
5.16	Évolution temporelle des données du modèle chimique	176
5.17	SFR normalisés des zones 1 et 2	177
5.18	Évolution du rapport d'abondance Fer/Magnésium dans les zones 1 et 2	177
5.19	Propagation de la formation d'étoiles dans le disque	179
1.1	Bandes photométriques utilisées par EDISCS	191

2.1	Géométrie des CCD de FORS2	195
2.2	Déviation du Grism GRIS_600RI+19 de FORS2	196
2.3	Correction des distorsions optiques	197
2.4	Notion de fente inclinée	199
2.5	Zone garantissant l'intervalle de longueur d'onde désiré	200
2.6	Paramètres géométriques définissant les fentes inclinées	201
2.7	Schéma de principe pour la préparation des masques FORS2	204
2.8	Caractéristiques des fentes utilisées	212
2.9	Problèmes rencontrés lors des vérifications visuelles des masques	217
2.10	Construction d'un masque FORS2 de CL1103-1245	218
2.11	Construction d'un masque FORS2 de CL1103-1245 (suite)	219
A.1	Simulation d'une galaxie E ₃ et d'une galaxie Scd	224
A.2	Modèle géométrique pour une galaxie (Bulbe et disque)	228
A.3	Profil de luminosité réel du modèle et en résolution finie	228
A.4	Convolution d'un modèle par une PSF	229
A.5	Synthèse des résultats de qualification du programme de décomposition	231
A.6	Exemples de décomposition (notre programme vs GIM2D)	232
A.7	Magnitude I totale (notre programme vs GIM2D)	233
A.8	Magnitude I des disques et rapport B/T (notre programme vs GIM2D)	234
B.1	Génération d'un profil en r^{-1} par changement de variables	237
B.2	Génération d'un profil en r^{-1} par la méthode de Von Neumann	240
B.3	Génération d'un profil en r^{-1} par déformation de grille	242

Liste des tableaux

3.1	Abondances solaires	56
3.2	Tableau des caractéristiques des supernovae	65
3.3	Masses des métaux produit par les étoiles	72
3.4	Masse des résidus et des cœurs d'Hélium des étoiles	73
3.5	Listes des simulations numériques	95
4.1	Définition des 3 catégories de simulations	109
1.1	Phases du projet EDISCS	189
1.2	Sélection des amas de galaxies et estimation initiale de leur redshift	190
2.1	Nombre d'objet associé à chaque amas	198
2.2	Coordonnées et redshift des amas	209

Introduction générale

Les galaxies sont des objets fédérateurs de notre regard sur l'Univers. Chacune d'entre elles, regroupe et organise des milliards d'étoiles ainsi que tous les objets astrophysiques rattachés à l'existence des étoiles. Parallèlement, à l'échelle cosmologique, les galaxies sont vues comme des briques fondamentales qui se groupent suivant de grandes structures filamentaires, nous dévoilant ainsi la profonde organisation de l'Univers sur l'ensemble de ses échelles.

Entre étoiles et grandes structures, les galaxies occupent un rôle central. Toutefois, malgré cette position privilégiée, une galaxie reste un objet mal connu. Comment se forme une galaxie? Comment évolue-t-elle? Quelle est l'origine de leur diversité morphologique? Comment coexistent les galaxies entre elles?

La difficulté de répondre à ces différentes questions résulte précisément de l'échelle intermédiaire qu'occupent les galaxies. La nature d'une galaxie est contrainte à la fois par des processus internes se déroulant à petites et moyennes échelles et des influences environnementales dues aux grandes échelles. Une galaxie est un objet complexe mettant en jeu de nombreux processus physiques tels que l'hydrodynamique et la chimie du milieu interstellaire, la formation et l'évolution stellaire, le transfert radiatif dû aux rayonnements des étoiles et des explosions de supernovae ... De plus, c'est un objet soumis à sa propre gravitation, mais qui peut aussi subir de fortes influences d'autres galaxies.

Notion de galaxie

La notion de galaxie définit une vaste classe d'objets. Les améliorations des techniques d'observation rendent de plus en plus complexe la qualification de ces objets. Toutefois, nous pouvons donner une définition minimaliste de ce qu'est une galaxie : un vaste ensemble auto-gravitant regroupant plusieurs centaines de millions à plusieurs centaines de milliards d'étoiles, et ayant une masse totale de l'ordre de 10^7 à 10^{13} masses solaires.

Une fraction de la masse est sous forme baryonique, pouvant ainsi émettre des photons. Cette masse est observée sous la forme de gaz tels que les régions HII ou les nuages d'hydrogène neutre, d'étoiles et des résidus compacts de l'évolution stellaire que constituent les étoiles à neutrons et les naines blanches. Toutefois, les études de la dynamique de notre propre galaxie et des galaxies proches montrent qu'une importante fraction de la masse n'est pas visible. Zwicky (Zwicky 1933 [264]), en mesurant le mouvement des galaxies de l'amas de Coma, montra que la masse nécessaire pour expliquer de tels mouvements était très supérieure à celle qu'il observait dans le domaine visible. Les courbes de rotation des galaxies restent planes bien au-delà de leurs rayons visibles. Supposer que toute la masse

constituant une galaxie est visible implique, suivant la loi de la gravitation, une décroissance de la vitesse vers la zone périphérique. Différentes explications sont proposées. Des approches modifiant la loi de gravitation de Newton (théorie MOND) sont évoquées et consistent à postuler l'existence d'une accélération limite minimale (Milgrom 1983 [146], Bottema et al. 2002 [31]). Cette approche est purement ad hoc et construite dans le seul but d'expliquer la forme des courbes de rotation. Au niveau observationnel, les études MACHO (Alcock et al. 2000 [7]) et EROS (Lasserre et al. 2000 [120]) ont été menées pour voir si une partie de cette fraction de matière non visible est tout simplement trop peu lumineuse pour être vue. Ces observations, basées sur le principe d'amplification par micro-lentilles gravitationnelles, ont montré que moins de 20% de la masse non visible pouvait être expliquée par l'existence d'objets peu lumineux jusqu'à un rayon d'environ 20 kpc pour le halo de notre galaxie (Gates 1996 [77]).

Parallèlement, les études du rayonnement cosmologique et les modèles de nucléosynthèse primordiale montrent qu'une grande quantité de matière ne peut être sous forme baryonique. Cette matière non baryonique serait difficilement détectable en raison de sa faible interaction avec la matière baryonique. Le succès des modèles cosmologiques de type CDM tend à montrer que cette matière, dite matière noire, est principalement composée de particules massives dont les candidats les plus sérieux sont les particules issues de la violation CP (Charge-Parité) (Asztalos et al. 2002 [13], Weinberg 1978 [255]) et de la théorie de la supersymétrie (Gould 2001 [87], Asztalos et al. 2002 [13]). La matière noire est supposée être non collisionnelle. Toutefois, la nature collisionnelle de la matière noire a été évoquée (Spergel & Steinhart 2000 [224]) pour expliquer la courbe de rotation de certaines galaxies naines. Les observations semblent infirmer cette hypothèse et confèrent à la matière noire une dynamique sans collision. L'existence d'un halo de matière noire non collisionnelle est aujourd'hui l'hypothèse la plus plausible pour expliquer les courbes de rotation des galaxies.

Diversité morphologique des galaxies

Les galaxies présentent une grande variété de morphologies. Cette variété est représentée dans la séquence de galaxies mise en place par Hubble 1926 [100], se traduisant principalement par le rapport entre la taille du bulbe et celle du disque. La Figure 1 illustre la représentation classique de la séquence d'Hubble.

À gauche, on trouve les galaxies elliptiques classifiées en fonction de leur ellipticité ($e = 1 - b/a$), a et b désignant respectivement la longueur du petit et du grand axe de la galaxie). Les galaxies elliptiques sont des objets dépourvus de gaz, sans formation d'étoiles, composés d'étoiles vieilles et sans rotation. La forme des galaxies elliptiques provient de la dispersion de vitesse des étoiles la composant.

À droite, on trouve les galaxies spirales, séparées en deux branches : les galaxies spirales dites normales et les galaxies spirales barrées. En fonction du rapport de taille entre le bulbe et le disque, les galaxies spirales sans barres sont qualifiées de Sa, Sb, ou Sc et les galaxies spirales barrées sont qualifiées SBa, SBb, ou SBc (la lettre a désignant une galaxie ayant un bulbe important, la lettre c désignant les galaxies ayant un bulbe de faible dimension). Par opposition aux galaxies elliptiques, ces objets comportent du gaz, une formation d'étoiles, une variété de population stellaire (distinction entre le bulbe et

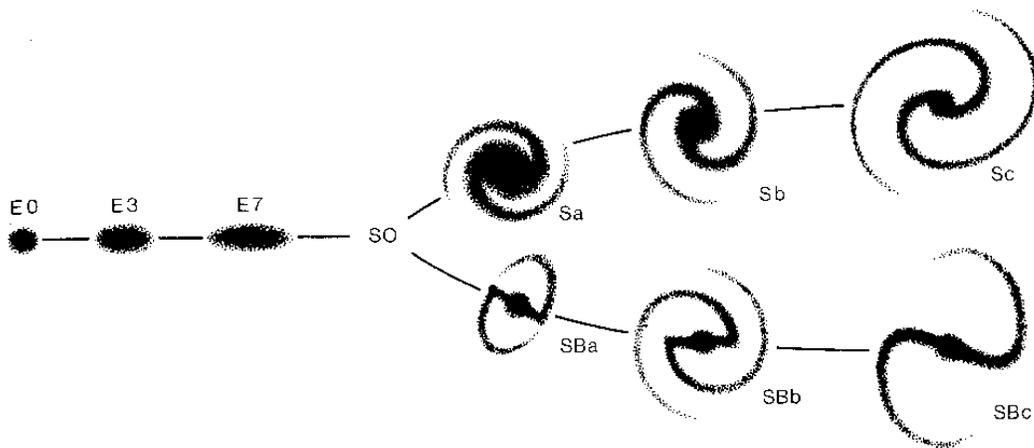


FIG. 1 – Séquence d’Hubble : à gauche les galaxies elliptiques, à droite les galaxies spirales se distinguant en spirales normales (en haut) et spirales barrées (en bas).

le disque), et présentent une courbe de rotation¹.

Usuellement on utilise la terminologie de *type précoce* pour les galaxies situées à gauche de la séquence et de *type tardif* pour les galaxies localisées à droite de la séquence. Ces terminologies proviennent de l’interprétation historique de cette séquence, qui était une évolution morphologique qui s’effectuait dans le sens des morphologies elliptiques vers les morphologies spirales. Bien que cette interprétation soit aujourd’hui totalement obsolète, les qualifications de type précoce ou de type tardif sont toujours utilisées.

Que traduit réellement cette séquence d’Hubble? De nombreuses observations montrent que les propriétés des galaxies (taux de formation d’étoiles, fractions de gaz, couleurs) sont corrélées avec l’aspect morphologique des galaxies. Cette constatation laisse à penser que la séquence d’Hubble est plus qu’une simple classification morphologique des galaxies, mais serait également une représentation de leur histoire évolutive. Toutefois, la dispersion sur les propriétés des galaxies montre aussi que cette histoire n’est pas simple, et doit combiner des aspects d’évolution intrinsèque à la nature des galaxies et des effets environnementaux.

1. Des courbes de rotation circulaire peuvent toutefois être établies pour le gaz des galaxies elliptiques géantes (cf. Gerhard et al. 2001 [80]).

Évolution des galaxies

Les observations (cinématiques, photométriques, spectroscopiques) nous apportent des informations individuelles à un unique instant dans l'histoire d'une galaxie, et seule la combinaison statistique des propriétés des galaxies nous permet de reconstituer l'histoire de l'évolution des galaxies en tant qu'ensemble. Ainsi, l'outil numérique se révèle indispensable pour aborder l'étude de l'évolution d'une galaxie sur une durée de l'ordre de l'âge de l'Univers.

La Figure 2 illustre l'évolution d'une galaxie suivant 3 états. Par état, on désigne l'ensemble des caractéristiques de la galaxie (Morphologie, état dynamique, composition chimique ...).

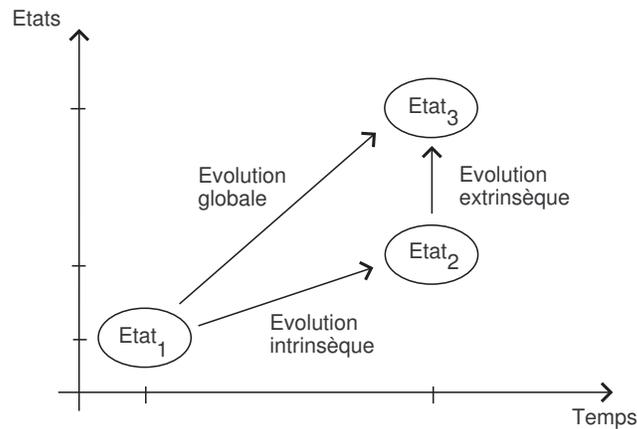


FIG. 2 – Schéma évolutif d'une galaxie.

De façon générale, une galaxie dans un état initial (état 1) évolue vers un état final (état 2). Schématiquement, on peut décomposer cette évolution en distinguant deux parties. On désigne par le terme *évolution intrinsèque*, la modification de l'état d'une galaxie ayant pour origine l'ensemble des phénomènes internes à cette dernière (dynamiques interne, résonance, croissance de la barre du bulbe, consommation du gaz) et par le terme *évolution extrinsèque* l'ensemble des phénomènes provenant de l'environnement de la galaxie.

Suivant l'histoire d'une galaxie (principalement la nature de son environnement), les deux canaux évolutifs sont plus ou moins prépondérants.

Le travail présenté dans cette thèse aborde l'étude de l'évolution des galaxies. La première partie est consacrée l'évolution intrinsèque d'une galaxie, grâce à l'étude numérique de l'évolution chimique et dynamique suivant l'effondrement gravitationnel d'objets proto-galactiques.

La seconde partie est dédiée à l'observation d'amas de galaxies à de grands décalages spectraux dans le cadre du projet EDISCS (ESO Distant Cluster Survey). Les amas de galaxies sont des ensembles de galaxies où les effets environnementaux sont particulièrement importants compte tenu de la densité des galaxies.

Dans la première partie, je développerai mon travail de modélisation. Ce travail aborde une modélisation tridimensionnelle totalement auto-gravitante et auto-cohérente d'une galaxie isolée, en tenant compte de la dynamique non collisionnelle, de l'hydrodynamique, des processus de chauffage, de refroidissement radiatifs, de formation stellaire et de l'enrichissement chimique du milieu interstellaire par les supernovae de type Ia et de type II. Je présenterai différents résultats portant sur le lien entre la chimie et la dynamiques des galaxies.

Je présenterai dans la seconde partie les travaux que j'ai effectués au sein du consortium EDISCS. Mon investissement² dans ce projet porte à la fois sur la photométrie et la spectroscopie. J'ai préparé l'acquisition des données spectroscopiques en réalisant l'intégralité des masques FORS2 pour les observations d'EDISCS en 2002 et 2003 et j'ai réalisé les observations spectroscopiques pour les observations 2003. J'ai utilisé les données photométriques et spectroscopiques pour l'étude morphologique des galaxies composant les amas de galaxies en utilisant des décompositions bulbe/disque bidimensionnelles.

2. Parallèlement aux investigations scientifiques, j'ai mis en place et maintenu le site web d'EDISCS, aussi bien au niveau de la présentation du projet au public, qu'à la gestion de la communication interne entre les différents protagonistes (<http://www.mpa-garching.mpg.de/~ediscs>).

Première partie

Études chimico–dynamiques
numériques

Chapitre 1

Présentation

Cette première partie est consacrée à la formation des galaxies et à l'étude de leur évolution intrinsèque.

Notre objectif est d'utiliser l'évolution chimique des galaxies dans un contexte dynamique afin d'étudier la nature des populations stellaires et d'en déduire des implications sur l'évolution des galaxies spirales. Nous utilisons un modèle numérique dynamique, auto-cohérent et auto-gravitant qui sera présenté dans les chapitres suivants.

Dans cette introduction, nous allons situer le contexte de notre étude en retraçant les progrès réalisés dans la modélisation de la formation et de l'évolution des galaxies. Nous discuterons principalement des études menées sur les objets isolés en terminant, toutefois, sur les récents progrès réalisés dans le cadre des modèles hiérarchiques.

1.1 Contexte de l'étude

Les progrès réalisés sur la compréhension théorique de l'évolution des galaxies se sont effectués avec l'amélioration des moyens informatiques, qui ont permis d'inclure successivement la dynamique non-collisionnelle des étoiles, la dynamique collisionnelle du gaz, la formation stellaire et l'évolution chimique.

1.1.1 Simulations purement non collisionnelle

Les premières simulations numériques ont étudié la dynamique de systèmes composés uniquement d'étoiles (systèmes non-collisionnels). Deux raisons justifient cette première approche. D'une part, la composante stellaire constitue la majorité de la masse d'une galaxie. La masse baryonique d'une galaxie spirale est à 90% à 99% sous forme d'étoiles. D'autre part, comme le montrera le chapitre suivant, la mise en place d'un code de simulation non-collisionnel est beaucoup plus facile à mettre en œuvre qu'un code incluant la dynamique collisionnelle du gaz et nécessite moins de puissance de calcul.

Ainsi, ce type de simulation a évolué principalement grâce à l'augmentation du nombre de particules, ce nombre définissant la résolution à laquelle est effectuée une simulation¹.

1. Une galaxie est constituée de plusieurs dizaines/centaines de milliards d'étoiles. Il est donc nécessaire de travailler en résolution finie.

Des simulations à haute résolution ont pu être effectuées dès le début des années 70. Les premières études ont été menées sur des systèmes 2D. Ces études ont montré qu'un disque stellaire auto-gravitant est instable et conduit rapidement (en un temps équivalent à deux rotations) à la formation d'une structure barrée (Miller et al. 1970 [144], Hohl 1971 [99]). Les barres apparaissant dans de tels systèmes sont très marquées et tendent à englober l'ensemble du disque stellaire initial. La barre apparaît comme une instabilité se développant naturellement dans un disque auto-gravitant. Ostriker & Peebles 1973 [161] ont souligné que l'introduction d'une composante sphéroïdale massive (bulbe ou halo) stabilise le disque galactique vis à vis de la formation d'une barre. L'introduction d'un halo massif non visible dans les galaxies se justifia à la même époque par l'observation de courbes de rotation plates ne présentant pas de décroissance képlérienne (Rubin & Ford 1970 [190], Freeman 1970 [74]). Sellwood 1980 [206] considéra un sphéroïde dynamique tridimensionnel et justifia ainsi que l'utilisation d'un sphéroïde rigide (i.e. potentiel de halo imposé) donnait un résultat similaire vis à vis de la stabilisation du disque. Par la suite, les études numériques ont principalement utilisé des profils de halo rigide afin de concentrer la puissance de calcul sur l'évolution du disque galactique et des instabilités s'y développant.

Les premières simulations 3D (début 1980) ont marqué un pas décisif dans la compréhension de la formation des structures observées dans les galaxies. Ces simulations ont mis en évidence la forme tridimensionnelle des barres. Elles montrent que les barres vues suivant la tranche du disque présentent une morphologie de cacahuète si elles sont vues dans le sens de leur longueur et une morphologie de boîte si elles sont vues perpendiculairement (Combes & Sanders 1981 [47]). Cette structure est créée par la résonance verticale de Lindblad (Combes et al. 1990 [49]). Avec le temps, la barre tend à se dissoudre et à conduire à un sphéroïde central identifiable à un bulbe (Norman, Sellwood & Hasan 1996 [158]). Des études plus récentes ont étudié l'évolution de disques stellaires en incluant des halos dynamiques de matière noire à haute résolution. Ils ont montré la possibilité de faire croître d'importantes structures barrées avec de forts rapports masse du halo sur masse du disque en évoquant une instabilité où le halo stimule (au lieu de limiter) la formation de la barre (Athanasoula & Misiriotis 2002 [16]). Actuellement, les simulations réalisées avec plusieurs dizaines de millions de particules permettent d'atteindre des résolutions de quelques dizaines de parsecs et montrent que l'augmentation de la résolution tend à minimiser la décroissance de la vitesse de rotation de la barre et autorise la barre à persister sur des milliards d'années (Valenzuela & Klypin 2002 [246]).

1.1.2 Milieu interstellaire

La dynamique collisionnelle du milieu interstellaire a été traitée dès le milieu des années 80. La composante gazeuse apparaît être essentielle pour la formation de structures spirales (Sellwood & Carlberg 1984 [207]). Observationnellement, on constate qu'une galaxie sans gaz ne présente pas de structure spirale. La modélisation de la composante gazeuse a été introduite dans les modèles selon deux approches : la première approche est basée sur un constat observationnel montrant que le gaz est principalement présent sous forme de nuages moléculaires. Cette méthode, nommée *sticky particles*, aborde le milieu interstellaire comme un milieu dynamiquement dominé par des nuages denses et froids

pouvant subir des collisions entre eux (cf. Schwarz 1981 [203], Combes & Gerin 1985 [48]). Les collisions sont alors traités comme un changement de vitesses des particules quand elles sont proches (voir Bournaud & Combes 2002 [32]). Cette approche phénoménologique présente l'avantage de modéliser les zones de fortes densités qui sont associées aux zones de formation d'étoiles (principalement localisées au niveau des bras spiraux) et présente un faible coup numérique. La seconde méthode est basée sur une description continue du milieu interstellaire en se référant explicitement aux équations de l'hydrodynamique, soit suivant une approche Eulerienne (Van Albada & Roberts 1981 [251]), soit suivant une approche Lagrangienne (méthode SPH² (Gingold & Monagan 1977 [82], Katz & Gunn 1991 [106]). La méthode SPH a été appliqué dans de nombreuses études. Contrairement à la méthode des *sticky particles*, elle ne se base pas sur un constat a priori de l'état du gaz. Le SPH a une résolution adaptative, qui permet donc d'atteindre une large gamme de densités. La méthode est plus coûteuse en terme de quantité de calcul mais présente l'avantage de reposer sur une réécriture explicite des équations de l'hydrodynamique. Les deux approches aboutissent sur des résultats similaires vis à vis de la réponse du gaz potentiel barré (Friedli & Benz 1993 [75], Combes & Gerin 1985 [48]), Patsis & Athanassoula 2000 [163]).

Par ailleurs, les simulations incluant du gaz ont montré que la présence de la barre induit d'importants mouvements radiaux du gaz vers le centre de la galaxie (Pfenninger & Norman 1990 [171], Friedli & Benz 1993 [75], Friedli & Benz 1995 [76], Patsis & Athanassoula 2000 [163]). Ainsi, les barres peuvent être détruites par la concentration centrale de masse (croissance du bulbe). Une nouvelle instabilité barrée peut apparaître dans le disque galactique par accrétion de gaz externe à la galaxie. Cet apport de gaz permet d'avoir un rapport masse de disque/sphéroïde favorable à la reformation de la barre (Bournaud & Combes 2002 [32]).

Parallèlement, le développement de simulations considérant des objets sphériques isolés de masse typique d'une galaxie, avec un spectre de densité de type CDM, ont permis d'aborder la question de la formation initiale des galaxies. Katz & Gunn 1991 [106] ont considéré comme condition initiale une sphère homogène de matière noire et de gaz (Hydrogène + Hélium) légèrement perturbée par un spectre de fluctuations de densité de type CDM. La sphère est mise en rotation pour simuler le gain de moment angulaire induit par les effets de marée et est soumise à l'expansion de l'Univers. Ce modèle inclut de plus un processus de refroidissement du gaz. L'évolution de ce modèle conduit à la formation d'une galaxie spirale présentant un halo de matière noire et un disque de gaz. Il reproduit de façon réaliste la courbe de rotation observée dans les galaxies. Le processus de refroidissement du gaz apparaît comme étant essentiel pour obtenir la structure plane.

Finalement, au cours des dernières années sont apparus les modèles d'évolution de galaxies isolées considérant une modélisation multi-phase du milieu interstellaire (Seme­lin & Combes 2002 [208], Berczik et al. 2003 [24], Berczik et al. 2003 [25]). La nature de la méthode des *sticky particles* permet d'aborder la modélisation des nuages moléculaires froids, mais ne permet pas la description continue des zones de gaz chaud de faible densité. À l'opposé, l'approche SPH permet de modéliser les zones de faible densité mais, compte tenu de la résolution numérique des simulations, ne peut couvrir toute la gamme de densité que connaît le gaz dans le milieu interstellaire. En particulier, les nuages mo-

2. Smooth Particles Hydrodynamics. Cette méthode sera présentée dans le chapitre 2.

léculeaires sont actuellement hors de portée de l’approche SPH à l’échelle d’une galaxie. Afin de palier à ce problème, deux phases de gaz sont utilisées. La modélisation SPH est utilisée pour la phase chaude du gaz ($T > 10^4$ K) de faible densité qui peut se condenser en une phase froide ($T < 100$ K) représenté par les *sticky particles*.

1.1.3 Formation stellaire

L’implémentation de la formation d’étoiles de façon cohérente avec les conditions physiques locales du système a été introduit par Katz 1992 [107] et Navarro & White 1993 [152] dans un code de type SPH. La formation d’étoiles utilisée avec des conditions initiales type fluctuation CDM tel que celle de Katz & Gunn (Katz & Gunn 1991 [106]), a montré la possibilité de créer des galaxies avec un halo d’étoile vieilles et d’un disque d’étoiles jeunes, compatibles avec les observations (Steinmetz & Müller 1995 [229]). La prise en considération de la formation stellaire a permis d’introduire des phénomènes de chauffage (principalement dus aux supernovae) préservant du sur-refroidissement du gaz et évitant ainsi la création de complexes géants de gaz (Shlosman & Nogushi 1993 [213]). L’introduction de la formation stellaire montre que les barres induisent un important taux de formation d’étoiles et que cette formation stellaire est bien corrélée avec la densité du gaz (Friedli & Benz 1993 [75]).

1.1.4 Enrichissement du milieu

L’introduction de la formation stellaire a permis d’inclure les processus d’enrichissement chimique des galaxies. L’approche traditionnelle de l’évolution chimique des galaxies est basée sur des méthodes numériques et analytiques dérivés du modèle simple décrivant une galaxie comme une boîte fermée (Pagel & Patchett 1975 [165], Tinsley 1980 [240]). L’évolution des simulations N-corps et des modèles hydrodynamiques permettent à présent d’aborder le problème de l’évolution chimique et dynamique des galaxies dans un cadre totalement auto-cohérent et tridimensionnel.

Les premières simulations incluant à la fois dynamique et évolution chimique (Steinmetz & Müller 1994 [228]) ont montré la validité d’une telle approche en reproduisant une évolution réaliste de l’enrichissement chimique d’une galaxie en considérant uniquement une recette simple de formation de métaux n’incluant que les effets des supernovae de type II. Une étude reprenant les mêmes conditions initiales a été réalisée plus récemment afin d’étudier le gradient de métallicité (Churches et al. 2001 [45]) et a montré que ce modèle de chimie simple (ne considérant que des SN II) permet déjà d’obtenir une large gamme de gradient de métallicité compris entre -0.07 et -0.02 dex.kpc $^{-1}$ avec une distribution de gradients piquée à -0.03 dex.kpc $^{-1}$.

Par ailleurs, le développement des modèles chimico-dynamiques a été principalement axé sur l’étude de l’effondrement d’objets proto-galactiques en rotation avec un profil en loi de puissance (généralement en $1/r^n$, $n = 0$ ou 1) pour une distribution sphérique ou triaxiale de matière (Raiteri et al. 1996 [180], Carraro et al. 1998 [38], Curir & Mazzei 1999 [52], Berczik 1999 [23]). Ces études considèrent un effondrement monolithique qui sous l’effet du refroidissement et de la rotation axiale conduit à la formation d’une structure plane. Bien que ces simulations reposent sur des modèles chimiques simples, les modèles reproduisent les quantités chimiques moyennes observées dans une galaxie telle que la nôtre (Berczik 1999 [23]). Toutefois, le modèle de Berczik comprend un halo fixe

de matière noire et seule la composante baryonique (gaz et étoiles) est auto-gravitante et peut s'effondrer. La résolution spatiale de la composante gazeuse est faible (2100 particules de gaz) et implique un fort lissage des propriétés chimiques du disque. Les relations entre évolution chimique et morphologique ne sont pas abordées. L'effondrement monolithique (matière noire + baryonique) totalement auto-gravitant comprenant la formation d'étoiles, un modèle d'évolution chimique et des processus de refroidissement et de chauffage a été étudié intensivement par Carraro, Lia, Chiosi et al. (Carraro et al. 1998 [38], Buonomo et al. 2000 [34], Lia et al. 2000 [121], Lia et al. 2002 [122], Lia et al. 2002 [123]). Dans leur modèle, les auteurs ont porté une attention particulière à la modélisation des processus de chauffage et de refroidissement du gaz. Leur modèle chimique repose sur une prescription simple d'enrichissement chimique par les supernovae de type Ia et II. Afin de contourner les problèmes de coût numérique, une approche statistique de l'évolution chimique a été utilisée au détriment du schéma auto-cohérent de la formation et de la dynamique stellaire. Leur modèle permet de reproduire la distribution moyenne des éléments. Malheureusement, peu de conclusions ont été tirées de la relation entre l'évolution chimique et l'évolution dynamique de leurs objets.

Contrairement aux études purement dynamiques considérant comme objet initial un disque préexistant plongé dans un potentiel fixe ou dynamique, les études chimico-dynamiques, utilisant un effondrement sphérique monolithique comme condition initiale, ne discutent pas l'apparition et l'évolution de structures de type barre/spirale. Une des principales limitations de ces modèles est la formation d'un nombre important d'étoiles qui impose des temps de calcul long. La description de la chimie subit d'importantes approximations (telles que des approches statiques, Lia et al. 2002 [122]) afin de pouvoir augmenter la résolution spatiale. Une modélisation plus sophistiquée tenant compte des résultats des modèles d'évolution stellaire et de la production de métaux des supernovae de type Ia suivant deux types sortes de progéniteurs a été récemment introduit dans des codes reprenant les conditions de Katz & Gunn pour l'études de la formation des galaxies elliptiques (Kawata & Gibson 2003 [104], Kobayashi 2003 [113]).

Peu d'études chimico-dynamiques sont utilisées dans le but de rendre compte des relations entre les observables dynamiques et chimiques d'une galaxie spirale³.

Observationnellement, les étoiles sont caractérisées par leurs abondances chimiques et par leur dynamique. Ces deux types de caractéristiques sont donc physiquement liées et il est fondamental de les étudier de façon cohérente.

1.1.5 Modèles hiérarchiques

Parallèlement au développement des études de l'évolution d'objets isolés, les modèles hiérarchiques ont abordé la question de la formation des galaxies. La limitation numérique des moyens d'études à l'échelle galactique, ainsi que la nature complexe des processus physiques liés aux galaxies, ont conduit à utiliser principalement, au cours de la dernière décennie, les modèles semi-analytiques (Kauffmann, White & Guiderdoni 1993 [105], voir aussi Somerville & Primack 1999 [215]). Ces méthodes permettent de tenir compte de phénomènes mal connus se déroulant à petite échelle (formation stellaire, chauffage) en se basant sur la croissance des halos de matière noire par une approche de

3. Les simulations chimico-dynamiques sont souvent utilisées dans le but de paramétrer les modèles spectro-photométriques qui sont notamment basés sur la métallicité du milieu Curir & Mazzei 1999 [52], Westera et al. 2002 [256].

type Monte Carlo. L'augmentation de la résolution spatiale des simulations hiérarchiques considérant de grands volumes d'Univers permet aujourd'hui d'aborder le suivi explicite de l'évolution des galaxies en incluant de façon auto-cohérente leur environnement. Une méthode permettant de simuler des échelles galactiques dans une simulation cosmologique, consiste à réaliser une première simulation avec une grande portion d'Univers (grande boîte), puis de resimuler une région de cette boîte à plus haute résolution tout en tenant compte du champ de marée créé par la distribution de matière de la boîte (cf. Navarro & White 1994 [153], Steinmetz & Navarro 2002 [231]). Bien que, par essence, les modèles hiérarchiques ne se limitent pas à l'étude d'une galaxie isolée, il est intéressant de donner un aperçu des résultats récents issus de ses modèles et concernant l'évolution des galaxies.

Les modèles hiérarchiques, sous l'action de l'attraction gravitationnelle, conduisent à la croissance des structures au cours du temps, les petits objets fusionnant entre eux pour donner des objets de plus en plus massifs. Ainsi, cette approche aborde le problème de la formation des galaxies dans toute sa complexité. Dans le principe, cette approche permet de reproduire la diversité morphologique des galaxies tant au niveau de leur type morphologique (spirales, elliptiques, particulières) qu'au niveau de leur dimension (galaxies géantes, galaxies naines) et leurs distributions spatiales (galaxies de champs, galaxies d'amas). En contre partie, cette généralité dans l'approche entremêle les effets d'évolution intrinsèque et les effets environnementaux qui marquent l'évolution des galaxies. Les études réalisées par Steinmetz et al. (Steinmetz & Navarro 2002 [231], Abadi et al. 2003 [3], Abadi et al. 2003 [2]) présentent l'évolution d'une galaxie subissant des fusions successives. Les phases de la formation d'une galaxie sont marquées par la création de disque de faible masse qui conduit par suite de fusion d'objets de même masse à la formation d'un sphéroïde identifiable à un bulbe. Pour un objet ne subissant pas de fusion majeure, du gaz va être accrété autour de ce bulbe pour former un disque d'étoiles jeunes. Si cet objet subit une fusion importante avec un autre objet, il conduira à la formation d'une galaxie elliptique, sinon il conservera sa morphologie de galaxie spirale.

Les modèles hiérarchiques permettent de créer des galaxies se rapprochant de façon très réaliste des galaxies observées. Toutefois des problèmes persistent, et notamment le déficit de moment angulaire de la composante baryonique des galaxies (se traduisant par une sous-estimation de loi de Tully-Fisher). De plus, la morphologie obtenue dans les simulations hiérarchique est largement dominée par les galaxies de types précoces (E / Sa) consécutif d'un taux de collision important dans les premières phases de scénario tel que les modèles Λ CDM, et est pour le moment difficile à concilier avec l'existence de galaxie de type Sc / Sd (Abadi et al. 2003 [3]). L'apport de l'approche hiérarchique est indéniable pour la compréhension de la formation et de l'évolution des galaxies. Elle souligne par ailleurs, l'importance de certaines questions sous-jacentes. Quelle est la part des effets intrinsèques et extrinsèques dans l'histoire de l'évolution des galaxies? Dans quelle mesure et jusqu'à quel point peut-on distinguer ces deux processus?

1.2 Position de notre étude

Afin d'aborder ces questions, nous allons considérer l'évolution d'une structure d'échelle galactique tant au niveau dynamique, qu'au niveau chimique. Nous nous plaçons dans le cas extrême où l'objet est totalement isolé.

Afin de réaliser des diagnostics précis sur la nature des objets qui sont obtenus dans un tel contexte, la première spécificité de mon travail a résidé dans l'attention particulière portée à la description de la chimie. La description chimique va nous permettre de définir si les galaxies obtenues sont des objets réalistes.

De telles hypothèses de travail imposent de fortes contraintes sur les conditions initiales. Nos objets doivent avoir des propriétés initiales compatibles avec un contexte cosmologique (composition chimique, moment angulaire ...), et d'autre part nous devons éviter tout effet d'environnement (accrétion de matière, collision d'objets). De plus, les conditions initiales doivent être suffisamment souples. Dans un souci de généralité, nous ne désirons pas un état initial où la structure galactique est déjà prédéfinie avec, par exemple, un bulbe ou disque préexistant.

Nous allons donc considérer l'effondrement d'objet proto-galactique afin d'obtenir une structure initiale plane. Notre but est non seulement de reproduire des caractéristiques observées dans les galaxies spirales, mais aussi d'en tirer des implications sur l'évolution chimique et dynamique de ces objets. Nous allons étudier les relations chimiques et dynamiques des sous structures observées dans les galaxies spirales (bulbes/disque/barre) en les caractérisant par leur aspect morphologique, dynamique et chimique et par l'étude de la distribution des populations stellaires.

1.3 Mise en œuvre du travail

Pour cette première partie, mon travail s'est déroulé en trois étapes.

La première étape a consisté à modéliser dans un schéma auto-cohérent l'évolution dynamique et chimique des objets proto-galactiques considérés par notre étude. Afin de mener à bien ce projet, j'ai utilisé un code dynamique développé antérieurement à ce travail (Serna, Alimi & Chièze 1996 [209], Alimi et al. 2003, [6]). Ce code modélise à la fois les composantes non-collisionnelles (étoiles et matière noire) et la composante collisionnelle (gaz) des galaxies. Une présentation de ce code sera effectuée en chapitre 2. J'ai adapté ce code afin d'inclure les aspects associés à l'évolution chimique en incluant la production des métaux par les étoiles et en définissant les échanges entre la composante stellaire et gazeuse (cf. chapitre 3). Dans le chapitre 4, je présente l'ensemble des observables que j'ai étudié et qui m'a permis d'ajuster les paramètres libres du modèle ainsi que de définir l'ensemble des objets proto-galactiques conduisant à des galaxies spirales compatibles avec les observations. Cette qualification des modèles me permettra, dans le chapitre 5, de définir la manière dont ces objets évoluent au cours du temps. Le dernier chapitre de cette partie précisera les perspectives issues de ce travail.

Chapitre 2

Présentation du code tree-SPH

Notre modélisation d'une galaxie comporte trois parties, la modélisation de la gravitation, la modélisation de l'hydrodynamique et la modélisation de la composante stellaire¹. Ces différentes parties influent les unes sur les autres et doivent être abordées dans un schéma auto-cohérent.

La géométrie de notre système étant variable au cours du temps, nous avons choisi une méthode numérique qui s'adapte spatialement et temporellement à la distribution de la matière afin de conserver le maximum de résolution spatiale aux endroits utiles pour notre étude. Ainsi, notre choix s'est porté sur un code de type tree-SPH (code en arbre couplé à la méthode SPH (Smooth Particles Hydrodynamics)) couramment utilisé pour ce type d'étude (Friedli & Benz 1993 [75], Berczik 1999 [23], Curir & Mazzei 1999 [52], Lia & Carraro 2000 [121], etc).

La version utilisée dans cette étude est une extension du code initialement développée par Serna et al. (Serna, Alimi & Chièze 1996 [209], Alimi et al. 2003 [6]).

Le modèle considère un ensemble de points sans maillage prédéfini. Une fraction de ses points représente la matière noire, une autre fraction représente les étoiles et la dernière fraction, le gaz. Les particules de matière noire et stellaires ont une dynamique non-collisionnelle alors que les particules de gaz ont une dynamique collisionnelle. Chaque particule possède un type prédéfini qui ne change pas au cours de la simulation. Je présenterai dans un premier temps les aspects de la modélisation de la gravitation et de l'hydrodynamique nécessaire afin de comprendre l'approche de la modélisation de la formation stellaire et de l'évolution chimique développée dans le chapitre suivant.

Dans cette partie, les objectifs de mon travail ont été :

- Prise en main du code TreesPH en vue de l'implémentation de l'évolution chimique.
 1. Compréhension et adaptation de l'algorithme du code en arbre.
 2. Compréhension de la modélisation SPH.

1. Dans cette partie, nous présentons uniquement l'aspect dynamique de la composante stellaire. Les processus de formation des étoiles, ainsi que les aspects de leur évolution chimique, seront présentés dans le chapitre suivant.

2.1 Code en arbre

L'algorithme central dans ce type de code est le code en arbre (*tree code*). Il est utilisé à la fois pour l'interaction gravitationnelle (Barnes & Hut 1986 [19]) et pour la recherche des particules voisines² de la modélisation SPH (Hernquist & Katz 1989 [94]). Cet algorithme permet de distinguer et de localiser spatialement un ensemble discret de points. Nous utilisons un code en arbre de type Barnes & Hut 1986 [19], Barnes & Hut 1989 [20]. Cet algorithme consiste à subdiviser l'espace de façon itérative en 2^n sous-espaces, n étant la dimension spatiale du système.

L'ensemble de nos simulations est tridimensionnel ($n = 3$). Nous illustrons ici le principe du code en ordre dans sa version bidimensionnelle dans un souci de lisibilité des figures.

Pour une distribution de particules données (Figure 2.1 –1–), on détermine, dans un premier temps, un volume cubique (surface carrée pour les illustrations) englobant l'ensemble des particules du système (Figure 2.1 –2–). Le centre du cube définit le premier nœud de l'arbre nommé racine. Ce volume est subdivisé en 8 parties (Figure 2.1 –3–). Le centre de chaque subdivision définit 8 nouveaux nœuds. On réitère jusqu'à ce qu'au plus une particule se trouve dans chaque subdivision. Le dernier nœud associé à une particule est la particule elle-même (Figure 2.1 –4–).

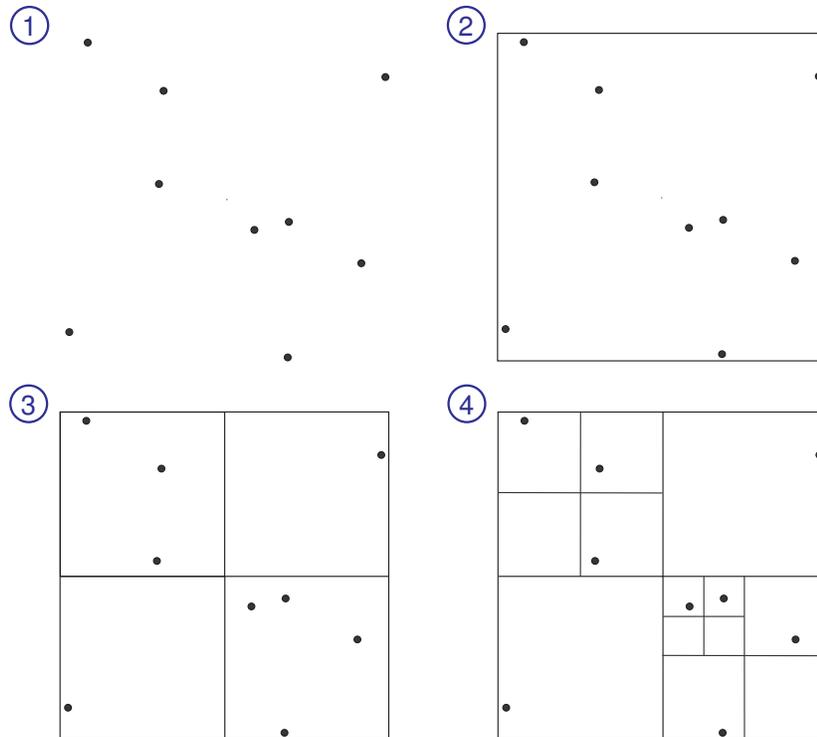


FIG. 2.1 – Construction d'un arbre en 2 dimensions (cf. texte).

2. Cette notion sera précisée dans la partie 'Hydrodynamique'.

Dans la version originale du tree-code utilisé dans notre code numérique, l'ensemble des nœuds créé lors de la construction de l'arbre était mémorisé afin de retrouver chaque particule. Ainsi, si la longueur de l'arrête du cube englobant l'ensemble des particules est L et si la distance (suivant l'axe x , y ou z) entre deux particules est l , il faut un nombre n de nœuds pour distinguer les deux particules tel que :

$$L/l \leq 2^n \quad (2.1)$$

soit :

$$n = E[\log_2(L/l)] + 1 \quad (2.2)$$

où E est la fonction partie entière.

On constate qu'à mesure que l'on diminue l , n augmente. Au cours d'une simulation, les distances inter-particules varient. Il faut donc, de façon a priori, allouer un tableau mémorisant les nœuds suffisamment grand pour supporter le cas de particules proches.

En pratique, il suffit de prendre un tableau très grand pour éviter dans la plupart des cas un problème de dépassement de capacité du tableau. Toutefois, compte tenu du nombre de simulations et de la variété des conditions initiales utilisées dans le cadre de ce travail, il a fallu procéder à une modification.

Modification de l'algorithme

La modification que j'ai mise en place consiste à mémoriser uniquement les nœuds utiles, c'est à dire les nœuds qui subdivisent un ensemble de particules (Figure 2.2). Cette opération supplémentaire permet de conserver toute l'information utile pour distinguer et repérer les particules entre elles. On peut facilement montrer que cette méthode conduit à mémoriser au plus n nœuds pour distinguer n particules, ce qui évite tout dépassement de tableau, et ceci quelle que soit la distance inter-particules au cours de la simulation.

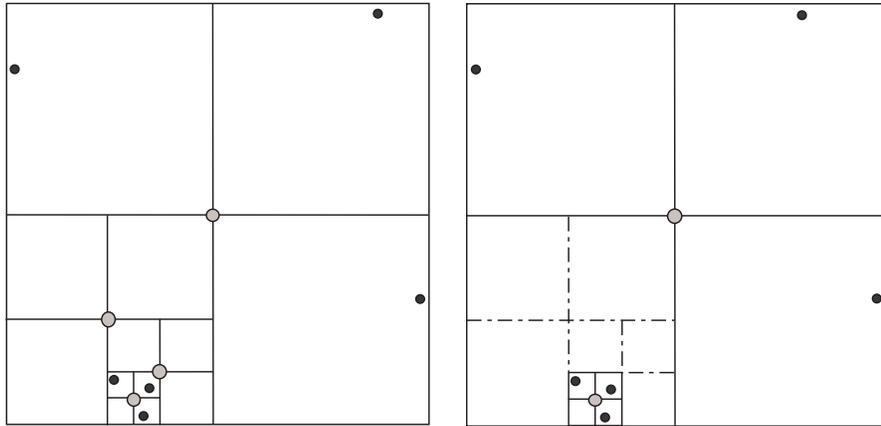


FIG. 2.2 – Modification dans la construction de l'arbre. Les nœuds mémorisés respectivement dans l'ancienne (à gauche) et la nouvelle méthode (à droite). Les nœuds mémorisés sont représentés par des cercles gris.

La construction de l'arbre avec la nouvelle méthode introduit quelques opérations supplémentaires. Le surcoût de temps de calcul lors de la construction de l'arbre est compensé par le parcourt plus rapide de la hiérarchie de l'arbre. La seconde méthode présente l'avantage de limiter l'allocation de ressource mémoire et est plus robuste aux différentes configurations géométriques rencontrées durant les simulations.

2.2 Gravitation

À l'échelle galactique, l'approche classique de la gravitation reste la plus adaptée. La nature d'interaction à longue portée de la gravitation impose de façon stricte de considérer l'ensemble des masses d'un système. La méthode, nommée particule-particule (PP), consistant à déterminer la force s'exerçant sur une particule en sommant l'ensemble des contributions des autres particules du système, est la plus simple mais aussi la plus coûteuse en temps de calcul. Le temps de calcul de cette sommation directe augmente comme $n(n - 1)$ soit en $O(n^2)$.

2.2.1 Approximation du code en arbre

L'approximation employée en utilisant le code en arbre consiste à faire cette sommation directe uniquement pour des particules proches. Les particules distantes par rapport à la particule où l'on désire déterminer la force gravitationnelle sont regroupées en nuage de particules, et sont vues comme un nuage de points avec un simple développement quadripolaire de son potentiel (Figure 2.3).

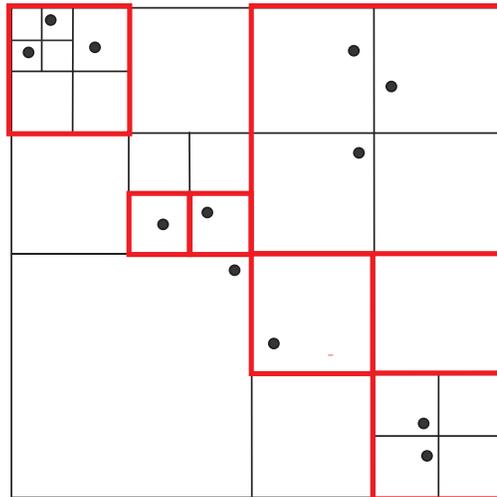


FIG. 2.3 – Approximation de la force de gravité appliquée à une particule. Les carrés en traits rouges définissent les différents nuages considérés pour le calcul de la force gravitationnelle pour la particule la plus proche du centre de la figure.

Le choix de considérer un nuage de points comme un ensemble unique ou comme un sous-système est défini par le paramètre d'ouverture θ :

$$\theta = \frac{s}{d} \quad (2.3)$$

s est la dimension caractéristique du nuage de particules et d est la distance entre le centre de masse du nuage de particules et la particule au niveau de laquelle on désire calculer la force gravitationnelle.

Si le paramètre d'ouverture est plus petit qu'une valeur seuil θ_{max} , le nuage sera considéré comme un ensemble indissociable. Dans le cas contraire, le nuage de points va être décomposé en sous système suivant la hiérarchie de filiation définie par le code en arbre (Figure 2.4).

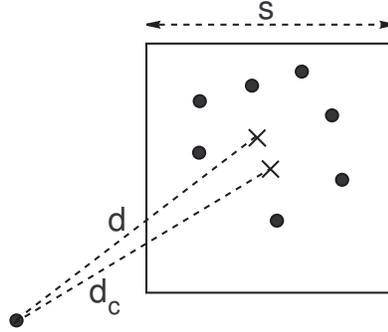


FIG. 2.4 – *Notion de paramètre d'ouverture : les distances s et d se réfèrent à l'Equation 2.3. d_c est la distance au centre de la cellule, pouvant être différent de la valeur de la distance au centre de masse du nuage de point*

Un paramètre d'ouverture de $\theta_{max} = 0$ correspond au cas extrême de la méthode PP. Nous utilisons un paramètre d'ouverture de $\theta_{max} = 0.7$, communément utilisé dans les tree-code et qui correspond à un bon compromis entre rapidité et précision du calcul (Hernquist 1987 [93]). Cette approximation permet d'avoir un temps de calcul qui croît comme $n \log(n)$, et qui est un apport appréciable quand n est grand par rapport aux méthodes croissant comme n^2 .

2.2.2 Détermination de l'accélération gravitationnelle

L'accélération due à la distribution des particules dans un nuage non dissocié de masse M est estimée en \vec{r} (le repère a pour origine le centre de masse du nuage) par un développement quadripolaire (Hernquist 1987 [93]) :

$$\vec{a}(\vec{r}) = -GM \frac{\vec{r}}{r^2} + \frac{G}{r^4} Q \vec{r} - \frac{5G}{2} (\vec{r} Q \vec{r}) \frac{\vec{r}}{r^4} \quad (2.4)$$

Q est la matrice carrée quadripolaire sans trace, de dimension 3, définit par :

$$q_{ij} = \sum_{k=1}^{n_{particules}} m_k (3x_{ki}x_{kj} - r_k^2 \delta_{ij}) \quad (2.5)$$

k désigne la k -ième particule du nuage de coordonnées x_{kj} . δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Il est judicieux de calculer les termes de la matrice associée à un nuage s (de matrice quadripolaire Q_s) par récurrence sur la hiérarchie de sous-nuages définie par le code en arbre :

$$Q_s = \sum_{l=1}^{n_{\text{nuage}}} (Q_l + m_l(3R_l R_l - R_l I_3)) \quad (2.6)$$

m_l est la masse du sous-nuage l , $R_l = X_l - X_s$ définit le vecteur entre le centre de masse du sous-nuage l et du nuage s . I_3 est la matrice unité de dimension 3.

2.2.3 Potentiel lissé

La modélisation de la gravité par un ensemble de particules nécessite de plus une modification de la loi de Newton à petite échelle. Nous illustrons notre propos pour le cas d'une particule stellaire mais est généralisable pour le cas des particules de matière noire mais aussi de gaz (les effets collisionnels étant exprimés par le terme de pression modélisée dans la partie SPH du code).

Dans la suite du travail, les particules stellaires représentent des masses nettement supérieures à celle d'une étoile, le rapport de masse étant de l'ordre de 10^6 ⁽³⁾. Ainsi, si deux particules sont proches, elles doivent se comporter non plus comme un système ponctuel mais comme un système représentant des ensembles d'étoiles. Sans modifier l'expression de la loi de Newton à petite échelle, on crée un taux de collision artificiel lié à notre résolution en masse.

Afin de limiter cet effet de déflexion, on introduit un lissage du potentiel associé à une particule. Le choix de la forme du lissage qui reste encore la plus utilisée dans les simulations N-corps, consiste à considérer chaque particule comme une distribution de masse de type sphère de Plummer (Aarseth 1963 [1]). Le système se comporte à petite échelle comme des particules non collisionnelles et à grande échelle asymptotiquement comme un système ponctuel. Considérer une sphère de Plummer permet d'allier la simplicité pour le calcul du modèle et la représentation qualitativement convenable de la distribution de matière à petite échelle. Ainsi, on définit le paramètre de lissage ϵ comme étant l'échelle caractéristique de la sphère de Plummer. Le potentiel dû à une particule de masse M s'exprime ainsi de la façon suivante (Plummer 1911 [179]) :

$$\phi(\vec{r}) = \frac{GM}{\sqrt{r^2 + \epsilon^2}} \quad (2.7)$$

d'où l'accélération subie par une particule :

$$\vec{a}(\vec{r}) = -\frac{GM\vec{r}}{(r^2 + \epsilon^2)^{3/2}} \quad (2.8)$$

La détermination du paramètre de lissage optimal reste toujours un sujet de discussion. De nombreux tests, portant principalement sur un lissage type plummer (Merrit 1996 [139], Athanassoula et al. 1998 [14], Athanassoula et al. 2000 [15], Dehnen 2001 [60]), montrent que le paramètre de lissage optimal varie globalement comme $n^{1/3}$. Cette dépendance montre que le paramètre de lissage optimal correspond à la distance moyenne

3. Voir le chapitre 4 pour la justification de cette valeur.

inter-particules. Toutefois, il faut noter que cette dépendance dépend des estimateurs choisis et donc des buts et du problème considéré (Romeo 1998 [189]).

Bien que le lissage de type Plummer soit utilisé de façon standard, de nombreuses autres formes de lissages ont été introduites (Hernquist & Barnes 1990 [95], Pfenniger & Friedli 1993 [178], Dehnen 2001 [60]). Athanassoula et al. 2000 [15] et Dehnen 2001 [60] ont montré que le choix d'un lissage type Plummer n'est pas le meilleur choix pour la minimisation des biais induits par le lissage.

De façon générale, le théorème de Gauss nous donne l'expression lissée de l'accélération gravitationnelle :

$$\vec{a}(\vec{r}) = -\frac{GM\vec{r}}{r^3} \int_0^r 4\pi r'^2 \rho_n(r', \epsilon) dr' \quad (2.9)$$

avec :

$$\int_0^{+\infty} 4\pi r'^2 \rho_n(r', \epsilon) dr' = 1 \quad (2.10)$$

$\rho_n(r, \epsilon)$ est la fonction de lissage identifiable comme le profil de densité normalisé à symétrie sphérique d'une particule.

Nous utilisons ici un noyau gaussien $\rho_n(r, \epsilon) \propto \exp\left(-r/\epsilon\right)^2$ qui donne de bons résultats et qui est cohérent avec la technique SPH (Serna, Alimi & Chièze 1996 [209]). De plus, le lissage gaussien a l'avantage de converger plus rapidement vers la forme newtonienne du potentiel que le lissage de type Plummer (Figure 2.5).

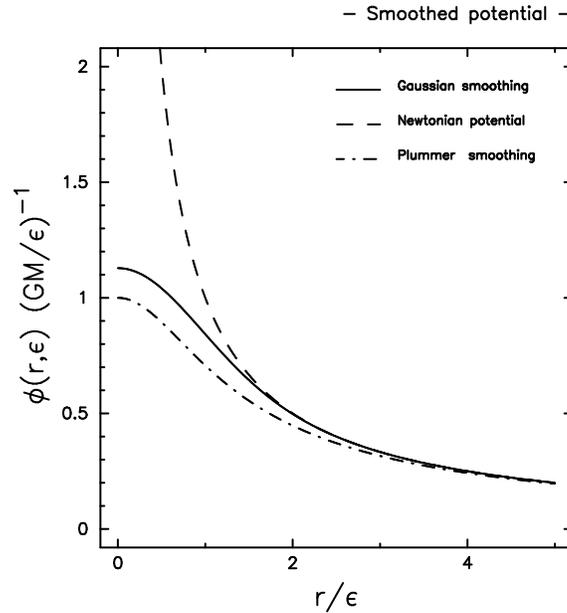


FIG. 2.5 – Potentiels lissés et potentiel Newtonien. Contrairement au potentiel Newtonien, les potentiels lissés ne divergent pas à petite échelle. À grande échelle, les potentiels lissés sont équivalents au potentiel Newtonien.

L'expression intégrale a pour forme :

$$\int_0^r 4\pi r^2 \rho_n(r, \epsilon) dr = \operatorname{erf}\left(\frac{r}{\epsilon}\right) - \frac{2r}{\epsilon\sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(r/\epsilon\right)^2\right) \quad (2.11)$$

erf est la fonction d'erreur, définie par :

$$\operatorname{erf}(x) = \int_0^x \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} du \quad (2.12)$$

De plus, le potentiel gravitationnel s'écrit :

$$\phi(\vec{r}) = \frac{GM}{\epsilon} \frac{\operatorname{erf}(r/\epsilon)}{r/\epsilon} \quad (2.13)$$

L'expression (Equation 2.11) est approchée par une interpolation linéaire entre des valeurs préalablement calculées, afin d'augmenter la vitesse de calcul de l'accélération lissée.

Il est important d'avoir en mémoire que l'introduction d'un paramètre de lissage n'a que peu d'influence sur le temps de relaxation (Theis 1998 [236]) qui reste proportionnel à $n/\ln(n)$ (Athanassoula et al. 2000 [15]), n étant le nombre de particules. Le lissage du potentiel supprime efficacement les rencontres entre les particules (déflexion d'orbite) or la relaxation à deux corps est aussi une conséquence d'effet à grande échelle (Spitzer & Hart 1971 [225]). La durée durant laquelle on peut suivre l'évolution d'un système en négligeant les effets de la relaxation est d'autant plus petite que le nombre de particules représentant ce système est faible. Dans le cadre de nos simulations (ayant plus 10^5 particules) cette durée est de plus de 15 milliards d'années, et n'est donc pas contraignante pour notre étude.

2.3 Hydrodynamique

Tenir compte de la dynamique du gaz nécessite des techniques numériques plus complexes que celles d'un système non collisionnel. En effet, la nature collisionnelle introduit un terme d'accélération supplémentaire (terme de pression $\vec{\nabla} P_i / \rho_i$) exprimé par l'équation d'Euler :

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\frac{\vec{\nabla} P_i}{\rho_i} + \vec{a}_i \quad (2.14)$$

\vec{v}_i est le vecteur vitesse de la particule i .

P_i est la pression au niveau de la particule i .

ρ_i est la densité au niveau de la particule i .

\vec{a}_i est l'accélération gravitationnelle que subit la particule i .

Dans le cadre de nos simulations, la méthode utilisée pour tenir compte du terme de pression est l'approche SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) développée par Lucy (Lucy 1977 [127]) et Gingold & Monagan (Gingold & Monagan 1977 [82]) afin d'aborder l'étude de systèmes collisionnels non axisymétriques. Le code que nous utilisons est basé sur une implémentation de cette méthode réalisée par Alimi et al. tenant compte des termes $\vec{\nabla} h$ (Serna, Alimi & Chièze 1996 [209], Alimi et al. 2003 [6]). L'introduction des termes $\vec{\nabla} h$ est présentée dans le paragraphe §2.3.3.

Cette méthode particulière est une description purement Lagrangienne de l'hydrodynamique. Nous suivons l'évolution d'une masse de fluide dont le volume peut changer au cours du temps. Un avantage majeur de la méthode SPH est qu'elle ne nécessite pas de maillage, contrairement aux approches Euleriennes de la description du fluide (voir Cen 1992 [39], Teyssier, Chièze & Alimi 1998 [234]). L'absence de maillage permet de ne pas contraindre a priori la forme géométrique de notre système ni son extension spatiale. Ainsi, le SPH est une méthode qui s'adapte naturellement aux différentes configurations géométriques d'un système de particules. De plus, la nature adaptative de la longueur de lissage nous permet d'avoir une résolution qui s'adapte localement. Le SPH est particulièrement bien adapté pour l'étude que nous réalisons, et qui considère une géométrie variable⁴ et un large intervalle de densité. L'association d'un code en arbre et du SPH a été introduite par Hernquist & Katz (Hernquist & Katz 1989 [94]) en raison de l'adaptabilité géométrique des deux techniques, l'absence de grille et l'efficacité de leur combinaison. Il en résulte une méthode modélisant un fluide collisionnel auto-gravitant hautement adaptatif.

Le principe de cette méthode repose sur l'approximation d'une fonction continue par la convolution d'une distribution discrète et d'une fonction de lissage (aussi nommée fonction noyau) (Figure 2.6).

4. Initialement nous considérons des objets proto-galactiques tri-dimensionnels qui évoluent en structure plane (cf. §3.8).

Par définition, l'intégrale interpolante A_I d'une fonction A est :

$$A_I(\vec{r}) = \int_V A(\vec{r}') W(\vec{r} - \vec{r}', h) d\vec{r}' \quad (2.15)$$

W est la fonction noyau ayant les propriétés suivantes (Equation 2.16 et Equation 2.17) :

$$\int_V W(\vec{r} - \vec{r}', h) d\vec{r}' = 1 \quad (2.16)$$

et

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\vec{r} - \vec{r}', h) = \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (2.17)$$

où δ est la distribution de Dirac.

En considérant un nombre de points suffisamment grand, on peut approcher la valeur de l'intégrale A_I par une somme discrète (approche de type Monte-Carlo) :

$$A_d(\vec{r}) = \sum_i m_i \frac{A(\vec{r}_i)}{\rho_i} W(\vec{r} - \vec{r}_i, h) \quad (2.18)$$

A_d est la somme des contributions d'un ensemble de particules et est la valeur approchée de l'intégrale interpolante A_I en \vec{r} .

Ainsi, un système discret de particules permet de définir par cette approche des fonctions continues sur l'ensemble de l'espace considéré.

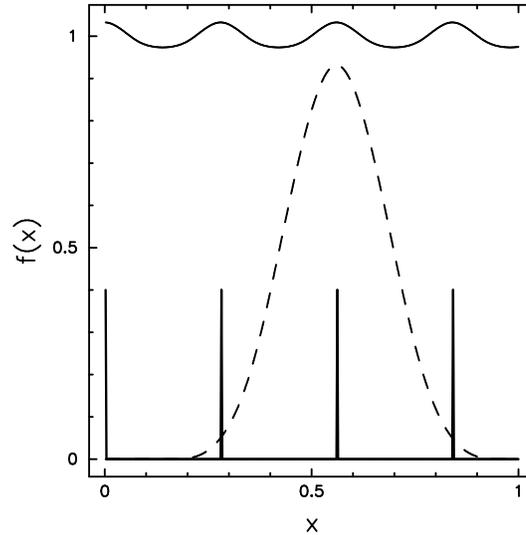


FIG. 2.6 – Approximation d'une fonction constante valant 1 par une distribution discrète de points de masse identique défini par un peigne de Dirac. La fonction de lissage est représentée par la ligne discontinue.

Les propriétés des fonctions, autorise leur dérivation et permet de définir les équations différentielles régissant l'évolution physique du système.

Les équations de la physique faisant généralement appel à des dérivées premières et secondes, il est naturel, afin de garantir la continuité des grandeurs physiques, que la fonction noyau soit trois fois dérivable.

Ainsi nous pouvons écrire :

$$\nabla A(\vec{r}) = \sum_i m_i \frac{A(\vec{r}_i)}{\rho_i} \nabla W(\vec{r} - \vec{r}_i, h) \quad (2.19)$$

et

$$\nabla \vec{A}(\vec{r}) = \sum_i m_i \frac{\vec{A}(\vec{r}_i)}{\rho_i} \nabla W(\vec{r} - \vec{r}_i, h) \quad (2.20)$$

De nombreuses formes de noyau peuvent vérifier les conditions (Equation 2.16) et (Equation 2.17). Un noyau gaussien fut le premier utilisé en raison de son interprétation physique et sa précision pour la détermination des fonctions interpolantes. D'un point de vue numérique, ce noyau a le désavantage de ne pas être à support compact, en raison de sa décroissance exponentielle avec le carré du rayon. De façon rigoureuse, estimer les grandeurs physiques en chaque point de l'espace avec un noyau gaussien revient à considérer la contribution de l'ensemble des particules du système, impliquant un temps de calcul croissant comme n^2 . Ainsi, on privilégie usuellement des noyaux à support compact qui réduise le nombre de particules contribuant aux grandeurs locales, et qui conduisent à un temps de calcul croissant comme n . Nous utilisons ici un noyau de type spline, le plus communément utilisé et introduit par Monaghan & Lattanzio (Monaghan & Lattanzio 1985 [148]).

$$W(r, h) = \frac{\sigma_\nu}{h^\nu} \begin{cases} \frac{3}{2} \left(\frac{1}{2}x - 1\right) x^2 + 1 & (0 \leq x \leq 1) \\ \frac{1}{4} (2 - x)^3 & (1 < x \leq 2) \\ 0 & (x > 2) \end{cases} \quad (2.21)$$

$x = r/h$, ν est le nombre de dimensions (dans notre cas $\nu = 3$).

σ_ν est la constante de normalisation afin que le noyau vérifie l'Equation 2.16. Ainsi, $\sigma_1 = 2/3$, $\sigma_2 = 10/(7\pi)$ et $\sigma_3 = 1/\pi$.

L'utilisation du formalisme SPH ne conduit pas à une transformation unique des équations de la physique. Toutefois, le choix de la réécriture des équations de la physique avec le formalisme SPH implique la conservation de certaines quantités (énergie, masse) et la non conservation d'autres (Monaghan 1992 [149]). Le choix est plus ou moins adapté suivant le problème physique posé. Dans un système tel qu'une galaxie isolée (pas d'accrétion de masse, pas de chauffage externe), le choix du formalisme porte naturellement sur les expressions qui conservent de façon formelle la masse, l'énergie totale, les moments linéaires et angulaires.

Ainsi, on modifie l'écriture de l'équation d'Euler de la façon suivante :

$$(\text{Eq.2.14}) \Leftrightarrow \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\vec{\nabla} \left(\frac{P_i}{\rho_i} \right) + \frac{P_i}{\rho_i^2} \vec{\nabla} \rho_i + \vec{a}_i \quad (2.22)$$

D'après l'Equation 2.19, l'expression (Equation 2.22) devient :

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = \sum_j m_j \left(\frac{P_j}{\rho_j^2} + \frac{P_i}{\rho_i^2} \right) \nabla W(\vec{r}_i - \vec{r}_j, h) \quad (2.23)$$

Toutefois, afin de décrire correctement la dynamique du gaz, il est nécessaire d'introduire un terme supplémentaire dans l'équation ci-dessus et qui correspond à un terme de viscosité. L'origine de la viscosité étant due à la résolution finie de l'approche numérique, elle est désignée par le nom de viscosité artificielle.

Différentes formes de viscosités artificielles ont été proposées (Lucy 1977 [127], Evrard 1988 [71]). La forme la plus utilisée (Gingold & Monaghan 1983 [83], Monaghan & Lattanzio 1985 [148]) consiste à ajouter des termes de pression visqueuse en substituant le rapport P/ρ^2 de la façon suivante :

$$\frac{P}{\rho^2} \longrightarrow \frac{P}{\rho^2} \left(1 - \alpha \left(\frac{\mu}{c} \right) + \beta \left(\frac{\mu}{c} \right)^2 \right) \quad (2.24)$$

c est la vitesse du son. Pour une transformation adiabatique réversible $c^2 = \gamma P/\rho$. De plus on considère un gaz parfait monoatomique, ainsi $\gamma = 5/3$.

$\mu = h\nabla\vec{v}$, si $\nabla\vec{v} < 0$, μ est nulle dans le cas contraire. h est la plus petite échelle du système, typiquement la longueur de lissage du noyau. α et β sont deux constantes de l'ordre de l'unité.

On reconnaît que le terme $P\beta(\mu/c)^2 = \beta\rho\mu^2$ est un terme de pression visqueuse de type Von Neumann-Richtmyer (Von Neumann & Richtmyer 1950 [252], Wood 1981 [259]). ce terme est nécessaire pour décrire des écoulements à grand nombre de Mach (i.e., à grand rapport v/c). Le terme $-P\alpha(\mu/c) = \alpha\rho c\mu$ correspond à la pression visqueuse de type 'bulk viscosity' (Lucy 1977 [127]).

On remarque qu'en augmentant la résolution $h \rightarrow 0$, les termes de viscosité artificielle tendent vers 0.

En introduisant l'expression de la vitesse du son dans l'Equation 2.24, on obtient :

$$\frac{P}{\rho^2} \longrightarrow \frac{P}{\rho^2} + \frac{-\alpha\mu c + \beta\mu^2}{\rho} \quad (2.25)$$

Sous le formalisme SPH, l'opération (2.25) consiste à faire la substitution (2.26) dans l'Equation 2.23.

$$\frac{P_j}{\rho_j^2} + \frac{P_i}{\rho_i^2} \longrightarrow \frac{P_j}{\rho_j^2} + \frac{P_i}{\rho_i^2} + \Pi_{ij} \quad (2.26)$$

avec :

$$\Pi_{ij} = \frac{-\alpha\mu_{ij}\bar{c}_{ij} + \beta\mu_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}} \quad (2.27)$$

$$\mu_{ij} = \begin{cases} \frac{h(\vec{v}_i - \vec{v}_j)(\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 + (\eta h)^2} & \text{si } (\vec{v}_i - \vec{v}_j)(\vec{r}_i - \vec{r}_j) < 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_{ij} &= \frac{1}{2}(\rho_i + \rho_j) \\ \bar{c}_{ij} &= \frac{1}{2}(c_i + c_j)\end{aligned}$$

Le paramètre η est introduit afin d'éviter les divergences numériques par division par zéro. $\eta \ll 1$. On choisi usuellement $\eta = 0.1$

Le passage à la forme SPH utilise l'approximation $\nabla \vec{v} \simeq (3\Delta \vec{v} \Delta \vec{r}) / (\Delta \vec{r})^2$.

De plus d'après l'Equation 2.19, la densité s'exprime de la façon suivante :

$$\rho(\vec{r}) = \sum_i m_i W(\vec{r} - \vec{r}_i, h) \quad (2.29)$$

2.3.1 Énergie thermique spécifique

Afin de déterminer les termes de pression et la valeur de la température du gaz nous suivons l'évolution de l'énergie thermique du gaz par unité de masse (énergie thermique spécifique).

L'expression de la variation adiabatique de l'énergie thermique spécifique u est donnée par :

$$\frac{du}{dt} = -\frac{P}{\rho} \nabla \vec{v} \quad (2.30)$$

L'expression de P est définit par $P = (\gamma - 1)u\rho$.

De plus :

$$\nabla \vec{v} = (\nabla(\rho \vec{v}) - \vec{v} \nabla \rho) \frac{1}{\rho} \quad (2.31)$$

Nous utilisons le formalise non symétrique avec un terme de viscosité et qui décrit plus correctement l'évolution du système que la version symétrique de l'Equation 2.30 (Benz 1990 [22]).

Ainsi, sous le formaliste SPH les Equations 2.30 et 2.31 deviennent :

$$\frac{du_i}{dt} = \sum_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{\Pi_{ij}}{2} \right) (\vec{v}_j - \vec{v}_i) \nabla W(\vec{r} - \vec{r}_i, h) \quad (2.32)$$

2.3.2 Noyau adaptatif

L'introduction d'une échelle de lissage h variable spatialement et temporellement permet de garantir un nombre fixe de particules utilisées pour estimer une grandeur locale. Ceci nous permet de garantir une estimation raisonnable des grandeurs locales en accord avec les hypothèses du formaliste SPH (Equation 2.18). Fixer le nombre de particules contribuant à l'estimation des quantités au voisinage d'une particule revient à modifier la résolution numérique et à l'accroître là où la dynamique du gaz le demande. Usuellement, on considère qu'une trentaine de particules contribuent aux quantités locales associés à une particule. Ces particules, nommées voisines, sont recherchées à proximité d'une particule donnée en utilisant la hiérarchie définie par le code en arbre. L'utilisation du formalisme présenté ci-dessus avec la variabilité de la taille du noyau entre les

différentes particules conduit à une violation de la troisième loi de Newton (Evrard 1988 [71]), (Hernquist & Katz 1989 [94]). Afin de respecter le principe de réciprocité, deux schémas ont été proposés. Hernquist & Katz 1989 proposent de remplacer le noyau par la moyenne des deux noyaux des particules interagissantes. Evrard 1988 propose de remplacer la longueur de lissage par la moyenne des deux. Ces deux méthodes garantissent la conservation des quantités discutées ci-dessus et conduisent à des résultats similaires. Pour des raisons de temps de calcul, nous retenons la seconde méthode, qui ne nécessite qu'une simple moyenne arithmétique. Ainsi,

$$W_{ij} = W \left(\vec{r} - \vec{r}_i, \frac{1}{2}(h_i + h_j) \right) \quad (2.33)$$

Le formalisme décrit ci-dessus reste identique et il suffit de remplacer les $W(\vec{r} - \vec{r}_i, h)$ par l'expression de W_{ij} .

2.3.3 Corrections associées aux variations spatiales de h

Les Equations 2.23 et 2.32 ont été écrites dans le cas où l'échelle de lissage h n'était pas variable d'une particule à une autre. La variation spatiale de h implique une variation spatiale de la forme du noyau W . L'introduction de la variation spatiale de h conduit à une mauvaise conservation de l'entropie (Hernquist 1993 [96], Serna, Alimi & Chièze 1996 [209]). Afin de tenir compte des variations h et d'assurer une meilleure conservation de l'entropie, il faut introduire les dérivées spatiales de la fonction noyau ($\partial W / \partial h$) par des termes de corrections, nommés 'termes ∇h '. Ces termes de corrections sont additionnés dans les membres de droite des Equations 2.23 et 2.32. Ces termes ont été déterminés par Nelson & Papaloizou 1993 [155] pour la symétrisation du type $(h_i + h_j)/2$ (i.e. Equation 2.33). Elles peuvent être mises sous forme plus compacte, proposé par Serna et al. (Serna, Alimi & Chièze 1996 [209], Alimi et al. 2003 [6]) :

$$\tilde{a}_{ij} = -\frac{m_j}{4} \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial h_{ij}} \vec{e}_{ii_m} - \delta_{ij_m} \frac{m_j}{4m_i} \vec{e}_{ij} \sum_{k=1} m_k \left(\frac{P_j}{\rho_j^2} + \frac{P_k}{\rho_k^2} \right) \frac{\partial W_{jk}}{\partial h_{jk}} \quad (2.34)$$

\tilde{a}_{ij} est le terme ∇h à introduire dans l'Equation 2.23.

$\vec{e}_{ij} = (\vec{r}_i - \vec{r}_j) / \|\vec{r}_i - \vec{r}_j\|$

δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

i_m est la particule voisine, au sens du SPH, la plus distante de la particule i .

$$\tilde{u}_{ij} = \frac{m_j}{4} \frac{P_i}{\rho_i^2} \frac{\partial W_{ij}}{\partial h_{ij}} \left(\vec{v}_{ii_m} \cdot \vec{e}_{ii_m} + \vec{e}_{jj_m} \cdot \vec{v}_{jj_m} \right) \quad (2.35)$$

\tilde{u}_{ij} est le terme ∇h à introduire dans l'Equation 2.32.

Remarquons que la formulation de Nelson & Papaloizou introduit toutefois des variations dans le champ de densité. Ces différences, toutefois faibles, peuvent être réduites par une formulation différente, proposée par Springel & Hernquist 2002 [227].

2.4 Fonction de refroidissement

L'Equation 2.30 ne tient pas compte du refroidissement radiatif du gaz. Compte tenu de la densité que peut atteindre localement le gaz dans un disque galactique, les phénomènes de refroidissement non-adiabatique sont d'une importance capitale. En effet, c'est dans les zones froides et denses que se forment les étoiles. De plus, l'évolution du milieu interstellaire est fortement liée à l'évolution d'une galaxie dans son ensemble (Hensler 1987 [92]).

Les processus de refroidissement sont traduits par l'ajout du terme $\frac{d}{dt}u_i^{cool}$ à l'Equation 2.32 :

$$\frac{du_i}{dt} = \sum_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{\Pi_{ij}}{2} \right) (\vec{v}_j - \vec{v}_i) \nabla W(\vec{r} - \vec{r}_i, h) + \frac{d}{dt}u_i^{cool} \quad (2.36)$$

Où :

$$\frac{d}{dt}u_i^{cool} = -\frac{\Lambda(T_i)}{\rho_i} \quad (2.37)$$

Λ est la fonction de refroidissement du gaz.

T_i est la température de la particules i . T_i est lié à u_i^{cool} par l'expression :

$$T_i = (\gamma - 1)\bar{M}_a k^{-1}u_i^{cool} \quad (2.38)$$

k est la constante de Boltzmann et \bar{M}_a la masse atomique moyenne du gaz.

Pour des raisons de rapidité de calcul et de simplicité, nous considérons un gaz optiquement fin et en équilibre collisionnel. Dans la version initiale la fonction de refroidissement correspond à un milieu sans métaux composé de 76% d'hydrogène et de 24% d'hélium, incluant de plus le refroidissement par bremsstrahlung (Serna, Alimi & Chièze 1996 [209]) (Figure 2.7). J'introduirai dans le chapitre suivant une fonction de refroidissement dépendante de la métallicité.

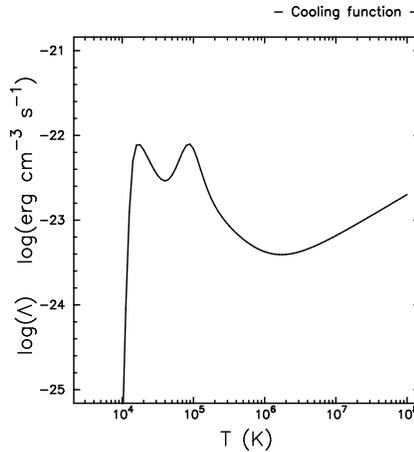


FIG. 2.7 – Fonction de refroidissement avec 76% d'Hydrogène et 24% d'Hélium et en incluant le bremsstrahlung.

2.5 Formation d'étoiles

La formation d'étoiles est un événement essentiel dans l'étude de l'évolution d'une galaxie. Localement, la formation d'une étoile se traduit par la transformation d'une masse de gaz en masse stellaire. Toutefois, la résolution spatiale de nos simulations ne permet pas d'atteindre explicitement l'échelle à laquelle se forment les étoiles. Notre résolution spatiale est de l'ordre de 0.1 à 1 kpc. L'échelle typique d'une étoile est de l'ordre de 10^{-10} kpc. Ainsi, nous devons établir une prescription de formation, une règle à priori, qui nous permet d'évaluer la formation d'une étoile à petite échelle. Une prescription doit rester cohérente avec le modèle et le phénomène physique auquel elle est associée. Toutefois, cette condition autorise de nombreux choix quant à la solution qui sera retenue.

Les différentes prescriptions rencontrées dans la littérature utilisent des considérations sur les énergies (Berczik 1999 [23]), la température du gaz (Pearce 1998 [172]), ou/et en incluant des processus aléatoires (Mihos & Hernquist 1994 [143]). Toutes ces prescriptions ont en commun un critère sur la densité du gaz découlant plus ou moins indirectement des travaux de Schmidt 1959 [204] et Kennicutt 1994 [110]. De façon générale, l'implémentation de la prescription de formation stellaire varie d'un auteur à l'auteur et est majoritairement une variante de la méthode Navarro & White 1993 [152] et Katz 1992 [107] (voir Kay et al. 2002 [109] pour une introduction générale).

Nous utilisons une prescription de formation communément utilisée et mise en place par Katz. Cette prescription utilise des critères à la fois sur la masse du gaz (Longueur de Jeans), la divergence de sa vitesse, son temps de refroidissement, son temps d'effondrement et de la sur-densité du gaz par rapport à la densité moyenne du gaz.

La condition sur la longueur de Jeans (Weinberg 1972 [254]) exprime le fait que l'on doit avoir une masse suffisante dans un certain volume (ici le volume d'une particule) pour que la matière s'effondre de façon certaine en ce que l'on nommera 'particule stellaire'.

La condition sur la divergence de la vitesse du gaz assure que le gaz a bien commencé sa contraction locale (divergence négative). D'après les Equations 2.19, 2.20 et 2.31, la divergence de la vitesse s'exprime en formalise SPH par :

$$\nabla \vec{v}_j = \sum_i m_i \frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{\rho_j} \nabla W(\vec{r} - \vec{r}_i, h) \quad (2.39)$$

Le critère sur temps de refroidissement ($t_{cooling}$) vérifie qu'il doit être inférieur au temps dynamique (t_{ff}). Il assure que le gaz aura suffisamment refroidi avant la fin de l'effondrement du gaz, effondrement caractérisé par le temps dynamique. Ces deux quantités doivent être positives afin que l'on considère bien un gaz qui se contracte tout en se refroidissant. L'expression du temps de refroidissement est donnée par la valeur de l'énergie thermique sur sa dérivée par rapport au temps. L'expression du temps dynamique est construite suivant le même principe (densité sur sa dérivée par rapport au temps).

Finalement, le critère sur la densité ($\rho > \rho_{crit}$) assure que la matière va subir une contraction importante, afin d'atteindre une grande valeur de densité pour former une étoile (Padmanabhan 1993 [162]). De cette façon, nous assurons le fait que nous allons bien créer une particule suffisamment dense et massive ($\sim 10^6 M_\odot$). $\rho_{crit} = 1.67 \times 10^{-25} \text{ g.cm}^{-3}$ (cf. Katz, Weinberg & Hernquist 1996 [108], Alimi et al. 2003 [6]).

Une fois qu'une particule de gaz vérifie ces critères, nous lui donnons une probabilité de se transformer en étoiles (Katz & Gunn 1991 [106], Katz et al. 1996 [108], Alimi et

al. 2003 [6]) :

$$P(G \rightarrow S) = 1 - \exp\left(\frac{-c_* \Delta t}{t_{ff}}\right) \quad (2.40)$$

c_* est le paramètre de proportionnalité entre le temps caractéristique de la formation stellaire et t_{ff} . Δt est le pas de temps de la simulation (i.e. la résolution temporelle).

2.5.1 Conservation de masse

Une fois que la formation d'une particule stellaire est validée une masse m_* de la particule de gaz est convertie sous la forme d'une nouvelle particule stellaire.

Les nouvelles masses des particules de gaz et stellaires sont respectivement données par :

$$m'_{gaz} = m_{gaz} - m_* \quad (2.41)$$

$$m_{etoile} = m_*$$

Le choix de m_* sera discutée en chapitre 4.

2.5.2 Cinétique initiale des particules stellaires

Le choix doit se faire en conservant l'énergie totale du système. Nous considérons ici deux formes d'énergie : l'énergie cinétique et l'énergie thermique.

D'autre part, nous choisissons de conserver la quantité de mouvement. Ainsi, on se place dans le cas où l'on désire attribuer une quantité de mouvement à la particule stellaire en conservant la quantité de mouvement du système (gaz ; gaz + étoiles) ainsi que l'énergie cinétique et l'énergie thermique, sans conversion entre les deux formes d'énergie.

Soit \vec{P} , M , la quantité de mouvement initiale et la masse initiale du gaz et \vec{P}' , M' , les mêmes quantités après la formation de la particule stellaire. On associe \vec{P}_{etoile} et M_{etoile} à la particule stellaire.

Le système régissant la conservation de l'énergie cinétique, de la quantité de mouvement et de la masse est donc :

$$\begin{cases} \vec{P} = \vec{P}' + \vec{P}_{etoile} \\ \frac{\vec{P}^2}{M} = \frac{\vec{P}'^2}{M'} + \frac{\vec{P}_{etoile}^2}{M_{etoile}} \\ M = M' + M_{etoile} \end{cases} \quad (2.42)$$

d'où, en adimensionnant les différentes quantités, c'est-à-dire en posant : $\vec{c} = \vec{P}/P$, $\vec{a} = \vec{P}'/P'$, $\vec{b} = \vec{P}_{etoile}/P_{etoile}$, $\alpha = M'/M$ et $\beta = M_{etoile}/M$, on obtient :

$$\begin{cases} \vec{a} + \vec{b} = \vec{c} \\ \frac{a^2}{\alpha} + \frac{b^2}{\beta} = 1 \\ \alpha + \beta = 1 \end{cases} \quad (2.43)$$

En résolvant le système (2.43) on trouve :

$$a^2 + \alpha^2 - 2\alpha a \cos(\gamma) = 0 \quad (2.44)$$

avec $\cos(\gamma) = \frac{\vec{a} \cdot \vec{c}}{ac}$

Comme nous recherchons une solution physique, d'où le discriminant doit être positif. Ainsi,

$$4\alpha^2(\cos^2(\gamma) - 1) \geq 0 \iff \cos^2(\gamma) = 1 \quad (2.45)$$

D'après (2.45), il apparaît donc que \vec{a} est colinéaire à \vec{c} et d'après l'équation $\vec{a} + \vec{b} = \vec{c}$ du système (2.43) il apparaît que \vec{b} est colinéaire à \vec{c} . Ainsi, les trois vecteurs sont colinéaires entre eux.

D'où \vec{V} colinéaire à \vec{V}' et colinéaire à $\vec{V}_{\text{étoile}}$, vitesses respectives du gaz à l'instant initial, du gaz à l'instant final, et de la particule stellaire.

Or, $M = M' + M_{\text{étoile}}$ d'où $M\vec{V} = (M' + M_{\text{étoile}})\vec{V}$

D'où, d'après le système (2.42)

$$\begin{cases} M_{\text{étoile}}(\vec{V}_{\text{étoile}} - \vec{V}) = M'(\vec{V} - \vec{V}') \\ M_{\text{étoile}}(V_{\text{étoile}}^2 - V^2) = M'(V^2 - V'^2) \\ M = M' + M_{\text{étoile}} \end{cases} \quad (2.46)$$

ce qui est équivalent à

$$\begin{cases} M_{\text{étoile}}(\vec{V}_{\text{étoile}} - \vec{V}) = M'(\vec{V} - \vec{V}') \\ M_{\text{étoile}}(\vec{V}_{\text{étoile}} - \vec{V})(\vec{V}_{\text{étoile}} + \vec{V}) = M'(\vec{V} - \vec{V}')(\vec{V} + \vec{V}') \\ M = M' + M_{\text{étoile}} \end{cases} \quad (2.47)$$

On se place dans le cas où l'on connaît les masses M , M' et $M_{\text{étoile}}$. Ces masses sont supposées non nulles. On justifiera par la suite que $M' \neq 0$ du fait que l'on prend une faible fraction de masse de gaz pour former la particule stellaire. Une solution triviale de ce système est donc $\vec{V}_{\text{étoile}} = \vec{V} = \vec{V}'$.

Supposons $\vec{V}_{etoile} \neq \vec{V}$. D'après la première équation du système (2.47) cette hypothèse est équivalente à $\vec{V} \neq \vec{V}'$ (Les masses étant non nulles par hypothèse).

Or, on a montré précédemment que les trois vecteurs sont colinéaires, d'où le système :

$$\begin{cases} M_{etoile}(\vec{V}_{etoile} - \vec{V}) = M'(\vec{V} - \vec{V}') \\ \vec{V}_{etoile} + \vec{V} = \vec{V}' + \vec{V} \\ M = M' + M_{etoile} \end{cases} \quad (2.48)$$

Or, d'après la seconde équation de (2.48) on trouve $\vec{V}_{etoile} = \vec{V}$. En réinjectant ce résultat dans la première équation du même système on trouve :

$$M_{etoile}(\vec{V}' - \vec{V}) = M'(\vec{V} - \vec{V}') \quad (2.49)$$

Or M_{etoile} et M' sont strictement positives, d'où $\vec{V}' = \vec{V} = \vec{V}_{etoile}$, ce qui est en contradiction avec l'hypothèse qui, par conséquence, est fausse.

Ainsi, l'unique solution est :

$$\vec{V}_{etoile} = \vec{V}' = \vec{V} \quad (2.50)$$

2.6 Adaptation du pas de temps

Le pas de temps numérique Δt doit toujours être petit par rapport au temps caractéristique du système modélisé. Cette règle d'or dans la modélisation numérique est la conséquence d'intégrer un jeu d'équations différentielles qui régit l'évolution physique, en faisant l'approximation que l'opérateur de dérivation $\frac{\partial}{\partial t}$ est identifiable à une différence finie $\frac{\Delta}{\Delta t}$.

Le code que nous utilisons adapte le pas de temps au cours de la simulation et spatialement en fonction des conditions physiques locales. Ainsi, pour chaque particule nous calculons un pas de temps individuel. Chaque particule a un pas de temps individuel d'une valeur minimale Δt_{min} . La valeur du pas de temps minimal est imposée afin d'éviter une durée de calcul trop importante. L'ensemble des particules est synchronisé régulièrement afin de sauvegarder la configuration physique du système de façon cohérente au plus grand pas de temps du système (Figure 2.8). À chaque synchronisation, le prochain temps de synchronisation est défini par le plus grand pas de temps du système.

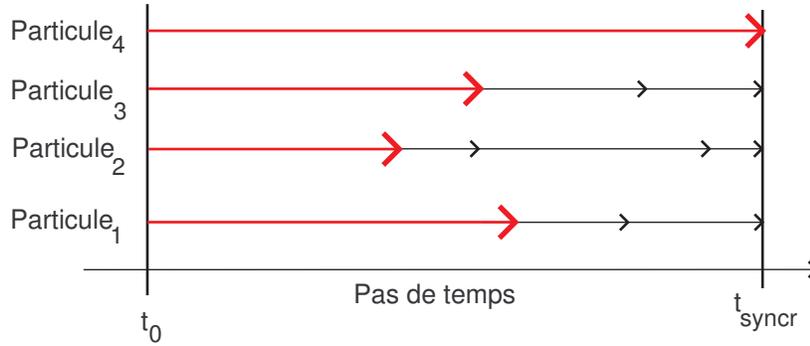


FIG. 2.8 – Synchronisation des pas de temps. Le plus grand pas de temps à t_0 (ici lié à la particule 4) définit le prochain temps de synchronisation t_{syncr} . Toutes les particules du système ont une somme de pas de temps valant le plus grand pas de temps à t_0 entre t_0 et t_{syncr} .

Le pas de temps associé à chaque particule est défini par la valeur minimale des échelles de temps imposé par la dynamique du système (mouvement des particules, condition de Courant–Friedrichs–Lewy, condition de viscosité) et la condition due à la formation stellaire (temps dynamique local), et le temps caractéristique associé à l'éjection de matière et d'énergie du à l'évolution stellaire (supernovae).

Le pas temps dû au mouvement des particules est exprimé en fonction de la résolution locale. Le temps de traversée d'une particule de rayon r avec une accélération a_i constante pendant Δt est tel que $r \sim a(\Delta t)^2$. Ainsi, on définit la condition de pas de temps dû au mouvement par l'expression :

$$\Delta t_a = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{r}{a_i}} \quad (2.51)$$

$r = h_i$ pour le cas d'une particule de gaz, et $r = \epsilon_i$ pour le cas d'une particule stellaire ou d'une particule de matière noire.

La condition due à l'hydrodynamique du gaz est définie par la condition de Courant–Friedrichs–Lewy 1928 [51] combinée à la condition liée à la viscosité artificielle (Monaghan 1985 [148], Monaghan 1992 [149]) et qui se traduit par le temps de traversée $\Delta t \sim h/v_t$ d'une particule à la vitesse v_t , correspondant à la somme de la vitesse du son local c_i et d'une vitesse déduite de l'expression de la viscosité. La seconde condition est définie par :

$$\Delta t_c = \frac{0.3h_i}{1.2(\alpha c_i + \beta \max_j(\mu_{ij})) + c_i} \quad (2.52)$$

L'index j correspond aux particules contribuant aux quantités locales associées à la particule i .

La formation stellaire repose sur la valeur du temps dynamique (voir paragraphe §2.5). Ainsi, une fois qu'une particule de gaz vérifie les critères de formation d'une particule stellaire, la valeur du pas temps a la contrainte supplémentaire d'être inférieure au temps dynamique local en vérifiant la condition :

$$\Delta t_f \leq (4G\pi\rho_i)^{-1/2} \quad (2.53)$$

Le pas de temps associé à la particule i est :

$$\Delta t_i = \max\left(\Delta t_{min}, \min(\Delta t_a, \Delta t_c, \Delta t_f)\right) \quad (2.54)$$

Si la particule n'est pas une particule de gaz, Δt_c , n'est pas considéré dans l'équation 2.54.

Pas de temps spécifique à la fonction de refroidissement

Les processus de refroidissement s'effectue généralement sur des échelles de temps courtes. Ces échelles de temps sont plus courtes que le pas de temps exigé par les processus physiques décrits ci-dessus.

Afin de ne pas limiter de façon contraignante le temps de calcul, il est possible d'intégrer l'équation régissant le refroidissement d'une particule de façon individuel pour chaque particule de gaz suivant le schéma décrit par Thomas & Couchman 1992 [237] (voir aussi Serna, Alimi et Chièze 1996 [209]). Le principe est d'intégrer l'Equation 2.37 durant un pas de temps imposé par les relations précédentes. Durant ce pas de temps, la condition de Courant–Friedrichs–Lewy garantit que la densité locale ρ_i , associée à la particule de gaz i , varie peu. Ainsi, d'après l'Equation 2.37 :

$$\int_{u_{in}}^{u_i + \Delta u_{in}} \frac{du_{in}}{\Lambda(T_{in})} = -\frac{\Delta t_{in}}{\rho_i} \quad (2.55)$$

$$\Delta t_{in} = \epsilon u_{in} / (du_{in}/dt) = \epsilon \rho_i u_{in} \Lambda(T_{in})^{-1}, \quad \epsilon \ll 1.$$

$\epsilon = 0.02$ assure une bonne convergence.

Par itération successive, on détermine l'ensemble des Δu_{in} tel que $\sum_n \Delta t_{in} = \Delta t_i$. Ainsi, $\sum_n \Delta u_{in}$ correspond à la variation de u_i durant le pas de temps Δt_i .

Afin d'éviter des phénomènes de sur-refroidissement, la condition d'équilibre de pression est imposée au front de refroidissement (Anninos & Norman 1994 [11], voir aussi Serna, Alimi et Chièze 1996 [209]).

Chapitre 3

Mise en place de la chimie et adaptation du code

Le but de ce travail est d'étudier l'évolution chimico-dynamique d'un objet auto-gravitant isolé. Des études similaires ont été effectuées au cours des 5 dernières années avec toutefois une chimie plus simple que celle que nous allons décrire (Berczik 1999 [23], Churches et al. 2001 [45]) où effectuant des approximations statistiques (Lia & Carraro 2000 [121]). Ce travail se distingue par son attention portée à la description et à l'étude de la chimie dans un modèle dynamique auto-cohérent, en suivant au cours du temps l'évolution chimique et les supernovae de type Ia et de type II.

À partir du code `tree-SPH` présenté dans le chapitre précédent, j'ai mis en place une description précise de l'évolution chimique. L'inclusion de la chimie a aussi impliqué une adaptation du code, aussi bien au niveau de la dynamique, de par les échanges de matière et d'énergie entre les étoiles et le gaz (équations de conservation) et de l'hydrodynamique de par la modification de la fonction de refroidissement.

Dans cette partie, les objectifs et les étapes de mon travail ont été :

- Mise en place de la modélisation de l'évolution chimique.
 1. Étude des équations analytiques de l'évolution chimique.
 2. Adaptation de ces équations à la modélisation `SPH`.
 3. Modélisation de l'évolution chimique de la composante stellaire et du gaz.
 4. Conservation de masse et d'énergie.
 - Adaptation du code
 1. Adaptation du pas de temps.
 2. Mise en place d'une fonction de refroidissement dépendant de la métallicité.
 - Mise en place des conditions initiales.
-

3.1 Formation stellaire

Le couplage principal entre la chimie et la dynamique s'effectue par la formation d'étoiles. C'est la dynamique du gaz qui conduit à la formation de sur-densités locales conduisant à la formation d'étoiles. C'est l'évolution stellaire qui modifie la composition du milieu interstellaire en l'enrichissant en métaux et qui chauffe le gaz par le rayonnement stellaire et les explosions de supernovae.

3.1.1 Notion d'abondance chimique

La composition d'une particule de gaz est définie par l'abondance des éléments chimique. L'abondance de l'élément chimique i relative à la masse d'une particule de gaz est le rapport de la masse M_i de cet élément dans le gaz sur la masse M_g de gaz (Equation 3.1).

$$z_i = M_i/M_g \quad (3.1)$$

Ainsi, la conservation de masse des différents éléments impose d'attribuer à la particule stellaire les abondances que la particule de gaz qui l'a formée $z_i^{etoile} = z_i^{gaz}$.

Les abondances chimiques stellaires sont usuellement exprimées en $[X/H]$ tel que : $[X/H] = \log(z_x/z_{x_\odot})$. z_{x_\odot} est l'abondance solaire en élément X .

Les rapports d'abondance notés $[X/Y]$ désignent la quantité $[X/Y] = [X/H] - [Y/H]$.

Les abondances chimiques dans le gaz sont données sous la forme $12 + \log(X/H)$, tel que : $12 + \log(X/H) = 12 + \log(z_x/M_x)$, où M_x est la masse atomique de X .

On définit la métallicité comme étant la sommes des abondances des éléments plus lourd que l'Hélium¹.

Pour nos simulations et nos analyses, nous utilisons les abondances solaires de Anders & Grevesse 1989 [10]. Les valeurs utilisées sont présentées dans le Tableau 3.1.

La métallicité solaire est $Z_\odot = 0.02$ (on trouve aussi dans la littérature $Z_\odot = 0.0188$, cf. Schaller et al. 1992 [202], Anders & Grevesse 1989 [10]).

Élément	$(12 + \log(N_X/N_H))$	$(M_X N_X/N_H)$
¹⁶ O	8.93	0.0136
²⁴ Mg	7.58	0.000912
⁵⁶ Fe	7.67	0.00261

TAB. 3.1 – Abondances solaires (d'après Anders & Grevesse 1989 [10]). N_X et N_H désignent respectivement le nombre d'atomes d'élément X et d'hydrogène. M_X désigne la masse atomique de l'élément X . Les abondances solaires (en fraction de masse) correspondent à la troisième colonne. Les abondances de ce tableau correspondent aux éléments que nous utilisons dans notre étude (cf. §3.3.3).

1. On nomme 'métaux' l'ensemble des éléments plus lourd que l'Hélium.

3.1.2 Position initiale d'une particule stellaire

Pour des raisons de construction de la hiérarchie du code en arbre, toutes les particules, gaz, étoiles ou matière noire, doivent avoir des coordonnées différentes. L'expérience montre que cette condition est toujours vérifiée au cours des simulations en raison des forces de répulsion entre les particules SPH ou de l'attraction quasi-nulle de la gravitation à petite échelle en raison du paramètre de lissage. Toutefois, lors de la formation d'une particule stellaire, de façon stricte, celle-ci devrait initialement avoir les mêmes coordonnées que la particule de gaz en raison de la conservation d'énergie et de la quantité de mouvement totale du système. Ainsi, au moment de la formation d'une nouvelle particule stellaire nous décalons légèrement la position des particules (respectivement de $\Delta\vec{r}_{gaz}$ et de $\Delta\vec{r}_{étoile}$) tout en conservant leur centre de masse commun.

$$\begin{cases} m_{gaz}(\vec{r} + \Delta\vec{r}_{gaz}) + m_{étoile}(\vec{r} + \Delta\vec{r}_{étoile}) = (m_{gaz} + m_{étoile})\vec{r} \\ \iff \Delta r_{gaz}\vec{u} = -\Delta r_{étoile}(m_{étoile}/m_{gaz})\vec{u} \end{cases} \quad (3.2)$$

avec \vec{u} comme vecteur unitaire.

Pour des raisons de symétrie (une justification sera donnée dans le §3.4.4), nous effectuons ce déplacement dans une direction aléatoire définie par le vecteur \vec{u} . La distance entre les deux particules après déplacement est proportionnelle à la résolution locale définie par le paramètre h_i de la particule de gaz i . On définit $\Delta r_{gaz} = dh_i$. On pose $d = 0.1$ afin d'avoir un décalage faible par rapport à la résolution locale et suffisamment grand pour ne pas ralentir la construction de l'arbre du tree-code (Figure 3.1).

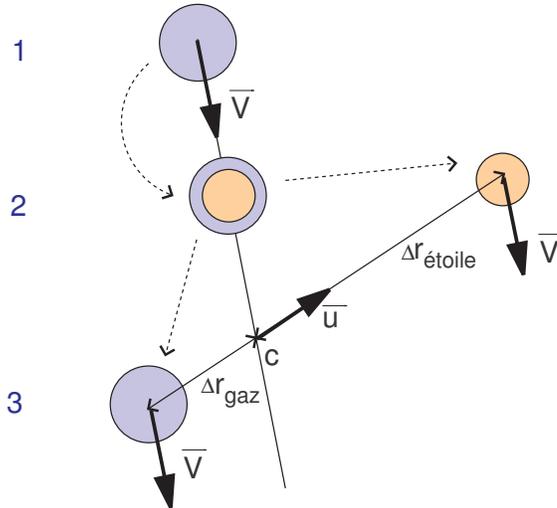


FIG. 3.1 – Formation d'une particule stellaire : la particule de gaz (en haut) se subdivise (1) en créant une particule stellaire (2). Le centre de masse c est conservé au moment de l'opération de décalage des 2 particules (3).

3.2 Éjection stellaire

Dans cette partie nous allons déterminer le système d'équation décrivant le modèle physique de l'évolution chimique. Nous présenterons l'implémentation numérique dans les paragraphes §3.3 et §3.4 .

3.2.1 Équation de conservation du gaz

De façon générale, une équation de conservation a pour forme :

$$\frac{dg}{dt} = -D_g + C_g \quad (3.3)$$

D_g est le terme de destruction de g , C_g est le terme de création de g .

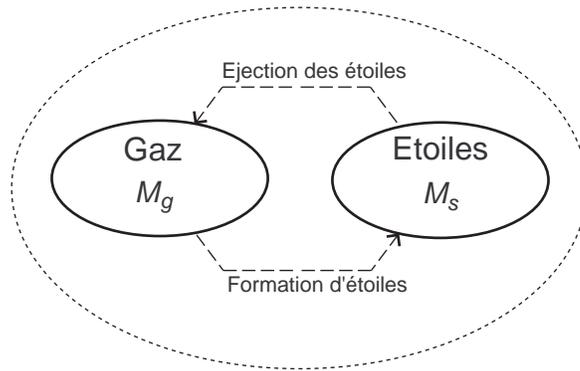


FIG. 3.2 – Schéma des échanges de matière entre le gaz et les étoiles.

La schématisation du système étudié "Étoiles + Gaz" (voir Figure 3.2) permet d'identifier les termes de destruction et de création relatifs au gaz. Le terme de destruction est donc dû à la formation d'étoiles qui retire une certaine masse de gaz afin de former de nouvelles étoiles. Le terme de création résulte des éjections de gaz dues à l'évolution stellaire (vent, explosion).

Ainsi,

$$\frac{dM_g}{dt} = -\psi(t) + E(t) \quad (3.4)$$

M_g est la masse de gaz, $\psi(t)$ est la masse d'étoiles formée par unité de temps à l'instant t .

$\psi(t)$ est nommé taux de formation d'étoiles.

$E(t)$ est la masse de matière éjectée à l'instant t .

Nous allons à présent, expliciter les termes ψ et E dans les paragraphes §3.2.2 et §3.2.3 respectivement.

3.2.2 Taux de formation d'étoiles

Le taux de formation d'étoiles ψ est la masse des étoiles formées par unité de temps.

Schmidt (Schmidt 1959 [204]) proposa une expression de ψ en loi de puissance dépendant de la masse de gaz M_g . L'expression (3.5) n'a pas le statut de loi physique (Tinsley 1980 [240]), c'est une paramétrisation du phénomène physique en fonction de la masse du gaz (Schmidt 1963 [205]).

$$\psi = \alpha M_g^\beta \quad (3.5)$$

En considérant un échantillon d'amas ouverts, Schmidt trouva que ψ avait l'amplitude la plus adaptée à ses données pour une valeur de β comprise entre 1 et 2. Dans le cas $\beta = 1$, le coefficient α a pour dimension l'inverse d'un temps.

Les observations montrent que cette valeur reste proche de 1.4 (Kennicutt 1994 [110]).

Nous exprimons ici le taux de formation d'étoiles en fonction de la masse du gaz (Tinsley 1980 [240]), Kodama & Arimoto 1997 [115]). Il peut être aussi exprimé en fonction de la fraction de gaz f_g (3.6), f_g étant le rapport de la masse de gaz sur la masse total "Gaz + Étoiles" (Arimoto & Yoshii 1986 [12], Kobayashi et al. 2000 [112]).

$$\psi = \alpha' f_g^\beta \quad (3.6)$$

L'expression en fonction de la fraction de gaz autorise une étude de l'évolution chimique du système "gaz + étoiles" sans connaître à priori la valeur absolue de la quantité de gaz.

3.2.3 Masse de matière éjectée par unité de temps

Nous faisons l'approximation que ces éjections se font uniquement au moment de l'explosion des étoiles. Cette approximation est justifiable par le fait que les éléments qui nous intéressent (Fer, Magnésium, Oxygène)² sont très majoritairement formés par les supernovae et donc à l'époque de fin de vie des étoiles (Thielemann 1986 [239], Nomoto et al. 1990 [157]). En effet, les éléments plus lourds que l'Oxygène sont majoritairement synthétisés au moment des supernovae.

Le temps de vie d'une étoile dépend de sa masse. Ainsi, afin de pouvoir déterminer la masse de matière éjectée par un ensemble d'étoiles à un instant donné, il faut connaître la distribution en masse de ces étoiles. Cette distribution est définie par la fonction de masse initiale Φ .

Fonction de masse initiale

La fonction de masse initiale (IMF³), $\Phi(m)$, nous informe sur la probabilité de former une étoile de masse m .

Soit $dP(m \leq M \leq m + dm)$, la probabilité élémentaire d'avoir une étoile de masse m comprise entre m et $m + dm$.

2. La justification du choix de ses éléments est donnée dans le §3.3.3

3. IMF: Initial Mass Function

$$dP(m \leq M \leq m + dm) = \Phi(m)dm \quad (3.7)$$

De part sa normalisation (3.8), la fonction de masse initiale Φ peut s'interpréter comme une densité de probabilité.

$$\int_{M_{min}}^{M_{max}} \Phi(m)dm = 1 \quad (3.8)$$

$[M_{min}, M_{max}]$ étant l'intervalle de masse possible pour une étoile.

M_{min} est de l'ordre de $0.05 M_{\odot}$ ce qui correspond à la limite de masse pour déclencher les réactions thermonucléaire de fusion de l'hydrogène.

La limite maximale M_{max} est moins bien connue. On estime cette valeur entre 50 et 100 masses solaires. Considérer une IMF de type Salpeter et un intervalle de masse élevé (typiquement de 0.1 à $100 M_{\odot}$) conduit généralement à une production de métaux trop importante (Pagel 2001 [166]). Ainsi, le choix se porte généralement sur la limite inférieure. Pour la modélisation chimique, nous allons reprendre les données considérées par Kobayashi et al. 2000 [112] dont les tabulations des quantités chimiques sont établies de 10 à 70 masses solaires. Nous choisissons une valeur de $M_{max} = 50 M_{\odot}$ de la même façon que leur étude.

L'IMF est généralement approximée par une loi de puissance en m du type

$$\Phi(m) = \alpha m^x \quad (3.9)$$

x est nommé puissance de l'IMF. Salpeter (Salpeter 1955 [195]) détermina cette valeur à partir d'observation du voisinage solaire et fixa $x = -1.35$.

Il existe des formes plus sophistiquées d'IMF qui sont de façon générale des lois de type loi de puissance par intervalles (cf. Miller & Scalo 1979 [145], Scalo 1986 [199], Scalo 1986 [200], Kroupa et al. 1993 [117],). Pour cette étude, nous nous limiterons à l'IMF de Salpeter.

Nombre d'étoiles de masse m

Nous avons introduit deux fonctions décrivant la formation des étoiles : le taux de formation ψ qui définit la masse totale d'étoiles formées par unité de temps à l'instant t et la fonction de masse initiale Φ qui détermine la répartition de la masse de ces étoiles.

Ainsi, on peut définir (Equation 3.10) la masse élémentaire totale d'étoiles de masses comprise entre m et $m + dm$, et formée par unité de temps, par le produit du taux formation d'étoiles et de la probabilité élémentaire d'avoir une étoile de masse m .

$$dM_{totale}(m, t) = \psi(t)\Phi(m)dm \quad (3.10)$$

D'où le nombre élémentaire d'étoiles de masse m formées par unité de temps à l'instant t :

$$dn(m, t) = \frac{1}{m}\psi(t)\Phi(m)dm \quad (3.11)$$

Nous devons à présent connaître la masse élémentaire de matière éjectée par une étoile de masse m , afin de finalement pouvoir déterminer la masse éjectée par unité de temps par l'ensemble des étoiles.

Expression de la masse éjectée par une étoile de masse m

Au moment de l'explosion d'une étoile, une fraction de sa masse est éjectée dans le milieu interstellaire et le reste de cette fraction est confinée dans un résidu, qui peut être une naine blanche ou une étoile à neutron (voir Figure 3.3). Pour les étoiles entre 3 et 8 masses solaires, le résidu sera une naine blanche (Nomoto 1987 [156]). Une naine blanche a une masse limite de $1.44 M_{\odot}$ (Masse de Chandrasekhar). Les étoiles possédant une masse supérieure à 8 masses solaires conduiront à la formation d'étoiles à neutron (Nomoto 1987 [156]). Pour former une étoile à neutron le cœur de l'étoile doit dépasser les $1.44 M_{\odot}$. Toutefois, la masse de l'étoile à neutron dépend de l'énergie de l'explosion de la supernovae. Pour des étoiles de masse inférieure à environ 13 masses solaires, l'étoile à neutron peut avoir une masse inférieure à $1.44 M_{\odot}$ (Nomoto 1987 [156]).

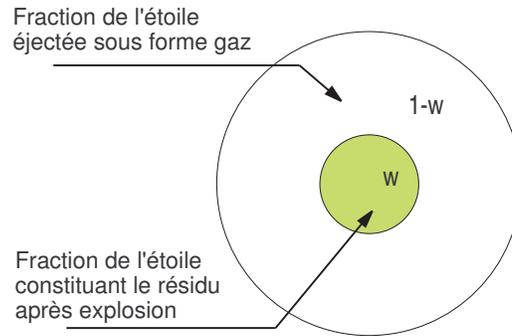


FIG. 3.3 – Schéma d'une étoile

Ainsi, la masse $M_{g,eject}(m)$ de matière éjectée par une étoile de masse m s'écrit de façon générale :

$$M_{g,eject}(m) = (1 - w(m))m \quad (3.12)$$

$w(m)$ étant la fraction de masse restant confinée dans le reste de l'étoile.

Intéressons-nous à présent à l'ensemble des étoiles.

Expression de la masse éjectée par l'ensemble des étoiles

On définit $\tau(m)$ comme étant la durée de vie d'une étoile de masse m .

À l'instant t , les étoiles de masse m formées par unité de temps à l'instant $t - \tau(m)$ explosent et éjectent une masse élémentaire dE de gaz. Les étoiles de masse m , ayant une durée de vie $\tau(m)$, ont été formées à l'instant $t - \tau(m)$.

Le nombre élémentaire d'étoiles de masse m formées à $t - \tau(m)$ est $dn(m, t - \tau(m))$, d'où l'expression de dE :

$$dE(t, m) = M_{g, \text{eject}}(m) dn(m, t - \tau(m)) \quad (3.13)$$

D'où, d'après les équations (3.10) et (3.12) :

$$dE(t, m) = (1 - w(m)) m \frac{1}{m} \psi(t - \tau(m)) \Phi(m) dm \quad (3.14)$$

ce qui est équivalent à :

$$dE(t, m) = (1 - w(m)) \psi(t - \tau(m)) \Phi(m) dm \quad (3.15)$$

En intégrant sur tout l'intervalle de masses, nous pouvons écrire la masse éjectée par unité de temps par l'ensemble des étoiles. D'où :

$$E(t) = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} (1 - w(m)) \psi(t - \tau(m)) \Phi(m) dm \quad (3.16)$$

3.2.4 Abondances du gaz

Nous avons jusqu'à présent étudié l'évolution du gaz de façon générale mais sans se préoccuper de sa composition chimique. Nous allons à présent définir les équations de conservation pour chaque élément présent dans le gaz. Ces équations de conservation nous conduiront à introduire la quantité de métaux éjectés par les étoiles.

Équations de conservations des métaux

Nous avons introduit la notion d'abondance z_i dans le paragraphe §3.1.1, comme étant $z_i = M_i/M_g$.

Ainsi, l'équation de conservation de l'élément i est similaire à l'équation de conservation (3.4) du gaz puisque nous considérons ici une fraction de la matière éjectée.

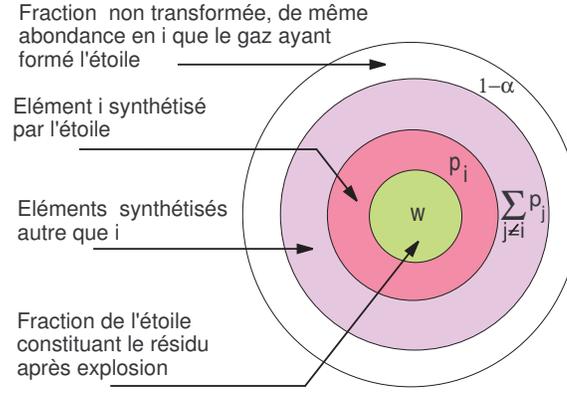
$$\frac{dM_i}{dt} = \frac{d(z_i M_g)}{dt} = -z_i \psi(t) + E_i(t) \quad (3.17)$$

Le terme de destruction est $z_i \psi(t)$ car nous ne considérons que la fraction de gaz correspondant à l'élément i . Nous allons à présent expliciter le terme E_i relatif à l'éjection de l'élément i .

Expression de la masse de métaux éjectés

On considère le i -ième élément parmi l'ensemble des différents éléments synthétisés par une étoile au cours de sa vie. De façon générale, seule une fraction de la masse initiale de l'étoile va être transformée en élément i . Schématiquement, on peut donc distinguer la masse du métal i éjectée en deux sous-ensembles (Figure 3.4) :

- Une masse d'élément i synthétisée durant la vie des étoiles et éjecté au moment de l'explosion des étoiles à l'instant t . Cette masse a pour valeur $mp_i(m)$.
- Une masse d'élément i éjectée à l'instant t , contenue dans du gaz ayant la même abondance en i que le gaz ayant formé l'étoile. Cette masse a pour valeur :
 $m(1 - w - (\sum_i p_i))z_i = m(1 - \alpha(m))z_i$. On définit $\alpha(m)$ comme étant la fraction de masse du cœur d'Hélium (*Helium CORE*) pour une étoile de masse m .


 FIG. 3.4 – Schéma de la constitution d'une étoile en élément i

Ainsi, la contribution élémentaire dE_i d'une étoile de masse m à la masse d'élément i éjectée par l'ensemble des étoiles est :

$$dE_i = ((1 - \alpha(m))z_i(t - \tau(m)) + p_i(m))dm \quad (3.18)$$

De la même façon que pour la masse de matière éjectée (équation 3.16), on trouve les expressions de la masse d'élément i éjecté par l'ensemble des étoiles par unité de temps.

$$E_i(t) = \int_{M_{min}}^{M_{max}} ((1 - \alpha(m))z_i(t - \tau(m)) + p_i(m))\psi(t - \tau(m))\Phi(m)dm \quad (3.19)$$

3.2.5 Supernovae

Les supernovae sont répertoriées en deux grandes catégories. Les supernovae de type I présentent une absence d'hydrogène dans leurs spectres contrairement aux supernovae de type II.

Les supernovae de type II résultent de l'effondrement du noyau d'une étoile de plus de 8 masses solaires marquant ainsi la fin de vie de l'étoile.

Les SN I se subdivisent aussi en différentes catégories. Parmi les différents types de SN I, les SN Ia sont les plus fréquemment observées et les mieux comprises. Ainsi, pour notre étude, nous considérons uniquement ce type de SN I. L'explication standard des SN Ia est l'explosion d'une naine blanche. La naine blanche accrète de la matière de son étoile compagne jusqu'à dépasser la masse de Chandrasekhar et à exploser en libérant une grande quantité d'énergie. Les SN Ib et SN Ic se distinguent des SN Ia par une courbe de luminosité plus faible et des abondances plus importantes en éléments lourds (Leibundgut 1996 [118]). Les SN Ib sont riches en Hélium contrairement aux SN Ic. Ces deux derniers types de SN I auraient des progéniteurs de type Wolf-Rayet (Nomoto et al. 1990 [157]).

Éjections dues aux supernovae de type II

La production de métaux due aux supernovae de type II est directement prise en compte par les équations présentées précédemment. En effet, de part sa nature, la supernovae de type II marque la fin de vie d'une étoile et conduit donc à l'éjection d'une fraction de la masse de l'étoile dans le milieu interstellaire.

Éjections dues aux supernovae de type Ia

Une supernovae de type Ia est due à l'explosion d'une naine blanche. L'explosion d'un résidu de l'évolution stellaire n'est pas prise en compte dans les équations précédentes. Il faut donc modifier les équations de conservation (Equation 3.4 et (Equation 3.17).

Après l'explosion de la naine blanche, l'étoile qui composait le couple progéniteur de la SN Ia se retrouve seule. Elle continue donc d'évoluer à la manière de toute autre étoile de masse m et s'intègre sans distinction dans le cas traité dans les paragraphes précédents.

Ainsi, la considération des SN Ia dans un modèle chimique conduit juste à une nouvelle source de gaz et de métaux, qui s'additionne avec les termes de création des Equations 3.4 et 3.17.

– **Modification des équations de conservation :** De part la nature des supernovae Ia, nos équations de conservation (Equation 3.4) et (Equation 3.17) deviennent :

$$\frac{dM_g}{dt} = -\psi(t) + E(t) + E_{Ia} \quad (3.20)$$

$$\frac{dM_i}{dt} = -z_i\psi(t) + E_i(t) + E_{iIa} \quad (3.21)$$

E_{Ia} est la masse de matière éjectée par unité de temps par l'ensemble des SNe Ia.

E_{iIa} est la masse d'élément i éjectée par unité de temps par l'ensemble des SNe Ia.

– **Expression des termes de création due aux SN Ia :** Nous avons choisi de suivre le formalisme proposé par Kobayashi et al. 2000 [112]. Le modèle de Kobayashi et al. 2000 se distingue des autres modèles chimiques par l'introduction d'un modèle de supernovae de type Ia basé sur l'hypothèse SD (Simple Dégénérescence, i.e. accréation de gaz par une naine blanche) et considérant 2 type de progéniteurs de supernovae de type Ia (cf. paragraphe suivant). L'hypothèse concurrente DD (Double Dégénérescence, i.e. collision de deux naines blanches) était autrefois évoquée pour expliquer le phénomène de SN Ia. Toutefois, l'hypothèse DD ne peut rendre compte de l'enrichissement chimique de la galaxie. Actuellement, l'hypothèse SD est la plus probable.

Kobayashi et al. supposent la masse de matière éjectée par les supernovae comme étant directement proportionnelle au nombre de supernovae. Ainsi,

$$E_{Ia} = \alpha R_{Ia} \quad (3.22)$$

$$E_{iIa} = \alpha p_{iIa} R_{Ia} \quad (3.23)$$

p_{iIa} est le rapport entre la masse d'élément i éjectée et la masse totale éjectée.

Le taux de supernovae de type Ia (R_{Ia}) issue de ce formalisme sera présenté ci-après.

La dimension du coefficient α est une masse, et s'interprète comme la masse moyenne éjectée par une supernova. Cette masse vaut la masse moyenne \overline{m}_{WD} d'une naine blanche avant d'exploser (Kobayashi et al. 2000 [112]). $m_{WD} \simeq 1.38 M_{\odot}$.

3.2.6 Taux de supernovae

Deux types de progéniteurs de SN Ia sont considérés. Le premier type de progéniteur correspond aux couples 'étoile géante rouge et naine blanche' (noté RG+WD pour Red Giant and White Dwarf) . La seconde catégorie de progéniteur correspond aux couples 'étoile de la séquence principale et naine blanche' (noté MS+WD pour Main Sequence and White dwarf). Pour chaque type de progéniteur, on suppose que la répartition en masse, relativement à la formation d'un tel couple, est décrit par la fonction de masse Φ_{d_i} . Φ_{d_i} est défini en fonction de la masse de l'étoile associée à une naine blanche et est normalisée à 1 sur l'intervalle de masse $[m_{d,l,i}, m_{d,u,i}]$ (voir Tableau 3.2). La fonction de masse initiale Φ_{d_i} est une loi de puissance tel que $\Phi_{d_i} \propto m^{-0.35}$.

Les progéniteurs des naines blanches ont des masses comprises entre $m_{p,l}$ et $m_{p,u}$, avec $m_{p,l} = 3 M_{\odot}$ et $m_{p,u} = 8 M_{\odot}$.

Ainsi, le taux de supernovae est défini par :

$$R_{Ia}(t) = \left(\int_{M_{p,l}}^{M_{p,u}} \frac{\Phi(m)}{m} dm \right) \sum_{i=1}^{i=2} b_i \int_{M_{d,l,i}}^{M_{d,u,i}} \psi(t - \tau(m)) \frac{\Phi_d(m)}{m} dm \quad (3.24)$$

Les valeurs de b_i normalisent la probabilité de former respectivement des couples RG+WD et MS+WD.

Couple	$m_{d,l,i}$	$m_{d,u,i}$	b_i
RG+WD (i=1)	0.9	1.5	0.02
MS+WD (i=2)	1.8	2.5	0.05

TAB. 3.2 – Tableau des caractéristiques des supernovae, d'après Kobayashi et al. 2000 [112].

De la même façon que pour les supernovae de type Ia, nous définissons le taux de supernovae de type II. Le taux de supernovae n'a pas besoin d'être directement explicité pour la détermination de la production d'éléments mais sera utilisé dans le paragraphe (§3.4) pour la détermination du chauffage du milieu interstellaire. Le nombre de supernovae de type II par unité de temps (R_{II}) s'exprime simplement comme étant le nombre d'étoiles en fin de vie et produites dans l'intervalle de masse progéniteur de supernovae de type II :

$$R_{II}(t) = \int_{M_l}^{M_u} \psi(t - \tau(m)) \frac{\Phi(m)}{m} dm \quad (3.25)$$

avec $M_l = 8 M_\odot$ et $M_u = M_{max}$.

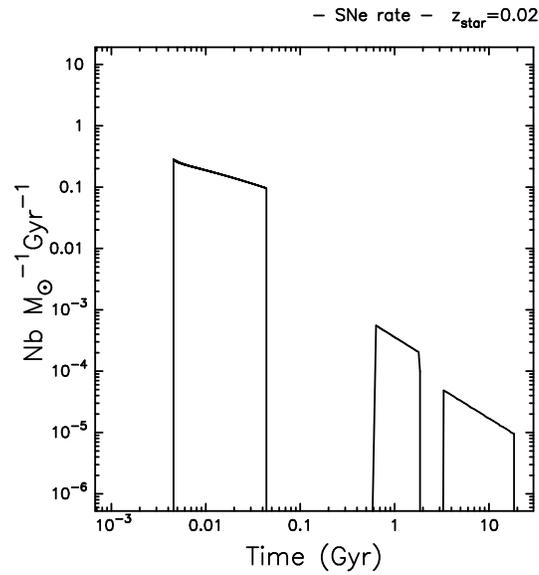


FIG. 3.5 – Taux de supernovae à métallicité solaire ($Z=0.02$). Le premier pic correspond aux progéniteurs des supernovae de type II, dont leur durée de vie est courte. Les deuxième et troisième pics sont dus aux supernovae de type Ia.

3.3 Modélisation de la composante stellaire

Afin d'inclure les équations de l'évolution chimique présentées précédemment, je présente dans ce paragraphe une transformation de type SSP (Single Stellar Population) que j'ai pratiqué.

Les équations d'évolution chimique nous donnent l'expression de la masse éjectée par un ensemble d'étoiles par unité de temps (Equation 3.16). Cette expression ne met pas en évidence explicitement la masse M de la particule stellaire et encore moins sa masse initiale M_0 . Dans cette partie, nous allons introduire la masse M_0 et décrire ainsi l'évolution de la masse d'une particule stellaire au cours du temps. De plus, nous établirons l'expression de la quantité de métaux rejetée par une particule stellaire au cours du temps.

3.3.1 Ensemble d'étoiles nées au même moment

Nous considérons dans ce paragraphe un ensemble fini d'étoiles de masses diverses et qui se forment toutes au même instant t_0 . Afin que la durée de vie des étoiles ne dépende que de la masse nous supposons que les étoiles ont une composition chimique identique⁴.

Taux de formation associé à cet ensemble

De façon générale, la masse d'un ensemble d'étoiles qui se forme pendant une durée t à partir de l'époque t_0 , est déterminée par :

$$M_0 = \int_{M_{min}}^{M_{max}} \int_{t_0}^{t_0+t} \Phi(m)\psi(t)dm dt \quad (3.26)$$

M_0 est la masse de l'ensemble des étoiles considérées. $[M_{min}, M_{max}]$ est l'intervalle de masse associé à la fonction de masse initiale.

La fonction de masse initiale est supposée indépendante du temps ainsi :

$$M_0 = \int_{M_{min}}^{M_{max}} \Phi(m)dm \int_{t_0}^{t_0+t} \psi(t)dt \quad (3.27)$$

Soit f le taux formation d'étoile normalisé à la masse totale de l'ensemble $f = M_0\psi$. De plus, par définition de la fonction de masse initiale nous obtenons :

$$M_0 = M_0 \int_{t_0}^{t_0+t} f(t)dt \quad (3.28)$$

d'où

$$\int_{t_0}^{t_0+t} f(t)dt = 1 \quad (3.29)$$

Le taux de formation d'étoiles normalisé $f(t)$ associé à l'ensemble des étoiles considérées, a une intégrale finie, valant 1, et la durée de formation de l'ensemble d'étoiles est

4. La durée de vie d'une étoile dépend aussi de sa métallicité (cf. paragraphe *Durée de vie d'une étoile*). Dans un amas, les étoiles se formant à partir du même nuage de gaz ont une composition chimique sensiblement identique.

infiniment brève par rapport aux échelles de temps considérées dans la simulation. Ces contraintes impliquent que f tend vers une distribution de Dirac δ . Ainsi :

$$\psi(t) = \delta(t - t_0)M_0 \quad (3.30)$$

Durée de vie des étoiles

La durée de vie τ des étoiles introduite précédemment est une fonction qui dépend principalement de la masse mais aussi de la métallicité (Z) des étoiles. Nous approximations les données de Kodama & Arimoto 1997 [115] par un ajustement analytique. Contrairement à Berczik 1999 [23], j'évite d'utiliser un ajustement en $\log(Z)$ afin d'obtenir une fonction non-divergente à faible métallicité. L'ajustement analytique choisi est le suivant (voir Figure 3.6) :

$$\log(\tau(m)) = a(Z) (\log(m))^2 + b(Z) \log(m) + c(Z) \quad (3.31)$$

avec :

$$\begin{aligned} a(Z) &= -40.110Z^2 + 5.509Z + 0.7824 \\ b(Z) &= 141.929Z^2 - 15.889Z - 3.2557 \\ c(Z) &= -261.365Z^2 + 17.073Z + 9.8661 \end{aligned} \quad (3.32)$$

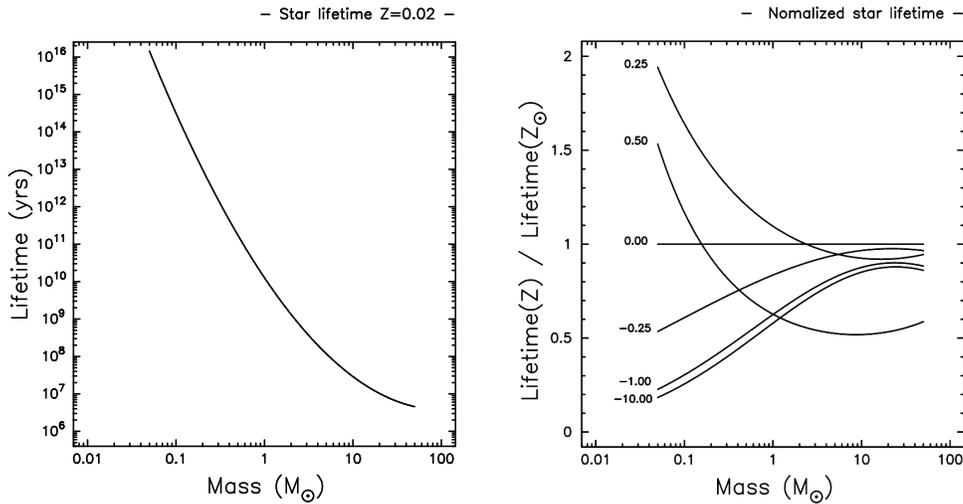


FIG. 3.6 – Durée de vie des étoiles en fonction de la métallicité. L'ajustement est basé sur les données Kodama & Arimoto 1997 [115]. À gauche, on trouve la durée de vie des étoiles pour une métallicité solaire, à droite on trouve la durée de vie des étoiles pour différentes métallicité ($\log(Z/Z_\odot) \in \{-10, -1, -0.25, 0.0, 0.25, 0.5\}$). Ces durées de vie sont normalisées par rapport à la figure de gauche.

Évolution de la masse de cet ensemble

L'ensemble perdant une masse E par unité de temps, nous pouvons écrire :

$$\frac{dM(t)}{dt} = -E \quad (3.33)$$

$M(t)$ étant la masse totale des étoiles à l'instant t .

Par intégration entre l'instant de formation des étoiles t_0 et l'instant t_1 , nous obtenons :

$$\int_{t_0}^{t_1} dM = \int_{t_0}^{t_1} -E dt \quad (3.34)$$

En explicitant E , ainsi que le premier membre de l'égalité :

$$M(t) - M(0) = -M_0 \int_{t_0}^{t_1} \int_{M_{min}}^{M_{max}} (1 - w(m)) \delta(t - t_0 - \tau(m)) \Phi(m) dm dt \quad (3.35)$$

L'intervalle d'intégration de masse étant indépendant du temps, on peut donc permuter l'ordre d'intégration. De plus, la fonction de durée de vie des étoiles, à métallicité fixée, est décroissante.

On peut donc définir deux intervalles disjoints de masses $[M_{min}, M_{TO}(t)[$ et $[M_{TO}(t), M_{max}]$ tels que :

$$\forall m \in [M_{min}, M_{TO}(t)[, \quad \forall t, t \in [t_0, t_1] \quad t - t_0 \neq \tau(m) \quad (3.36)$$

et

$$\forall m \in [M_{TO}(t), M_{max}], \quad \exists t, t \in [t_0, t_1] \quad \setminus \quad t - t_0 = \tau(m) \quad (3.37)$$

À noter que $M_{TO}(t)$ est la masse stellaire m telle que $\tau(m) = t_1 - t_0$.

Soit $I = I_1 + I_2$

avec

$$I_1 = \int_{M_{min}}^{M_{TO}(t)} \int_{t_0}^{t_1} (1 - w(m)) \delta(t - t_0 - \tau(m)) \Phi(m) dt dm \quad (3.38)$$

$$I_2 = \int_{M_{TO}(t)}^{M_{max}} \int_{t_0}^{t_1} (1 - w(m)) \delta(t - t_0 - \tau(m)) \Phi(m) dt dm \quad (3.39)$$

Compte tenu des propriétés de l'impulsion de Dirac, nous obtenons :

$$I_1 = 0 \quad (3.40)$$

et

$$I_2 = \int_{M_{TO}(t)}^{M_{max}} (1 - w(m)) \Phi(m) dm \quad (3.41)$$

d'où finalement, $I = I_2$ et

$$M(t) - M(0) = -M_0 \int_{M_{TO}(t)}^{M_{max}} (1 - w(m)) \Phi(m) dm \quad (3.42)$$

équivalent à :

$$M(t) = M_0 \left(1 - \int_{M_{TO}(t)}^{M_{max}} (1 - w(m)) \Phi(m) dm \right) \quad (3.43)$$

3.3.2 Application à une particule stellaire

En considérant une particule stellaire comme étant un ensemble d'étoiles nées au même instant t_0 , nous pouvons directement appliquer les résultats démontrés ci-dessus.

En soustrayant la grandeur $M(t)$ à $M(t + \Delta t)$ nous obtenons la variation de masse dû à la fin de vie des étoiles d'une particule stellaire :

$$\Delta M_{II}(t) = M_0 \int_{M_{TO}(t+\Delta t)}^{M_{TO}(t)} (1 - w(m)) \Phi(m) dm \quad (3.44)$$

Il faut ajouter la perte de masse M_{Ia} due aux explosions de naines blanches lors des supernovae de type Ia. Les expressions du taux de supernovae de type Ia de l'Equation 3.24 et du taux de formation d'étoiles associé à une particule stellaire nous donnent le nombre N_{Ia} de supernovae de type Ia associé à une particule stellaire durant Δt . L'Equation 3.23 nous donne finalement :

$$\Delta M_{Ia}(t) = m_{WD} N_{Ia}(t) \quad (3.45)$$

avec :

$$N_{Ia}(t) = M_0 \left(\int_{M_{p,l}}^{M_{p,u}} \frac{\Phi(m)}{m} dm \right) \sum_{i=1}^{i=2} b_i \int_{m_{i,1}}^{m_{i,2}} \frac{\Phi_d(m)}{m} dm \quad (3.46)$$

$$m_{i,1} = \max(m_{TO}(t + \Delta t), M_{d,l,i})$$

$$m_{i,2} = \min(M_{TO}(t), M_{d,u,i})$$

Dans la perspective du paragraphe §3.4.3 sur la répartition de l'énergie des supernovae, nous exprimons dès à présent, d'après l'Equation 3.25, le nombre de supernovae pendant Δt par :

$$N_{II}(t) = M_0 \int_{m_1}^{M_{TO}(t)} \frac{\Phi(m)}{m} dm \quad (3.47)$$

avec $m_1 = \max(m_{TO}(t + \Delta t), M_l)$.

Ainsi, nous obtenons la variation de masse d'une particule stellaire à chaque pas de temps Δt :

$$M(t + \Delta t) = M(t) - \Delta M_{II}(t) - \Delta M_{Ia}(t) \quad (3.48)$$

De la même manière, à partir de l'Equation 3.19, nous obtenons les expressions de la production de métaux à l'instant t :

$$M_{k_{II}}(t) = M_0 \left(z_{k_0} \int_{M_{TO}(t+\Delta t)}^{M_{TO}(t)} (1 - \alpha(m)) \Phi(m) dm + \int_{M_{TO}(t+\Delta t)}^{M_{TO}(t)} p_k(m) \Phi(m) dm \right) \quad (3.49)$$

z_{k_0} , métallicité du gaz ayant formé la particule stellaire.

À cette production de métaux, il faut ajouter la contribution des supernovae de type Ia. L'Equation 3.23 nous donne :

$$\Delta M_{k_{Ia}}(t) = m_{WD} p_{i_{Ia}} N_{Ia}(t) \quad (3.50)$$

On définit : $\Delta M_k = \Delta M_{k_{II}} + \Delta M_{k_{Ia}}$

ΔM_k est la masse d'élément k éjectée par la particule stellaire entre t et $t + \Delta t$.

3.3.3 Éléments chimiques considérés dans les simulations

Nous considérons trois éléments chimiques dans nos simulations.

Afin de caractériser le gaz, nous considérons l'Oxygène dont l'abondance est observationnellement mesurable (Shaver et al. 1983 [211], Afflerbach et al. 1997 [4], Gummersbach et al. 1998 [88]).

Pour les étoiles nous considérons le Fer et le Magnésium. Le Magnésium est parmi les éléments α ⁵, l'élément le plus synthétisé lors des SN Ia. Parmi l'ensemble des éléments, le Fer est le plus synthétisé lors des SN Ia. Ces deux éléments permettent de distinguer l'enrichissement chimique des SN II et Ia. En effet, l'ensemble des progéniteurs de supernovae de type II conduisent à un rapport $[Mg/Fe] = 0.5$, alors qu'une supernova de type Ia produit un rapport $[Mg/Fe] = -1.5$.

Ces trois éléments sont majoritairement synthétisés par les étoiles de plus de 10 masses solaires (i.e. par les supernovae). Ainsi, pour notre étude nous ne traitons pas la production de métaux pour les étoiles intermédiaires. Toutefois les éjections de gaz sont considérées pour l'ensemble de masse de l'IMF afin de tenir compte des effets de dilution et de pertes de masses des particules stellaires. De plus, nous considérons la métallicité produite par les étoiles de plus 10 masses solaires et qui sera utilisé pour la détermination de la durée de vie des étoiles (cf. Equation 3.31).

Les expressions intégrales des Equations 3.44 et 3.49 sont calculées à partir des données de l'évolution stellaire (Kodama & Arimoto 1997 [115]) (voir Tableau 3.3, Tableau 3.4 et Figure 3.7). Les données sont interpolées linéairement en fonction de $\log(m)$ puis explicitement intégrées (Figure 3.7, panneau du bas) avec la fonction de pondération

5. Les éléments α sont ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar et ^{40}Ca . Ils doivent leur nom au fait qu'ils sont formés par l'addition d'un nombre n de particules α à ^{16}O (Binney & Merrifield 1998, *Galactic Astronomy*, p.297 [29]).

$m^{-1.35}$ correspondant à une IMF de Salpeter. La normalisation de l'IMF n'est pas considérée à ce niveau de la tabulation des données afin de pouvoir choisir l'intervalle de masse de Φ sans devoir redéterminer les quantités intégrales.

Masse stellaire (M_{\odot})	Fer (^{56}Fe)	Magnésium (^{24}Mg)	Oxygène (^{16}O)	Métaux
10	0.00	0.00	0.0	0.0
13	1.50×10^{-1}	9.23×10^{-3}	1.51×10^{-1}	4.51×10^{-1}
15	1.44×10^{-2}	3.16×10^{-2}	3.55×10^{-1}	8.20×10^{-1}
18	7.57×10^{-2}	3.62×10^{-2}	7.92×10^{-1}	1.45
20	7.32×10^{-2}	1.47×10^{-1}	1.48×10^{-1}	2.28
25	5.24×10^{-2}	1.59×10^{-1}	2.99	4.28
40	7.50×10^{-2}	3.54×10^{-1}	9.11	11.47
70	7.50×10^{-2}	7.87×10^{-1}	21.4	26.71
SN Ia	6.30×10^{-1}	1.6×10^{-2}	1.3×10^{-1}	1.38

TAB. 3.3 – *Masses des métaux (en masse solaire) produit en fonction de la masse de l'étoile (d'après Tsujimoto et al. 1995 [243]). La dernière ligne correspond à la masse des métaux produit lors d'une SN Ia en supposant un masse de naine blanche de 1.38 M_{\odot} . D'après Iwamoto et al. 1999 [101].*

Masse stellaire (M_{\odot})	Résidu	Cœur d'Hélium
0.80	0.459	0.459
1.00	0.473	0.473
1.50	0.480	0.480
1.75	0.487	0.487
2.00	0.404	0.404
2.50	0.501	0.501
3.00	0.508	0.508
3.50	0.515	0.515
4.00	0.550	0.550
4.30	0.620	0.620
4.60	0.675	0.675
4.80	0.730	0.730
5.00	0.870	0.870
6.00	1.010	1.010
8.00	1.120	1.120
10.0	1.150	1.150
13.0	1.500	3.300
15.0	1.500	4.000
18.0	1.500	5.000
20.0	1.600	6.000
25.0	2.000	8.000
40.0	2.300	16.000
70.0	2.500	32.000

TAB. 3.4 – Masse des résidus et des cœurs d'Hélium (en masse solaire), en fonction de la masse stellaire. Les données correspondent à celles utilisées par Kobayashi et al. 2000 [112] (communication privée).

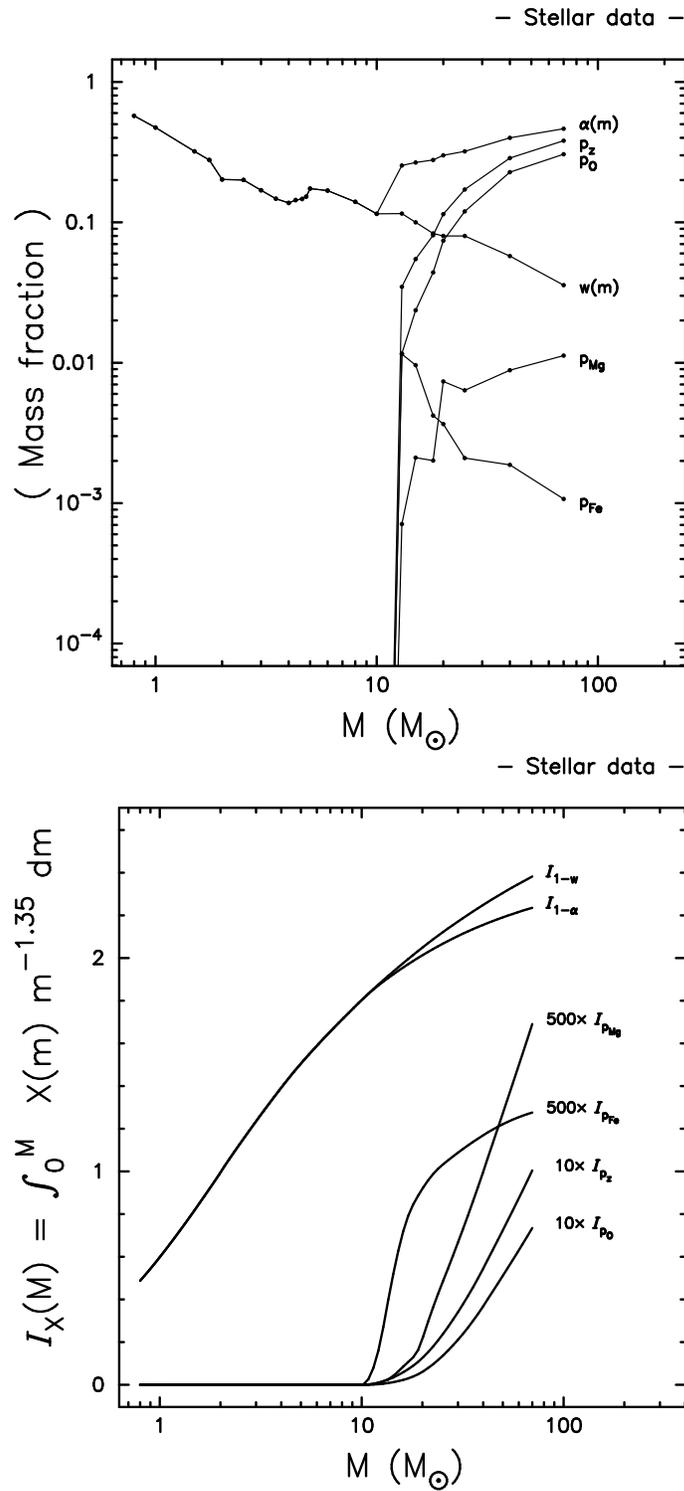


FIG. 3.7 – Représentation graphique du tableau des quantités chimiques issues de l'évolution stellaire (à gauche) et des expressions intégrales associées (à droite).

3.4 Équations de conservation, première approche

Nous allons présenter dans ce paragraphe et le suivant (§3.5) deux façons d'implémenter les échanges de masses entre les particules stellaires et les particules de gaz. Dans chaque partie, nous présenterons leurs avantages et inconvénients.

À chaque pas de temps, la particule stellaire éjecte une certaine quantité de gaz possédant une certaine énergie. Afin que le gaz environnant la particule stellaire voit ses métallicités évoluées, il est nécessaire d'effectuer un mélange entre les caractéristiques du gaz éjecté et celles du gaz environnant. Avant de distribuer le gaz sur les particules de gaz environnantes, il faut se donner un moyen de les identifier.

3.4.1 Détermination des particules de gaz recevant de la matière

Dans la méthode SPH, la densité $\rho(r_i)$ à la position r_i de la particule i est approximée par la somme suivante :

$$\rho(r_i) = \sum_j m_j W(r_i - r_j, h_{ij}) \quad (3.51)$$

où m_j est la masse de la particule j .

r_j est sa position, h_{ij} est définie par $h_{ij} = (h_i + h_j)/2$, h_j étant la longueur de lissage de la particule j . W est la fonction noyau.

En posant $\rho_{ij} = m_j W(r_i - r_j, h_{ij})$, on peut réécrire l'expression sous la forme :

$$\rho(r_i) = \sum_j \rho_{ij} \quad (3.52)$$

On définit α_{ij} par :

$$\alpha_{ij} = \rho_{ij} / \rho(r_i) \quad (3.53)$$

Le terme α_{ij} qualifie l'importance relative de la particule de gaz à la contribution à la valeur locale de la densité en i par rapport à l'ensemble des particules.

Ainsi, au niveau de la particule stellaire i , il existe un ensemble de particules de gaz tel que $\alpha_{ij} \neq 0$, et qui sont donc présentes au niveau de l'éjection de gaz due à la particule stellaire i . Il semble donc naturel que chacune de ces particules contribuant à la densité en i reçoivent une fraction du gaz éjecté par i .

3.4.2 Répartition des masses

Soit Δm_{ij} la masse attribuée à la particule de gaz j par la particule stellaire i . En raison de la conservation de masse, les variations des masses après répartition des masses sont telles que :

$$\Delta m_i = - \sum_j \Delta m_{ij} \quad (3.54)$$

On note $M_\Sigma = \sum_j \Delta m_{ij}$

M_Σ est donc la masse de gaz éjectée par i .

De façon générale, on peut écrire que :

$$\Delta m_{ij} = c_{ij} M_\Sigma \quad (3.55)$$

avec $\sum_j c_{ij} = 1$

L'importance relative des particules de gaz étant définie par les α_{ij} et leur somme valant 1, on peut choisir les c_{ij} tels que $c_{ij} = \alpha_{ij}$.

D'où finalement,

$$m'_j = m_j + \Delta m_{ij} = m_j + \alpha_{ij} M_\Sigma \quad (3.56)$$

Avec m'_j masse de la particule de gaz j après la redistribution de masse.

En ce qui concerne les métallicités, l'équation de conservation de l'élément k s'écrit :

$$\sum_j m'_j z'_{kj} = z_k M_\Sigma + \sum_j m_j z_{kj} \quad (3.57)$$

z'_{kj} est la nouvelle métallicité de k associée à j après redistribution,
 z_{kj} est la métallicité de k associée à j avant redistribution,
 z_k est la métallicité de k associée au gaz éjecté.

Or $m_j = m'_j - \Delta m_{ij}$ et $M_\Sigma = \sum_j \Delta m_{ij}$

D'où

$$\sum_j m'_j z'_{kj} = z_k \sum_j \Delta m_{ij} + \sum_j m'_j z_{kj} - \sum_j \Delta m_{ij} z_{kj} \quad (3.58)$$

D'où par identification des termes :

$$m'_j z'_{kj} = z_k \Delta m_{ij} + m'_j z_{kj} - \Delta m_{ij} z_{kj} \quad (3.59)$$

et en divisant par m'_j , on obtient :

$$z'_{kj} = z_{kj} + \left(-\Delta m_{ij} z_{kj} + z_k \Delta m_{ij} \right) \frac{1}{m'_j} \quad (3.60)$$

Or, pour la création d'élément k , nous avons :

$$M_{\Sigma} z_k = \Delta M_k \quad (3.61)$$

et $\Delta m_{ij} = \alpha_{ij} M_{\Sigma}$

D'où :

$$\Delta m_{ij} z_k = \alpha_{ij} \Delta M_k \quad (3.62)$$

Ainsi,

$$z'_{k_j} = z_{k_j} + \left(-\Delta m_{ij} z_{k_j} + \alpha_{ij} \Delta M_k \right) \frac{1}{m_j} \quad (3.63)$$

Equivalent à,

$$z'_{k_j} = z_{k_j} \left(1 - \frac{\Delta m_{ij}}{m_j} \right) + z_k \frac{\Delta m_{ij}}{m_j} \quad (3.64)$$

3.4.3 Répartition de l'énergie

Le modèle SPH utilisé distingue deux énergies :

- l'énergie cinétique E_{c_j} associée à la vitesse de la particule j
- l'énergie thermique spécifique U_j associée à la température de la particule j .

Il existe différentes sources d'énergie d'origine stellaire chauffant le gaz : les vents stellaires, le rayonnement ultraviolet et les explosions de supernovae (Carraro et al. 1998 [38]). Le phénomène qui renvoie le plus d'énergie sont les supernovae (Buonomo et al. 2000 [34]). Compte tenu de l'incertitude sur l'énergie totale rejetée par les supernovae (incertitude d'au moins un ordre de grandeur) (voir Thornton et al. 1998 [238]), nous considérons ici uniquement l'effet des supernovae.

Au moment de l'explosion d'une étoile, la supernovae injecte du gaz dans le milieu interstellaire, à une certaine vitesse et à une certaine température. À ce gaz est donc associé une certaine énergie cinétique E_{c_g} et une certaine énergie thermique E_{th_g} . Ces deux énergies sont véhiculées par la matière éjectée. Ceci nous guidera lors de l'identification des termes de variation d'énergie (cinétique et thermique) associés à chaque particule de gaz.

On considère généralement que l'énergie totale e_{sn} associée à une supernova est constante d'une supernova à une autre et est de l'ordre de 10^{51} ergs (10^{44} joules) (Thornton et al. 1998 [238]). On définit E_{tot} comme étant l'énergie totale de l'ensemble des supernovae entre les instants t et $t + \Delta t$.

$$E_{tot} = e_{sn} (N_{Ia}(t) + N_{II}(t)) \quad (3.65)$$

On suppose de plus que l'explosion de supernovae est parfaitement symétrique à l'intérieur d'une étoile et donc, par condition limite, à sa surface. Ainsi, la répartition

des énergies, des forces d'éjection du gaz et de la vitesse d'éjection des gaz admettent la même symétrie à la surface de la supernova.

En supposant que la répartition entre les différentes énergies est identique d'une supernova à une autre, on peut écrire :

$$E_{c_g} = fE_{tot} \quad (3.66)$$

et

$$E_{th_g} = E_{tot} - E_{c_g} = (1 - f)E_{tot} \quad (3.67)$$

où f est une constante tel que $f \in [0, 1]$

On suppose que la répartition de l'énergie d'éjection du gaz est homogène à la surface de la supernova au moment de l'explosion. Ainsi, la norme de la vitesse d'éjection est constante.

Ainsi, nos particules stellaires injectent initialement deux types d'énergie dont les expressions sont :

$$E_{c_g} = \frac{1}{2}M_{\Sigma}v_g^2 \quad (3.68)$$

et

$$U_g = E_{th_g}/M_{\Sigma} \quad (3.69)$$

où v_g est la norme de la vitesse du gaz éjecté et U_g l'énergie thermique spécifique de celui-ci.

Énergie cinétique

Dans cette partie, nous allons définir la répartition de l'énergie cinétique éjectée par une particule stellaire i .

$\sum_j \alpha_{ij} = 1$, donc :

$$E_{c_g} = \frac{1}{2}v_g^2 \sum_j \alpha_{ij}M_{\Sigma} \quad (3.70)$$

Donc en posant $\Delta E_{c_{ij}}$, la variation d'énergie cinétique de la particule j due à la répartition du gaz de la particule stellaire i , la conservation d'énergie cinétique nous donne :

$$\sum_j (E_{c_j} + \Delta E_{c_{ij}}) + E'_{c_i} = \sum_j E_{c_j} + E_{c_i} + E_{c_g} \quad (3.71)$$

E_{c_i} et E'_{c_i} sont respectivement, l'énergie cinétique de la particule stellaire i avant et après l'éjection des gaz.

La répartition de l'énergie d'éjection du gaz de la particule stellaire étant supposée homogène à la surface de la supernova, les forces initiales d'éjection du gaz sont radiales et leurs normes sont identiques. D'après le principe d'Action-Réaction, les forces s'exercent

sur la particule stellaire sont radiales et leurs normes sont identiques. Ainsi, compte tenu de l'hypothèse de répartition uniforme sur la surface de l'étoile de l'énergie injectée et la symétrie sphérique de cette dernière, la somme de ces forces est nulle. Ainsi, d'après le principe fondamentale de la dynamique, la vitesse de la particule stellaire n'est pas modifiée. La variation d'énergie cinétique de l'étoile est donc uniquement due à la perte de masse.

D'où (3.71) est équivalent à :

$$\sum_j \Delta E_{c_{ij}} = \frac{1}{2} M_\Sigma \sum_j \alpha_{ij} v_i^2 + \frac{1}{2} v_g^2 \sum_j \alpha_{ij} M_\Sigma \quad (3.72)$$

Par identification des termes on obtient :

$$\Delta E_{c_{ij}} = \frac{1}{2} \alpha_{ij} M_\Sigma (v_g^2 + v_i^2) \quad (3.73)$$

Or

$$E_{c_j} = \frac{1}{2} m_j v_j^2 \quad (3.74)$$

en posant E'_{c_j} la nouvelle énergie cinétique de la particule j après répartition du gaz, on a,

$$E'_{c_j} = E_{c_j} + \frac{1}{2} \alpha_{ij} M_\Sigma (v_g^2 + v_i^2) \quad (3.75)$$

ce qui est équivalent à :

$$m'_j v_j'^2 = m_j v_j^2 + \alpha_{ij} M_\Sigma (v_g^2 + v_i^2) \quad (3.76)$$

avec v'_j pour la nouvelle vitesse de la particule j .

On peut donc définir la nouvelle norme v'_j de la vitesse de la particule de gaz j par :

$$v'_j = \left(\frac{m_j}{m'_j} v_j^2 + \alpha_{ij} \frac{M_\Sigma}{m'_j} (v_g^2 + v_i^2) \right)^{1/2} \quad (3.77)$$

or $E_{c_g} = f E_{tot}$ et d'après l'équation(3.68), on a :

$$v_g = \sqrt{\frac{2f E_{tot}}{M_\Sigma}} \quad (3.78)$$

ainsi,

$$v'_j = \left(\frac{m_j}{m'_j} v_j^2 + \frac{\Delta M_{ij}}{m'_j} \left(v_i^2 + \frac{2f E_{tot}}{M_\Sigma} \right) \right)^{1/2} \quad (3.79)$$

Le sens et la direction de la vitesse sont définis par (voir justification en annexe C) :

$$\vec{v}'_j = v'_j \frac{\vec{u}}{\|\vec{u}\|} \quad (3.80)$$

avec

$$\vec{u} = \frac{m_j}{m'_j} \vec{v}_j + \frac{M_{ij}}{m'_j} \left(\vec{v}_i + \sqrt{\frac{2fE_{tot}}{M_\Sigma}} \frac{\vec{r}_j - \vec{r}_i}{\|\vec{r}_j - \vec{r}_i\|} \right) \quad (3.81)$$

Énergie thermique spécifique

Nous déterminons à présent la répartition de l'énergie thermique spécifique. L'équation de conservation de l'énergie thermique s'écrit :

$$\sum_j m'_j (U_j + \Delta U_{ij}) = \sum_j m_j U_j + M_\Sigma U_g \quad (3.82)$$

Avec ΔU_{ij} la variation d'énergie thermique spécifique U_j de la particule de gaz j due à la répartition de gaz éjecté par la particule stellaire i .

or $M_\Sigma = \sum_j \Delta m_{ij}$

Ainsi,

$$\sum_j (U_g - U_j) \Delta m_{ij} = \sum_j m'_j \Delta U_{ij} \quad (3.83)$$

D'où, en identifiant les termes associés à chaque particule j :

$$\Delta U_{ij} = (U_g - U_j) \frac{\Delta m_{ij}}{m'_j} \quad (3.84)$$

Finalement, l'expression de la nouvelle énergie thermique spécifique U'_j associée à la particule j est donnée par :

$$U'_j = U_j + \Delta U_{ij} = U_j + (U_g - U_j) \frac{\Delta m_{ij}}{m'_j} \quad (3.85)$$

ce qui est équivalent à :

$$U'_j = U_j \left(1 - \frac{\Delta m_{ij}}{m'_j} \right) + U_g \frac{\Delta m_{ij}}{m'_j} \quad (3.86)$$

3.4.4 Effet dû à la première approche

Bien que l'approche décrite ci-dessous semble une approximation raisonnable, elle a pour conséquence de créer de fortes dissymétries au niveau de l'éjection de matière (cf. §3.5). Nous avons considéré l'effondrement sphérique en rotation pour deux systèmes avec les mêmes conditions initiales mais se distinguant dans leur sens de rotation. Le premier système sphérique tourne dans le sens trigonométrique, le second dans le sens inverse. Le système physique étant parfaitement symétrique aucune distinction entre les deux systèmes ne peut être faite. Toutefois nous constatons qu'avec cette approche, la formation stellaire présente de fortes différences (Figure 3.8) et induit des résultats différents aussi bien sur la morphologie que sur la chimie.

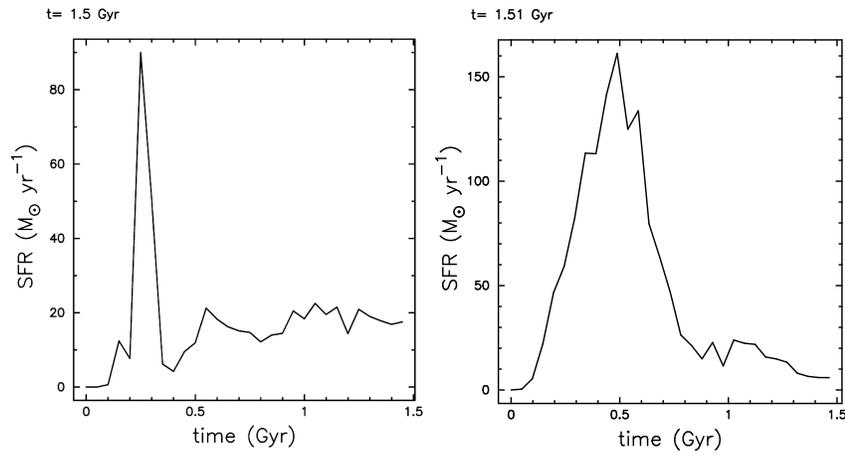


FIG. 3.8 – *Illustration des implications de la première approche. Les taux de formation d'étoiles sont issus de simulations ayant les mêmes conditions initiales mais avec des sens de rotation inverses.*

Bien que l'origine de la dissymétrie du système ne provienne pas directement de l'approche décrite dans ce paragraphe, elle a pour conséquence d'amplifier toute source de dissymétrie due à la formation stellaire. En effet, la formation stellaire implique que nous devons légèrement déplacer la particule de gaz au moment de la formation de la particule stellaire. Un déplacement non aléatoire, contrairement au procédé décrit dans paragraphe §3.1.2, met en évidence les effets indésirables de cette approche et nous a mené à réfléchir sur une description plus fine des échanges de matière et d'énergie des particules stellaires vers les particules de gaz.

3.5 Équations de conservation, seconde approche

Les équations établies dans le paragraphe précédent assurent la conservation des masses (gaz et métaux) et des énergies (cinétique et thermique). Toutefois, on peut critiquer cette première approche au niveau de la répartition de l'énergie cinétique lorsque la particule stellaire est proche d'une particule de gaz. Une telle configuration est rencontrée notamment au moment de la création d'une nouvelle particule stellaire.

3.5.1 Nécessité d'une seconde approche

Pour la particule de gaz j l'attribution de la fraction de la masse du gaz M_Σ éjectée par l'étoile i , est définie par :

$$\Delta m_{ij} = \alpha_{ij} M_\Sigma \quad (3.87)$$

Les grandeurs que l'on attribue à la particule correspondent à des grandeurs physiques moyennées sur le volume de gaz éjecté vers une particule de gaz.

Rappelons que nous exprimons la quantité de métal k au sein d'une particule par le rapport de la masse de métal k et de la masse totale de cette particule. De même, l'énergie thermique spécifique est définie par le rapport entre l'énergie thermique d'une particule et la masse de cette particule.

Ainsi, pour les métaux et l'énergie thermique, les quantités que l'on attribue à la particule de gaz j ont une pour expression du type :

$$\Delta a_j = \frac{1}{\Delta m_{ij}} \int_{V_j} \rho a(x) d^3x \quad (3.88)$$

avec $\Delta m_{ij} = \int_{V_j} \rho d^3x$.

a étant la fraction de métaux ou l'énergie spécifique. $a(x)$ ne peut pas être accessible lors d'une simulation du fait de la limitation en résolution spatiale.

Pour l'énergie cinétique macroscopique la moyenne se fait sur une grandeur vectorielle, d'où :

$$\Delta E_{c_j} = \frac{1}{2\Delta m_{ij}} \left(\int_{V_j} \rho \vec{v}(x) d^3x \right)^2 \quad (3.89)$$

V_j est le domaine spatial défini par le volume du gaz éjecté vers la particule j .

Le champ de vitesse généré par les explosions de supernovae de la particule stellaire i est radial et centré sur la particule i dans le référentiel associé à cette particule.

Dans le cas où une particule de gaz j est à une distance nulle de la particule stellaire i (ce qui revient à dire que la distance entre i et j est faible par rapport aux distances entre i et les autres particules de gaz considérées), le champ de vitesse de la matière attribuée à j est centré sur i . Dans ce cas $\Delta E_{c_j} = 0$.

Si la particule de gaz j est loin de la particule stellaire i , le champ de vecteur généré par i n'est plus centré sur j et, en première approximation, on peut dire que le champ de vitesse est constant sur V_j . Dans ce cas $\Delta E_{c_j} = \frac{1}{2} \Delta m_{ij} v^2$.

Dans l'approche du paragraphe 3.4, cette analyse nous révèle que nous avons implicitement fait l'hypothèse que toutes les particules de gaz étaient dans le cas où $\Delta E_{c_j} = \frac{1}{2} \Delta m_{ij} v^2$, ce qui implique que nous considérons que les distances "particules de gaz/étoiles" étaient du même ordre de grandeur pour l'ensemble des particules recevant le gaz de l'étoile.

Ainsi, la première approche est acceptable pour une distribution de gaz où les nuages de gaz recevant les éjections de l'étoile sont distribués de façon relativement homogène autour de l'étoile (voir Figure 3.9) et non acceptable dans le cas où un nuage de gaz se trouve centré sur la particule stellaire (cas se produisant notamment au moment de la formation d'une étoile).

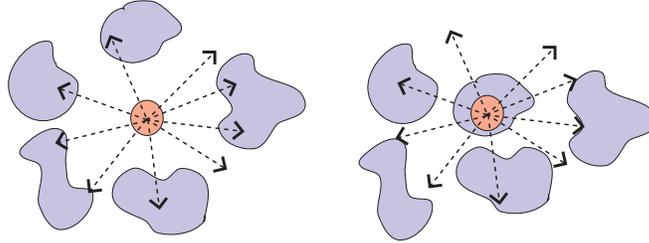


FIG. 3.9 – Deux configurations de nuages autour d'une étoile. À gauche, les nuages ont tous une distance à l'étoile comparable, à droite les distances ne sont pas identiques.

Toutefois, la première approche reste acceptable pour la redistribution des métaux et de l'énergie thermique. En effet dans le cas où le nuage de gaz est centré sur l'étoile, ce dernier doit recevoir beaucoup d'énergie thermique et de métaux du fait de sa proximité.

La deuxième approche doit différer au niveau de l'attribution de l'énergie cinétique macroscopique pour les particules proches de l'étoile tout en se comportant relativement de la même façon que la première approche au niveau de l'attribution des métaux et de l'énergie thermique. De plus, pour une distribution relativement homogène de particules de gaz autour d'une particule stellaire, la seconde approche doit se comporter de façon similaire à la première approche. Une contrainte supplémentaire est de ne pas trop complexifier l'algorithme par rapport à la résolution spatiale que l'on a, pour des raisons de temps de calcul.

3.5.2 Mise en place d'une autre solution

Nous avons vu qu'une particule de gaz centrée sur la particule stellaire ne doit pas recevoir d'énergie cinétique macroscopique. Un nuage de gaz centré sur une étoile ne verrait pas la position de son centre de gravité modifié. L'énergie cinétique qu'il recevrait de l'étoile se traduirait par une l'expansion radiale du nuage.

Dans un code SPH la modification de l'extension radiale des particules de gaz est réalisée pour garantir une bonne répartition des particules sur un volume considéré. L'énergie cinétique telle qu'elle est définie dans un code SPH ne tient pas compte de cette notion d'expansion des particules purement liée à la méthode numérique.

Ainsi, on ne peut pas simplement étendre le rayon de la particule de gaz centré sur l'étoile pour simuler son expansion. Cette opération ne conserverait pas l'énergie

cinétique globale du système et n'aurait pas de sens dans le cadre d'un modèle SPH.

Comme l'illustre la Figure 3.10, en définissant une frontière sphérique englobant de façon partielle un nuage de gaz, l'expansion radiale de ce nuage implique qu'il y a diminution de la masse de gaz dans la zone 1 et une augmentation de la masse à l'extérieur (zone 2).

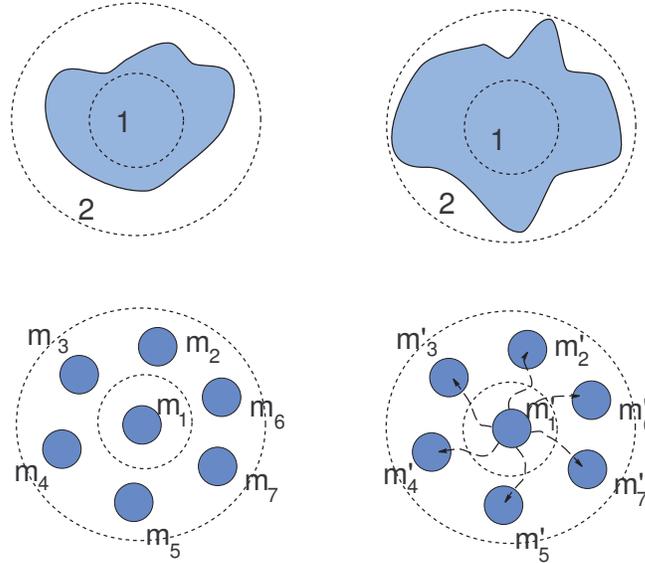


FIG. 3.10 – Modélisation d'un nuage en expansion

L'expansion d'un nuage est donc un transfert de masse entre les régions 1 et 2. La région 1 peut être identifiée comme étant une particule ayant perdu de la masse et la région 2 comme un ensemble de particule ayant gagné de la masse (voir Figure 3.10). Dans la première méthode, la répartition de la masse conduisait à une variation d'énergie cinétique définie par :

$$\Delta E_{c_j} = \frac{1}{2} \alpha_{ij} M_{\Sigma} (v_g^2 + v_i^2) \quad (3.90)$$

L'expansion du nuage de gaz traduit comment l'énergie cinétique se répartit dans ce nuage. De plus, l'expansion du nuage implique une perte de masse de la particule de gaz.

L'idée est de remplacer le terme α_{ij} définissant la répartition de masse par $\gamma \alpha_{ij} (1 - \beta_{ij})$.

γ est une constante garantissant la conservation de masse et que l'on explicitera par la suite.

β_{ij} est une variable dépendant de la distance entre la particule stellaire i et la particule de gaz j , $\beta_{ij} \in [0, 1]$.

$\beta_{ij} = 0$ si les particules sont éloignées et $\beta_{ij} = 1$ si les particules ont la même position.

La variation de la masse devient donc :

$$\Delta m_{ij} = \gamma \alpha_{ij} (1 - \beta_{ij}) M_{\Sigma} \quad (3.91)$$

et la variation d'énergie cinétique s'écrit :

$$\Delta E_{c_j} = \frac{1}{2} \gamma \alpha_{ij} (1 - \beta_{ij}) M_{\Sigma} (v_g^2 + v_i^2) \quad (3.92)$$

On constate que si les particules sont très proches, il n'y pas de variation d'énergie cinétique car $\beta_{ij} = 1$. Si les particules sont distantes $\beta_{ij} = 0$, et on retrouve l'expression définie par la première approche.

β_{ij} traduit la perte de masse de la particule j induite par la forme du champ de vitesse dû aux supernovae.

L'expression de la variation de la masse pour une particule de gaz donne le résultat que l'on désirait en ce qui concerne la variation d'énergie cinétique.

Toutefois si l'on raisonne de la même façon pour la détermination de la répartition des métaux et de l'énergie thermique, on constate que la particule centrée sur la particule stellaire ne reçoit pas de masse et donc pas de métaux et d'énergie thermique spécifique. La particule de gaz doit être chauffée et enrichie en métaux de façon importante en raison de sa proximité à l'étoile.

La masse qui sort de la zone 1 n'a aucune raison d'avoir la même composition chimique que la matière éjectée par l'étoile. De façon générale, c'est un mélange entre le gaz initialement dans la zone 1 et le gaz éjecté par l'étoile. Il nous faut donc tenir compte de ce mélange de gaz dans nos équations.

Avant d'écrire les équations de conservation qui nous donneront la forme finale de la répartition de masse et d'énergie, remarquons que pour le moment nous n'avons raisonné que sur la configuration où seulement une seule particule est beaucoup plus proche de l'étoile que les autres particules de gaz. Si deux (ou plus) particules se trouvent proches des étoiles par rapport aux autres particules de gaz, il faut traiter les deux particules de façon similaire et donc effectuer une répartition des masses des particules de gaz due à l'expansion induite sur chacune des particules.

N'ayant pas la résolution spatiale nécessaire pour connaître explicitement les échanges microscopiques des particules de gaz entre elles lors de l'éjection de gaz, nous nous donnons une règle a priori : nous supposons que tout se passe comme si le gaz que les particules de gaz ont eu en trop suivant la première approche est redistribué à l'ensemble des particules de gaz proportionnellement à α_{ij} . Nous allons voir que nous retrouvons la formulation de la répartition de masse décrite ci-dessus avec une distribution des métaux et de l'énergie thermique acceptable.

3.5.3 Conservation de masse et d'énergie cinétique

On définit M'_{Σ} comme étant la masse effective redistribuée entre les différentes particules de gaz. D'après la conservation de masse nous avons :

$$\begin{cases} m'_j = m_j + \alpha_{ij} M'_{\Sigma} - \alpha_{ij} \beta_{ij} M'_{\Sigma} \\ M'_{\Sigma} = M_{\Sigma} + \sum_j \alpha_{ij} \beta_{ij} M'_{\Sigma} \end{cases} \quad (3.93)$$

$\alpha_{ij}\beta_{ij}M'_\Sigma$ est la masse perdue par la particule de gaz au profit des autres particules de gaz.

Avec $\sum_j \alpha_{ij} = 1$.

D'où,

$$\begin{cases} m'_j = m_j + \alpha_{ij}(1 - \beta_{ij})M'_\Sigma \\ M'_\Sigma = \left(\sum_j \alpha_{ij}(1 - \beta_{ij})\right)^{-1} M_\Sigma \end{cases} \quad (3.94)$$

Ainsi,

$$E'_{c_j} = E_{c_j} + \alpha_{ij}(1 - \beta_{ij})M'_\Sigma(v_g^2 + v_j^2) \quad (3.95)$$

En posant $\gamma = \left(\sum_j \alpha_{ij}(1 - \beta_{ij})\right)^{-1}$, on retrouve l'expression de l'Equation 3.92.

3.5.4 Conservation des métaux et d'énergie thermique

En suivant le même raisonnement que pour la conservation de masse on trouve :

$$\begin{cases} m'_j z'_{k_j} = m_j z_{k_j} + \alpha_{ij} M'_\Sigma z'_k - \alpha_{ij} \beta_{ij} M'_\Sigma z_{k_j} \\ M'_\Sigma z'_k = M_\Sigma z_k + \sum_j \alpha_{ij} \beta_{ij} M'_\Sigma z_{k_j} \end{cases} \quad (3.96)$$

Ainsi,

$$\begin{cases} z'_{k_j} = \frac{m_j}{m'_j} z_{k_j} + \alpha_{ij} \frac{M'_\Sigma}{m'_j} (z'_k - \beta_{ij} z_{k_j}) \\ z'_k = z_k + \sum_j \alpha_{ij} \beta_{ij} (z_{k_j} - z_k) \end{cases} \quad (3.97)$$

De même,

$$\begin{cases} m'_j U'_j = m_j U_j + \alpha_{ij} M'_\Sigma U'_g - \alpha_{ij} \beta_{ij} M'_\Sigma U_j \\ M'_\Sigma U'_g = M_\Sigma U_g + \sum_j \alpha_{ij} \beta_{ij} M'_\Sigma U_j \end{cases} \quad (3.98)$$

D'où,

$$\begin{cases} U'_j = \frac{m_j}{m'_j} U_j + \alpha_{ij} \frac{M'_\Sigma}{m'_j} (U'_g - \beta_{ij} U_j) \\ U'_g = U_g + \sum_j \alpha_{ij} \beta_{ij} (U_j - U_g) \end{cases} \quad (3.99)$$

3.5.5 Forme des termes β_{ij}

β_{ij} est fonction de la distance d_{ij} entre les particules i et j. Les seules contraintes que nous nous sommes données sur β_{ij} sont :

$\beta_{ij}(0) = 1$ et $\beta_{ij}(d_{ij}) = 0$ pour d_{ij} tendant vers l'infini.

Les particules recevant les éjections d'une particule stellaire sont telles que :
 $0 < d_{ij} < h_j + h_i$, h_j et h_i étant respectivement les longueurs de lissage de i et j .

On pose $h_{ij} = \frac{1}{2}(h_j + h_i)$.

Étant donné qu'il n'y a pas raison de définir β_{ij} en dehors de l'intervalle $[0, 2h_{ij}]$, nous nous imposons $\beta_{ij}(2h_{ij}) = 0$.

β_{ij} traduit le fait que l'on moyenne sur un volume une quantité vectorielle dont le champ est radial par rapport à l'origine. La moyenne est pondérée par la densité qui est, dans le cas des particules de gaz, continue et décroissante suivant le rayon.

Ainsi, on choisit β_{ij} continue et décroissante sur $[0, 2h_{ij}]$.

Finalement, pour des raisons de simplicité, nous prenons β_{ij} comme étant la fonction spline du profil de densité des particules de gaz, qui est une fonction correspondant aux critères.

3.6 Adaptation du pas de temps

J'ai été mené à réaliser deux modifications sur la version initiale du code pour la détermination du pas de temps du code numérique.

D'une part, afin d'éviter des accumulations d'erreurs de troncation dans la valeur des pas de temps (ces erreurs peuvent avoir des répercussions sur la sauvegardes des pas de temps), j'utilise une valeur de pas de temps quantifiée par la valeur du pas de temps minimal Δt_{min} .

D'autre part, les masses et l'énergie éjectées des particules stellaires vers les particules de gaz sont dépendantes du temps en raison de la durée de vie des progéniteurs des supernovae. Une particule stellaire nouvellement formée éjecte beaucoup de masse et d'énergie sur une échelle de temps courte⁶, contrairement aux particules stellaires plus anciennes. Ainsi, dans le but de déterminer précisément le lieu où une particule stellaire doit éjecter une fraction de sa masse et de l'énergie, nous devons tenir compte de l'échelle de temps sur laquelle se déroule ces phénomènes.

La contrainte due aux supernovae sur le pas de temps ne provient pas de la perte de masse d'une particule puisque nous intégrons de façon explicite la perte de masse d'une particule stellaire au cours du temps. Cette contrainte est uniquement relative aux échanges (énergie et matière) des particules stellaires vers les particules de gaz.

L'éjection de la matière des supernovae d'une particule est déterminée par l'Equation 3.100. On définit le temps caractéristique d'éjection de la matière par $t_{eject} = (dF/dt)(dF^2/d^2t)^{-1}$, avec :

$$F(t) = \int_{m_{TO}}^{M_{max}} (1 - w(m))\Phi(m)dm + m_{WD} \left(\int_{M_{p,l}}^{M_{p,u}} \frac{\Phi(m)}{m} dm \right) \sum_{i=1}^{i=2} b_i \int_{m_{i,1}}^{m_{d,l,i}} \frac{\Phi_d(m)}{m} dm \quad (3.100)$$

De la même façon l'éjection d'énergie des supernovae d'une étoile de masse est définie par la somme de la contribution N des supernovae de type II et Ia.

$$N(t) = \left(\int_{M_{p,l}}^{M_{p,u}} \frac{\Phi(m)}{m} dm \right) \sum_{i=1}^{i=2} b_i \int_{m_{i,1}}^{m_{d,l,i}} \frac{\Phi_d(m)}{m} dm + \int_{m_1}^{M_{TO}(t)} \frac{\Phi(m)}{m} dm \quad (3.101)$$

Le temps caractéristique d'éjection de l'énergie est défini par $t_{SN} = (dN/dt)(dN^2/d^2t)^{-1}$.

Les notations sont identiques à celles des équations Equation 3.23, 3.24 et 3.25.

Les deux temps caractéristiques sont minorés par la fonction analytique Δt_* (Figure 3.11) :

$$\Delta t_* = \frac{\tau}{2} G(\tau) \quad G(\tau) = \left(1 + \left(5 \times 10^6 / p \right)^3 \right)^{-1} \quad (3.102)$$

τ est l'âge de la particule stellaire.

$p = \max(\tau(M_{max}), \tau)$, p en millions d'années.

$\tau(M_{max})$ est l'âge de la particule stellaire correspondant au temps de vie de l'étoile de masse maximale (M_{max}) définie par l'intervalle de masse de l'IMF.

6. Les étoiles les plus massives éjectent beaucoup de masse et d'énergie, et ont une durée de vie courte.

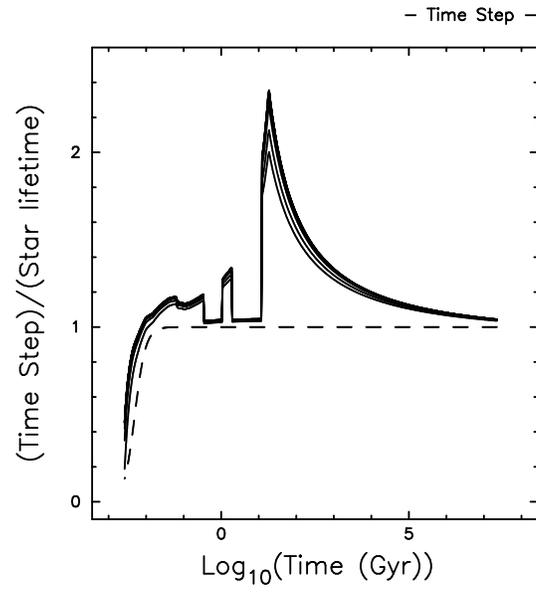


FIG. 3.11 – Temps caractéristique associé aux particules stellaires, définie comme étant le minimum entre t_{ejec} et t_{SN} pour des métallicité $[Z/Z_{\odot}]$ de -10 à 0.5 . La ligne discontinue correspond à la fonction G (Equation 3.102).

3.7 Fonction de refroidissement

Dans notre étude, le milieu interstellaire est enrichi en métaux au cours du temps par les explosions de supernovae. Afin d'avoir une description cohérente nous considérons une fonction de refroidissement Λ dépendant de la métallicité :

$$\frac{d}{dt}u_i^{cool} = -\frac{\Lambda(T, Z)}{\rho} \quad (3.103)$$

De façon générale, aucune étude ne considère la description de la fonction de refroidissement sur tout l'intervalle de température que l'on peut rencontrer dans le milieu interstellaire et intergalactique. Ceci est dû à la diversité des processus physiques qui interviennent successivement ou conjointement suivant la température T . Pour une température inférieure à 10^4 K, les processus de refroidissement dus aux molécules sont dominants. Au-dessus, il faut considérer le refroidissement d'un plasma chaud.

Nous reprenons la compilation de fonction de refroidissement de Chiosi et al. 1998 [41]. Notons que Chiosi et al. présentent leur fonction de refroidissement avec une densité de particules n , $n^2 = 10$ particules².cm⁻⁶. De la même façon que Carraro et al. 1998 [38], nous présentons la fonction de refroidissement (Figure 3.12) avec une densité de particules n , $n^2 = 1$ particules².cm⁻⁶, afin de s'ajuster sur les valeurs initiales des différents auteurs à l'origine des courbes de refroidissement.

Les processus de refroidissement moléculaire des molécules de H₂ et CO sont dominants pour des températures inférieures à 10^4 K (Carraro et al. 1998 [38]). L'hydrogène moléculaire refroidit efficacement un gaz par les états excités de rotation et de vibration dus à la collision avec un atome d'hydrogène ou une autre molécule d'hydrogène. Entre 100 K et 10^4 K, le refroidissement de l'hydrogène moléculaire est totalement dominant, et on peut négliger la dépendance de la fonction de refroidissement avec la métallicité du gaz. Le refroidissement moléculaire de l'hydrogène que nous considérons, correspond aux études de Hollenbach et McKee 1979 [97]. Pour des températures en dessus de 100 K, la molécule de CO devient la principale source de refroidissement (Theis 1992 [235]). L'approximation analytique (Equation 3.104) de la fonction de refroidissement du CO est paramétrisée par une dépendance en loi de puissance en fonction de l'abondance du Fer, [Fe/H], et de la température T :

$$\Lambda(\text{CO}) = 3.2 \times 10^{-31} 10^{[\text{Fe}/\text{H}]} \sqrt{T} \quad \text{erg.cm}^3.\text{s}^{-1} \quad (3.104)$$

Au-dessus de 10^4 K nous considérons la fonction de refroidissement déterminée par Sutherland & Dopita 1993 [232] et qui décrit le refroidissement d'un plasma en équilibre collisionnel sur l'intervalle 10^4 à $10^{8.5}$ K, avec une dépendance en métallicité paramétrisée par l'abondance du Fer pour $-3 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.5$, et à métallicité nulle par $[\text{Fe}/\text{H}] = -10$. La fonction de refroidissement inclut les effets de recombinaison des ions des métaux les plus abondants ainsi que le Bremstralung. L'approximation par la paramétrisation des courbes par l'abondance du Fer suppose que la métallicité correspond à celle calculée avec des abondances proportionnelles aux abondances solaires pour $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.5$. Pour $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$ la proportionnalité se fait sur la composition d'un gaz n'ayant subi que l'enrichissement chimique en provenance de supernovae de type II. Pour $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$ une moyenne des deux est considérée.

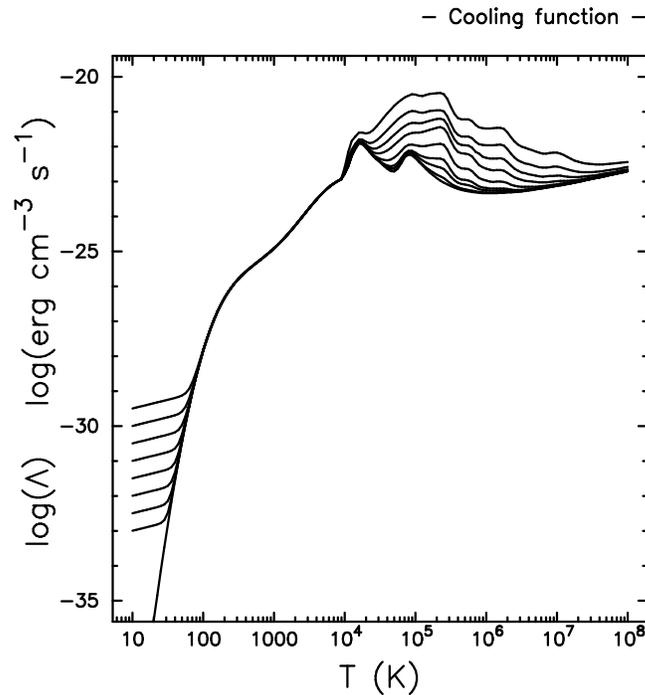


FIG. 3.12 – Fonction de refroidissement $\Lambda(T, Z)$. Les différentes courbes correspondent, du bas vers le haut, à des abondances $[Fe/H]$ de $(-10, -3, -2.5, -2, -1.5, -1, -0.5, 0.0, 0.5)$.

J’ai implémenté la fonction de refroidissement $\Lambda(T, Z)$ sous la forme d’une tabulation bi-dimensionnelle. En effet, une approximation analytique des différentes courbes, en reprenant les expressions des différents auteurs, conduit à un nombre conséquent d’opérations impliquant un temps de calcul très onéreux. Parmi les différentes méthodes considérées, l’approche la plus rapide (gain d’un facteur 6 en temps de calcul par rapport à une approximation analytique) est de faire interpolation bi-linéaire sur un tableau $T(\log(T), [Fe/H])$ échantillonné avec un pas constant respectivement en $\log(T)$ et en $[Fe/H]$.

Si le milieu interstellaire atteint une abondance en Fer supérieure à 0.5, nous considérons que le gaz se refroidit comme un gaz avec une abondance en Fer de 0.5 afin d’éviter une extrapolation en dehors des valeurs tabulées. Lors de nos simulations, la majorité des systèmes considérés ne comportait pas de gaz avec un tel enrichissement chimique en Fer.

3.8 Conditions initiales

Notre étude porte sur l'évolution intrinsèque d'objets auto-gravitant isolés. Afin d'étudier l'évolution précoce d'une galaxie, nous considérons des conditions initiales qui s'affranchissent un maximum de configurations morphologiques prédéfinies telles qu'un bulbe ou un disque stellaire ou de gaz ou une distribution de métaux préexistante. Nous désirons aboutir sur une structure disque de galaxie de type tardif afin de voir a priori la croissance d'un bulbe. Les simulations de formation de galaxies considérant des conditions du type fluctuation CDM aboutissent de façon générale à des galaxies de types précoce (Abadi et al. 2003 [3]). Les simulations du type effondrement monolithique aboutissent à des galaxies disques identifiables à des galaxies de type tardif (Berczik 1999 [23]). Ainsi, pour notre étude nous allons considérer ce deuxième type de conditions initiales.

Nos objets doivent avoir des propriétés initiales compatibles avec un contexte cosmologique : composition chimique, profil de densité, température du gaz, composition chimique, moment angulaire.

3.8.1 Composition proto-galactique

Le rapport de la masse de la matière baryonique sur la masse de la matière noire (Ω_{BM}/Ω_{DM}) est de l'ordre de 0.1 (cf. Turner 1999 [245]).

Ainsi, la composition initiale de nos objets correspond, en terme de masse, à 90% de matière noire et 10% de gaz. Le gaz a la composition déduite de la nucléosynthèse primordiale⁷ et est constitué en fraction de masse de 76% d'Hydrogène ($X = 0.76$) et de 24% d'Hélium ($Y = 0.24$) et ne comporte aucun métal ($Z = 0$).

3.8.2 Géométrie du système et profil de densité

Nous choisissons une géométrie sphérique. La simplicité de la géométrie permet de ne pas faire d'hypothèse a priori, d'une part, sur l'existence d'un disque galactique, et d'autre part, sur la création, ou non, d'une structure centrale de type bulbe, une fois l'objet effondré.

On suppose que la matière est distribuée suivant une symétrie sphérique exprimée par un profil de densité radiale ρ . Nous considérons différents types de profils en loi de puissance définis par :

$$\rho(r) = \frac{M_{total}(3 - \alpha)}{4\pi R_{ini}^{(3-\alpha)} r^\alpha} \quad (3.105)$$

M_{total} est la masse à l'intérieur du rayon R_{ini} (que l'on nommera rayon initial).

Les profils sont générés par la méthode de déformation de grille (voir Annexe B). L'étude porte principalement sur une distribution initiale non biaisée de matière dans le sens où initialement le gaz et la matière noire suivent le même profil de densité. Dans la lignée des travaux de Navarro & White 1993 [152], Raiteri et al. 1996 [180], Carraro et al. 1998 [38], Curir & Mazzei 1999 [52], Lia et al. 2000 [121] et Lia et al. 2002 [122], nous considérons principalement un profil initial en $1/r$. Un tel profil correspond à une

7. Les éléments plus lourds que l'hélium sont en fraction négligeable. Leur contribution individuelle est de moins de $10^{-7}\%$ (cf. Reeves 1992 [182], Vangioni-Flam et al. 2000 [247]).

distribution centrale de matière de type NFW caractéristique des halos de matière noire obtenus dans le cadre des simulations hiérarchiques (Navarro et al. 1996 [154]) et est aussi représentatif d'un Univers en expansion en raison de la dépendance radiale du temps de chute libre locale du système (Lia et al. 2000 [121], Aguilar & Merrit 1990 [5]). Par ailleurs, un profil $r^{-\alpha}$ est la forme du profil moyen d'un pic de sur-densités issu de fluctuations de type CDM (Lokas 2000 [126]).

3.8.3 Température du gaz

La température initiale (T_{ini}) du système peut être déterminée en supposant un effondrement adiabatique pour atteindre la configuration initiale de matière en $\rho \propto r^{-\alpha}$. De la même manière que Steinmetz & Muller 1995 [229], le gaz initial peut être supposé uniquement chauffé par le fond diffus, aucune étoile n'ayant encore été créée. Dans ce cas la température initiale de notre gaz est tel que :

$$T_{ini} = T(z_{ini}) = T(z = 0) (1 + z) \quad (3.106)$$

Toutefois, on constate que la température du gaz du système est principalement déterminée par le chauffage dû aux chocs lors de l'effondrement initial. Comme le montre la Figure 3.13, la température initiale de gaz influe peu sur les caractéristiques de l'objet post-effondrement.

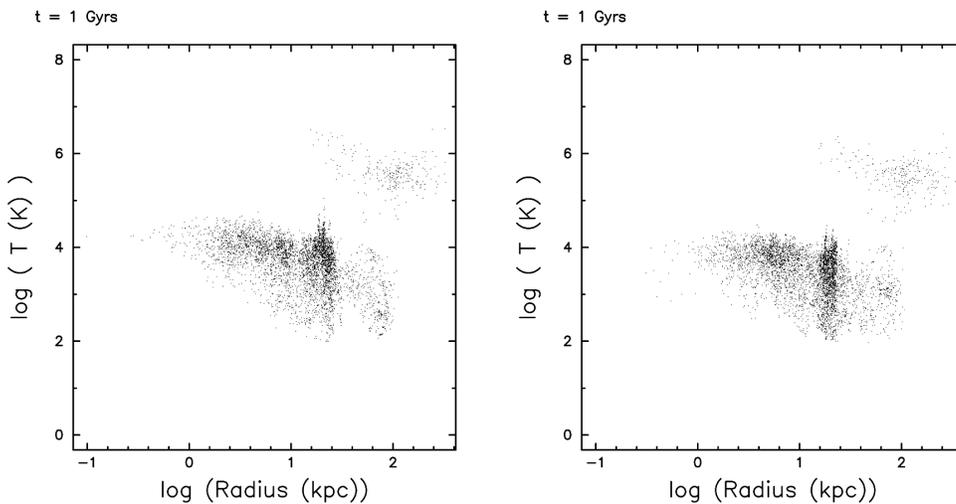


FIG. 3.13 – *Température du gaz après effondrement. À gauche, la température initiale du gaz est de 10^3 K et à droite de 10^5 K. On constate qu'après 1 milliard d'années d'évolution la distribution de température des particules dans le disque est la même.*

Navarro & White 1993 [152], Lia et al. 2002 [122] choisissent une température initiale de 10^4 K, se justifiant par la limite de refroidissement dû à l'hydrogène moléculaire (recombinaison à 13.6 eV). En tenant compte du refroidissement moléculaire de l'hydrogène nous pouvons toutefois atteindre des températures plus basses de l'ordre de 100 K. Le choix de la température initiale n'étant pas crucial, nous choisissons une température $T_{ini} = 1000$ K.

3.8.4 Paramètre de rotation

Dans le cadre des modèles hiérarchiques, l'acquisition du moment angulaire par les objets proto-galactiques s'effectue par les effets de marées exercés par la distribution de matière à grande échelle. Compte tenu de nos hypothèses, l'effet des grandes échelles ne peut être explicitement pris en compte. Afin que nos objets possèdent un moment angulaire, nous imposons à nos objets d'être en rotation solide autour d'un axe (Lia et al. 2000 [121]). Il faut toutefois souligner que la mise en rotation de nos objets de cette façon ne modélise que partiellement une mise en rotation par effet de marée. En effet, la théorie linéaire de la croissance des fluctuations implique qu'un objet sphérique ne peut pas acquérir de moment angulaire (Steinmetz & Müller 1995 [229]). Dans le cadre de notre étude, l'origine de la mise en rotation de nos objets importe peu et seul la présence d'un moment angulaire est importante.

Le moment angulaire fourni à notre système est défini par le paramètre adimensionnel λ nommé paramètre de rotation (*spin parameter*) (Peebles 1969 [167]) :

$$\lambda^2 = \frac{L^2 |E_c + E_g|}{G^2 M^5} \quad (3.107)$$

ou :

L est le moment angulaire, E_c est l'énergie cinétique, E_g est l'énergie potentielle gravitationnelle et M est la masse.

Le système étant en rotation solide initialement, nous pouvons exprimer directement le moment angulaire J et l'énergie cinétique E_c du système en fonction de la vitesse angulaire ω de l'objet :

$$\lambda^2 = \frac{(I\omega)^2 |\frac{1}{2}I\omega^2 + E_g|}{G^2 M^5} \quad (3.108)$$

I est le moment d'inertie.

L'objet étant initialement en effondrement $E_g + E_c < 0$, ainsi :

$$\lambda^2 G^2 M^5 + \frac{1}{2} I^3 \omega^4 + I^2 E_g \omega^2 = 0 \quad (3.109)$$

On constate que le paramètre de rotation est croissant avec la vitesse angulaire et est lié par une relation proche d'une relation linéaire. L'énergie cinétique du système étant faible par rapport à son énergie potentielle ($I\omega^2 \ll |2E_g|$), on montre en première approximation que $\lambda \propto \omega$. ($\lambda \simeq I(-E_g)^{1/2} G^{-1} M^{5/2} \omega$).

3.8.5 Simulations

Le tableau présente les simulations utilisées pour ce chapitre et les suivants. Pour l'ensemble des simulations, la masse totale (i.e. DM + baryon) est fixé à $M = 10^{12} M_\odot$. De même, nous fixons la fraction baryonique à 10%, la température initiale du gaz à 1000 K, la composition chimique initiale du gaz et le profil de gaz tel que $\alpha_{gaz} = 1$.

Le reste des variables sont des quantités que nous avons fait varier, et sont présentées dans le Tableau 3.5.

λ	R_{ini} (kpc)	α_{DM}	c_*	Nb Gaz	Nb DM	Masse Stellaire	Durée 10^9 années	CPU (Hrs)
0.12	100	1	0.1	5000	3000	Fraction $n_m = 4$	2.0	180
"	"	"	"	"	"	"	1.5	110
"	"	"	"	"	"	"	1.0	25
"	"	"	"	"	"	Fraction $n_m = 10$	2.0	430
"	"	"	"	"	"	Fixe $M_g/M_* = 25\%$	2.0	270
"	"	"	"	"	"	Fixe $M_g/M_* = 7\%$	3.0	1950
"	"	"	0.006	"	"	"	5.0 (*)	4100
0.16	"	"	"	"	"	"	3.0	1500
0.14	"	"	"	"	"	"	3.0	1550
0.10	"	"	"	"	"	"	3.0	1800
0.08	"	"	"	"	"	"	3.0	2020
0.05	"	"	"	"	"	"	3.0	2230
0.03	"	"	"	"	"	"	3.0	2910
0.12	"	2	"	"	"	"	2.5	910
"	80	"	"	"	"	"	2.5	1100
"	50	"	"	"	"	"	2.0	940
"	50	2 (**)	"	"	"	"	1.5	9
0.03	100	1	/	"	"	/	4.0	120
"	"	2	/	"	"	/	4.0	125
0.12	"	1	/	"	"	/	4.0	40
"	"	2	/	"	"	/	4.0	42
0.16	"	1	/	"	"	/	4.0	30
"	"	2	/	"	"	/	4.0	35

TAB. 3.5 – Chaque ligne correspond à une simulation. De gauche à droite on trouve : la valeur du paramètre de rotation λ , le rayon initial R_{ini} , l'exposant du profil initial de matière noire α_{dm} , le paramètre de proportionnalité (c_*) de la formation stellaire (cf. chapitre suivant), les nombres de particules de gaz et de matière noire, la méthode d'assignation de la masse initiale de particules stellaires (cf. chapitre suivant), la durée physique de la simulation et son temps de calcul. Les six dernières lignes correspondent à des simulations sans formation stellaire.

(*) Simulation 3+2 milliards d'années. Cette simulation correspond au modèle de référence.

(**) Pour cette simulation le profil de matière noire est figée.

Chapitre 4

Qualifications des modèles

Dans cette partie, je présente les différentes expériences effectuées afin, d'une part de contraindre les paramètres libres de la formation stellaire (masse des particules stellaires et paramètre c_*), et d'autre part de définir les valeurs des paramètres physiques de la simulation (moment angulaire, dimension et profil de densité) conduisant à des objets morphologiquement et chimiquement compatibles avec des galaxies spirales.

L'ensemble des conclusions de ce chapitre nous permettra de définir un modèle de référence pour l'application à l'étude de l'évolution des galaxies.

Dans cette partie, les étapes de mon travail ont été :

- Étude de la formation stellaire et de ses implications chimiques.
 - Étude de la morphologie et de la dynamique des objets simulés.
 - Qualification d'un modèle de référence.
-

4.1 Formation d'étoiles

Dans le modèle considéré, la formation stellaire repose sur la prescription de formation présentée dans le chapitre 3. La prescription permet de déterminer le lieu où la formation d'étoiles va se produire. Dans ces zones, une fraction de masse des particules de gaz est transformée en particules stellaires. Nous discutons dans les paragraphes suivants la manière dont nous avons choisi la masse des particules stellaires, puis de quelle façon nous avons ajusté le taux de formation d'étoiles.

4.1.1 Masse des particules stellaires

On distingue deux approches générales pour assigner une masse aux particules stellaires.

La première approche consiste à assigner les masses en tenant compte des temps caractéristiques des processus physiques locaux en jeu lors de la formation stellaire. Une telle approche a été discutée par Buonomo et al. 2000 [34] : la masse est fonction du rapport entre le temps dynamique local et le pas de temps d'intégration numérique. La loi considérée (Equation 4.2) est une exponentielle décroissante qui traduit la masse de gaz accrétée par la zone de formation stellaire sur la durée d'un pas de temps. Cette masse correspond à l'expression intégrée de l'Equation 4.1 qui traduit une loi de type Schmidt (Schmidt 1959 [204]).

$$-\frac{\partial \rho_*}{\partial t} = \frac{\partial \rho_g}{\partial t} = -\frac{\rho_g}{t_*} \quad (4.1)$$

$$m_* = m_g \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{t_*}\right) \right] \quad (4.2)$$

t_* est l'échelle temps caractéristique de la formation stellaire. ρ et m sont respectivement les densités et les masses de gaz (indice g) et stellaires (indice $*$).

Les particules stellaires créées dans des zones de formation rapide ($\Delta t/t_*$ petit) se voient attribuer une fraction de masse de gaz importante. À l'opposé, les particules stellaires formées dans des zones de formation lente ($\Delta t/t_*$ grand), sont de faible masse. Ainsi, cette méthode peut potentiellement conduire à la formation en grand nombre de particules stellaires de petites masses (Buonomo et al. 2000 [34]). Bien que l'interprétation physique de cette méthode soit attractive (tous les groupes d'étoiles n'ont pas la même masse), la création d'un nombre conséquent de particules est problématique du point de vue des ressources numériques. En effet, du point de vue numérique, une particule stellaire de faible masse demande autant de temps de calcul qu'une particule de masse plus grande, bien que son influence chimique et dynamique soit moindre.

Pour palier à ce problème, on définit une seconde méthode qui consiste à définir la masse des nouvelles particules stellaires indépendamment des échelles de temps locales. Une première solution est de former la nouvelle particule stellaire après un délai temporel τ de telle façon qu'une fraction ϵ de la masse de gaz ait le temps de se convertir en étoiles (Navarro & White 1993 [152], cas $\epsilon = 0.5$). D'après l'Equation 4.2, ceci correspond à un délai de $\tau = -\ln(1 - \epsilon)t_*$. ϵ est identifiable au paramètre d'efficacité de conversion du gaz en étoiles dans les sites de formation. Cette valeur est mal connue

et varie observationnellement d'un site de formation stellaire à un autre de 1% à 40% (Duerr et al. 1982 [65], Wilking & Lada 1983 [257], Krause et al. 2003 [116]). La valeur de t_* est rattachée à la valeur d'une échelle de temps t_c mesurable dans les simulations et qui correspond habituellement au temps de chute libre (Navarro & White 1993 [152]) ou à la valeur minimum entre le temps de chute libre et le temps de refroidissement (Katz 1992 [107]). Le paramètre c_* (paramètre de proportionnalité) est défini comme étant le rapport t_c/t_* . La valeur de c_* est très variable d'un auteur à l'autre ($c_* = 0.01$ Tissera et al. 2000 [241], $c_* = 0.033$ Abadi et al. 2003 [2], $c_* = 0.1$ Katz 1992 [107], Tissera et al. 2000 [241], Alimi et al. 2003 [6], $c_* = 0.2$ Raiteri et al. 1996 [180], $c_* = 0.5$ Kawata & Gibson 2003 [104], $c_* = 1$ Chiosi 1998 [41]). Il est ajusté pour obtenir des résultats cohérents avec les observations.

Afin de tenir compte de l'incertitude sur le processus de formation stellaire, le délai de formation peut être introduit de façon aléatoire, comme dans Katz 1992 [107]. Le délai temporel correspond à la probabilité $P(G \rightarrow S)$ de former une particule stellaire après un temps Δt . Il a pour expression :

$$P(G \rightarrow S) = 1 - \exp\left(\frac{-c_*\Delta t}{t_c}\right) \quad (4.3)$$

C'est la méthode que nous considérons dans notre modèle et qui a été présentée dans le chapitre 3. En effet, les processus inclus dans le code imposent des durées de simulations longues (plusieurs centaines d'heures, cf. chapitre 3). Par conséquent, et afin de réduire le temps de calcul, nous choisissons une méthode dans laquelle les masses sont indépendantes des échelles de temps locales. De cette façon, nous garantissons d'avoir des masses de particules stellaires significatives ($>10^5 M_\odot$).

Compte tenu des incertitudes sur les valeurs de ϵ et de c_* , nous avons effectué un ensemble de simulations afin de fixer ces deux quantités. Nous avons considéré deux approches : la première méthode consiste à attribuer à la particule stellaire une fraction fixe de la particule de gaz de laquelle est issue. La seconde méthode consiste à garder une masse initiale constante pour toutes les particules stellaires. Dans les deux cas, la valeur de la masse de la particule stellaire est définie en terme de fraction de masse de particule de gaz. Ainsi, la valeur de la masse des particules de gaz nous sert de référence pour la résolution en masse du modèle. Toutefois, comme nous allons le voir, les implications respectives des deux méthodes sur l'évolution chimique ne sont pas identiques.

Assignment d'une fraction fixe de masse de gaz

De nombreux auteurs (Raiteri et al. 1996 [180], Steinmetz & Müller 1994 [228], Alimi et al. 2003 [6]) assignent une masse à la particule stellaire valant une fraction ϵ de la masse de gaz dont elle est issue. Cette assignation correspond à l'identification formelle de la particule de gaz comme étant un nuage de gaz formant un ensemble d'étoiles. Ainsi, le paramètre ϵ est identifié à l'efficacité de conversion du gaz en étoiles dans les zones de formation stellaire.

Sans éjection de masse, cette méthode impose une série de masse pour les particules stellaires de type $M_n = M_{g_0} \epsilon (1 - \epsilon)^n$, où M_n est la masse de la n -ième particule stellaire issue d'une particule de gaz de masse initiale M_{g_0} . Ainsi, les particules stellaires sont d'autant plus massives qu'elles ont été formées tôt dans l'histoire de la galaxie. Cette technique est particulièrement adaptée à la phase d'effondrement initiale dans laquelle le

taux de formation d'étoiles est maximum. Afin de ne pas créer un trop grand nombre de particules stellaires et de limiter le nombre de particules de petites masses, une particule de gaz ne peut former qu'un nombre limité de particules stellaires (Raiteri et al. 1996 [180]).

Dans un premier temps nous avons fixé ce nombre, n_m , à 4 et à $\epsilon = 1/3$ (Alimi et al. 2003 [6]). Après la phase d'effondrement initiale ($t_{dyn} = 500$ millions d'années, plus de 95% des particules se trouvant dans le disque galactique ont déjà formé quatre particules stellaires. Après la phase d'effondrement initial, le taux de formation d'étoiles¹ (SFR) décroît rapidement. Nous avons voulu évaluer dans quelle mesure la limitation en nombre de particules stellaires formées influait sur la décroissance du SFR.

Afin de distinguer la décroissance du SFR induite par la dynamique du système et celle induite par le nombre maximum de particules stellaires par particule de gaz, nous avons augmenté n_m de 4 à 10. La masse d'une particule stellaire formée avec cette nouvelle valeur est d'autant plus petite que n_m est grand. Le système produit davantage de particules mais leurs masses étant plus faibles (si on néglige les éjections stellaires, 80% de la masse de gaz se trouve dans les 4 premières générations et 17% dans les générations supérieures), la modification du SFR n'est pas significative. Le nombre de particules ayant formées 10 étoiles est atteint très rapidement. La Figure 4.1 présente les deux SFR, respectivement pour n_m valant 4 et 10. La forme du taux de formation d'étoiles est peu dépendante de ce choix. Les particules sont majoritairement produites autour de 500 millions d'années. Ainsi, il n'est pas possible de préserver un nombre suffisant de créations d'étoiles sur 15 milliards d'années, en augmentant simplement le nombre n_m ,

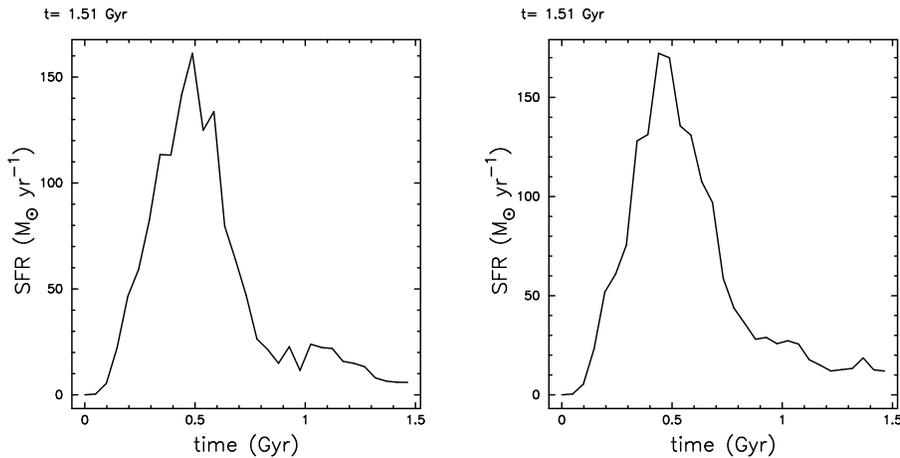


FIG. 4.1 – Taux de formation d'étoiles associé à $n_m = 4$ à gauche, et à $n_m = 10$ à droite.

Dans le cadre d'une étude purement dynamique cette limitation n'est pas réellement contraignante puisque la conversion du gaz en étoiles est significativement dominée par le taux de formation au moment de l'effondrement initial. Toutefois, l'étude chimique apporte une contrainte beaucoup plus importante en raison de l'enrichissement chimique du système. Les particules de gaz susceptibles de former des étoiles limitées par n_m ne pourront conduire à la formation d'étoiles à des époques avancées de l'évolution de la galaxie. Dans ce cas, nous empêchons artificiellement de créer des étoiles enrichies en

1. SFR : Star Formation Rate.

métaux. L'enrichissement chimique moyen du gaz étant croissant avec le temps, cet effet est accru pour les population d'étoiles riches en métaux. Afin de ne pas biaiser nos études sur les quantités chimiques, nous ne devons donc pas imposer une limitation explicite sur le nombre total de particules stellaires formées à partir d'une particule de gaz.

Une solution envisageable serait simplement de supprimer l'existence de n_m . Toutefois, cette méthode conduit à des particules stellaires de faible masse à mesure que le gaz est consommé. Ceci implique la création d'un nombre illimité de particules stellaires et conduit inévitablement au dépassement des capacités numériques. De plus, pour une telle solution, la résolution spatiale de l'enrichissement chimique dépend de la génération de la partie stellaire. Une particule stellaire de première génération sera massive et diffusera ses métaux à une position donnée unique dans le plan galactique, alors que pour une même masse stellaire globale, un ensemble de particules de génération suivante aura la possibilité de diffuser ses métaux individuellement, et donc de conduire à une meilleure résolution spatiale. On voit ici que la résolution en masse des particules stellaires influe sur la précision à laquelle l'évolution chimique est suivie lors de l'éjection des métaux. Ainsi, afin de garantir une résolution chimique indépendante du temps auquel la particule stellaire s'est formée, la solution que nous avons retenue est celle de l'assignation d'une masse initiale fixe.

Assignation d'une masse initiale fixe aux particules stellaires

Nous choisissons une masse de l'ordre de $10^6 M_\odot$. Ce choix nous permet d'identifier les particules stellaires à des amas d'étoiles, cette masse étant typiquement celle d'un gros amas globulaire. L'identification d'une particule stellaire à un amas d'étoiles permet d'aborder la description de l'évolution chimique de manière cohérente en assignant une fonction de masse initiale² (IMF), un âge et une métallicité à chaque particule stellaire. Comme pour un amas d'étoiles, les étoiles composant une particule stellaire sont issues de la même région de la galaxie et donc créées à partir du même gaz.

Toutefois l'analogie particule stellaire/amas d'étoiles a ses limites qu'il est important de rappeler. En effet, dans une galaxie telle que la nôtre, on dénombre de l'ordre de 200 amas globulaires, alors que nos simulations produisent 500 fois plus de particules stellaires. Les observations montrent que les étoiles se forment dans des ensembles moins massifs et moins compacts que des amas globulaires : les associations d'étoiles où les amas ouverts³. Avec le temps, les étoiles perdent leur appartenance aux associations (ou amas) et évoluent de façon individuelle. Cependant, l'impossibilité de suivre les étoiles de façon individuelle dans une simulation numérique justifie la description des particules stellaires en tant qu'amas massif de type amas globulaire, ce qui correspond à un choix cohérent avec notre résolution en masse (10^6 à $10^7 M_\odot$). Cette analogie a l'avantage pratique d'être facile à interpréter tant au niveau dynamique qu'au niveau chimique.

Afin d'éviter de former des particules de gaz de faible masse, nous limitons la formation d'une particule stellaire au cas des particules de gaz ayant une masse supérieure à la masse d'une particule stellaire plus une fraction (1%) de sa masse initiale. À la différence de la méthode précédente (i.e. assignation d'une fraction fixe de masse de gaz), si une particule de gaz gagne de la masse suite aux éjections stellaires, elle sera susceptible de former un nombre non-limité de particules stellaires, ce qui assure de former des popula-

2. IMF : Initial Mass Function

3. Il n'est pas certain que les étoiles naissent dans des amas.

tions d'étoiles riches en métaux. Il est bon de préciser que cette non-limitation n'implique pas, dans ce cas, un nombre illimité de création de particules stellaires. L'IMF que nous considérons implique que près de 3/4 de la masse d'une particule stellaire ne retourne pas dans le milieu interstellaire sous forme de gaz, mais constitue la masse de résidus de l'évolution stellaire (naines blanches, étoiles à neutrons). La première génération de particules stellaires a une masse totale correspondant au plus à la masse totale de gaz. Ainsi, cette première génération est, au plus, composée de M_g/M_* particules stellaires. La masse totale éjectée tend asymptotiquement vers une valeur d'environ 1/4 pour notre choix d'IMF. La seconde génération d'étoiles va donc au plus conduire à la formation de $\frac{1}{4}M_g/M_*$ particules, etc. Le nombre maximal de particules stellaires par génération suit donc une suite arithmétique dont la somme vaut, à la n -ième génération :

$$\frac{1 - (1/4)^n}{1 - 1/4} < 4/3 \quad (4.4)$$

Ainsi, le nombre maximal de particules stellaires est majoré par $\frac{4}{3}(M_g/M_*)$.

– **Choix de la masse :** Nous allons à présent montrer l'importance du choix de la masse des particules stellaires. Afin de pouvoir se référer à la résolution en masse de la simulation, nous définissons la masse de la particule stellaire en terme de fraction de masse relative à la masse initiale des particules de gaz (initialement toutes les particules de gaz ont une masse identique).

Nous allons considérer deux cas. Afin de montrer les conséquences d'un choix non approprié sur le rapport de masse nous considérons, dans un premier temps, une masse de particule stellaire correspondant à 25% de la masse initiale d'une particule de gaz. Nous obtenons ainsi le même nombre de particules qu'avec $n_m = 4$. À la résolution en masse à laquelle sont effectuées nos simulations ($10^{11} M_\odot$ de gaz répartie sur 5000 particules de gaz), la masse des particules stellaires est de $5 \times 10^6 M_\odot$. La conversion de la masse de gaz en particules stellaires conduit rapidement à des particules de gaz de faibles masses, valant quelques pourcent de leur masse initiale ($\simeq 10^5 M_\odot$). La Figure 4.2 présente les 2 premiers milliards d'années d'évolution d'une galaxie vue par la tranche. Après la phase initiale d'effondrement, du gaz s'échappe à la verticale du plan galactique. Les particules éjectées du plan du disque sont de faible masse ($\simeq 10^5 M_\odot$) et correspondent à des particules ayant formé déjà plusieurs particules stellaires. À 2 milliards d'années, plus de 90 % des particules sont hors du plan galactique ($|z| > 4$ kpc) et seul un faible nombre de particule de gaz sert à décrire l'évolution du disque galactique. Pour l'étude chimique de la galaxie, nous désirons avoir une bonne résolution spatiale, mais les régions hors du disque galactique ne pas besoin d'avoir une telle résolution. Malgré le nombre important de particules éjectées, le halo de gaz reste une zone de faible densité relativement à celle du disque. Ce choix de masse de particule conduit donc à décrire des zones de faible densité avec beaucoup de particules de gaz, ce qui n'est pas souhaitable pour notre étude.

Il apparaît donc nécessaire d'éviter de former trop rapidement et en trop grand nombre des particules de gaz de faible masse. Afin de limiter le nombre de particule de gaz de faible masse, nous diminuons la masse des particules stellaires d'un demi-ordre de grandeur (diminution par un facteur 3.16) ramenant la masse de particule stellaire à 7% de la masse initiale des particules de gaz. Cette valeur correspond à l'ordre de grandeur

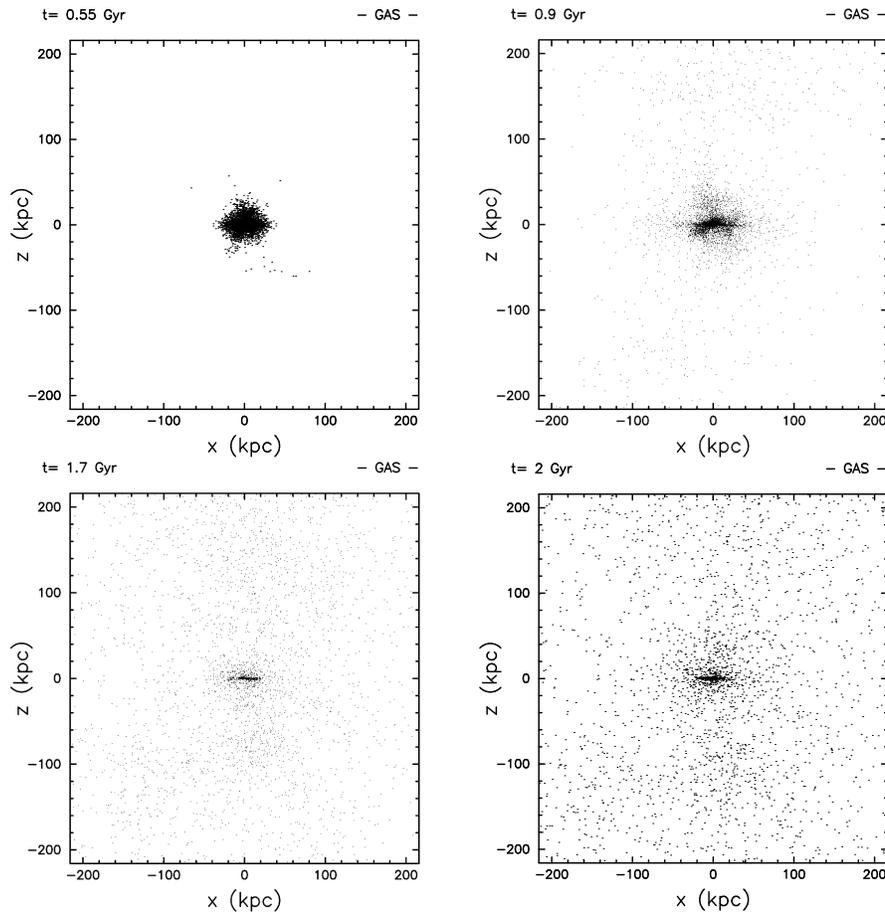


FIG. 4.2 – Évolution de la distribution du gaz sur 2 milliards d'années, pour $M_g/M_* = 25\%$.

de la fraction maximum de masse utilisée par Berczik (Berczik 1999 [23])⁴. La Figure 4.3 présente l'évolution de la galaxie dans le cas de particule stellaire de faible masse (7%). Elle illustre la distribution du gaz aux mêmes temps que dans la Figure 4.2. On note une très nette diminution du nombre de particules éjectées. Les particules stellaires étant plus petites, chacune d'entre elles chauffent moins le gaz alentour, le chauffage est donc plus homogène. De plus, les particules de gaz étant statistiquement plus massive, les supernovae chauffent localement une masse plus importante de gaz, ce qui implique moins de variation de température par unité de temps. Macroscopiquement, cela revient à conserver les particules de gaz dans le plan galactique. Nous assurons ainsi une bonne résolution dans le disque. La Figure 4.4 présente la distribution du gaz et des étoiles dans la galaxie en fonction de sa distance au plan galactique. Le panneau de gauche montre la distribution de l'ensemble de la matière baryonique, en haut pour un rapport de masse de 25% et en bas pour un rapport de 7% respectivement. L'histogramme montre que la distribution de la matière baryonique n'est pas modifiée par le choix du rapport de masse : 80% de la masse (étoiles + gaz) est localisé dans les 3 kpc autour du plan galactique. La

4. Berczik 1999 utilise une fraction maximale de 5%.

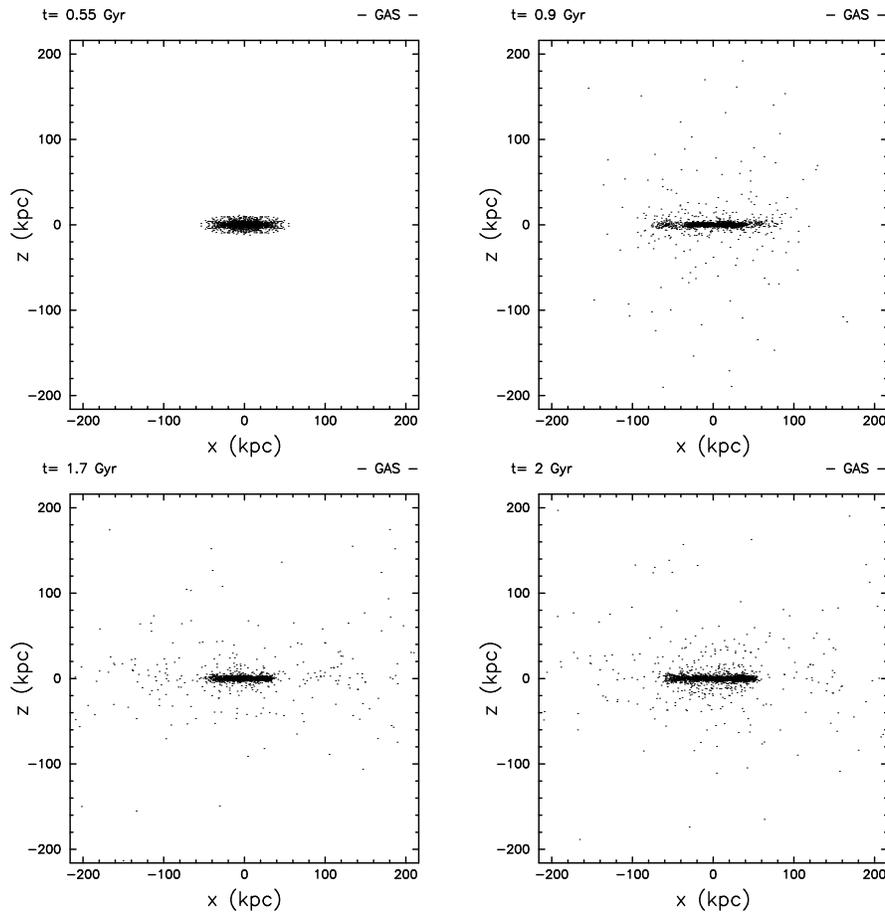


FIG. 4.3 – Évolution de la distribution du gaz sur 2 milliards d'années, pour $M_g/M_* = 7\%$.

masse de la galaxie n'est donc pas affectée par l'éjection de gaz précédemment décrite, ce qui montre qu'elle se produit après la formation de la majorité de la masse stellaire. Le panneau de droite montre la distribution du gaz, en haut pour un rapport de masse de 25% et en bas pour un rapport de 7% respectivement. La distribution du gaz dépend bien plus du choix de la valeur du rapport de masse. D'une part, pour le rapport à 25%, une fraction importante du gaz est observée au-delà de 5 kpc et correspond aux particules de faibles masses. D'autre part, il y a 5 fois moins de gaz dans le plan du disque ($|z| < 0.5$ kpc) par rapport au rapport de 7%. La quantité d'étoiles produite étant sensiblement identique pour les deux valeurs, il y a plus de masse de gaz éjectée dans le cas 25%. Le nombre de particules éjectées ne définit pas uniquement la masse à l'extérieur du disque mais aussi la résolution spatiale de la composante gazeuse au sein du disque. Ainsi, la diminution de la résolution favorise d'autant plus l'éjection du gaz en dehors du plan galactique. Cette dégradation numérique s'additionne au phénomène de chauffage des supernovae pour éjecter le gaz hors des zones utiles à notre étude.

Notre choix est guidé par notre approche de la chimie, toutefois il est nécessaire de remarquer que ce procédé d'assignation d'une masse initiale fixe aux particules stellaires

implique que le paramètre d'efficacité ϵ devient variable pour une particule de gaz donnée en fonction de sa masse (variation de 7% à 99.9%). Ce paramètre étant mal connu, notre approche reste raisonnable.

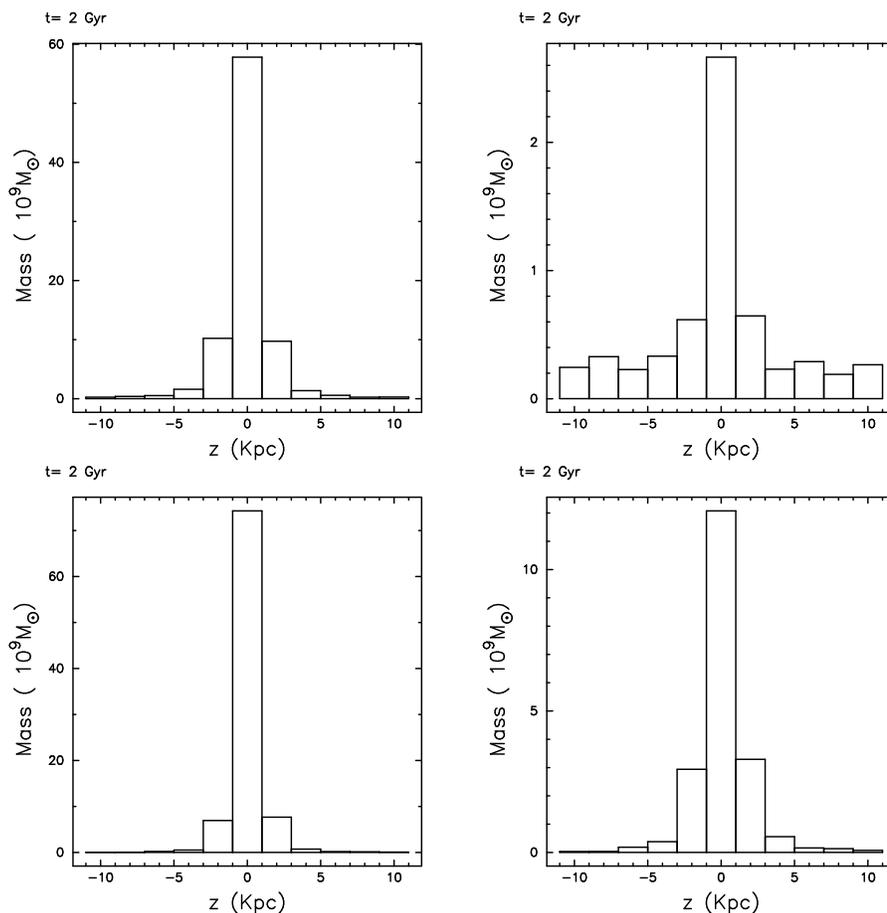


FIG. 4.4 – Distribution de la matière en fonction de la valeur de M_g/M_* . En haut, pour $M_g/M_* = 25\%$, distribution (gaz+étoile) à gauche et distribution du gaz seul à droite. En bas, pour $M_g/M_* = 7\%$, distribution (gaz+étoile) à gauche et distribution du gaz seul à droite.

4.1.2 Paramètre de proportionnalité c_*

Dans cette partie nous allons fixer la valeur du paramètre c_* . Pour ce faire nous allons étudier l'influence de ce paramètre sur l'évolution chimique de la galaxie. En effet, l'évolution chimique du système est directement liée au taux de formation d'étoiles, lui-même paramétré par la valeur de c_* . Le rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ permet de caractériser les contributions respectives des SN II et des SN Ia. Nous le choisissons comme critère de sélection de nos modèles. Nous allons à présent étudier l'influence de la valeur de c_* sur l'évolution de la valeur moyenne de ce rapport d'abondance.

Dans une première série de simulations, nous avons considéré $c_* = 0.1$ comme Katz 1992 [107] et Alimi et al. 2003 [6]. Nous obtenons une très forte formation stellaire avec

un pic de formation de $150 M_{\odot}$ par an, comme on le voit dans la Figure 4.1.2. Une grande fraction de la masse de la galaxie est produite au moment de l'effondrement initial (aux environs de 500 millions d'années). En conséquence, l'échelle de temps de formation d'une grande partie de la masse de la galaxie est courte par rapport à l'échelle de temps des explosions de supernovae de type Ia, les premières SN Ia survenant après 1 milliard d'années. La Figure 4.5 panneaux du haut, montre l'évolution du rapport $[Mg/Fe]$ moyenné sur l'ensemble des particules stellaires. $[Mg/Fe]$ décroît fortement au cours de la première centaine de millions d'années. Cette décroissance est due aux explosions d'étoiles de masses différentes. Plus l'étoile est massive plus $[Mg/Fe]$ est élevé et inversement. Ainsi, la durée de la phase de décroissance a une durée typique de 100 millions d'années correspondant à la durée de vie des étoiles de 10 masses solaires. Après cette première phase, $[Mg/Fe]$ est faiblement décroissant. $[Mg/Fe]$ est quasiment constant, a une valeur élevée, incompatible avec notre voisinage solaire que nous devons atteindre après 15 milliards d'années d'évolution.

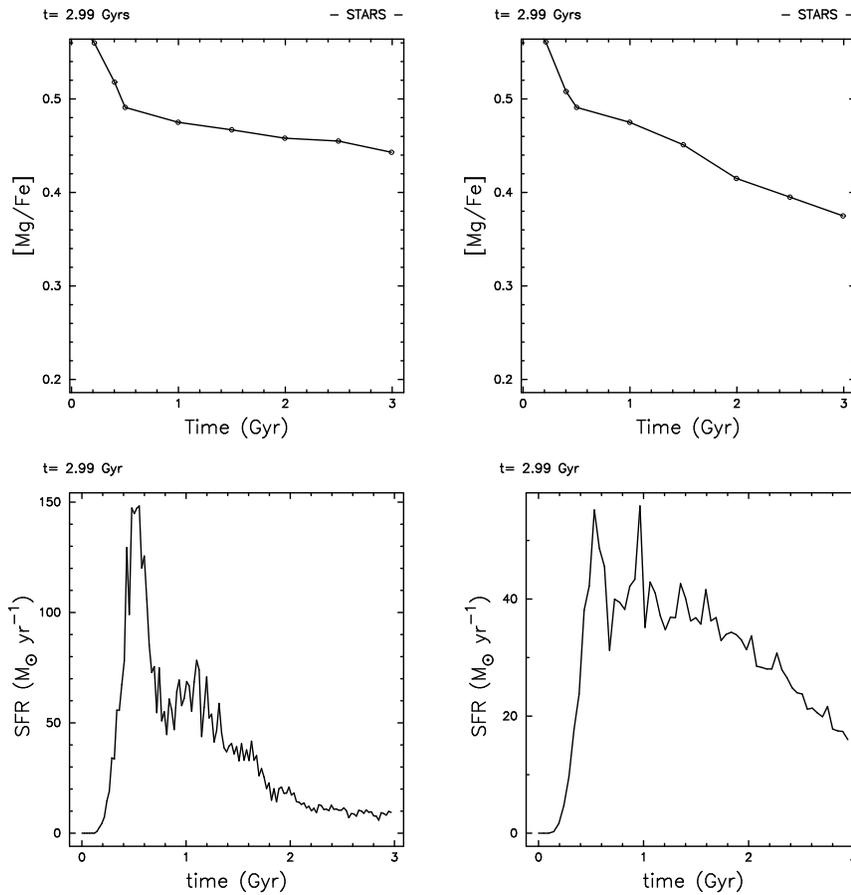


FIG. 4.5 – En haut: évolution temporelle du rapport d'abondance $[Mg/Fe]$ moyen pour $c_* = 0.1$ à gauche et $c_* = 0.006$ à droite. En bas: taux de formation stellaire associé ($c_* = 0.1$ à gauche et $c_* = 0.006$ à droite).

La contribution des supernovae type II est visiblement trop élevée par rapport aux

supernovae de type Ia qui génère le Fer après 1 milliard d’années. Deux raisons peuvent être à l’origine de cette surévaluation : la production intrinsèque de métaux par les supernovae de type Ia est trop faible, ou la valeur moyenne de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ est trop fortement pondérée par les SN II. Les SN II ont des progéniteurs de durées de vie courtes (moins de 100 millions d’années) par rapport à ceux des SN Ia (de l’ordre de 1 milliard d’années), une formation stellaire trop importante dans les phases initiales de la formation de la galaxie va conduire, d’une part à la production d’un nombre important de SN II dès les premiers instants de la galaxie conduisant à un rapport élevé ($[\text{Mg}/\text{Fe}] \simeq 0.5$) et d’autre part à la diminution rapide de la masse de gaz disponible dans le disque. Ainsi, il n’y a plus de gaz en quantité suffisante pour produire des étoiles enrichies par les SN Ia qui feraient diminuer le rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}]$. Il est donc nécessaire de diminuer le taux de formation d’étoiles du premier milliard d’années.

c_* correspond au rapport entre le temps dynamique et l’échelle de temps local de la formation stellaire. Sa diminution permet, d’une part, de retarder localement la formation stellaire et d’autre part de diminuer la probabilité de formation d’une étoile et donc l’amplitude du SFR. Toutefois, l’amplitude du SFR est faiblement dépendante de c_* , en raison de la régulation du SFR. En effet, si on forme moins d’étoiles à un instant donné, deux conditions sont favorisées pour la formation stellaire : si nous formons moins de masse stellaire à un instant t , la densité du gaz reste localement élevée. De plus, le gaz est localement moins chauffé par les supernovae, leur densité locale étant plus faible. Ces deux conditions, ‘sur-densité’ et ‘gaz froid’, sont nécessaires à la formation stellaire. Ainsi, le système tend localement à conserver un taux de formation stellaire élevé.

Pour obtenir une évolution chimique convenable, nous diminuons fortement la valeur de c_* à 0.006. La valeur maximale du SFR est diminuée par un facteur 3 et la valeur du pic du SFR est à présent de $50 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. La Figure 4.5 panneaux du bas, montre le taux de formation pour les valeurs de c_* considérées. Les deux courbes présentent une phase de croissance initiale de SFR similaire. Avec une faible valeur de c_* , le pic de formation stellaire n’apparaît plus de façon marquée. La consommation de gaz se faisant moins rapidement, le taux de formation d’étoiles est plus étalé dans le temps, ce qui autorise un effet plus marqué de l’enrichissement chimique du gaz par les supernovae de type Ia. Durant la première centaine de millions d’années (voir Figure 4.5 panneau en haut à droite), $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ présente une évolution très proche de celle avec $c_* = 0.1$. Après un milliard d’années, nous constatons une décroissance de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ significative. Cette décroissance est continue et permettra d’atteindre une valeur solaire à 15 milliards d’années. Le choix de $c_* = 0.006$ est donc approprié pour notre étude.

4.2 Caractérisation des objets après effondrement

Nous allons à présent étudier l'ensemble des simulations que nous avons réalisées, afin de définir un ensemble de modèles conduisant à des galaxies réalistes. La principale difficulté de ce travail repose sur la grande liberté de modélisation : nous considérons des objets isolés sans structure préexistante (bulbe, disque, spirale), sans étoile et sans enrichissement chimique du gaz a priori. Ainsi, préalablement à l'étude des populations stellaires qui sera présentée dans le chapitre suivant, nous allons étudier les grandes caractéristiques propres aux galaxies spirales : morphologie, cinématique et production de métaux. Afin de clarifier notre discussion, nous allons définir 3 catégories de simulations, qui ont été définies a posteriori à l'étude de l'ensemble des simulations.

4.2.1 Définition des catégories

Notre stratégie est la suivante :

- Nous allons définir trois classes d'objets en faisant varier le principal paramètre de notre étude, le paramètre de rotation initiale λ . Ce nombre de classes est choisi afin de définir un intervalle de valeur favorable. Pour cette première phase, les simulations se réfèrent à une sphère de rayon initial 100 kpc avec un profil de densité en r^{-1} . La masse totale est de $10^{12} M_{\odot}$ et la fraction de masse baryonique est de 10%.
- Après avoir défini l'ensemble des objets pertinents, nous allons, dans un deuxième temps, modifier les propriétés de ces objets autres que le paramètre de rotation (i.e. modification du rayon initial, du profil initial de matière noire).

La famille de conditions initiales que nous considérons est principalement définie en fonction du paramètre de rotation initiale. Le paramètre de rotation initiale est particulièrement important pour la formation d'un objet de nature galactique. Il définit le rapport entre l'énergie cinétique de l'objet et de son énergie potentielle. Dans le cadre de nos simulations, nous imposons la valeur de ce paramètre de façon ad hoc. Toutefois, la valeur du paramètre de rotation peut être estimée par une approche cosmologique de la formation des objets proto-galactiques. L'acquisition du moment angulaire par un objet proto galactique se fait par les effets de marée produit par la distribution de matière à grandes échelles (Peebles 1969 [167]). Les simulations numériques de modèles de formation hiérarchique des structures de type CDM/ Λ CDM permettent de créer un grand nombre d'objets proto-galactiques et de définir une densité de probabilité $p(\lambda)$ sur la valeur du paramètre de rotation initiale bien ajustée par un loi de type log-normal :

$$p(\lambda) = \frac{\lambda^{-1}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\lambda}} \exp\left(-\frac{\ln^2(\lambda/\bar{\lambda})}{2\sigma_{\lambda}^2}\right) \quad (4.5)$$

Cette loi ajuste la distribution des valeurs du paramètre de rotation tel que $0.03 < \bar{\lambda} < 0.05$ et $0.5 < \sigma_{\lambda} < 0.7$. D'après la Figure 4.6 tirée de Vitvitska et al. 2002 [249], nous avons $\bar{\lambda} \simeq 0.04$. De nombreuses études ont abordé la question de la valeur λ et s'accordent sur ces valeurs ($\bar{\lambda} = 0.05$ d'après Dalcanton et al. 1997 [54], Mo et al. 1998 [147] et $\bar{\lambda} = 0.04$ d'après Gardner 2001 [78]). Cette valeur est environ deux fois plus faible que la valeur historique de 0.08 proposée par Peebles (Peebles 1969 [167]).

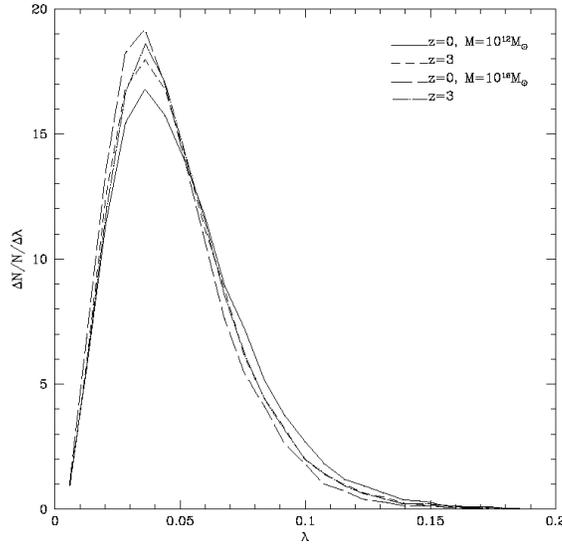


FIG. 4.6 – *Distribution des paramètres de rotation, d’après Vitvitska et al. 2002 [249].*

Les catégories ont été choisies en fonction des résultats obtenus sur l’ensemble des simulations et qui sont présentées ci-dessous. Le Tableau 4.1 définit les intervalles de valeurs retenues :

Catégorie	Vitesse de rotation	Intervalle
A	Forte	$\lambda > 0.12$
B	Faible	$\lambda < 0.05$
C	Intermédiaire	$0.05 \leq \lambda \leq 0.12$

TAB. 4.1 – *Définition des différentes catégories de simulations en fonction du paramètre de rotation λ .*

Nous qualifions les trois catégories en terme de vitesse de rotation forte, faible ou intermédiaire, la vitesse de rotation de l’objet à rayon donné étant croissante avec le paramètre de rotation (cf. Equation 3.109).

Les valeurs limites de chaque catégorie ne définissent pas des transitions marquées entre les différents régimes, la nature des simulations évoluant continûment avec les différents paramètres. Ainsi, les valeurs des trois intervalles ne sont pas à prendre au sens strict mais permettent de définir l’ensemble des simulations les plus adaptées à l’application chemico-dynamique que nous désirons effectuer.

La correspondance entre les valeurs de transition entre les différentes catégories (respectivement 0.05 et 0.12) avec des points valeurs remarquables de la densité de probabilité (maximum et queue de distribution de la Figure 4.6), doit être considérée avec prudence. Pour $\lambda > 0.12$, la coïncidence est remarquable étant donnée les philosophies très différentes des simulations. Pour $\lambda < 0.05$, la coïncidence est principalement due à la limitation des résolutions de nos simulations.

4.2.2 Qualification morphologique

La première qualification que nous réalisons est basée sur l’aspect morphologique des objets. Nous considérons, d’une part, la distribution du gaz et des étoiles (vue de face et vue par la tranche) et, d’autre part, la forme du profil de densité radiale du disque. Le profil exponentiel des disques des galaxies spirales est une caractéristique établie et observée depuis le début des années 40 (M33, Patterson 1940 [164]). Il constitue donc une caractéristique essentielle qui doit être vérifiée. Par ailleurs, la vue de face permet de qualifier l’apparition ou non de structure de type barres, anneaux ou bras dans le plan de la galaxie. La vue de profil indique l’épaisseur du disque au cours du temps et également la croissance du bulbe si celui-ci apparaît.

Les études chimico–dynamiques d’effondrement monolithique, similaires à la nôtre (Raiterie et al. 1996 [180], Carraro et al. 1998 [38], Buonomo et al. 2000 [34], Lia et al. 2000 [121], 2002 Lia et al. [122]), ne qualifie que très sommairement la morphologie des leurs objets en focalisant leurs analyses sur des aspects chimiques et/ou numériques. Seul Berczik 1999 [23] présente un profil radial de densité, qui par ailleurs ajuste bien le profil du disque de la Voie Lactée.

Les deux cas extrêmes de rotation initiale rapide (λ fort) et lente (λ faible) aboutissent à des objets non représentatifs des galaxies spirales. La troisième catégorie (λ moyen) correspond aux objets de rotation intermédiaire. Nous allons montrer que cette dernière catégorie conduit aux objets les plus réalistes.

Objets de forte rotation initiale

D’après la Figure 4.6, de tels paramètres de rotations sont associés à des objets ayant de faibles probabilités de formation. En raison de cette faible probabilité de formation, d’après les modèles hiérarchiques, la valeur maximale des études chimico–dynamiques se limitant usuellement à une valeur de $\lambda = 0.1$ (Berczik 1999 [23], Curir & Mazzei 1999 [52], Lia & Carraro 2000 [121]). Ainsi, cette catégorie n’est généralement pas étudiée dans ce genre de simulation. Dans un souci de généralité et afin d’étudier les conséquences de tels paramètres de rotation, nous avons considéré des simulations avec $\lambda = 0.14$ et $\lambda = 0.16$.

– **Morphologie des objets vus de face :** Pour ces objets, une fraction importante de l’énergie totale est sous forme cinétique. La rotation des particules étant initialement circulaire autour d’un axe, l’effondrement initial est moins violent que ce que nous observons dans les deux autres catégories, ce qui conduit à une distribution de matière étendue dans le plan galactique. Le choc initial conduit à deux structures : une partie centrale ayant une dimension de l’ordre de 10 kpc et une structure externe de type annulaire. Sur la Figure 4.7 (à gauche), la structure annulaire à un rayon de l’ordre de 40 kpc. Cette structure annulaire correspond à une sur–densité de gaz non homogène formée lors du choc initial. Elle présente de nombreuses petites structures en sur–densités ayant une taille typique d’environ 5 kpc. Les petites structures présentant une forte densité de gaz conduisent à une formation stellaire localisée au niveau des ces globules de gaz. La Figure 4.7 (à droite) présente la contre partie en matière noire. On constate qu’il n’y pas formation de sur–densité locale, ce qui montre que les globules apparaissent en raison de la nature collisionnelle du gaz et de sa capacité à se refroidir.

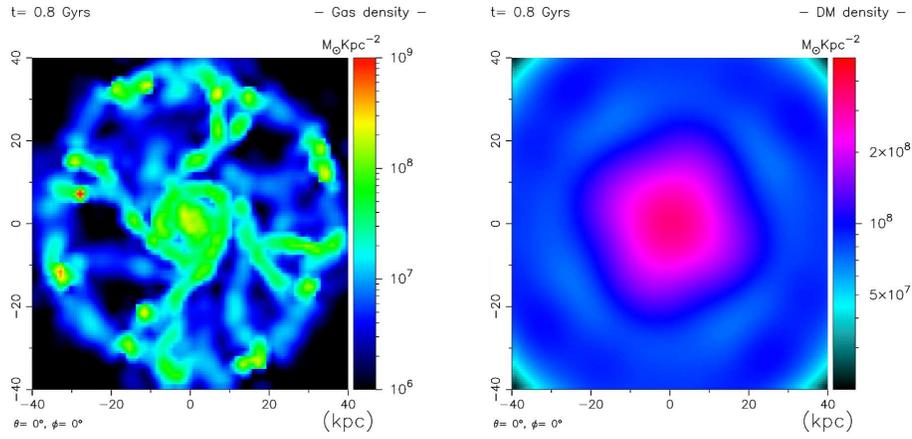


FIG. 4.7 – *Formation de globule après le choc initial. À gauche le gaz et à droite la matière noire. Seule la composante gazeuse présente des sur-densités locales.*

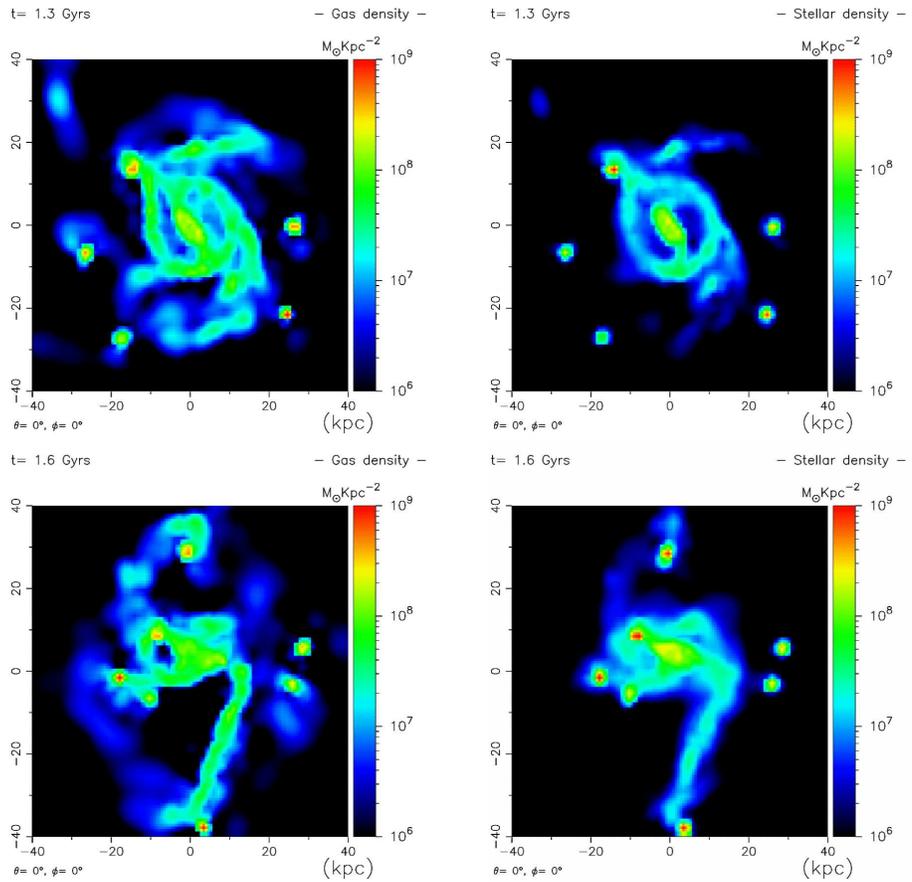


FIG. 4.8 – *Évolution morphologique des simulations avec λ fort. À gauche le gaz, à droite les étoiles. L'objet évolue rapidement vers une structure anarchique.*

Malgré le chauffage stellaire et la consommation du gaz, les globules constituent des sous systèmes liés gravitationnellement. La majorité de ces structures existent jusqu'à la fin de la simulation (3 milliards d'années) et peu d'entre elles sont détruites lors de leur chute vers les parties centrales de la structure.

L'évolution de ce type d'objet est principalement marquée par l'apparition de structures au sein de la distribution centrale de matière et la chute des petites structures vers la partie centrale. La Figure 4.8 présente deux morphologies typiques, présentant respectivement la distribution du gaz (à gauche) et des étoiles (à droite). Sur la durée de la simulation, les structures observées dans le gaz et dans la composante stellaire sont similaires. Pendant un court intervalle de temps (environ 200 millions d'année, soit environ une rotation galactique), la structure centrale présente un anneau visible d'environ 10 kpc de rayon dans la composante gazeuse et stellaire (Figure 4.8 du haut). Au même instant, on observe une structure barrée. Cette barre est confinée à l'intérieur de l'anneau. La structure centrale évolue rapidement en moins de 300 millions d'années pour aboutir à la destruction de l'anneau et de la barre. Après 1.5 milliards d'années, l'évolution de la structure aboutit sur un objet anarchique composé de plusieurs sous-structures (Figure 4.8). À la fin de la simulation (3 milliards d'années), aucune structure caractéristique de galaxie spirale n'est observée.

– **Morphologie des objets vus de profil:** L'effondrement gravitationnel et le refroidissement du gaz conduit rapidement à la formation d'un disque de gaz dont la majorité de la masse est comprise à l'intérieur de 40 kpc.

La Figure 4.9 présente la distribution du gaz et des étoiles, ainsi que le profil de densité surfacique du disque suivant l'axe z . Le profil de densité est normalisé à sa valeur centrale finale. Au-delà d'un milliard d'années, l'épaisseur du disque ne varie plus. Afin de comparer l'épaisseur du disque obtenu avec les observations, nous estimons l'épaisseur du disque par une loi exponentielle du type $\sigma/\sigma_0 = \exp(-r/h)$, h étant l'échelle caractéristique et σ_0 la densité centrale. Nous trouvons une échelle caractéristique de 450 pc pour le gaz et 380 pc pour les étoiles. Pour notre Galaxie, Ojha et al. 1999 [159] trouve une échelle caractéristique de 240 pc pour le disque mince et une échelle de 790 pc pour le disque épais. Pour les mêmes caractéristiques, Du et al. 2003 [66] trouvent 320 pc et 640 pc respectivement. Ces valeurs concernent les étoiles. Par ailleurs, la valeur typique de h d'une Sc est de 450 pc et 700 pc pour un Sb, selon Ma 2002 [128]. Nos simulations ont donc le bon ordre de grandeur⁵. Aucun globule, présent sur la vue de face n'est observé en dehors du plan de la galaxie. Les globules restent dans le plan galactique sur toute la durée de la simulation, ceci malgré l'interaction avec le reste de la structure. En particulier, on ne note pas l'apparition d'une structure centrale de type bulbe. La structure reste d'épaisseur constante sur la totalité du plan et durant toute la durée de la simulation.

5. Pour cette catégorie d'objets, la comparaison est abusive étant donné la morphologie des objets, mais est réalisée afin de pouvoir comparer avec les deux autres catégories.

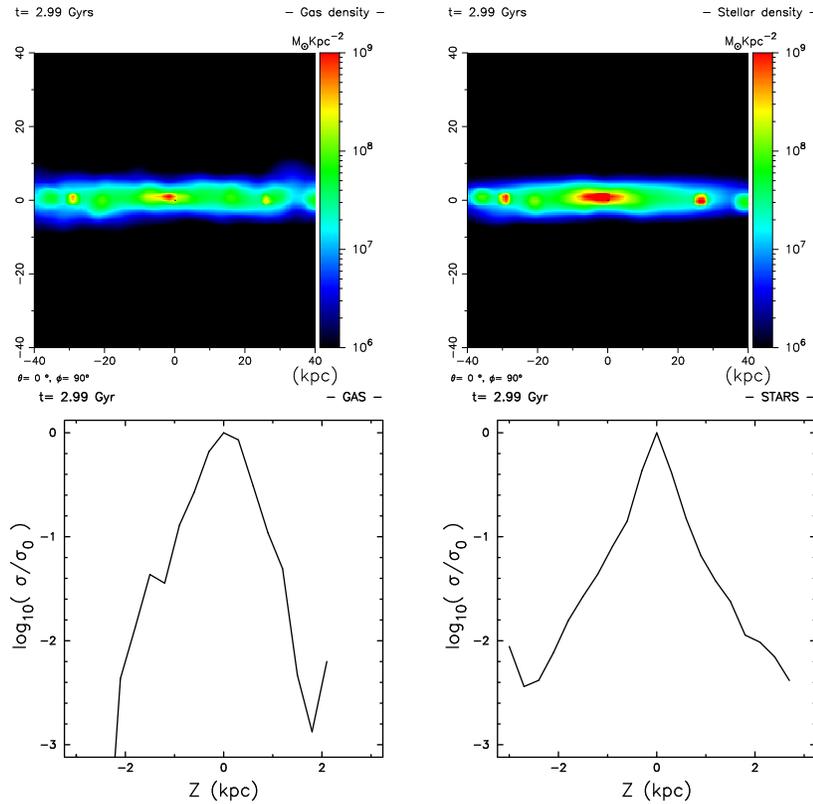


FIG. 4.9 – Épaisseur des disques du gaz à gauche et des étoiles à droite. En bas, le profil de densité des disques et en haut la distribution de matière associée. La densité est normalisée à sa valeur maximale σ_0 .

– **Profil radial de densité :** Pour cette catégorie d’objets une description en terme de profil de densité radiale n’est pas réellement appropriée étant données les fortes dissymétries observées. Toutefois, nous présentons ici les profils obtenus afin de pouvoir les comparer avec les 2 autres catégories qui, comme nous le verrons, donneront des résultats plus satisfaisants.

La Figure 4.10 présente l’évolution temporelle du profil de densité typique de cette catégorie d’objets à 1.5, 2 et 2.5 milliards d’années. Nous présentons le gaz à gauche et les étoiles à droite. En faisant abstraction des pics de sur-densité dus aux petites structures globulaires, le profil de densité stellaire, déterminé dans le plan du disque, décroît avec le rayon. Malgré la nature très bruitée de ce profil, on peut estimer l’échelle caractéristique du disque stellaire dans le but de le comparer avec les catégories que l’on décrira par la suite. En considérant l’ensemble du disque, l’échelle caractéristique⁶ de ce profil est de 5.7 kpc à $t = 1.5$ milliard d’années et croît légèrement avec le temps pour atteindre une

6. Échelle caractéristique en supposant un profil de densité du type $\alpha \exp(-r/r_0)$, r_0 étant l’échelle caractéristique.

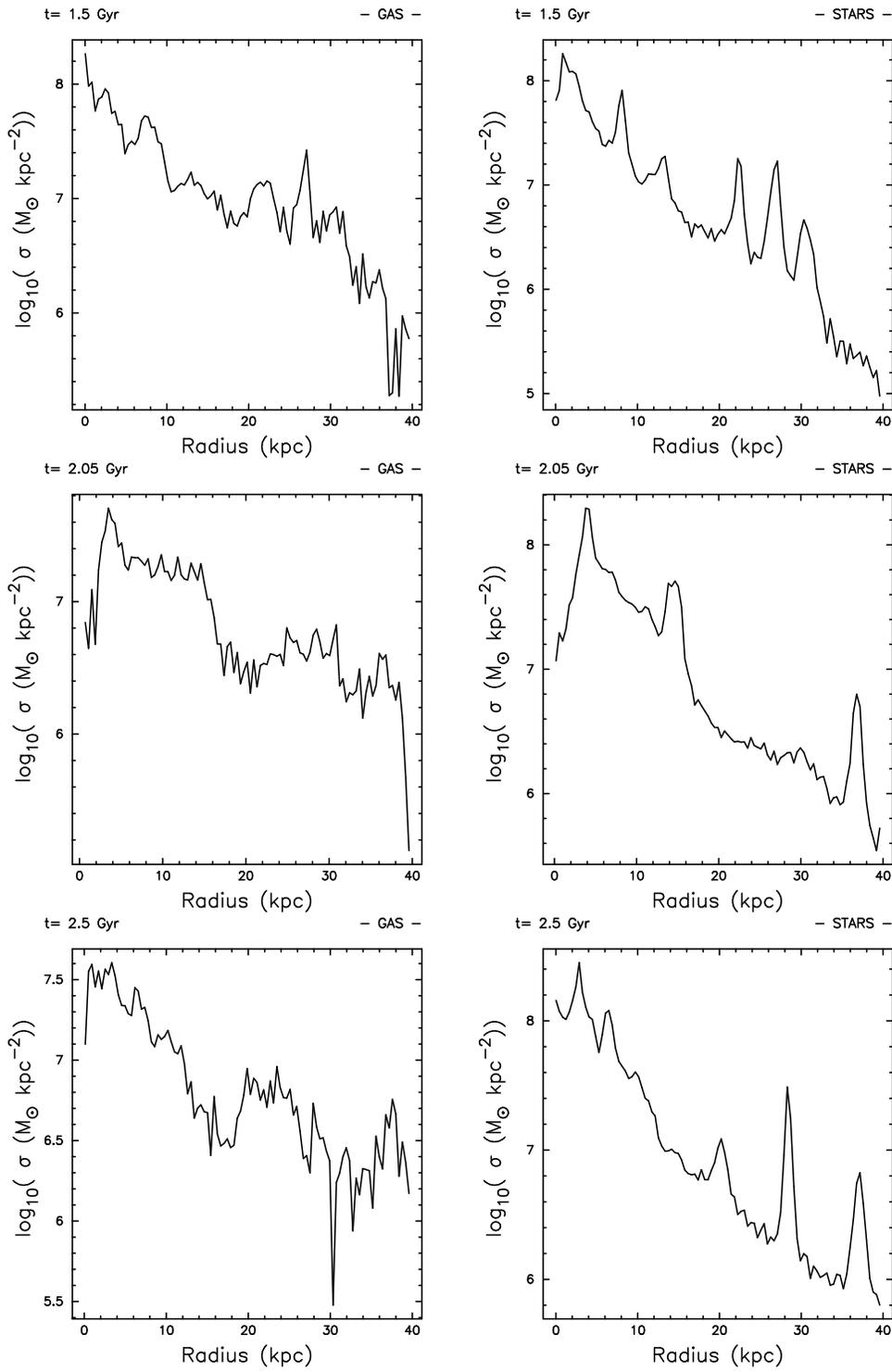


FIG. 4.10 – Évolution temporelle des profils de densité. À gauche le gaz, à droite les étoiles.

valeur de 6.2 kpc à la fin de la simulation. Bien que la comparaison soit un peu abusive dans ce cas, cette valeur caractéristique est plus importante que l'échelle caractéristique de la Voie Lactée (de 2.5 à 3.5 kpc d'après Mera 1998 [140], Dehnen & Binney 1998 [59], Hammersley et al. 1999 [90]) mais reste compatible avec les échelles caractéristiques des galaxies observées (de Jong 1996 [55]). Les structures globulaires étant caractérisées par des pics de sur-densité d'un ordre de grandeur au-dessus de la densité ajustée par l'exponentielle décroissante.

La pente des profils de densité du gaz est très similaire à celui des étoiles durant la totalité des simulations. Les sur-densités associées aux globules de matière apparaissent nettement moins contrastées que dans les profils stellaires. Ainsi, les globules de matière apparaissent comme des systèmes dans lesquelles le gaz a été totalement converti en étoiles.

– **Conclusion :** Cette catégorie d'objet conduit à la formation d'une multitude de petits globules et une structure centrale qui ne présente pas une morphologie stable. La distribution de matière, en particulier l'existence des globules de matières baryoniques, ne peut correspondre à un cas plausible de galaxie isolée. D'un point de vue morphologique, cette catégorie de modèle est donc rejetée.

Nous allons voir par la suite que la diminution de la valeur du paramètre de rotation va permettre de stabiliser l'objet et de limiter la formation des globules de matière tout en conservant la décroissance exponentielle du profil de densité.

Objets de rotation initiale faible

D'après Vitvitska, la distribution de la Figure 4.6 montre que cette catégorie regroupe la majorité des objets. En raison du temps de calcul pour cette catégorie d'objets, nous avons considéré une valeur de rotation initiale unique de $\lambda = 0.03$.

– **Morphologie des objets vus de face :** Une telle valeur de λ implique que seule une faible fraction d'énergie du système se trouve sous forme d'énergie cinétique. Par conséquent, la force centrifuge initiale exercée sur le gaz est faible et l'effondrement initial est violent. Le taux de formation d'étoiles est très élevé durant les premiers millions d'années. Il implique une consommation rapide du gaz. La faible vitesse de rotation initiale et le fort SFR aboutissent à la formation d'un objet de petite dimension (environ 10 kpc) et de forte densité.

La Figure 4.11 présente la distribution de densité de gaz. De la même façon que pour la catégorie λ fort, on constate la formation de nombreuses structures globulaires. Toutefois, cette fois, ces structures ne sont pas très denses et la concentration de matière est moins contrastée par rapport à leur environnement. Elles fusionnent rapidement avec la concentration centrale de matière. Après 2 milliards d'années, aucun globule de matière n'est observable, que ce soit dans le gaz ou dans les étoiles.

D'autre part, on observe des structures en anneaux se formant aux environs d'un milliard d'années. Toutefois, cette structure est éphémère et persiste moins de 200 millions d'années. Au-delà d'un milliard d'années, le gaz du plan galactique est localisé dans un rayon de 8 kpc et ne décrit pas de structure particulière. Le disque stellaire

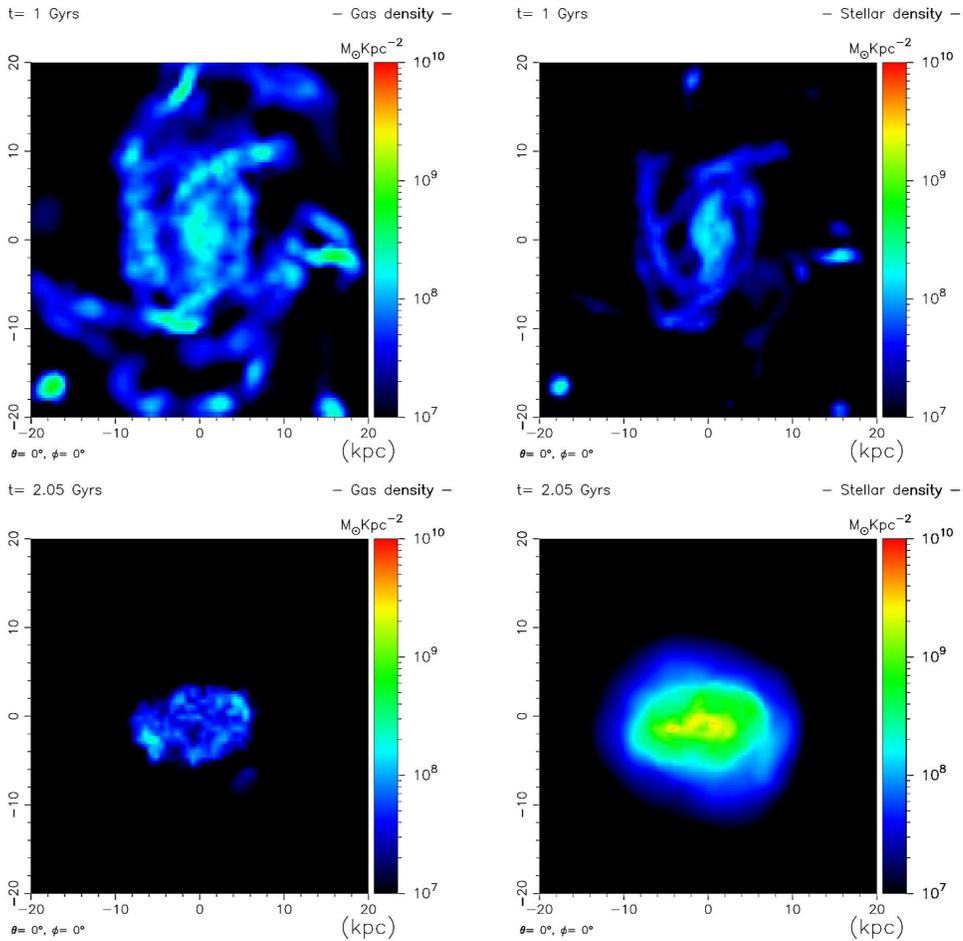


FIG. 4.11 – Évolution morphologique des simulations avec λ faible. En haut le gaz, en bas la composante stellaire.

a une extension radiale de l'ordre de 10 kpc et successivement de forme circulaire puis oblongue.

Il est nécessaire de faire quelques remarques relatives à la technique numérique employée. Le manque de structure observée dans ces objets n'est pas une conséquence du terme de lissage hydrodynamique du gaz, les valeurs de h étant adaptées spatialement et temporellement. Toutefois, le terme de lissage gravitationnel, lui, est fixe sur toute la durée de la simulation (voir chapitre 2). Un paramètre de lissage élevé tend à stabiliser le disque (Romeo 1994 [188]) en inhibant les développements des instabilités. Cette valeur est fixée à la distance moyenne inter-particules de la géométrie initiale (sphère de 100 kpc). Pour étudier la question de l'effet du terme de lissage sur la morphologie de ces objets, il faudrait augmenter la résolution spatiale. Dans le cadre d'un code à lissage gravitationnel spatialement fixe, ceci reviendrait à augmenter le nombre de particules. Toutefois, la résolution augmente comme $n^{1/3}$, n étant le nombre de particules de gaz du système. Dans notre étude, une augmentation du nombre de particules de gaz conduit à une augmentation du nombre de particules stellaires, la masse d'une particule stellaire

étant imposée proportionnelle à la masse d'une particule de gaz et le taux de formation d'étoiles étant conservé. Dans le cas des objets à faible rotation initiale, le coup numérique est déjà très important pour la résolution en masse considérée en raison des échelles de temps imposées par l'hydrodynamique, les zones denses nécessitant des petits pas de temps d'intégration pour être traitées correctement, et du grand nombre de particules stellaires produites. Le temps de calcul pour un plus grand nombre de particules de gaz devient donc prohibitif et hors de portée de nos simulations. Une solution pour contourner ce problème serait d'implémenter un lissage gravitationnel adaptatif, jouant un rôle similaire à celui du terme de lissage h pour le SPH (voir chapitre 2 et Dehnen 2001 [60]) qui éviterait de contraindre la valeur du lissage aux conditions initiales.

– **Morphologie des objets vus de profil :** La Figure 4.12 présente la distribution du gaz et des étoiles ainsi que les profils de densité suivant z .

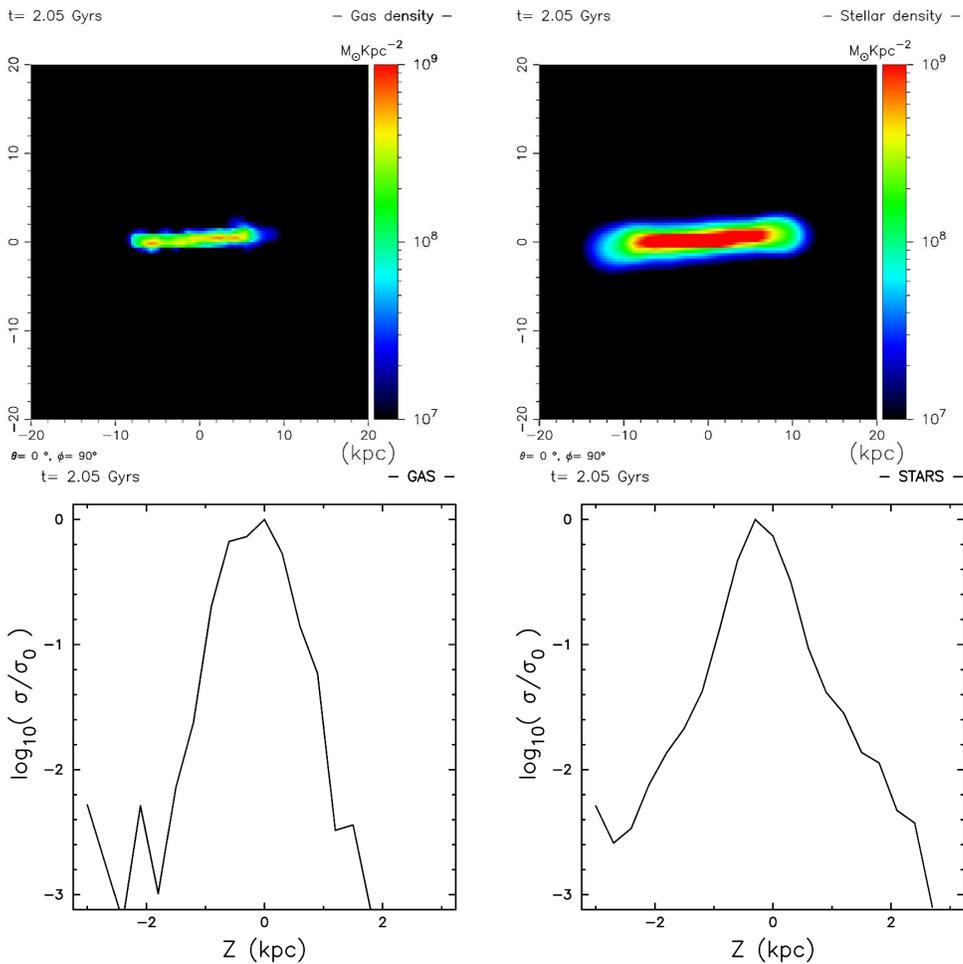


FIG. 4.12 – Épaisseur des disques respectivement du gaz à gauche et des étoiles à droite. En bas, les profils de densité des disques et en haut la distribution de matière associée.

Nous estimons l'épaisseur du disque de la même façon que précédemment. Nous trouvons une échelle caractéristique de 400 pc pour le gaz et 300 pc pour les étoiles. Le disque est légèrement plus mince que dans le cas de λ fort, aussi bien pour la composante gazeuse que stellaire. De la même façon que pour le cas précédent, l'épaisseur du disque reste constante après 1 milliard d'années après la fin de l'effondrement initial. On trouve une épaisseur de disque qui est en bon accord avec les valeurs de Ma 2002 [128] pour la galaxie de type Sc. Le disque a une extension radiale d'environ 8 kpc. Le disque stellaire a une extension radiale plus importante que le disque de gaz (12 kpc). Pour cette catégorie de simulations, la structure reste totalement plane sur les 3 milliards d'années que dure la simulation. Comme nous l'évoquions pour la description de la vue de face, il n'apparaît pas de structure au sein du disque. De ce fait, aucune structure de type barre ne peut conduire à l'éventuelle croissance d'un bulbe.

– **Profil radial de densité :** La Figure 4.13 présente l'évolution temporelle du profil aux temps 1.5, 2 et 2.5 milliards d'années.

Le profil de densité des étoiles est très stable dans le temps et est très bien ajusté par un profil exponentiel. L'échelle caractéristique est de l'ordre de 1.8 kpc. C'est environ deux fois plus faible que l'échelle du disque de la Voie Lactée (de l'ordre de 2.5 à 3.5 kpc (Dehnen & Binney 1998 [59], Hammersley et al. 1999 [90])).

La valeur centrale de densité du profil stellaire est d'un ordre de grandeur supérieur à celui observé dans le cas des simulations λ fort, alors que celle du profil de gaz est restée la même.

Contrairement à la première classe de simulations, le profil radial de densité de gaz a une densité qui n'est pas semblable à celui des étoiles. Le centre du profil de densité admet une densité centrale relativement constante et qui décroît avec le temps (du fait de conversion de gaz en étoile). Au-delà d'un rayon de 15 kpc le profil de densité du gaz est très bruité en raison du faible nombre de particules décrivant cette zone. Par ailleurs, la densité de cette zone (de l'ordre de $10^5 M_{\odot} \text{ kpc}^{-1}$) est la densité que l'on observe dans la zone en dehors du disque de cet objet.

– **Conclusion :** Nous ne remarquons ni la formation au moment de l'effondrement initiale, ni la croissance au cours du temps, d'une structure centrale de type bulbe. Nos simulations montrent que de faibles valeurs de λ conduisent à la formation d'un disque de faible épaisseur. Il est important de garder à l'esprit les difficultés numériques liées à la résolution spatiale qui limitent le développement des instabilités et par conséquent l'apparition de structures. D'un point de vue morphologique, cette catégorie est exclue.

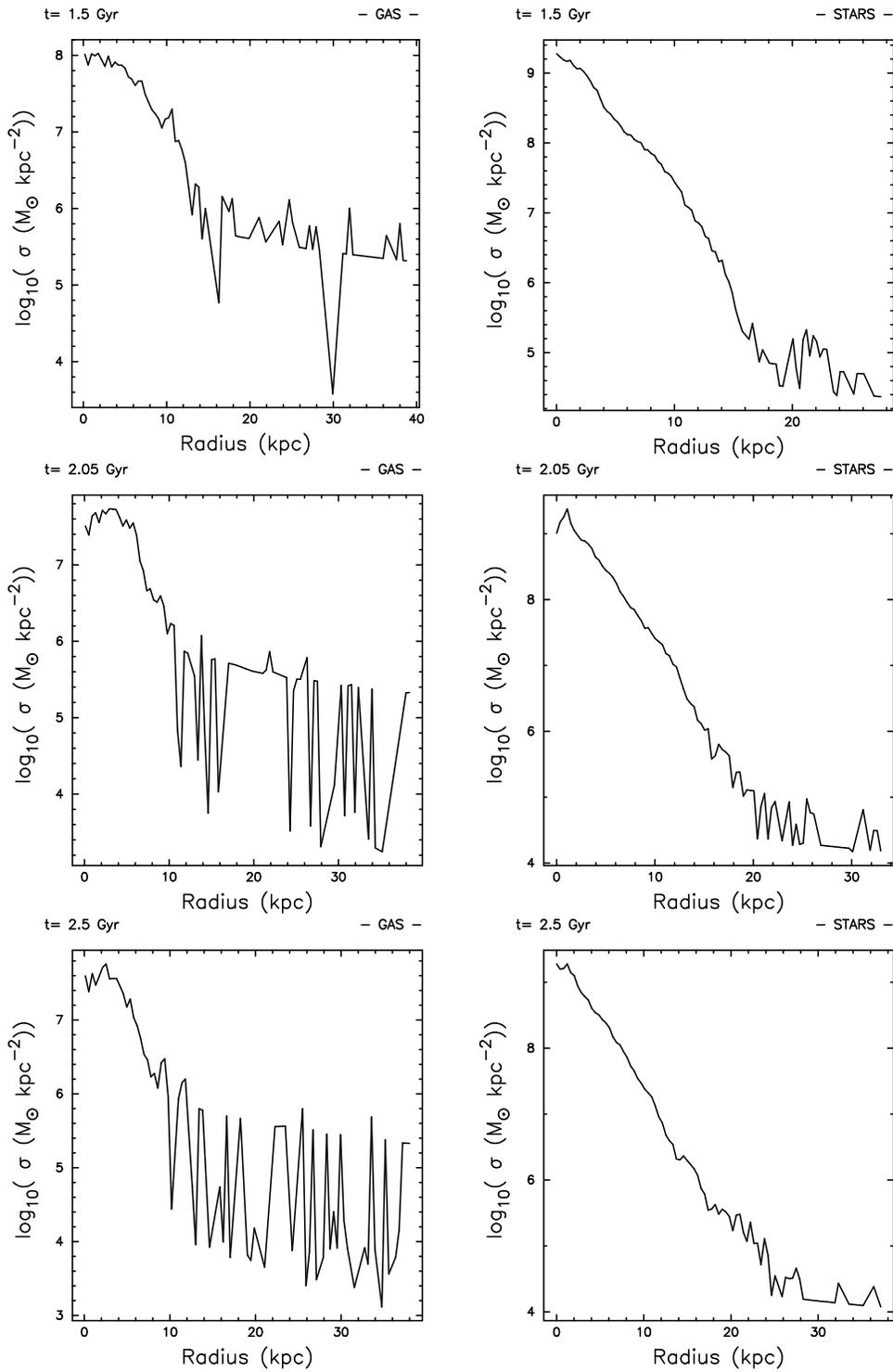


FIG. 4.13 – Profils de densité pour une simulation avec λ faible. À gauche le gaz, à droite les étoiles.

Objets avec rotation initiale moyenne

La dernière classe de simulations regroupe les objets ayant un paramètre de rotation initiale de 0.05 à 0.12. Pour cette catégorie nous avons considéré des simulations avec quatre valeurs du paramètre de rotation $\lambda \in \{0.05, 0.08, 0.1, 0.12\}$. Comme cette catégorie développe des structures remarquables (bras, barres, structure boîte/cacahuète) nous avons réalisé un nombre important de simulations, en jouant sur différents paramètres (profil de densité initial, rayon initiale de la sphère) afin d'affiner la détermination des objets conduisant à des morphologies réalistes. Pour chacun des paragraphes suivants, nous discuterons dans un premier temps le cas standard d'un profil en $1/r$ puis d'un profil en $1/r^2$.

– Morphologie des objets vus de face :

- **Profil en $1/r$** : La Figure 4.14 présente la morphologie typique des composantes stellaires et gazeuses d'une galaxie résultant d'un objet proto-galactique en $1/r$, avec $R_{ini} = 100$ kpc.

Avec ces valeurs de λ , les globules observés dans la catégorie λ forte, est faible ($\lambda \geq 0.1$) voir inexistante ($\lambda < 0.1$). S'ils apparaissent, ils ne constituent qu'un phénomène transitoire : aux environs de 1 milliard d'années, la carte de densité stellaire présente des globules (en haut de l'image). Toutefois, la contre-partie gazeuse a une densité faiblement marquée par rapport au gaz environnant. À 2 milliards d'années, les globules ont disparu. Par ailleurs, l'effet de lissage, évoqué pour les objets à faible vitesse de rotation, n'inhibe pas dans le cas présent la formation de structure (barres ...), le disque galactique, une fois formé, ayant une taille suffisamment grande (≥ 20 kpc). Sur toute la durée de la simulation, une structure spirale faiblement marquée, apparaît dans la composante gazeuse mais sa structure n'est réellement mise en place qu'après 4 milliards d'années.

Une structure barrée est observée à 2 milliards d'années, mais n'est réellement bien établie qu'à 4 milliards d'années. La barre est observée jusqu'à la fin de la simulation à 5 milliards d'années. La barre est présentée sur la Figure 4.15 en haut. Les profils en $1/r$ conduisent à une longueur de la barre (demi-grand axe) de 5 à 7 kpc. Une telle dimension de barre est supérieure à celle observée dans notre Galaxie (de 3 à 3.5 kpc, Gerhard 2002 [81]). Toutefois, le rapport de la longueur de la barre sur l'échelle caractéristique du disque est de l'ordre de 1.7. Cette valeur est légèrement supérieure à celle des galaxies réelles, qui ont typiquement un rapport compris en 0.5 et 1.5 (Elmegreen & Elmegreen 1985 [69]). La dimension de la barre est donc dans le bon ordre de grandeur. Le disque évolue de façon dissymétrique sur le second milliard d'années, et l'objet a une morphologie perturbée qui tend à faire disparaître la barre. À 5 milliards d'années, le disque stellaire est symétrique et une structure barrée est visible au centre.

Les objets obtenus avec un profil en r^{-1} et avec $R_{ini} = 100$ kpc présentent donc des structures remarquables et persistantes dans le temps. Dans le but de voir la dépendance de ces structures avec les paramètres initiaux, autre que le paramètre de rotation, nous allons à présent faire varier des paramètres géométriques de nos objets proto-galactiques.

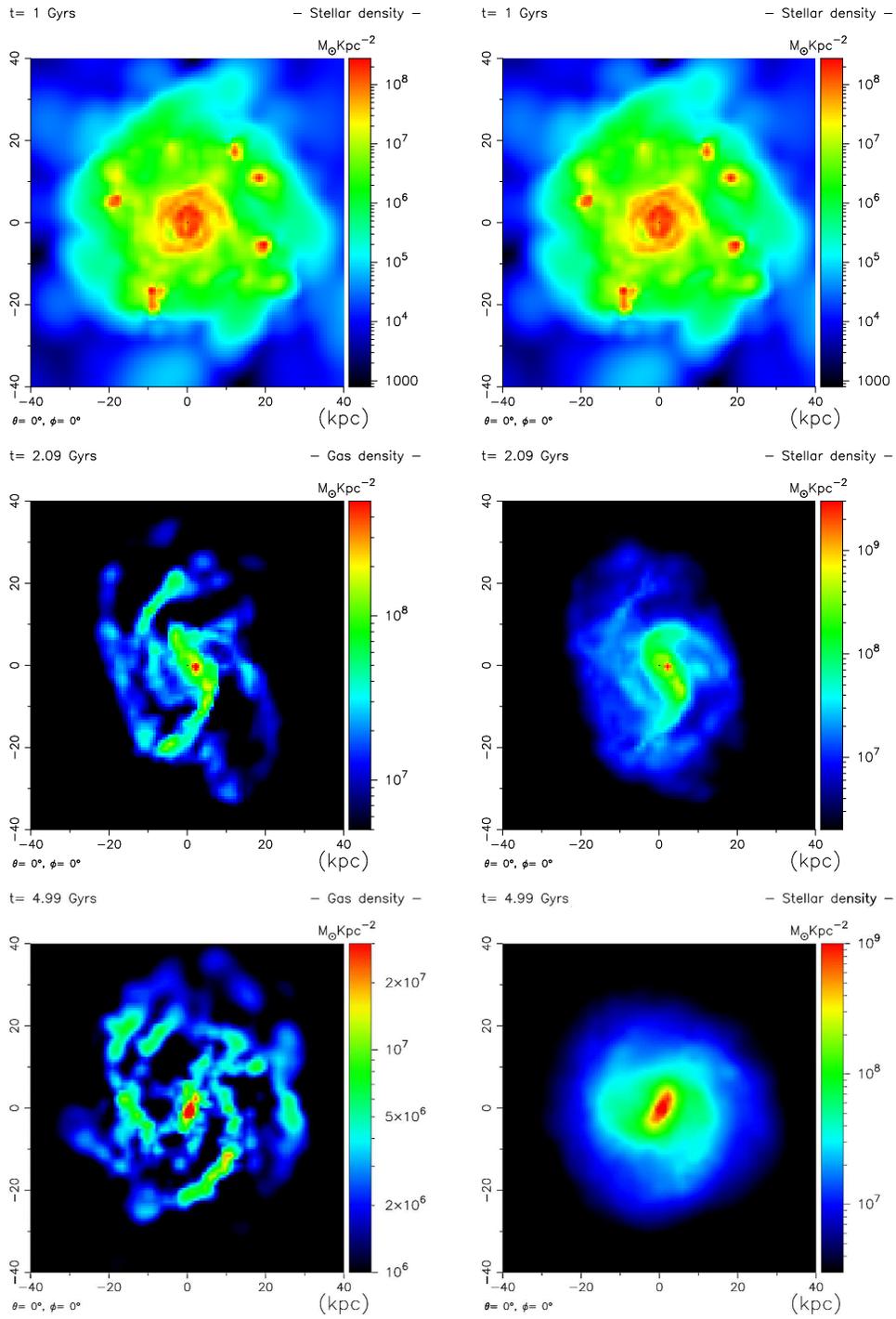


FIG. 4.14 – Évolution morphologique des simulations en $1/r$ avec λ moyen. À gauche le gaz, à droite la composante stellaire.

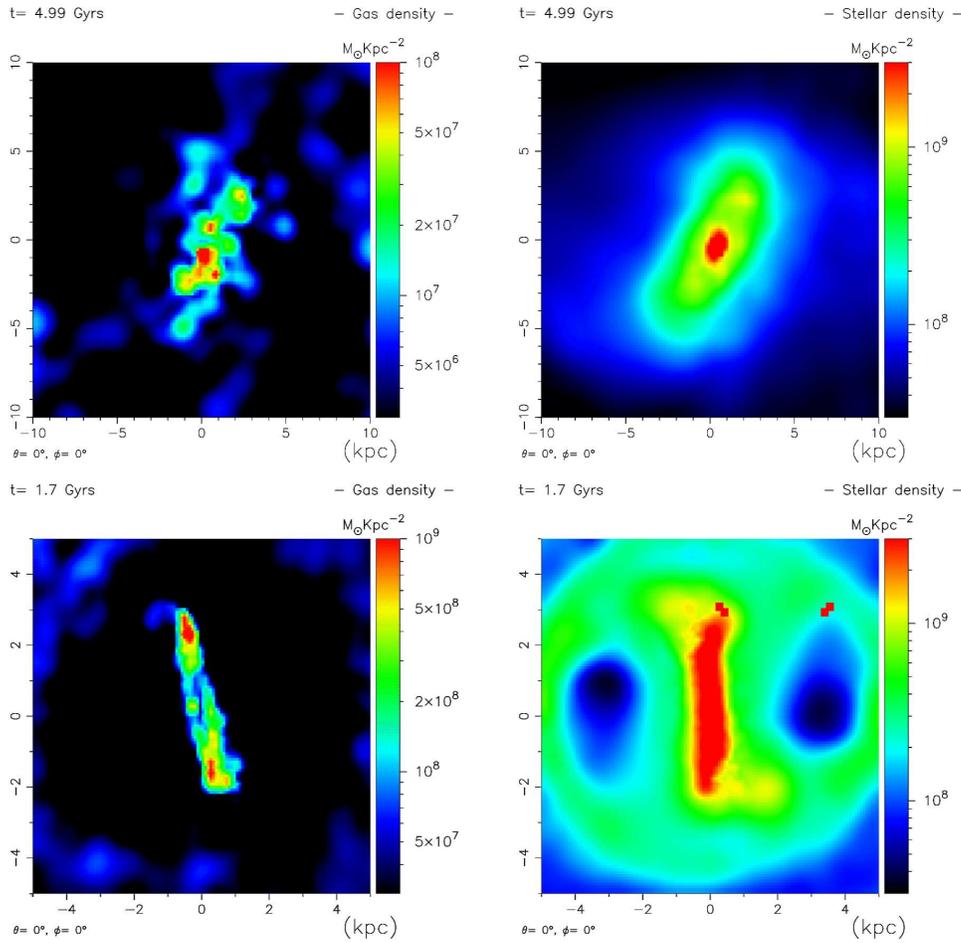


FIG. 4.15 – Dimension des barres pour les simulations avec $1/r$ (en haut) et les simulations $1/r^2$ (en bas). À gauche le gaz, à droite les étoiles.

• **Profil en $1/r^2$** : Afin de stabiliser la structure, nous avons considéré un profil initial de matière noire plus piqué. Notre choix se porte sur un profil en r^{-2} pour la matière noire et r^{-1} pour le gaz. Bien que totalement ad hoc, ce choix est inspiré d’une part par le profil de densité radiale auquel tend respectivement la matière noire et la matière baryonique dans un effondrement auto-similaire (Teyssier, Chièze & Alimi 1997 [233]) et d’autre part, par le profil de matière que doit avoir une galaxie afin d’avoir une courbe de rotation plane (l’équilibre rotationnel à vitesse constante impliquant un profil de densité en r^{-2}).

Les profils en r^{-2} conduisent à des structures barrées et spirales très contrastées au sein du disque. La Figure 4.16 présente la distribution de gaz et d’étoiles de ces simulations. La composante gazeuse présente une structure qui ressemble à un pseudo-anneau de gaz⁷. Ces deux bras sont de type ‘trailing’⁸, ce qui est le cas observé pour les

7. Par définition un pseudo-anneau correspond à un anneau de matière défini par le prolongement des deux bras.

8. Les bras sont enroulés dans le sens de rotation de la barre.

galaxies (Binney & Tremaine 1987 [28]). La contrepartie stellaire des bras est très peu marquée et définit la limite du disque de la galaxie. Les distributions de gaz et d'étoiles décrivent une structure de type anneaux ayant pour diamètre la barre stellaire.

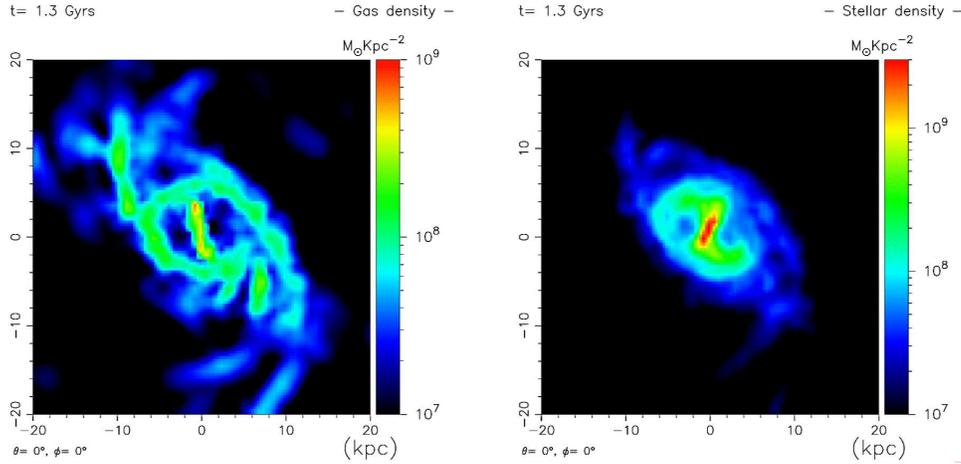


FIG. 4.16 – *Structure annulaire et barrée pour $1/r^2$ avec $R_{ini} = 100$ kpc. À gauche le gaz et à droite la composante stellaire.*

La barre obtenue avec un profil en $1/r^2$ a une longueur (demi-grand axe) de 2 à 3 kpc. Cette structure est présentée sur la Figure 4.15. Ces dimensions significativement inférieures aux simulations avec un profil en r^{-1} (Figure 4.15) sont comparables aux galaxies observées (Combes & Elmegreen 1993 [50]). La dimension de la barre de gaz diminue rapidement avec le temps. La Figure 4.17 montre cette évolution : en 0.3 milliard d'années, la barre gazeuse de 8 kpc est réduite à une concentration centrale de l'ordre de 1 kpc à $t = 1.6$ milliards d'années. On note par ailleurs que la barre de gaz n'est pas aligné à la barre stellaire. Elle précède la barre stellaire dans le sens de rotation de cette dernière.

Afin d'obtenir des caractères morphologiques encore mieux définis, nous avons fait varier le rayon initial de la sphère de matière définissant l'objet proto-galactique tout en conservant le profil initial en $1/r^2$ pour la matière noire.

La diminution de R_{ini} à 80 kpc conduit à une structure barre, bras, pseudo-anneau très marquée dans le gaz (Figure 4.17). Aux extrémités de la barre de gaz sont observées deux sur-densités. Les deux sur-densité 'tombent' vers le centre de la barre en décrivant la moitié de la barre en 1 milliard d'années. La distribution du gaz dans la partie centrale tend vers une concentration centrale dont la taille est significativement inférieure à la taille de l'anneau. La contrepartie stellaire de la barre ne suit pas le mouvement du gaz. Sur toute la durée de la simulation, la barre stellaire a une longueur correspondant au diamètre de l'anneau tel que le présentent certaines galaxies comme NGC1433 (cf. Buta et al. 2001 [35]). Pour $R_{ini} = 50$ kpc, les mêmes structures sont observées. Toutefois, les bras dans la composante stellaire sont inexistantes.

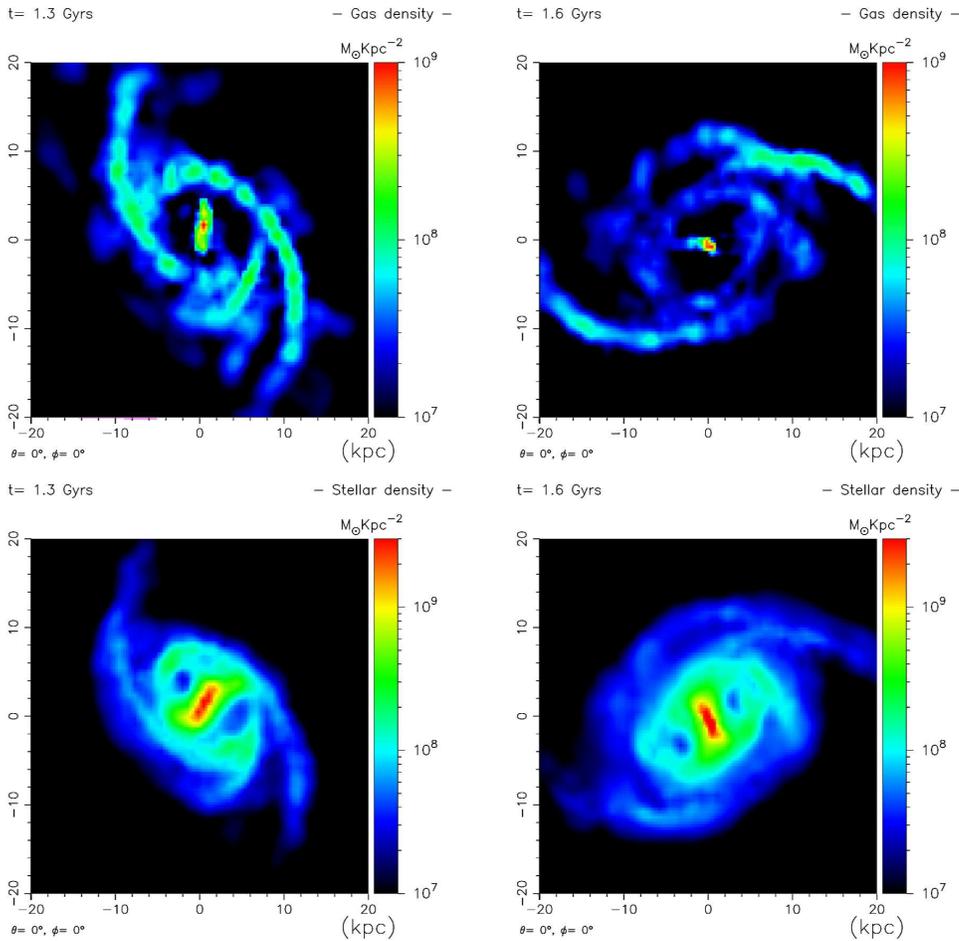


FIG. 4.17 – Évolution morphologique des simulations en $1/r^2$ pour $\leq \lambda$ moyen. En haut le gaz et en bas la composante stellaire.

• **Profil fixe de matière noire :** L'apport des profils en r^{-2} nous a conduit à considérer des modèles avec un potentiel de matière noire imposé. Les résultats sont illustrés dans la Figure 4.18. Sans formation stellaire, l'effondrement de la sphère de gaz conduit à un disque gazeux parfaitement symétrique développant rapidement une structure spirale (Figure 4.18 à gauche). Cette structure spirale devient de moins en moins marquée et disparaît aux environs de 1.5 milliards d'années (Figure 4.18 à droite). Les structures observées dans les simulations avec de la matière noire dynamique (anneau, barre) ne se développent pas ici. Les simulations avec formations stellaires conduisent à un très fort taux de formation d'étoiles dès les premiers pas de temps de la simulation. Le nombre important de particules stellaires ainsi que le pas de temps imposé par la dynamique du gaz conduisent à un temps de calcul prohibitif, et ne nous permettent pas de suivre l'évolution d'un tel objet.

Par conséquent, nous n'avons pas exploré plus en détails cette piste, et nous sommes limité à l'étude de systèmes totalement auto-gravitants, d'ailleurs plus réalistes.

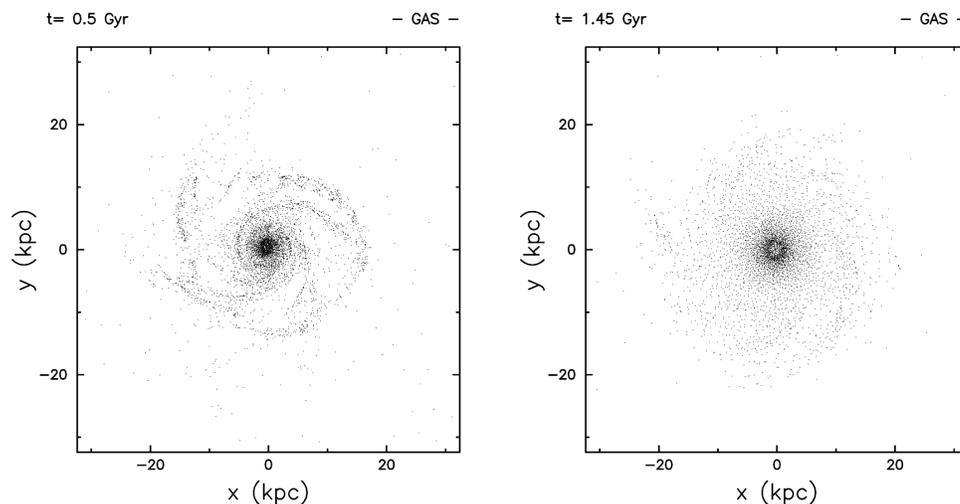


FIG. 4.18 – Simulation avec profil de matière noire fixe. Évolution temporelle de la structure spirale du disque de gaz.

– **Morphologies des objets vus de profil:** La Figure 4.19 illustre les résultats pour les profils de densité en $1/r$ en haut et les profils de densité en $1/r^2$ en bas.

- **Profil en $1/r$:** La présence de la barre dans les simulations en $1/r$ fait apparaître la structure boîte/cacahuète typique (Combes & Sanders 1981 [47], Combes et al. 1990 [49]). Afin de mieux la voir, la Figure 4.20 présente une vue du disque dans le sens de la barre (à gauche) et une vue perpendiculaire à la barre (à droite). Toutefois même si l'apparition de cette structure est remarquable compte tenu de nos conditions initiales, la sur-épaisseur associée à la structure cacahuète reste faiblement contrastée par rapport au reste du disque. En particulier, cette structure tend à disparaître avec le temps sans aboutir à la création d'un sphéroïde central, bien que d'importantes quantités de matière soient conduites vers le centre de la galaxie sous l'action de la barre (voir chapitre 5).

- **Profil en $1/r^2$:** Pour le profil en $1/r^2$ nous ne voyons pas de structure boîte/cacahuète malgré la présence de la barre bien que l'aspect morphologique général de la galaxie soit mieux établi. La barre est probablement trop jeune et trop faible pour faire apparaître une telle structure de façon visible. Ainsi, cette dernière catégorie de simulations ne conduit pas à l'émergence d'un bulbe, quelles que soient les valeurs de la pente initiale du profil de densité de matière noire et du rayon initial de l'objet proto-galactique.

De la même façon que pour les catégories précédentes, nous mesurons l'échelle caractéristique de l'épaisseur du disque (voir Figure 4.21). Pour les profils en $1/r$, le disque a une échelle caractéristique de 310 pc pour la composante gazeuse et de 780 pc pour la composante stellaire. Pour les profils en $1/r^2$, le disque a une échelle caractéristique de 310 pc pour la composante gazeuse et de 340 pc pour la composante stellaire. Les simulations avec un profil en $1/r^2$ aboutissent donc à des épaisseurs de disque semblables aux deux autres catégories. Ainsi, de la même façon que la valeur de λ , la nature du profil (i.e. $1/r$

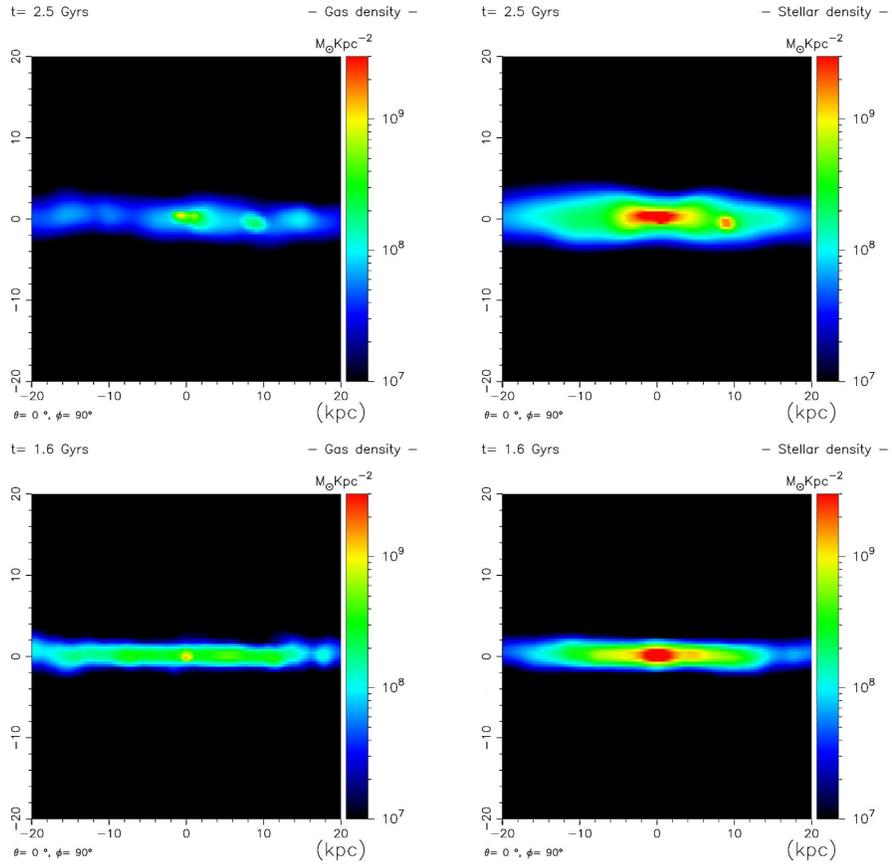


FIG. 4.19 – Épaisseur des disques respectivement du gaz à gauche et des étoiles à droites respectivement, en haut pour r^{-1} et en bas pour r^{-2} .

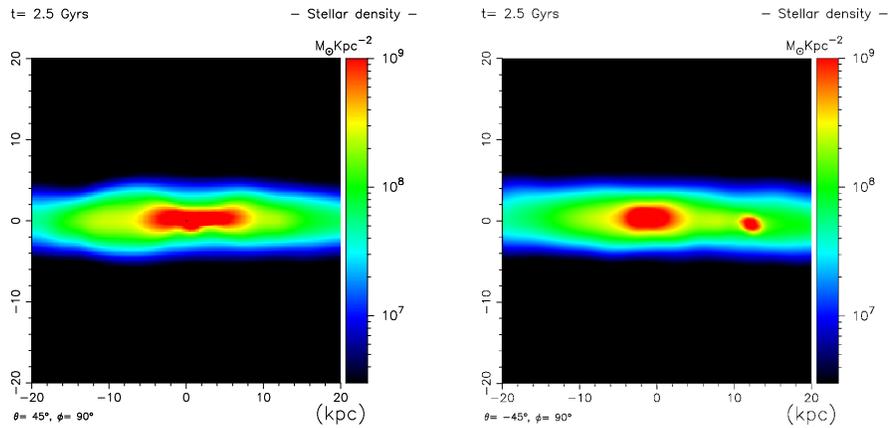


FIG. 4.20 – Structure boîte-cacahuète de la barre. À gauche, projection perpendiculaire à l'axe de la barre (boîte), à droite projection dans l'axe de la barre (cacahuète).

ou $1/r^2$) n'a pas d'influence majeure sur l'épaisseur. Seul, la présence de la barre avec la structure cacahuète dans les simulations en $1/r$ conduit à un épaississement global du disque dont l'échelle caractéristique dans la composante stellaire se rapproche de l'échelle du disque épais de notre Galaxie (790 pc, selon Ojha et al. 1999 [159], 640 pc, selon Du et al. 2003 [66]). Cette épaisseur de disque correspond à une galaxie Sbc/Sb selon Ma 2002 [128].

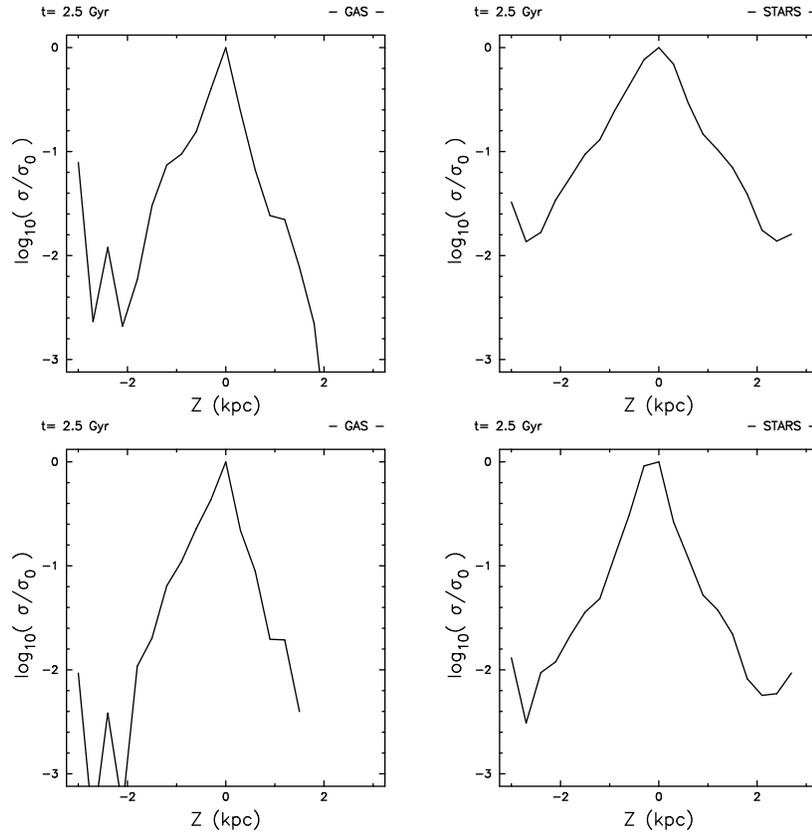


FIG. 4.21 – Profil de densité suivant l'axe z , à gauche pour le gaz et à droite pour les étoiles. Les figures correspondent en haut, à un profil en $1/r$, et en bas à un profil en $1/r^2$.

– Profil radial de densité :

- **Simulation avec profil en $1/r$:** La Figure 4.22 présente l'évolution temporelle du profil aux temps 1.5, 2 et 2.5 milliards d'années. De la même façon que pour les simulations de la catégorie λ faible, le profil de densité stellaire tend de façon remarquable vers un profil exponentiel. Ce profil est très stable dans le temps. On note toutefois des légères évolutions dans le profil de densité : le profil de densité stellaire est ajusté au mieux par une loi exponentielle aux environs de 2 milliards d'années pour un rayon de 40 kpc. Au delà de 2 milliards d'années, le profil de densité stellaire développe une légère sur-densité

au centre qui s'écarte de la loi exponentielle. Toutefois, jusqu'à la fin de la simulation (3 milliards d'années) cette croissance est faible et n'atteint pas un écart d'un ordre de grandeur par rapport à la valeur centrale du profil exponentiel. Cette croissance centrale préfigure l'influence de la barre que nous verrons mieux avec les profils en $1/r^2$. Par ailleurs, l'échelle caractéristique du disque croît avec le temps. À 1.5 milliards d'années, l'échelle caractéristique est de 2.9 kpc. Sa croissance est de l'ordre de 0.2 kpc tous les 500 millions d'années. À 3 milliards d'années, cette échelle tend à se stabiliser à 3.4 kpc. L'échelle caractéristique de la Voie Lactée est de l'ordre de 2.5 à 3.5 kpc (Dehnen & Binney 1998 [59], Hammersley et al. 1999 [90]).

La densité stellaire au voisinage solaire (densité à $\simeq 10$ kpc du centre de la Galaxie) est de $48 \pm 9 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ selon Kuijken & Gilmore 1991 [114], de $52 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ selon Mera et al. 1998 [140] et de $67 \pm 9 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ selon Siebert et al. 2003 [221]. Dans nos simulations la densité stellaire à une distance équivalente est de $40 M_{\odot} \cdot \text{kpc}^{-2}$, ce qui est dans le bon ordre de grandeur. Ainsi, le profil de densité stellaire obtenu dans ces simulations est en très bon accord avec les observations et ressemble de façon très similaire au profil de densité du disque d'une galaxie telle que la voie lactée.

Le profil de gaz décroît moins rapidement qu'une loi exponentielle est au dessus de 25 à 30 kpc, le profil de densité a une densité de l'ordre de $10^5 M_{\odot} \text{ kpc}^{-1}$ qui correspond à la densité observée en dehors du disque ces objets. Le profil densité du gaz est typiquement un ordre de grandeur plus faible que le profil de gaz au centre du disque et tend vers une densité identique au-dessus de 10 kpc.

- **Simulation avec profil en $1/r^2$** : Cette simulation a un profil de gaz totalement différent. La Figure 4.23 présente respectivement le profil de densité de gaz à gauche et stellaire à droite. Aux environs de 2 à 5 kpc, on remarque une déplétion dans le gaz très marquée. Cette forte diminution de la densité de gaz est à mettre en relation avec la barre stellaire qui a une dimension de 3 kpc. Le profil de densité met en évidence le transport de gaz vers le centre de la galaxie sous l'action de la barre. On note que la densité centrale de gaz est très élevée par rapport aux parties externes du disque ($r = 20$ kpc) avec une différence de 2 ordres de grandeurs. Entre 10 et 20 kpc, la densité de gaz est relativement constante et au-dessus de 20 kpc elle décroît vers la valeur correspondant à la zone en dehors du disque de l'objet. La densité stellaire subit aussi l'influence de la barre. Comme pour les simulations en $1/r$, on retrouve un profil bien ajusté par une loi exponentielle pour les régions externes du disque, avec toutefois une échelle caractéristique plus importante, de l'ordre de 5 kpc, qui reste toutefois totalement compatible avec les observations. La partie centrale présente un fort écart à la loi exponentielle, de près de 2 ordres de grandeur. Cette forte densité stellaire résulte de la forte densité de gaz et à la présence de la barre, qui induit un important taux de formation d'étoiles. Toutefois, cette forte densité centrale n'est pas à confondre avec la présence d'un bulbe puisqu'il n'apparaît pas une telle structure d'après la morphologie des objets.

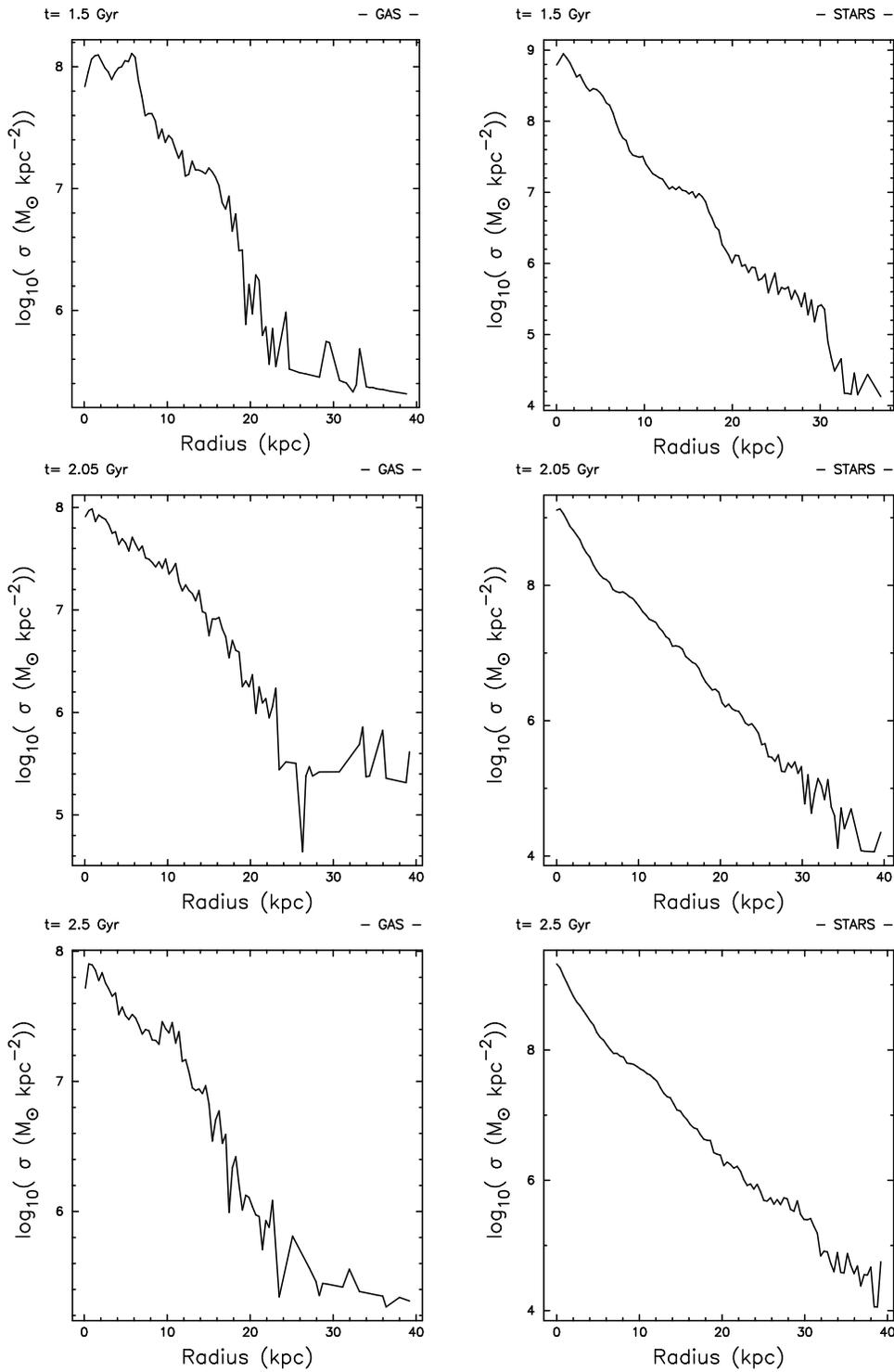


FIG. 4.22 – Profils de densité pour une simulation avec λ moyen, à gauche le gaz et à droite les étoiles.

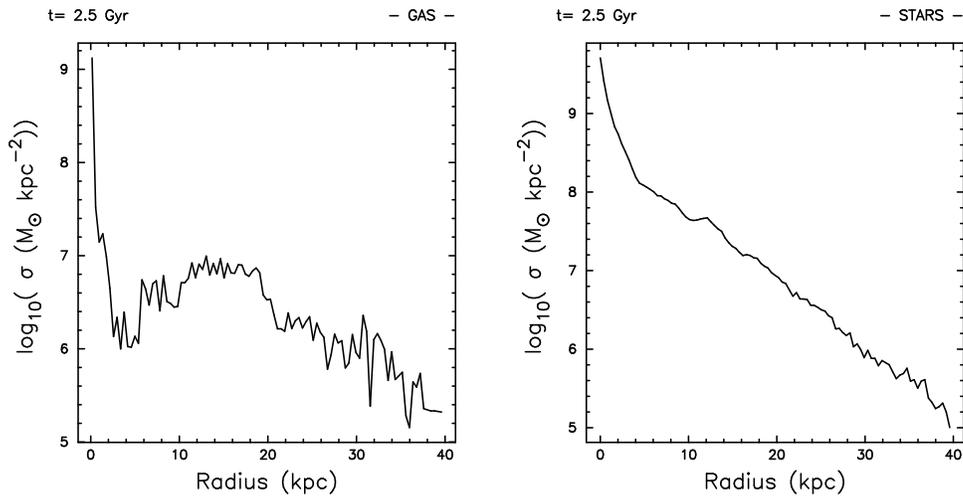


FIG. 4.23 – Profils de densité pour une simulation pour λ moyen et en $1/r^2$.

– **Conclusion :** Pour l’ensemble des simulations, nous ne constatons pas de croissance de structure de type bulbe quels que soient les paramètres considérés. Toutefois, l’épaisseur du disque obtenue pour les simulations en $1/r$ pourrait masquer l’apparition éventuelle d’un bulbe dans nos simulations. De plus, toujours pour les simulations en $1/r$, une structure boîte/cacahuète des barres est observée. Elle reste toutefois de très faible amplitude et ne parvient pas à se différencier nettement du disque stellaire. Une telle structure n’est pas observée dans les simulations en $1/r^2$ où la barre apparaît avec une plus faible dimension.

Cette non formation de bulbe est constatée de la même façon par Springel 2000 [226] sur des simulations SPH à plus haute résolution ou Berczik (Berczik 1999 [23]) à plus faible résolution et sur 15 milliards d’années.

Les simulations en un $1/r$ et en $1/r^2$ présentent chacune des caractéristiques importantes. De part, les deux qualifications suivantes, nous montrerons que les profils en $1/r$ sont les plus adaptés.

4.2.3 Qualification cinématique

Deux propriétés essentielles doivent être observées afin de qualifier un objet de galaxie disque : la décroissance exponentielle du profil radial de densité et une courbe de rotation plane. Nous avons vu précédemment que nous vérifions la première propriété, dans ce paragraphe nous allons étudier la seconde.

L'étude des courbes de rotation est un outil puissant pour mesurer la distribution de matière dans le plan du disque des galaxies spirales⁹. Dès 1914, les toutes premières courbes de rotation ont pu être mesurées sur les galaxies proches M31 et M104 (Slipher 1914 [214]). Toutefois, c'est au début des années 70, notamment avec l'apport des observations radio de la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre (HI) que l'on admit que les courbes de rotation des galaxies restaient planes (Rogstad & Shostak 1972 [186]) jusqu'à de grands rayons, mettant en évidence l'existence d'un halo étendu de matière non visible. Actuellement, peu de galaxies présentent des décroissances kepleriennes à grand rayon. Certaines mesures indiquent une possible décroissance keplerienne de la courbe de rotation de la Voie Lactée pour des rayons supérieur à 17 kpc (Honma & Sofue 1997 [98]). La partie centrale des courbes de rotation présente une zone de croissance de vitesse (de type rotation solide), dont l'extension radiale est délimitée par le rayon de turn-over (rayon au-delà du quel la courbe de rotation s'infléchit pour tendre vers une courbe de rotation plane.). Pour les galaxies spirales, les rayons de turn-over sont de quelques centaines de parsecs quelques kiloparsecs. Bien que les études dans les années 80 – 90 annonçaient des rayons de turn-over de l'ordre du kiloparsec (Rubin et al. 1980 [191], Rubin et al. 1985 [192], Persic et al. 1996 [170]), les méthodes plus récentes d'analyse tel que l'*enveloppe tracing method* (Sofue 1996 [217], Sofue 1997 [218], Sofue et al. 1999 [219]) tendent à montrer que le rayon de turn-over est plus limité, avec un ordre de grandeur d'une centaine de parsec.

Dans le cadre de notre qualification cinématique, nous allons voir dans quelle mesure nos objets ont une courbe de rotation typique des galaxies spirales au niveau du rayon de turn-over et vis à vis de la nature de la courbe de rotation. Dans un premier temps, nous allons montrer la correspondance entre les courbes des étoiles et du gaz, puis nous discuterons de l'influence des paramètres initiaux sur l'évolution temporelle et sur l'allure finale des courbes de rotation.

Comparaison des deux types de courbes de rotation :

La Figure 4.24 compare la courbe de rotation des étoiles à celle du gaz (i.e. la vitesse angulaire moyenne de l'ensemble des étoiles, et du gaz). Les deux courbes ont des allures similaires, une amplitude d'environ 280 km.s^{-1} pour le gaz et 270 km.s^{-1} pour les étoiles, et un rayon de turn-over comparable également (environ 4 kpc). Cette correspondance provient du fait que le gaz et les étoiles sont soumis au même potentiel global. Les parties centrales que le gaz a tendance à avoir un rayon de turn-over légèrement inférieur à celui observé dans la contre-partie stellaire. Toutefois, de façon générale, la courbe de rotation des étoiles est légèrement inférieure à celle du gaz, une tendance en bon accord avec les résultats observationnels ($V_* < V_g$, pour les types précoces, et $V_* \simeq V_g$ pour les types tardifs (Vega Beltrán et al. 2001 [248])). Cette différence s'explique par un modèle où le gaz se trouve en équilibre rotationnel alors que les étoiles sont soumises à des mouvements

9. Pour une revue récente sur les courbes de rotation voir Sofue & Rubin 2001 [220].

aléatoires plus importants (Pignatelli et al. 2001 [173]). Cet effet est d'autant plus grand que la galaxie présente un bulbe conséquent.

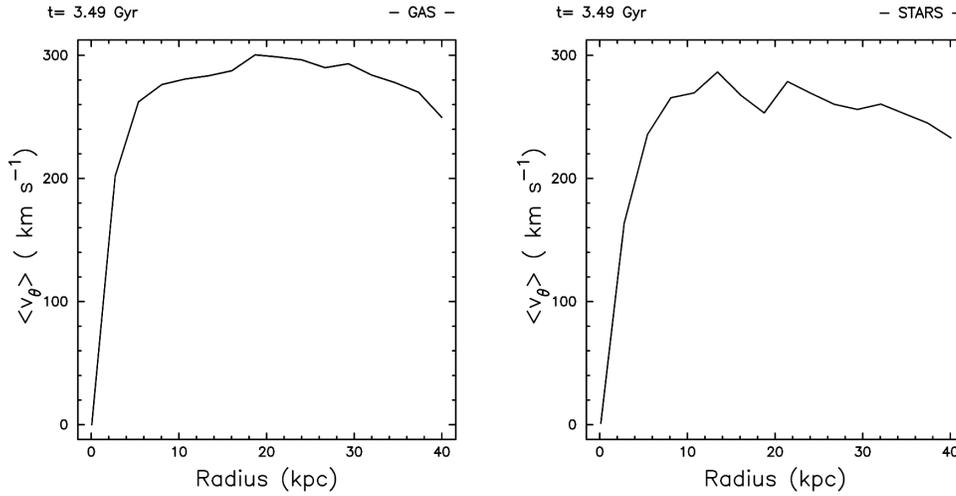


FIG. 4.24 – Courbe de rotation, à gauche pour la composante gazeuse et à droite pour la composante stellaire.

Compte tenu de la correspondance entre les courbes de rotation du gaz et des étoiles, nous étudierons par la suite exclusivement les courbes de rotation du gaz. Par ailleurs, observationnellement, les études réalisées sur les courbes de rotation se font majoritairement sur le gaz ($H\alpha$, HI, CO). La mesure des courbes de rotation des étoiles nécessitant un flux lumineux important, elle se limite généralement à la partie centrale des galaxies (voir Vega Beltrán et al. 2001 [248] pour une mesure des courbes de rotation des étoiles).

Effet de la formation stellaire

L’ajustement du paramètre c_* nous a permis d’obtenir un ensemble de simulations ayant des conditions initiales identiques, mais avec différents taux de formation d’étoiles. Nous pouvons donc estimer l’influence de la conversion de la matière baryonique de composante collisionnelle en composante non collisionnelle. La Figure 4.25 présente trois courbes de rotations obtenues trois valeurs différentes de c_* formation. La première courbe correspond à un taux de formation d’étoiles nul, i.e. la simulation ne comprend que du gaz. Les deux autres courbes correspondent à $c_* = 0.006$ et $c_* = 0.1$ respectivement. Ces variations de taux de formation d’étoiles conduisent respectivement à des fractions de gaz, moyennées sur l’ensemble du disque, de 100%, $\sim 15\%$ et $\sim 3\%$.

Nous constatons qu’à la résolution de notre étude, il n’y a pas de différence significative entre les trois courbes de rotation. Leur vitesse de plateau est de 280 km.s^{-1} . Le rayon de turn-over de la simulation avec 100% de gaz a une valeur légèrement inférieure aux autres (1 kpc au lieu 2 kpc).

Ainsi, une fois le disque galactique formé, le gaz et les étoiles décrivent le même type de courbe de rotation. Comme nous l’avons montré dans le paragraphe concernant la qualification du taux de formation stellaire, la composante stellaire et gazeuse reste dans le plan du disque avec une épaisseur comparable quelle que soit la valeur du paramètre c_* que nous avons considéré. Ainsi, le potentiel gravitationnel (DM + disque) vu par

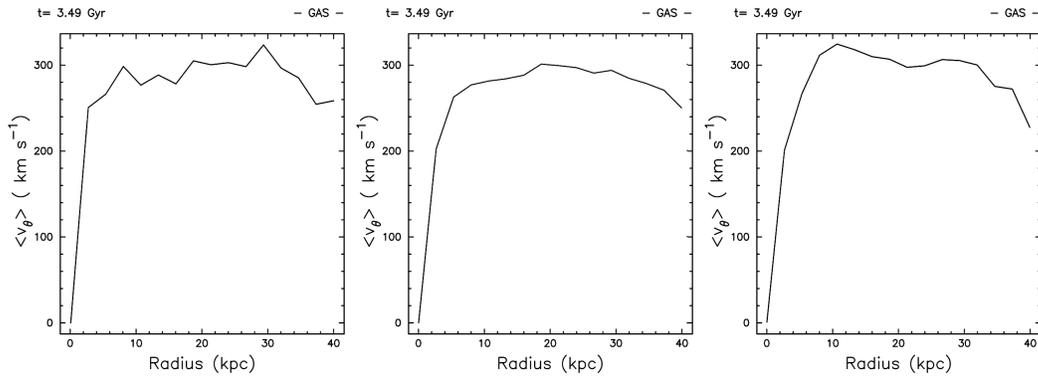


FIG. 4.25 – Courbes de rotation obtenues pour une simulation sans formation stellaire (à gauche), avec $c_* = 0.1$ (au centre) et $c_* = 0.006$ (à droite).

les différentes particules ne varie pas significativement d’une simulation à une autre. Un disque de gaz décrit bien la rotation d’une galaxie complète.

Afin d’étudier des courbes de rotation sur un large ensemble de simulations, nous avons considéré uniquement le cas 100% de gaz, la vitesse du code numérique étant beaucoup plus importante sans formation stellaire. Nous allons à présent nous intéresser à l’influence des paramètres initiaux, puis à l’évolution temporelle des courbes de rotation.

Influence des paramètres initiaux

La Figure 4.26 présente les courbes de rotations obtenues pour les trois catégories de simulations : faible, moyenne et forte valeurs de λ avec $R_{ini} = 100$ kpc. Les courbes du haut correspondent au profil initial de matière noire en $1/r$ et les courbes du bas au cas en $1/r^2$. Les courbes de rotations sont présentées à l’instant final de la simulation, c’est à dire à 3.5 milliards d’années.

– **Rayons de turn-over :** Le rayon de turn-over est de l’ordre de 2 à 4 kpc et est relativement indépendant de la valeur de λ . Toutefois, une légère tendance se dégage pour le profil initial. Le rayon de turn-over tend à être plus petit pour les simulations avec un profil en $1/r^2$ avec une diminution d’environ 40% par rapport aux simulations en $1/r$. Observationnellement, la zone de rotation solide est de l’ordre de quelques centaines de parsecs à quelques kiloparsecs (Begeman 1991 [21], Sofue et al. 1999 [219]). Ainsi, l’extension spatiale de cette zone, relativement à nos échelles de disque, est compatible avec la tranche élevée des valeurs observées. Nous avons signalé que les valeurs élevées de rayon de turn-over correspondent généralement à des observations anciennes et que les observations plus récentes trouvent des échelles plus faibles ce qui suppose un effet observationnel de surestimation de cette échelle. Dans nos simulations cette valeur élevée peut être consécutive à un effet similaire, dû au paramètre de lissage du potentiel de gravitation. Nous avons réalisé une simulation à plus haute résolution en doublant le nombre de particules. En d’autres termes, nous avons diminué le paramètre de lissage. Aucune variation n’a été constatée. La simulation se déroulant en 3D, doubler le nombre de particules revient à diviser par $2^{1/3} \simeq 1.25$ le paramètre de lissage, ce qui est en définitive un gain faible sur la résolution. Pour envisager de voir un effet, il faudrait pro-

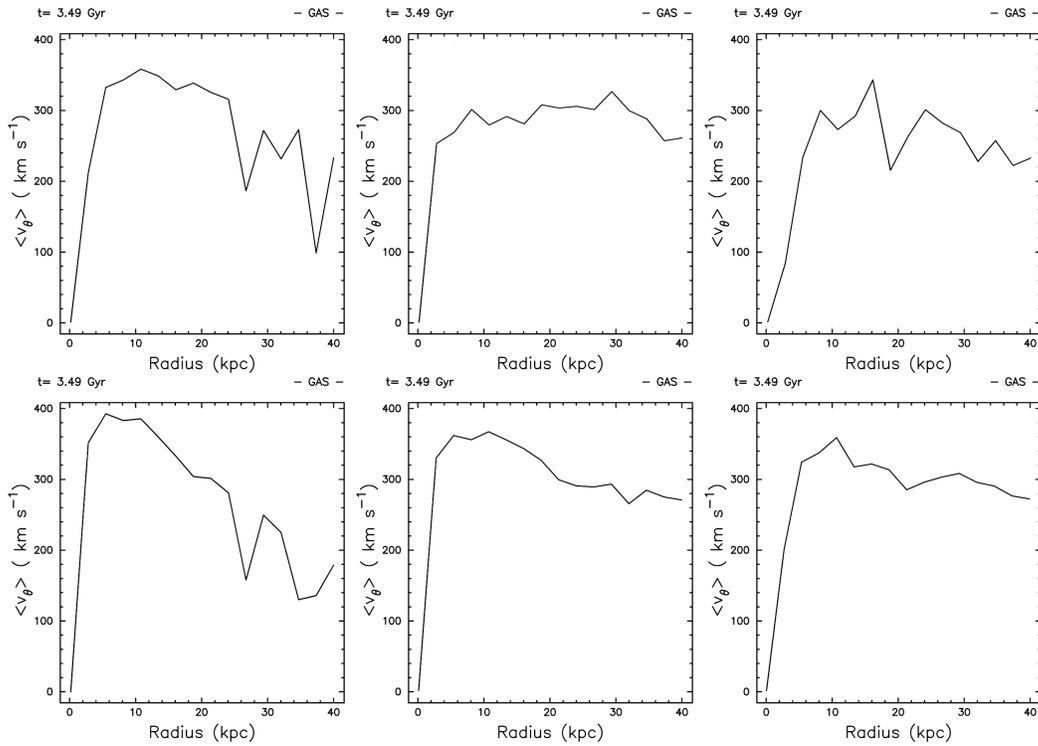


FIG. 4.26 – Courbe de rotation pour les simulations en $1/r$ (en haut), en $1/r^2$ (en bas). Les courbes correspondent à la catégorie des faibles valeurs de λ (à gauche), à la catégorie des moyennes valeurs de λ (au centre), à la catégorie des fortes valeurs de λ (à droite)

bablement augmenter le nombre de particule par un facteur 30 à 1000 afin de gagner un demi ou un ordre de grandeur sur la résolution spatiale. Toutefois, ce nombre significatif de particules est hors de portée de notre outil numérique.

– **Plateau de vitesse :** Au-delà du rayon de turn-over la courbe de rotation, une fois stabilisée présente le plateau de vitesse caractéristique des galaxies spirales.

Relativement aux simulations en $1/r$, le plateau à une vitesse de 280 km.s^{-1} pour les simulations λ moyen. Il est remarquablement bien défini jusqu'à un rayon de l'ordre de 30 kpc. Au delà de 30 kpc, la courbe de vitesse amorce une décroissance. Les simulations λ faible, présente un plateau de vitesse plus élevé d'environ 20% (340 km.s^{-1}) et les simulations à forte valeur de λ présentent un plateau de vitesse plus faible de 10 % (260 km.s^{-1}) et comporte plus de fluctuations. La décroissance de vitesse du plateau de vitesse avec l'augmentation de λ s'explique par le fait que le disque de matière est d'autant plus compact que la valeur de λ est faible. La décroissance keplerienne est observée dès un rayon de 10 kpc pour les simulations λ faible et est rejetée au-delà de 50 kpc pour les simulations aux fortes valeurs de λ , ce qui est une autre manière de montrer que les systèmes sont plus compacte pour les faibles valeurs de λ .

Pour les simulations en $1/r^2$ on retrouve les mêmes tendances, qui sont toutefois amplifiées du fait que le système est plus compact que pour les simulations en $1/r$: le plateau de vitesse est plus élevé, et à des valeurs de 380 km.s^{-1} , 340 km.s^{-1} et 320

km.s^{-1} . La décroissance keplerienne est particulièrement marquée pour les simulations à faible de λ .

La vitesse de rotation des galaxies spirales est généralement comprises entre 150 et 350 km.s^{-1} (Zaritsky et al. 1994 [262], Sofue et al. 1999 [219]) avec une tendance à ce que les galaxies de type tardif tournent moins rapidement que celles de type précoce. Par conséquent, nos simulations correspondent à la tranche élevée des galaxies observées, ce qui est une conséquence de notre choix d'objet proto-galactique massif ($10^{12} M_{\odot}$ avec 10% de gaz). Toutefois, cette valeur est dans le bon ordre de grandeur et est compatible avec des galaxies de type tardif comme la galaxie de type Sc, NGC4254 (M99), qui a une vitesse de rotation de 288 km.s^{-1} selon Zaritsky et al. 1994 [262]. On constate que toutes caractéristiques confondues, les simulations en $1/r$ de la catégorie λ moyen forment les courbes de rotation les plus réalistes.

Évolution temporelle des courbes de rotation

La Figure 4.27 présente l'évolution temporelle typique d'une courbe de rotation. Nous présentons ici la courbe de rotation associée à une simulation en $1/r$ avec des valeurs de λ moyenne.

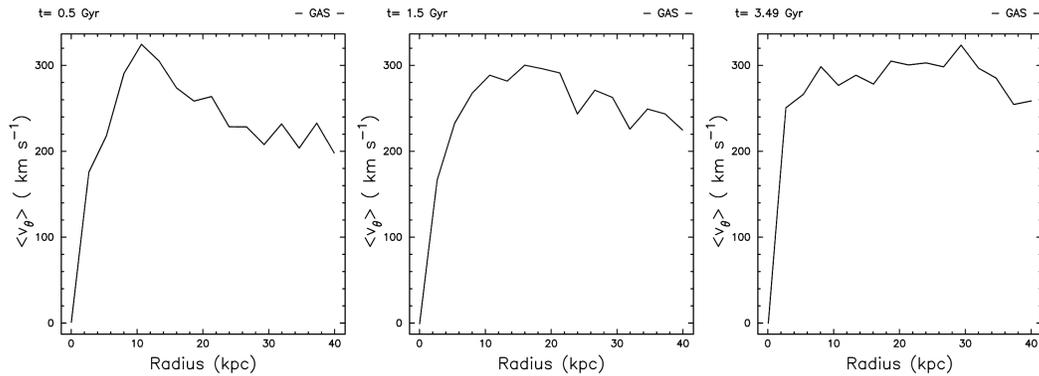


FIG. 4.27 – Évolution temporelle d'une courbe de rotation ($\lambda = 0.1$, simulation en $1/r$, $R_{ini} = 100 \text{ kpc}$).

Après un temps dynamique t_{dyn} (i.e. 500 millions d'années), la zone de rotation solide est totalement définie tant au niveau de son extension spatiale (délimitée par le rayon de turn-over) qu'au niveau du gradient de vitesse. Initialement, le plateau de vitesse n'est pas défini et une décroissance quasi-keplerienne est observée dès 10 kpc. Le plateau de vitesse se met en place par une croissance de la vitesse externe de la galaxie, qui traduit la relaxation du halo de matière noire. Après 1.5 milliards d'années, le plateau de vitesses est quasiment en place. À 3.5 milliards d'années, le plateau de vitesse n'évolue plus.

Conclusion

L'ensemble des simulations des trois catégories présente des courbes de vitesse représentative d'une galaxie. La vitesse de rotation du disque est toutefois relativement élevée de l'ordre de 280 à 300 km.s⁻¹. Les courbes de rotation sont plus caractéristiques d'un disque d'une galaxie précoce (Sab/Sb) mais restent toutefois compatible avec des galaxies de type tardif Sc. Ce résultat est une conséquence de notre choix d'objet massif (10¹² M_⊙ dont 10% de matière baryonique).

Parmi les simulations de la troisième catégorie, les paramètres initiaux conduisant aux courbes de rotation ayant des caractéristiques les plus proches de celles observées correspondent à $R_{ini} = 100$ kpc et un profil en r^{-1} .

4.2.4 Qualification chimique

La dernière qualification de nos modèles est effectuée sur les observables chimiques. De la même façon que pour les qualifications précédentes, nous nous référons aux trois catégories de simulation. Dans un premier temps, nous allons étudier les différents processus qui régissent l'évolution du gaz dans une galaxie : le taux de formation d'étoiles, la fraction de gaz et les taux de supernovae. Dans un deuxième temps, nous qualifierons l'évolution temporelle de l'enrichissement chimique des étoiles et du gaz. Dans cette partie, nous comparons les caractéristiques chimiques entre 0 et 3 milliards d'année, correspondant à l'intervalle de temps couvert par l'ensemble des trois catégories de simulations.

Taux de formation d'étoile

Le taux de formation d'étoiles (SFR) est une quantité fondamentale pour l'évolution d'une galaxie. Le SFR définit le rythme auquel le gaz va être consommé dans la galaxie. Les observations montrent que le taux de formation d'étoiles évolue de façon monotone le long de la séquence d'Hubble, dans le sens où les galaxies de type tardif ont des taux de formation stellaires plus importants que les galaxies de type précoce (Kennicutt 1998 [111]). Dans cette partie nous caractérisons le taux de formation d'étoiles sur l'ensemble des objets afin de pouvoir le comparer à des études similaires.

Bien que la morphologie obtenue pour les trois catégories de simulations soit de nature différente, on trouve une allure semblable pour les taux de formation stellaire. La Figure 4.28 présente les trois taux de formation d'étoiles en fonction du temps associés aux trois catégories d'objets définis au début de ce chapitre. Le taux de formation d'étoiles de nos simulations comporte trois régimes : une phase initiale de croissance rapide du SFR(t), une phase où le SFR(t) atteint une valeur maximum qui selon la valeur de λ peut être infiniment bref ou durer plus d'un milliard d'années. En particulier, les globules de sur-densité observés dans les simulations λ fort n'affectent pas l'allure générale du SFR(t). Pour ces objets, le SFR(t) ne comporte pas de sursaut brusque. Ainsi, le SFR(t) moyen du système est indépendant de la manière dont la matière est distribuée, seule la quantité de gaz disponible sur la totalité du disque conditionne le SFR(t) moyen. Nous allons à présent décrire l'évolution des taux de formation d'étoiles sans distinguer les trois catégories de simulation.

La première phase est une phase de latence où la densité locale du système croît dans le plan de rotation du système, sous l'effet de l'effondrement de la sphère de matière (gaz + DM) et du refroidissement du gaz. La formation de la première particule stellaire dans le système définit l'instant initial à partir duquel le système va amorcer son évolution chimique. Elle s'effectue aux environs de 150 millions d'années et est indépendante du paramètre de rotation initiale. En effet, la première particule stellaire se forme au centre, là où la densité initiale est la plus forte, et où, du fait de la rotation solide initiale, la vitesse initiale est nulle et donc indépendante de λ .

À mesure que le gaz se densifie dans le plan galactique, le taux de formation d'étoiles croît rapidement en quelques centaines de millions d'années, pour atteindre une valeur maximale SFR_{max} qui marque la fin du régime de formation initial. Cette phase de croissance est d'autant plus brève que la valeur de λ est faible. Cette durée est respectivement de l'ordre de 200 à 300 millions d'années pour les faibles valeurs de λ , de 300 à 400 millions d'années pour les valeurs intermédiaires de λ et de 400 à 800 millions d'années pour

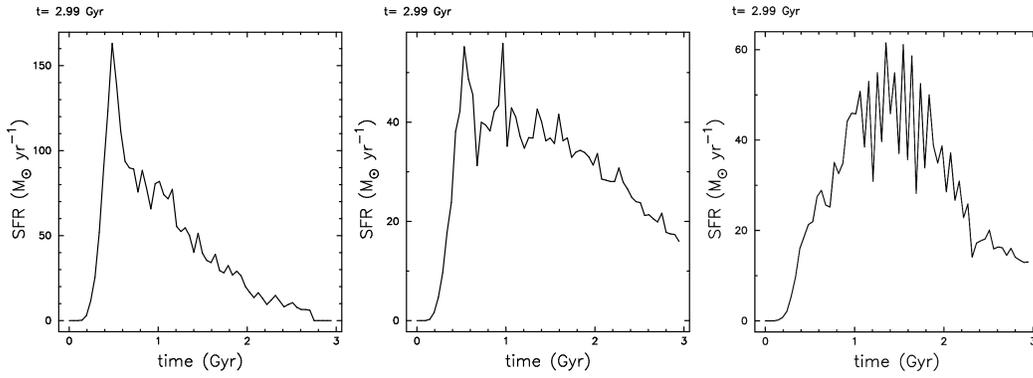


FIG. 4.28 – Taux de formation d'étoiles des trois catégories de simulations, λ faible, λ moyen et λ fort, de gauche à droite.

les fortes valeurs de λ . L'augmentation de cette durée est due à la vitesse à laquelle la densité du système croît consécutivement à l'effondrement moins violent de la sphère de l'objet proto-galactique, et à l'augmentation de la dimension spatiale du disque à mesure de λ augmente. Nous verrons dans le chapitre suivant quelle est la signification physique de cette croissance du $\text{SFR}(t)$ sur cette brève période.

Dans la seconde phase, le $\text{SFR}(t)$ est élevé et relativement constant. La zone de formation d'étoiles à taux constant est identifiable à une phase de saturation du système vis à vis de la formation stellaire : D'une part, l'augmentation de la densité moyenne du système due à l'effondrement gravitationnel tend à générer un taux de formation proportionnel à la densité moyenne du disque, d'autre part, le taux de formation d'étoiles tend à chauffer le gaz par les explosions de supernovae et à faire décroître le taux de formation d'étoiles. Pour les simulations λ faible, l'augmentation rapide de la densité impose un pic de formation stellaire très bref durant lequel une quantité importante d'étoiles est créée. Le régime d'équilibre n'apparaît pas dans ces simulations où d'une part la composante gazeuse est consommée rapidement et d'autre part le gaz est chauffé par l'ensemble des supernovae du pic du SFR. Finalement, ces deux phénomènes conduisent à une décroissance immédiate du SFR. Pour les valeurs intermédiaires de λ , la durée de la période où le SFR reste constant est de 300 millions à 1 milliard d'années et connaît de rapides et fortes variations dans le temps, variations de l'ordre de 10 à 20 M_{\odot} par an, sur des échelles de temps de 100 millions d'années. Pour les valeurs les plus élevées de λ , la durée de cette période reste relativement constante, de l'ordre de 1 milliard d'années. Sur l'ensemble de l'intervalle de valeur de λ , on peut évaluer que le taux maximal de formation d'étoiles a une dépendance en λ^{-1} (Figure 4.29 à gauche). Cette dépendance négative est due à la répartition du gaz sur une surface plus grande qui est d'autant plus importante que la vitesse de rotation initiale est élevée. Pour la dernière catégorie de simulation (λ fort), la valeur maximale du taux de formation d'étoiles ne semble plus suivre cette loi. Dans la qualification morphologique, nous avons signalé que ces objets se distinguaient par une morphologie anarchique et ne peuvent être considérés comme des objets uniques. Cette distinction par rapport aux deux autres catégories peut expliquer ce changement de régime.

Dans la dernière phase, le $\text{SFR}(t)$ connaît un période de décroissance régulière avec une variabilité moindre que dans la phase précédente. Une fois l'accrétion de gaz ter-

minée, la consommation de gaz se poursuit et la formation stellaire tend à décroître suivant une loi exponentielle de temps caractéristique τ qui croît avec λ (Figure 4.29 à droite). La dépendance du taux de formation d'étoiles global en fonction du profil ($1/r$ ou $1/r^2$) apparaît faible, et l'augmentation du rayon initiale R_{ini} tend à diminuer le taux de formation d'étoiles initial et à augmenter les échelles de temps des différentes phases de façon proportionnelle. Il est important de faire une remarque sur la détermination de la valeur de τ . Les simulations étant réalisées sur une durée de 3 milliards d'années, et les deux premières phases du SFR(t) étant d'autant plus longues que λ est important, la détermination de τ est effectuée avec moins de points de mesure pour les grandes valeurs de λ . Ainsi, les points de mesure pour les grandes valeurs de λ sont moins fiables. Les barres d'erreurs sur la figure traduisent l'écart moyen du SFR(t) par rapport à l'ajustement $\propto \exp(-t/\tau)$.

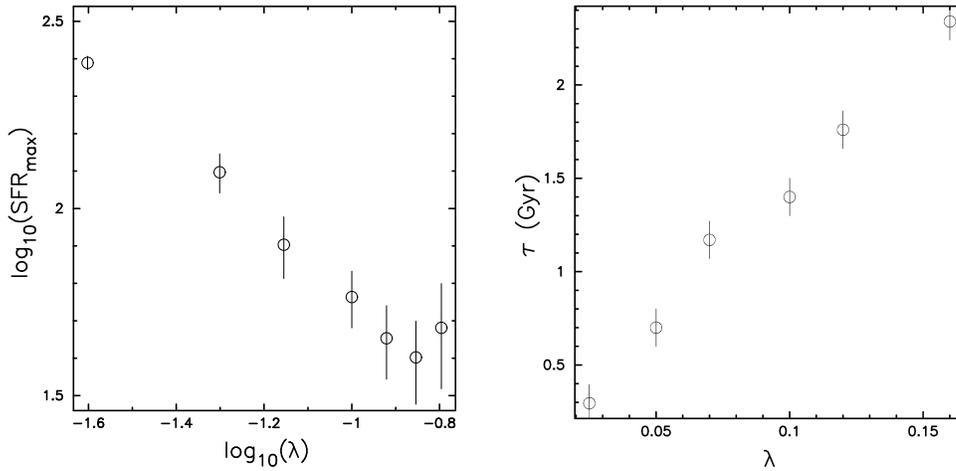


FIG. 4.29 – À gauche, valeur du taux de formation maximal en fonction de λ , à droite, échelle de temps de la décroissance du SFR estimée à partir d'une loi exponentielle.

– **Discussion :** Nous allons à présent comparer nos résultats à des travaux similaires aux nôtres. Raiteri et al. 1996 [180] obtiennent un SFR(t) plus bruité que les nôtres en raison de leur plus faible résolution (2000 particules de gaz). Toutefois, les trois phases sont présentes. La phase de décroissance est moins marquée en raison de leur méthode de formation d'étoiles. Ils attribuent à la particule stellaire une fraction fixe de masse de particules de gaz (voir paragraphe *effet de la formation stellaire*). Cette méthode tend à créer de grosses particules stellaires dans les premières phases de l'évolution de la galaxie, compromettant la description du SFR(t) des dernière phases. Berczik 1999 [23] obtient un taux de formation d'étoiles similaire au nôtre avec les trois régimes bien marquées. La décroissance exponentielle est visible car sa formation stellaire utilise une prescription similaire à la nôtre dans le sens où une masse maximum de particules stellaires est définie. Elle correspond à 5% de la masse d'une particule de gaz, contre 7% pour nous. L'approche statistique développée dans Lia et al. 2002 [122] reproduit aussi une décroissance exponentielle. Bien que dans leur cas la totalité de la masse d'une particule de gaz soit convertie en étoiles, l'approche statistique réattribue au bout d'un certain temps la totalité de la masse des particules stellaires sous forme de gaz, ce qui donne la liberté au

taux de formation d'étoiles de se dérouler sur une échelle de temps convenable. Le SFR(t) obtenu par Lia et al. ne comporte pas de zone de saturation. On constate que pour nos simulations à λ faible, la zone de saturation tend aussi à disparaître, l'augmentation de la densité s'effectuant sur une échelle de temps courte. Toutefois, dans Lia et al., le gaz étant intégralement converti en étoiles, il y a un biais sur l'effet de chauffage du gaz par les supernovae à petite échelle spatiale et temporelle, ce qui amplifie le phénomène et peut conduire à une sur-estimation du taux local de formation d'étoiles .

– **Conclusion :** Pour la catégorie de simulations la plus appropriée (i.e. λ moyen), et selon les deux qualifications précédentes, le taux de formation d'étoiles a une amplitude raisonnable par rapport à des galaxies de type tardif. Une galaxie Sc à un SFR de l'ordre de $20 M_{\odot}$ par an (selon Kennicutt 1998 [111]). Toutefois, l'amplitude du taux de formation d'étoiles n'est pas un argument en soit, justifiant que cette catégorie de modèles est la plus adaptée. En effet, le SFR(t) a été ajusté par le choix de c_* et seule la cohérence des quantités chimiques que nous allons développer par la suite justifiera ou non les résultats de la qualification morphologique. Nous préciserons dans la partie décrivant la production d'éléments chimiques une estimation quantitative de la sur-estimation de l'amplitude du taux de formation d'étoiles.

Fraction de gaz

La fraction de gaz définit la quantité de gaz disponible dans le disque relativement à sa masse totale (masse baryonique) dans un volume donné. Elle se définit simplement par :

$$f_g = \frac{M_{gaz}}{M_{gaz} + M_{etoiles}} \quad (4.6)$$

L'évolution spatiale et temporelle de la fraction de gaz dans le disque galactique est rarement discutée dans les expériences similaires aux nôtres. Pourtant, la fraction de gaz disponible dans le disque galactique est un aspect essentiel dans l'évolution d'une galaxie et en particulier son évolution chimique. La présence de gaz est une condition nécessaire à la formation d'étoiles et sa densité est probablement le paramètre majeur définissant le SFR en raison des corrélations observées de type Schmidt (Schmidt 1959 [204], Kennicutt 1994 [110]). La fraction de gaz définit aussi de quelle façon la production de métaux par les étoiles va être diluée dans le milieu interstellaire. Une fraction de gaz élevée conduira à une augmentation moins rapide de la métallicité. Par ailleurs, d'un point de vue observationnel, le type d'Hubble des galaxies est bien corrélé avec la fraction de gaz observée dans le disque (Sommer-Larsen 1996 [216]).

Toutefois, bien que ce paramètre soit important pour l'évolution d'une galaxie, il reste difficile à mesurer dans notre simulation pour de grands rayons, en raison de la décroissance rapide du nombre de particules de gaz et d'étoiles avec le rayon. Au-delà de 20 kpc la fluctuation du nombre de particules est telle que nous ne pouvons donner une valeur fiable de ce paramètre. Ainsi, nous limiterons à la qualification de la fraction gaz dans le disque à un rayon de 20 kpc.

Dans un premier temps, nous allons présenter l'évolution temporelle de la fraction de gaz pour les simulations correspondant à la catégorie λ moyen. La Figure 4.30 présente

l'évolution de la fraction de gaz radiale en fonction du rayon et du temps, à 0.5, 1, 2 et 3 milliards d'années.

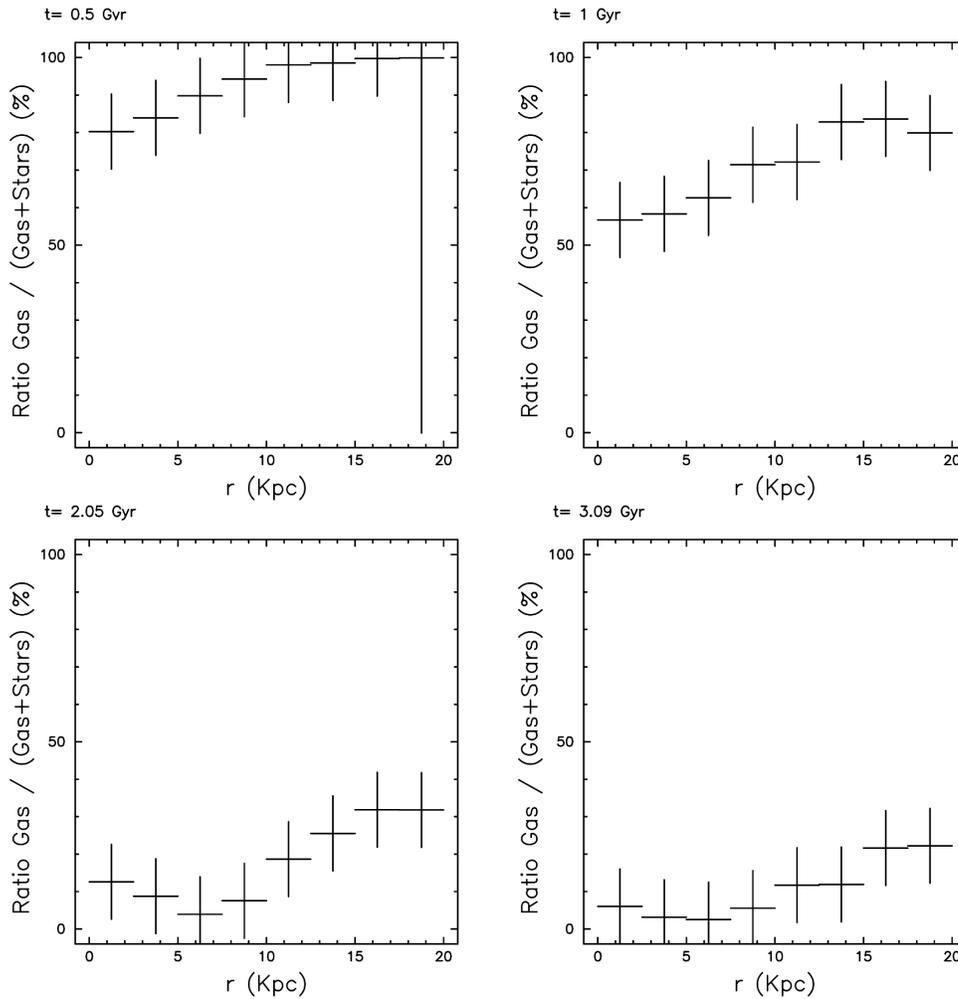


FIG. 4.30 – Évolution de la fraction de gaz radiale au cours du temps

Le disque galactique est initialement purement gazeux ($f_g = 1$). La consommation rapide du gaz dans les parties centrales de la galaxie conduit à une fraction f_g croissante du centre vers le bord. En 1 milliard d'années, la moitié du gaz a été convertie en étoiles. La fraction de gaz est toujours croissante du centre vers le bord. La totalité du disque sur 20 kpc présente une densité stellaire. Ainsi, en au plus un milliard d'années l'ensemble de la surface du disque est susceptible de former des étoiles (nous précisons cette constatation dans le chapitre suivant). Au bout de 3 milliards d'années, cette valeur tend à une valeur moyenne de 10%. On peut remarquer que cette valeur de f_g correspond typiquement à ce qui est observé pour une galaxie de type Sbc (cf. Sommer-Larsen 1996 [216]).

L'évolution temporelle de la fraction de gaz est similaire pour les deux autres catégories de simulation. La Figure 4.31 illustre l'unique différence qui les distingue. Ces

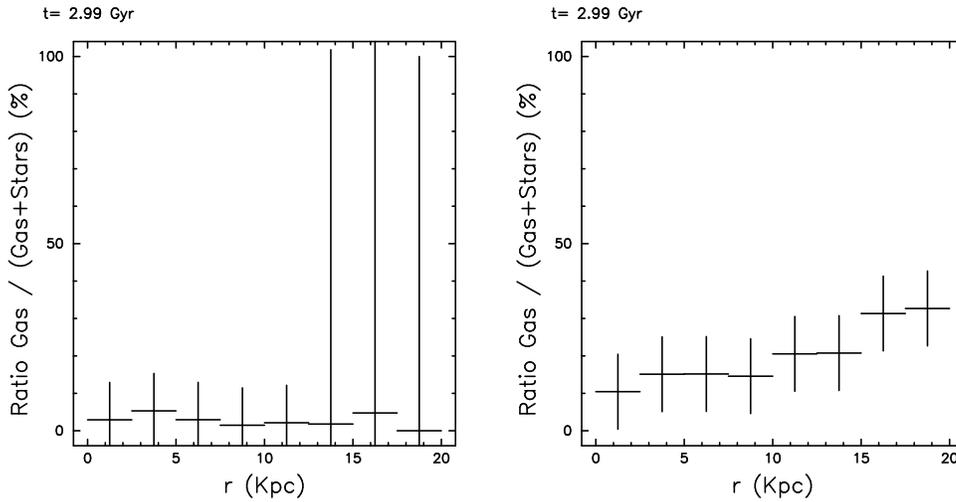


FIG. 4.31 – Fraction de gaz radiale pour la catégorie λ faible et λ fort.

deux graphiques sont à comparer à la figure à 3 milliards d’années de la série précédente. On constate que pour la catégorie de simulations à λ faible (Figure 4.31 à gauche), la fraction f_g est de l’ordre de 3%. Au-delà de 13 kpc, les barres d’erreurs illustrent l’indétermination sur la valeur de f_g au grand rayon, les objets de cette catégorie étant de faible dimension spatiale. Pour cette catégorie, le fort taux de formation d’étoiles conduit à une consommation rapide du gaz et tend vers un système exclusivement composé de gaz. Sans se référer à la morphologie que nous avons obtenue, cette fraction de gaz correspond à une galaxie spirale de type précoce Sa/Sab. À droite de la Figure 4.31, nous représentons la fraction de gaz obtenue pour une simulation avec λ fort. La fraction de gaz est élevée, de l’ordre de 15%. De façon opposée au cas précédent, la valeur de la fraction de gaz décroît moins rapidement que le cas λ moyen du fait de la faible valeur du taux de formation d’étoiles. La valeur élevée de f_g est typique d’objets tardifs de type Sc (cf. Sommer–Larsen 1996 [216]).

Taux de supernovae :

Dans notre étude, les supernovae constituent les sites de production de métaux (Fer, Magnésium, Oxygène). Nous avons introduit préalablement les deux types de supernovae que nous considérons dans notre étude, les supernovae de type II et les supernovae de type Ia. Les deux distinctions principales des ces supernovae sont la durée de vie de leurs progéniteurs respectifs et la production de métaux dans des rapports d’abondances différents. Ces caractéristiques permettent de définir une observable chimique définissant la vitesse à laquelle le système s’est enrichit. Nous utiliserons cette caractérisation dans le chapitre suivant. Nous qualifions les taux de supernovae des simulations d’un point de vue temporel et d’un point de vue spatial.

La Figure 4.32 présente les taux de supernovae associées au trois SFR de la Figure 4.28. Les trois lignes représentent respectivement les taux associés aux simulations de faible, moyenne et forte valeur de λ . Les figures de la colonne de gauche représentent les taux de supernovae de type II et celle de droite les supernovae de type Ia. De façon

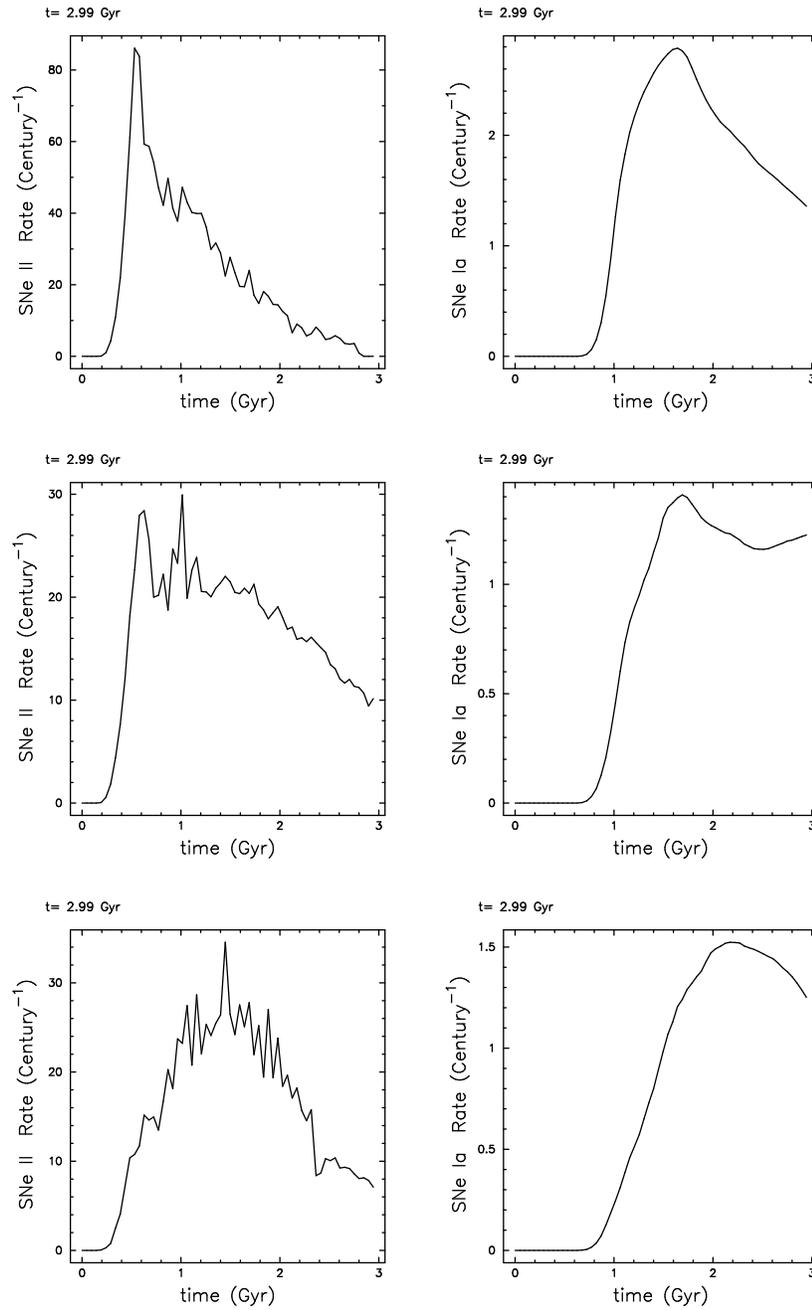


FIG. 4.32 – Taux de supernovae de type II à gauche, de type Ia à droite. Ces taux sont associés aux SFR de la Figure 4.28 .

générale les taux de SN II se comportent de la même façon que le SFR : même évolution temporelle, même dépendance à la valeur de λ . Ceci traduit le fait que les progéniteurs des supernovae de type II ont une durée de vie courte (au plus de 50 millions d’années). Ainsi, les taux de SN II suit la forme du SFR. Pour les supernovae de type Ia, la forme du taux est beaucoup moins variable que le SFR, en raison de la durée de vie des progéniteurs de, 0.6 à plusieurs milliards d’années. La dépendance en λ de l’amplitude maximale du taux d’explosion est identique à celui du SFR et des SN II, et traduit le fait que le taux de supernovae est totalement contraint par la quantité d’étoiles produites au cours du temps.

La forme des taux de supernovae relativement au SFR est une conséquence des prédictions de l’évolution stellaire et en particulier de la durée vie des étoiles. La réelle comparaison par rapport aux études précédentes porte sur l’amplitude du maximum des différents taux de SN relativement à celui du SFR. En effet, il permet de caractériser le modèle d’évolution stellaire utilisé dans le code. Le taux de SN II (R_{II}) est à son maximum en même temps que le SFR, et tel que $R_{II,max} \simeq \text{SFR}_{max}/2$, R_{II} en nombre d’événements par siècle et SFR en masse solaire par an. Le taux de SN Ia pique à une valeur $R_{Ia,max} \simeq \text{SFR}_{max}/40$ retardé d’un milliard d’années¹⁰ par rapport au SFR (Figure 4.32). Nos relations ‘SFR/taux de SN’ sont identiques chez Raiteri et al. 1996 [180], identiques en moyenne à Lia et al. 2002 [122]. Du fait de leur approche statistique, le modèle de Lia et al. 2002 conduit à faire une approximation sur les petites échelles de temps, ce qui induit un décalage temporel sur les explosions des SN II (L’approche statistique induit une sur-estimation de la durée de vie des SN II par rapport aux prédictions de l’évolution stellaire). Carraro et al. 1998 [38] ont un rapport $\text{SFR}/R_{II} \simeq 10$ et $\text{SFR}/R_{Ia} \simeq 10$. Compte tenu que ce rapport est contraint par les modèles d’évolution stellaire, leur valeur de SN II est clairement sur-estimée, et de SN Ia sous estimé. Par conséquent, le choix de notre modèle chimiques, de part les taux de supernovae, apparaît être en bon accord avec les études similaires.

La distribution spatiale de supernovae nous permet de déterminer les lieux où l’enrichissement chimique va se produire. Nous présentons dans la Figure 4.33 la distribution spatiale des supernovae pour une simulation de la catégorie λ moyen. La distribution des deux types de supernovae s’explique par la durée de vie des progéniteurs, entre 5 et 50 millions d’années pour les supernovae de type II, contre plus d’un milliard d’années pour les supernovae de type Ia. Ainsi, les supernovae de type II tracent préférentiellement les zones de hautes formations d’étoiles correspondant aux étoiles jeunes, alors que les supernovae de type Ia sont associées à des étoiles anciennes. Après un milliard d’années d’évolution, le site de formation d’étoiles est localisé au niveau de la barre et les supernovae de type II tracent la barre qui est un site de formation d’étoiles privilégié. Sur l’intervalle de temps de nos simulations, les supernovae de type Ia restent principalement localisées au centre de la galaxie.

10. Durée de vie typique des premières SN Ia.

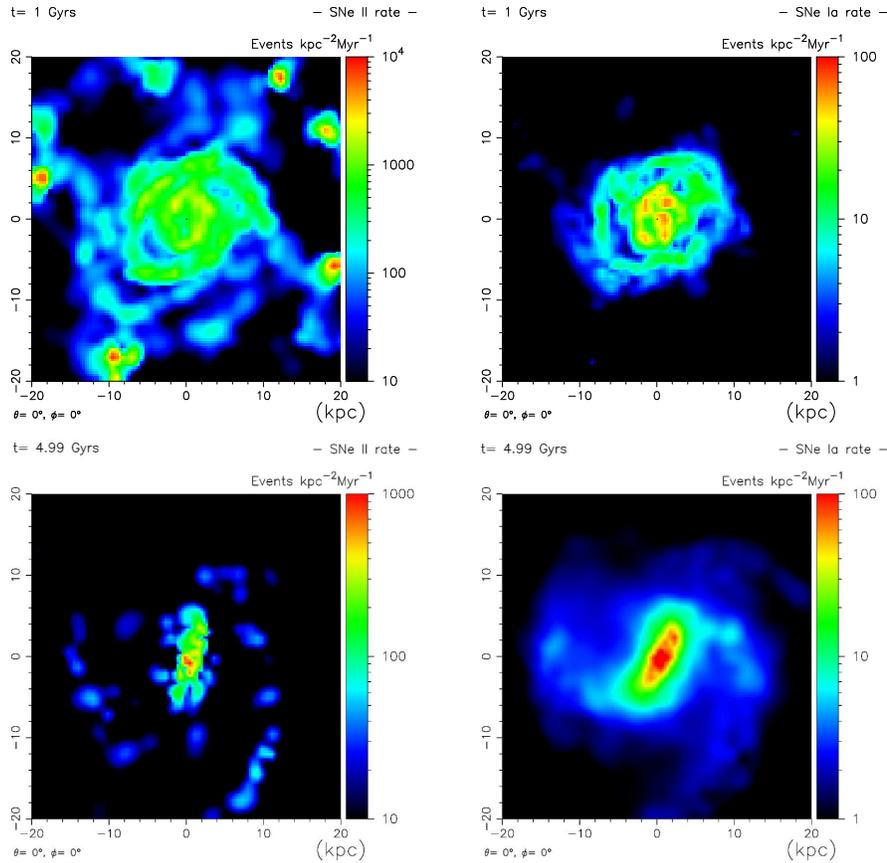


FIG. 4.33 – Évolution de la répartition spatiale du taux de supernovae de type II à gauche et de type Ia à droite, en haut à 1 milliard d’années, en bas à 5 milliards d’années.

Élément chimique

Nous qualifions à présent la quantité de métaux produite par les trois catégories de simulations de manière qualitative puis quantitative. Dans cette partie, nous devons établir si, d’un point de vue chimique, une catégorie de modèle est plus adaptée pour une extension de simulation au-delà de 3 milliards d’années.

La Figure 4.34 présente l’évolution des abondances des étoiles en fonction de leur âge, pour le Fer (panneaux du haut) et le Magnésium (panneaux du bas), pour les 3 catégories de simulations (de gauche à droite, faible, moyenne et forte valeur de λ). L’ensemble des particules stellaires créées dans une simulation est représenté sur la figure et définit des points de mesures individuels.

Qualitativement, les abondances des étoiles en Fer et en Magnésium croissent au cours du temps. Cela prouve que la métallicité du gaz croît sur l’ensemble du disque et que celui-ci participe à la formation d’étoiles. Si une partie du disque amorçait subitement sa formation d’étoiles, nous verrions des sous-structures apparaître sur ces graphiques, ce qui n’est pas le cas ici. La dispersion de métallicité décroît avec le temps. Deux

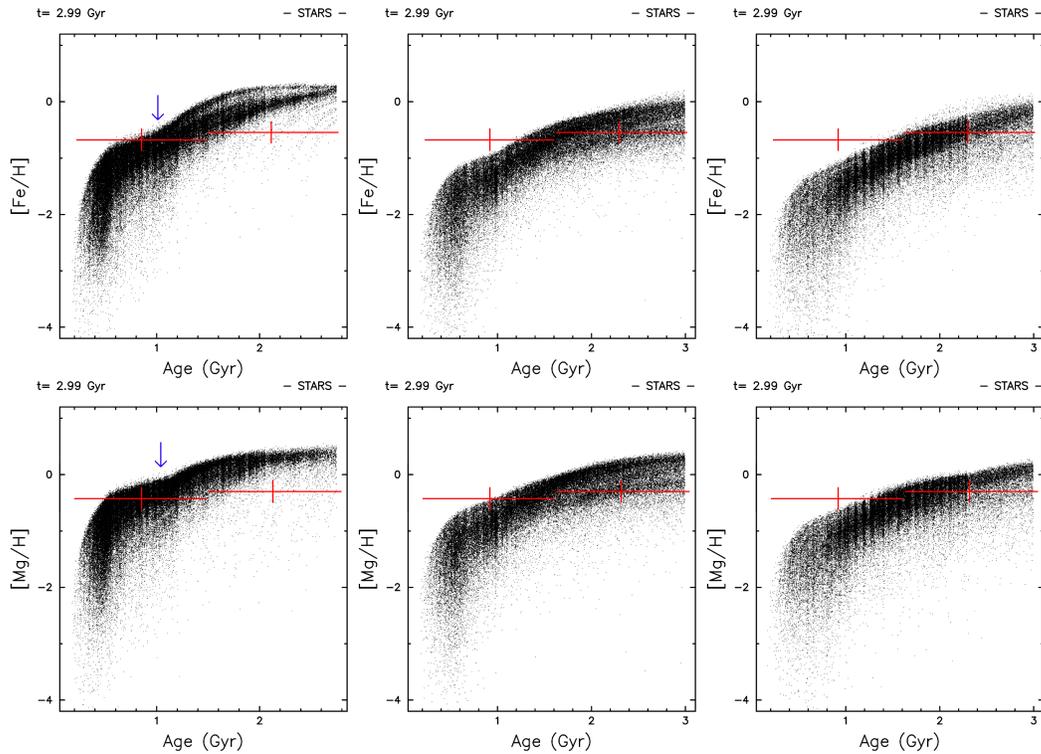


FIG. 4.34 – Évolution des abondances des étoiles en fonction du temps, pour le Fer (ligne du haut) et le Magnésium (ligne du bas) pour les trois catégories de simulations (de gauche à droite, faible, moyenne et forte valeur de λ). Les mesures en rouge représentent les données d'Evarsson 1993 [70]. Les flèches bleues indiquent l'époque de l'apparition des premières supernovae de type Ia (uniquement reportées sur les graphiques de gauches).

effets sont à l'origine de cette décroissance : d'une part le gaz s'enrichit d'autant plus rapidement que sa métallicité est faible, une supernova faisant évoluer la métallicité du milieu interstellaire de façon d'autant plus significative que le gaz est pauvre en métaux. Ceci se traduit par un phénomène de saturation où les abondances du gaz tendent asymptotiquement vers une valeur constante. D'autre part, au cours du temps, le disque de la galaxie tend à s'homogénéiser en terme d'enrichissement chimique, ce qui favorise aussi la diminution de cette dispersion.

On remarque par ailleurs que l'influence des supernovae de type Ia est visible (flèches bleues sur la colonne de gauche de la Figure 4.34). Sur la colonne de gauche (λ faible), cette influence est très visible, en particulier pour l'abondance de Fer. À 1 milliard d'années la production de Fer par les premières supernovae de type Ia fait croître brusquement les abondances de Fer dans les étoiles en doublant quasiment la pente locale de croissance (respectivement : transition d'une pente de 0.6 à 1.2 dex par milliards d'années pour le Fer, d'une pente de 0.4 à 0.8 dex par milliards d'années pour le Magnésium). Cette transition est visible pour les $[\text{Fe}/\text{H}]$ des deux autres catégories de simulations avec, toutefois, un effet moins important dû au SFR plus faible, et à une quantité de gaz plus importante à 1 milliard d'années, la gaz ayant pour effet de diluer plus efficacement les métaux éjectés par les SN. L'effet de SN Ia est moins marqué dans l'évolution de l'abondance du

Magnésium du fait que les SN Ia produisent plus de Fer que de Magnésium.

Quantitativement, nous comparons nos données aux observations d'Edvardsson 1993 [70] de la même façon que les études similaires à la nôtre (i.e. Raiteri et al. 1996 [180], Carraro et al. 1998 [38], Berczik 1999 [23]). Les données d'Edvardsson 1993 [70] constituent un échantillon important d'étoiles qui a l'avantage représenter un ensemble de données homogène définissant les abondances de Fer, de Magnésium, ainsi que l'âge des étoiles. Les abondances moyennes sont reportées en rouge sur la Figure 4.34. On constate que de façon générale on aboutit à des étoiles en moyenne plus riches que les observations à 3 milliards d'années. Et ceci d'autant plus que la valeur de λ est faible. Ainsi le taux de formation des différentes catégories est supérieur à celui de la Voie Lactée dans les 3 premiers milliards d'années (Nous le montrerons dans le chapitre 5, §5.2.2). Toutefois, il apparaît que les simulations avec λ moyen et λ fort conduisent à une estimation raisonnable de l'évolution des abondances sur les 3 premiers milliards d'années. Pour ces catégories, l'enrichissement chimique de la galaxie se déroule à la même vitesse que les simulations de Berczik 1999 [23] et Raiteri et al. 1996 [180] qui obtiennent d'ailleurs un taux de formation d'étoiles de même amplitude que le nôtre. Notre modèle chimique est donc compatible avec les observations et les études similaires antérieures à la nôtre. Par ailleurs, on note que pour le premier milliard d'années d'évolution de nombreuses particules stellaires présentent des abondances inférieures aux mesures d'Edvardsson. Ce constat illustre l'absence d'étoiles de faible métallicité dans le voisinage solaire. Nous développerons ce point dans le chapitre suivant.

Gradients d'abondance

Dans le voisinage du soleil, on observe un gradient d'abondance $[O/H]$ de l'ordre de $-0.06 \text{ dex.kpc}^{-1}$ (Rolleston et al. 2000 [187], Chiappini et al. 2001 [43]) dans le gaz et les étoiles jeunes. Ce gradient d'abondance a été étudié sur une fraction importante du disque ($0 < R < 18 \text{ Kpc}$) (cf. Rolleston et al. 2000). La littérature présente une grande dispersion sur la valeur des gradients d'abondance. Toutefois, les différentes études s'accordent pour dire que le gradient est décroissant avec le rayon pour les différents éléments étudiés. Les différentes études ont une incertitudes de mesure sur le gradient de l'ordre de 0.01 à 0.02 dex. Signalons qu'une grande partie de ses études portent sur la détermination du gradient d'Oxygène.

Dans nos simulations, nous avons étudié les gradients d'abondances obtenus pour les trois types d'éléments (Fe, Mg, O) à la fois dans la composante gazeuse et dans la composante stellaire. Dans un premier temps, nous comparons les résultats des trois catégories de simulations, puis nous présenterons l'évolution du gradient $[O/H]$ dans le gaz.

La Figure 4.35 présente le gradient à 3 milliards d'années (temps final des simulations). De bas en haut, on trouve les gradients respectifs de l'Oxygène, du Fer et du Magnésium dans le gaz. Les figures de gauche correspondent aux catégories de simulations avec de faibles valeurs de λ , au centre aux simulations avec de valeurs intermédiaires et à droite aux simulations avec de fortes valeurs.

Les gradients des différents métaux sont identiques et ceci pour les trois catégories de simulations. Nous trouvons un gradient de $0.03 \pm 0.01 \text{ dex}$. On constate toutefois une légère tendance à ce que les gradients des simulations à faibles valeurs de λ soient plus plats que les simulations à fortes valeurs de λ . Cette variation faible, de l'ordre de 0.005

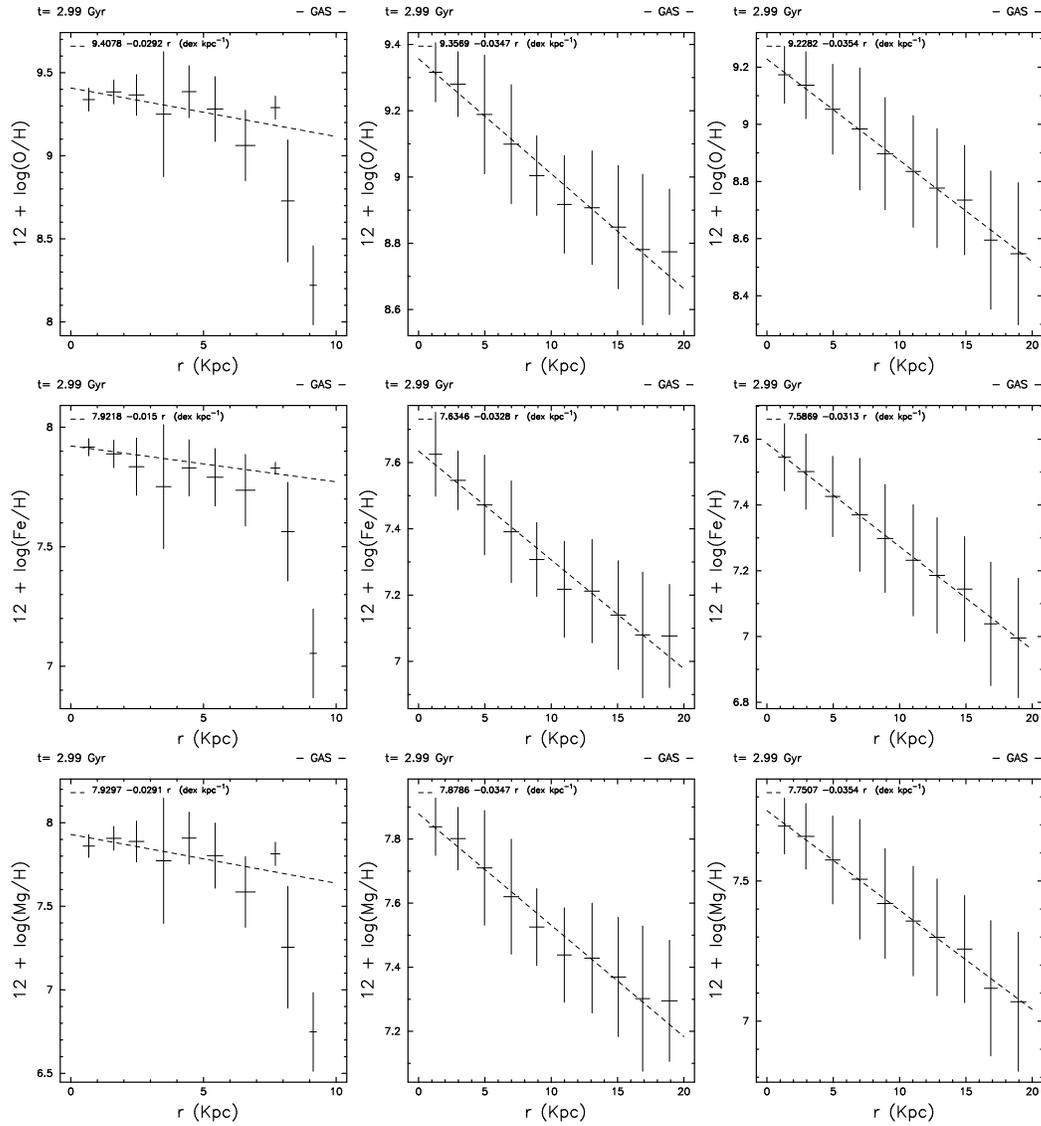


FIG. 4.35 – Gradients respectifs des abondances en Oxygène, Fer et Magnésium dans le gaz. Les figures de gauche correspondent aux catégories de simulations de faibles valeurs de λ , au centre aux valeurs moyennes de λ et à droite aux fortes valeurs de λ .

dex, constitue un effet de seconde ordre. Compte tenu de nos incertitudes, la variation du gradient avec λ est compatible avec zéro. Les gradients de l'Oxygène et du Magnésium sont totalement similaires (avec des différences inférieures à 0.0001 dex). Le gradient du fer est de façon générale inférieur à ceux de l'Oxygène et du Magnésium avec une différence faible de l'ordre 0.005 dex (On note toutefois un écart plus important pour la figure associée à λ faible avec un écart de 0.015, mais qui n'est pas significatif par rapport à la tendance générale et qui est dû à la taille des barres d'erreurs et à la faible extension spatiale du gradient (< 8 kpc)). Nous montrons ainsi que la valeur du gradient est indépendante de la nature des métaux considérés dans nos simulations.

Par ailleurs, nos valeurs centrales d'abondance (9.2 à 9.5 dex pour l'Oxygène) sont

représentatives des galaxies observées (Dutil & Roy 1999 [67], Garnett 1997 [79]) correspondant toutefois à la valeur supérieure observationnelle, ce qui confirme que notre SFR soit effectivement légèrement sur-estimer (nous le justifierons dans le chapitre suivant).

La Figure 4.36 présente le gradient dans la composante stellaire. La disposition des figures est identique à celle des gradients de gaz.

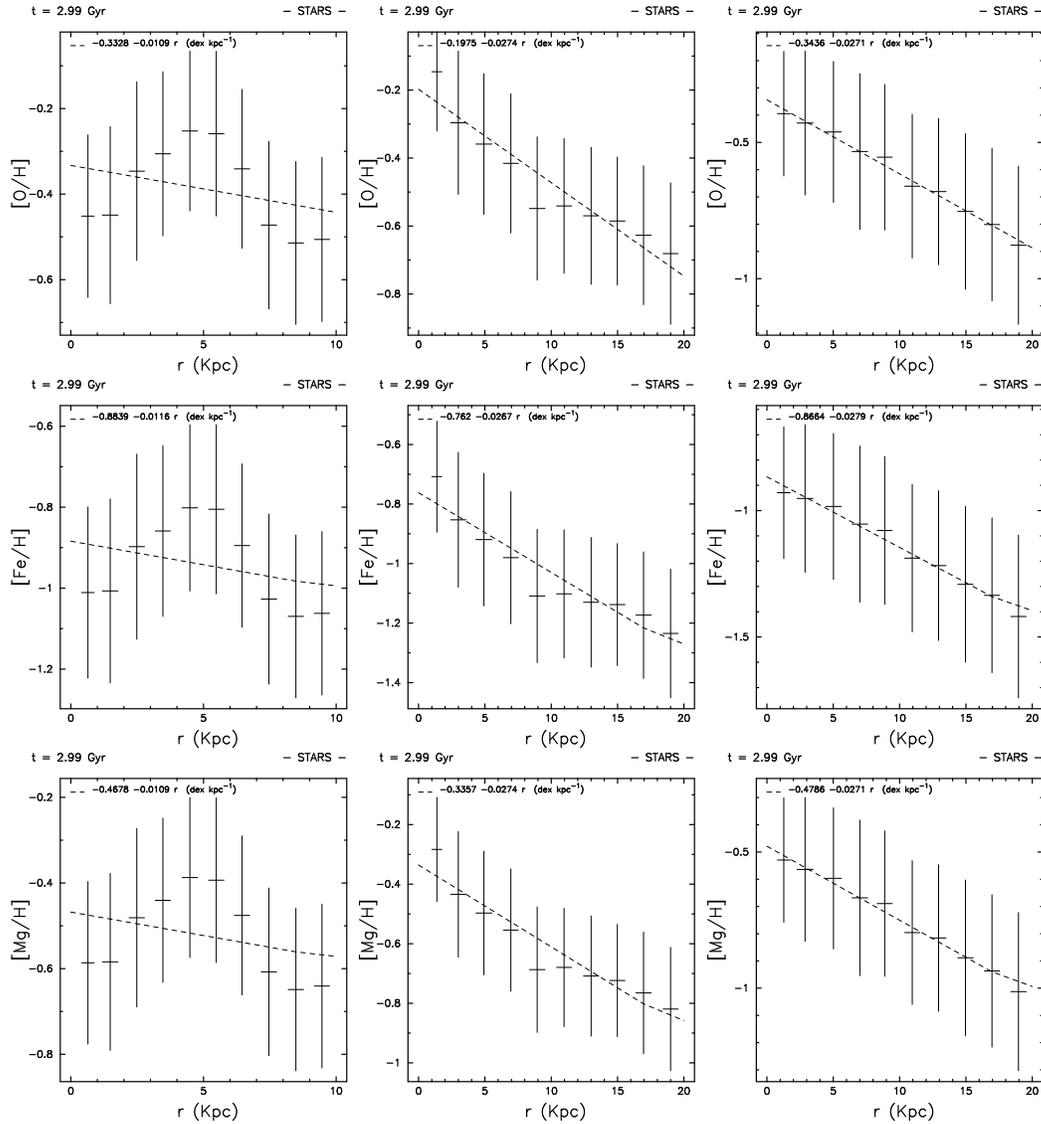


FIG. 4.36 – Gradients respectifs de l’Oxygène, du Fer et Magnésium dans les étoiles. Les figures de gauche correspondent aux catégories de simulations de faibles valeurs de λ , au centre aux valeurs moyennes de λ et à droite aux fortes valeurs de λ .

Les gradients d’abondance dans les étoiles sont légèrement plus faibles que ceux du gaz de l’ordre de 0.005 dex. La mesure du gradient d’abondance de l’Oxygène n’est disponible dans la littérature que pour les étoiles jeunes de type B (cf. Chiappini et al. 2001 [43]). Il correspond à celui observé dans le gaz. Des mesures de gradient d’abondance du Fer ont été réalisées sur des étoiles plus âgées (entre 1 et 10 milliards d’années) (cf.

Rolleston et al. 2000 [187]). Nos résultats montrent que la valeur du gradient n'évolue quasiment pas entre la composante stellaire et gazeuse. Nos mesures étant réalisées sur toutes les étoiles de la simulation, cela tend à montrer que la valeur du gradient évolue peu dans le temps, aussi bien pour le gaz que pour les étoiles.

Afin de justifier notre hypothèse, nous allons à présent étudier l'évolution temporelle du gradient $[O/H]$ dans le cadre de la catégorie λ moyen. Le gradient ne dépendant pas de la valeur de λ , cette conclusion pourra être généralisée à l'ensemble de la catégorie.

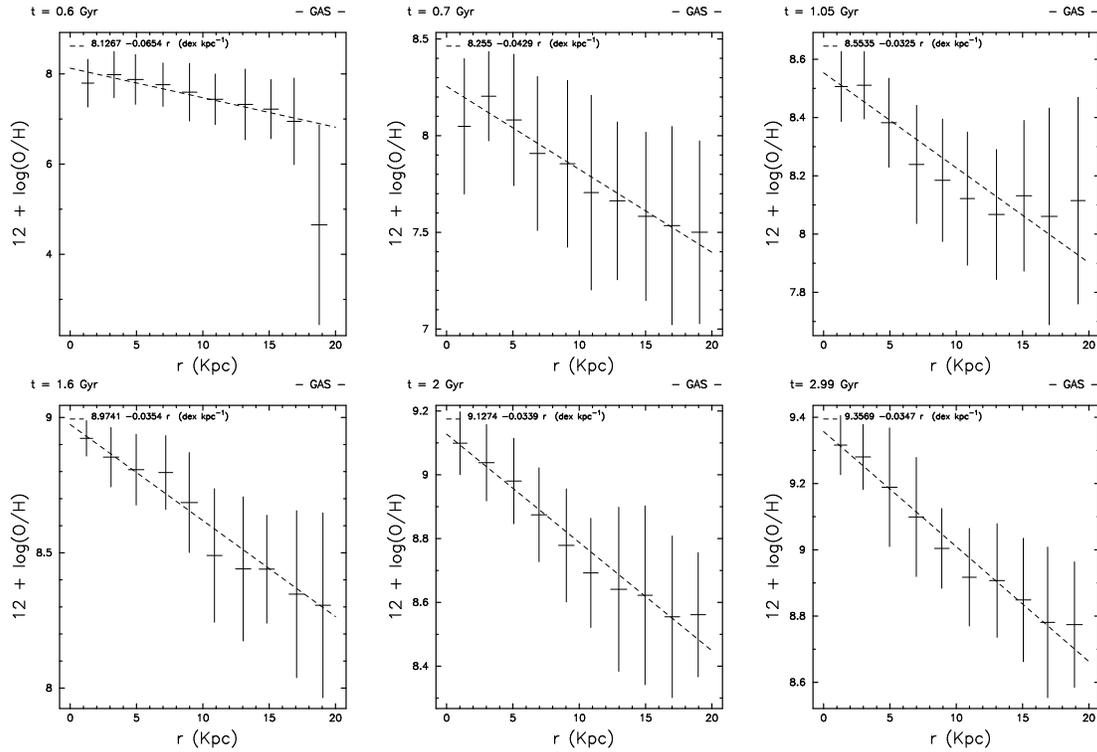


FIG. 4.37 – Évolution du gradient $[O/H]$ en fonction du temps.

L'évolution temporelle du gradient $[O/H]$ dans le gaz est donnée de 0.6 à 5 milliards d'années. L'évolution initiale du gradient est rapide, le gradient passant de -0.07 à -0.03 en un milliard d'années. Au-delà d'un milliard d'années, la valeur du gradient se stabilise à une valeur de -0.03 ± 0.01 dex. Cette stabilisation rapide après seulement 1 milliard d'années justifie la valeur observée dans les étoiles, qui reste très proche du gradient du gaz, ce qui établit que le gradient n'évolue pas au cours du temps (ou très légèrement dans le sens de la diminution du gradient).

Cette valeur est faiblement dépendante du paramètre de rotation initiale, ce qui confirme les résultats de Churches et al. 2001 [45] pour leur modèle à 10^{12} masses solaires avec 'taux de formation d'étoiles élevé'. De la même façon que Churches et al. nous ne pouvons reproduire le gradient observé dans la Voie Lactée (de l'ordre de -0.06 dex kpc). Toutefois, les valeurs de gradient observées dans nos simulations sont compatibles avec des galaxies barrées ou non, préférentiellement de type SBb/Sb (Dutil & Roy 1999 [67] pour le gradient d'Oxygène).

Conclusion

La qualification chimique des modèles montre que l'ensemble des catégories évolue de façon convenable par rapport aux grandeurs observées dans la Voie Lactée. Par ailleurs le taux de formation d'étoiles a été optimisé vis à vis de la catégorie λ moyen. Nous constatons que, bien que l'amplitude et la forme du taux de formation d'étoiles est dépendant de λ , la quantité de métaux produite dans l'ensemble des simulations reste en bon accord avec les observations. Du point de vue chimique, les trois catégories sont réalistes, avec toutefois une production de métaux plus importante que la Voie Lactée pour la catégorie λ faible.

4.3 Résumé des qualifications

Nous résumons ci-dessous les résultats des différentes qualifications :

– Catégorie λ faible :

1. Morphologie

- (a) Vue de face : Formation d'un disque compact et sans structure remarquable.
- (b) Vue de profil : Structure plane d'épaisseur en accord avec les observations.
- (c) Profil radial de densité : Décroissance exponentielle avec une échelle caractéristique inférieur à 2 kpc.
- (d) **Conclusion** : Structure disque mais effet probable de résolution numérique. Non adaptée à notre étude.

2. Cinématique

- (a) Rayon de turn-over un ordre de grandeur supérieur aux observations récentes mais en accord avec les anciennes observations (effet probable de résolution).
- (b) Courbe de rotation plane jusqu'à $R \simeq 10$ kpc. Valeur du plateau dans la tranche haute des observations.
- (c) **Conclusion** : Chute trop rapide de la courbe de rotation. Non représentatif d'une galaxie spirale.

3. Chimie

- (a) Pic de SFR à $150 M_{\odot}$ par an. Valeur à 3 milliards d'années typique d'une galaxie Sa/Sb.
- (b) Fraction de gaz faible de l'ordre de 3%.
- (c) Gradients de -0.03 dex pour O, Fe et Mg, dans le gaz et les étoiles, plus plats que celui de la Voie Lactée pour l'Oxygène, mais compatible avec les observations (gradient [O/H]) d'autres galaxies spirales.
- (d) Production d'éléments supérieur à la Voie Lactée.
- (e) **Conclusion** : Relativement représentatif d'une galaxie spirale mais avec un fort taux de formation d'étoiles (enrichissement chimique rapide).

– Catégorie λ moyen :

1. Morphologie

- (a) Vue de face : Profil en $1/r$, formation d'un disque avec formation de structure barrée (dimension de l'ordre de 10 kpc) et spirale faiblement marquée. Profil en $1/r^2$, formation d'un disque avec formation de structure barrée (dimension de l'ordre de 4 kpc) et spirale marqué.
- (b) Vue de profil : Structure plane d'épaisseur en accord avec les observations. Formation d'un structure boîte cacahuète pour les simulations en $1/r$ mais pas en $1/r^2$.

- (c) Profil radial de densité : Décroissance exponentielle avec une échelle caractéristique de l'ordre de 3 à 4 kpc, typique d'une galaxie telle que la Voie Lactée.
- (d) **Conclusion :** Structure de galaxie spirale. Adaptée à notre étude.

2. Cinématique

- (a) Rayon turn-over un ordre de grandeur supérieur aux observations récentes, mais en accord avec les anciennes observations (effet de résolution).
- (b) Courbe de rotation plane jusqu'à $R \simeq 30$ kpc. Valeur du plateau dans la tranche haute des observations.
- (c) **Conclusion :** Courbe de rotation représentative d'une galaxie spirale.

3. Chimie

- (a) Pic de SFR à $40 M_{\odot}$ par an. Valeur à 3 milliards d'années typique d'une galaxie Sc ou irrégulière.
- (b) Fraction de gaz typique d'une Sb (10 %).
- (c) Gradients de -0.03 dex pour O, Fe et Mg, dans le gaz et les étoiles, plus plats que celui de la Voie Lactée pour l'Oxygène, mais compatible avec les observations (gradient [O/H]) d'autres galaxies spirales.
- (d) Production d'éléments en accord avec les observations (légèrement supérieur à la Voie Lactée).
- (e) **Conclusion :** Représentatif d'une galaxie spirale.

– Catégorie λ fort :

1. Morphologie

- (a) Vue de face : Formation de globules denses.
- (b) Vue de profil : Structure plane d'épaisseur en accord avec les observations.
- (c) Profil radial de densité : Profil décroissant bruité par les globules sur denses.
- (d) **Conclusion :** Structure non identifiable à une galaxie spirale.

2. Cinématique

- (a) Rayon turn-over un ordre supérieur aux observations récentes mais en accord avec les anciennes observations (effet de résolution).
- (b) Courbe de rotation plane jusqu'à $R > 50$ kpc. Valeur du plateau dans la tranche haute des observations.
- (c) **Conclusion :** Représentatif d'une galaxie spirale.

3. Chimie

- (a) Pic de SFR à $40 M_{\odot}$ par an. Valeur à 3 milliards d'années typique d'une galaxie Sc ou irrégulière.
- (b) Fraction de gaz élevé
- (c) Gradients de -0.03 dex pour O, Fe et Mg, dans le gaz et les étoiles, plus plats que celui de la Voie Lactée pour l'Oxygène, mais compatible avec les observations (gradient [O/H]) d'autres galaxies spirales.

- (d) Production d'éléments en accord avec les observations (légèrement supérieur à la Voie Lactée)
- (e) **Conclusion :** Représentatif d'une galaxie spirales.

4.4 Conclusion : Modèle de référence

Pour l'étude des populations stellaires, nous allons nous baser sur les résultats de la simulation la plus pertinente vis à vis des trois qualifications

L'étude des effets des paramètres nous a conduit à choisir un modèle de référence avec $c_* = 6 \times 10^{-3}$ et $M_* = M_{gini}/15$ (rapport de masse de 7%).

Le choix de M_* garantit que la majorité des particules de gaz restent localisées dans le disque de la galaxie. Cette localisation nous assure d'avoir une résolution spatiale suffisamment importante pour suivre correctement l'évolution chimique de nombre objet.

La valeur de c_* permet d'ajuster le taux de formation d'étoiles afin d'avoir une consommation du gaz suffisamment lente pour voir une réelle influence des supernovae de type Ia.

Le modèle de référence est choisi tel que $\lambda = 0.12$, vérifiant les trois qualifications.

Les simulations en $1/r^2$, bien que présentant des caractéristiques pertinentes, sont aussi coûteuses en temps de calcul. De plus, elles ne présentent pas le caractère évolutif de la création d'une structure boîte/cacahuète des simulations en $1/r$. Pour ces raisons, nous allons donc choisir comme modèle de référence les simulations avec un profil en $1/r$, $R_{ini} = 100$ kpc. Afin de pouvoir étudier la galaxie sur un intervalle de temps plus important, nous avons poursuivi la simulation jusqu'à 5 milliards d'années, qui implique déjà un temps important d'heures de calcul (4100 heures, cf. Tableau 3.5).

Chapitre 5

Étude spatiale des populations stellaires

Une galaxie spirale comprend différentes populations stellaires. Historiquement, les populations stellaires ont été introduites en constatant la différence de couleur entre les étoiles du bulbe et celles du disque de la Voie Lactée et de M31 (Baade 1944 [17]). Ses observations lui ont suggéré que les étoiles géantes du bulbe sont rouges alors qu'il existe des étoiles géantes bleues dans le disque. Cela implique des âges différents pour les étoiles de ces deux composantes. La population du bulbe est qualifiée de Population II et correspond à des étoiles vieilles, la population du disque est qualifiée de Population I. De façon plus précise, une population stellaire est définie par un ensemble d'étoiles ayant les mêmes caractéristiques chimiques et cinématiques (âge, abondances des éléments chimiques, dispersions de vitesses). Comment apparaissent de telles différences entre les étoiles d'une même galaxie? Quel en est le processus dominant? L'évolution intrinsèque d'une galaxie peut-elle expliquer l'apparition de différentes populations stellaires? Afin d'aborder ces questions, nous allons, dans ce chapitre, utiliser la simulation de référence. Dans un premier temps nous allons préciser le cadre dynamique dans lequel se forment les étoiles, puis nous étudierons leur composition chimique dans différentes zones de la galaxie.

Dans cette partie, les étapes de mon travail ont été :

- Étude du champ de vitesse et implications sur la chimie
 - Étude des étoiles de faibles masses
 - Étude du rapport [Mg/Fe]
 - Étude de la propagation de la formation d'étoiles
-

5.1 Champ de vitesse et implication chimique

Dans cette partie, nous allons présenter les relations entre la dynamique de la galaxie et l'enrichissement chimique du gaz et des étoiles. Nous allons nous baser sur les propriétés de notre simulation de référence prise à son dernier pas de temps, à 5 milliards d'années. Dans un premier temps, nous présenterons les champs de vitesses, et les différences entre la composante stellaire et la composante gazeuse, puis nous discuterons de la localisation spatiale de la formation stellaire et, pour finir, de la distribution spatiale des éléments chimiques dans les étoiles et le gaz.

5.1.1 Morphologie de la galaxie

La Figure 5.1 rappelle les caractéristiques morphologiques de la simulation de références à 5 milliards d'années.

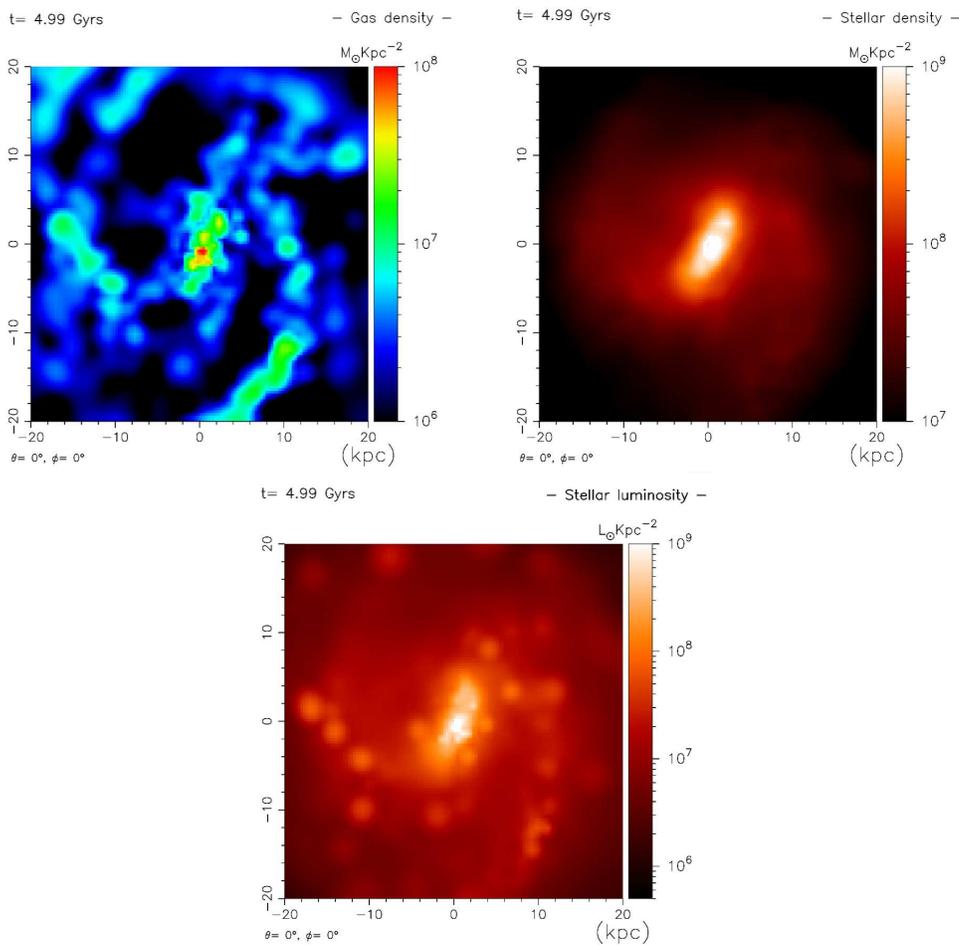


FIG. 5.1 – Carte de densité du gaz et des étoiles à 5 milliards d'années. La partie supérieure de la figure présente les densités en masse, le cadran du bas est la carte de luminosité.

La partie supérieure gauche de la Figure 5.1 présente la distribution spatiale de la densité surfacique du gaz, vue de face. Une structure spirale se dégage nettement et prolonge la partie centrale dans laquelle le gaz est distribué le long de la barre. La partie supérieure droite de la Figure 5.1 présente la densité stellaire. La barre apparaît de façon très marquée mais les bras sont faibles, la sur-densité stellaire restant faible par rapport au profil exponentiel moyen du disque. La partie inférieure de la Figure 5.1 est une carte de luminosité stellaire. Nous avons utilisé les rapports Masse/Luminosité (M/L) de Bica, Arimoto & Alloin 1988 [27]. Les rapports sont donnés pour des amas d'étoiles en fonction de leur âge. Ils sont donc directement applicables aux particules stellaires des simulations. Le rapport M/L est d'autant plus petit que l'amas stellaire est jeune et la carte de luminosité indique que les bras sont tracés par des zones de formation d'étoiles récentes. Observationnellement, les étoiles jeunes sont plus visibles en ultra-violet alors que les étoiles vieilles sont plus visibles en infrarouge. Ainsi, la structure spirale apparaît de façon plus marquée dans l'UV que dans l'IR (cf. Windhorst 2002 [258] et Marcum et al. 2001 [130] pour l'UV et Jarrett 2000 [102] pour l'IR).

5.1.2 Champ de vitesse

Afin de comprendre comment apparaît la morphologie de notre objet, nous avons étudié le champ de vitesse dans le gaz et les étoiles. Les champs de vitesse des deux composantes sont présentés sous la forme de deux cartes définissant respectivement la vitesse angulaire v_θ et la vitesse radiale v_r . Ils sont présentés dans la Figure 5.2. Les étoiles sont placées à gauche et le gaz à droite. La vitesse angulaire des deux composantes est présentée dans les deux panneaux supérieurs. Au-dessous se trouve la vitesse radiale. Pour des raisons de lisibilité des images, nous avons pris pour convention que la vitesse radiale soit positive quand la matière se déplace vers le centre de la galaxie.

Le champ de vitesse angulaire du gaz présente d'importantes variations en fonction de la position relative des particules par rapport aux bras spiraux. Au niveau des bras, la vitesse angulaire équivaut à la vitesse moyenne de la courbe de rotation obtenue dans le chapitre 4 §4.2.3, soit $\simeq 270 \text{ km.s}^{-1}$, avec une amplitude d'environ 60 km.s^{-1} . Cette variation de vitesse angulaire est observée dans les galaxies avec une amplitude plus faible d'au plus un facteur deux (cf. Amram et al. 1998 [8]). Nous obtenons donc le bon ordre de grandeur. Cette variation est décrite dans le cadre des ondes de densité induites par un potentiel tournant (Roberts 1969 [184], Lin & Shu 1966 [124]).

La vitesse angulaire de la composante stellaire ne présente pas une variation si nette. La vitesse angulaire moyenne est de $\simeq 270 \text{ km.s}^{-1}$. On devine une très légère variation ($< 15 \text{ km.s}^{-1}$). Dans le centre de la galaxie, la vitesse angulaire moyenne est plus faible dans la direction du demi-grand axe de la barre. La Figure 5.3 est une reprise du champ de vitesse angulaire des étoiles avec un code de couleurs différent, qui met en évidence le ralentissement des étoiles au moment de leur passage dans les bras spiraux. Elle possède un code de couleur recentré sur 270 km.s^{-1} avec une amplitude de 20 km.s^{-1} (soit $270 \pm 20 \text{ km.s}^{-1}$). Elle permet de voir plus précisément que les étoiles ont des vitesses angulaires plus faibles dans les bras spiraux (Flèches blanches sur le panneau droit de la Figure 5.3). Les étoiles y créent une zone de sur-densité, puisqu'elles passent davantage de temps dans ces régions. Cette diminution de la vitesse angulaire est toutefois assez

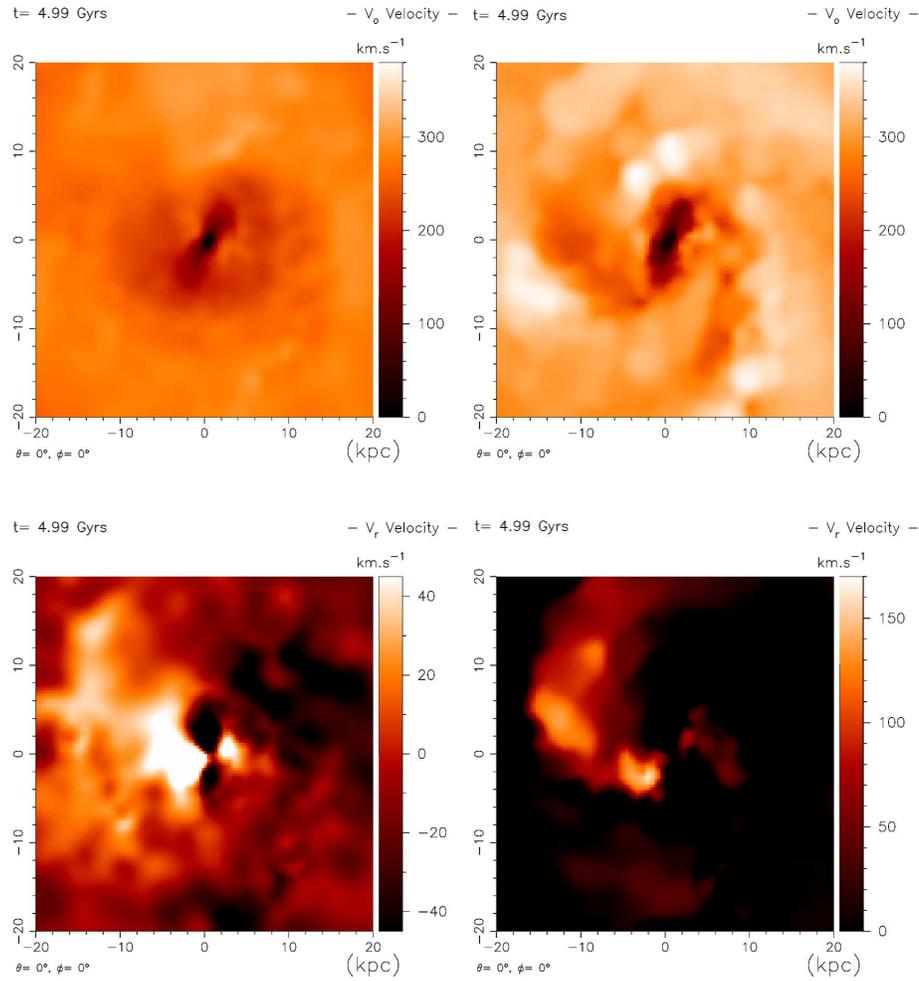


FIG. 5.2 – *Champs de vitesse angulaire et radiale. Les deux figures du haut correspondent au champs de vitesse angulaire de la composante stellaire (à gauche) et du gaz (à droite). Les deux figures du bas correspondent au champs de vitesse radiale de la composante stellaire (à gauche) et du gaz à (droite).*

faible ($\sim 15 \text{ km.s}^{-1}$). C'est la raison pour laquelle les bras de nos modèles apparaissent faiblement marqués dans la composante stellaire.

La cartes de vitesse radiale du gaz et des étoiles dans les parties externes de la galaxie présentent une forte dissymétrie, que nous négligerons dans un premier temps. Nous nous intéressons au mouvement de chute des particules vers le centre de la galaxie. Les parties en noire correspondent aux zones de vitesse radiale nulle ou négative. La composante gazeuse présente deux zones où la matière 'chute' vers le centre de la galaxie. Elles sont de part et d'autre de la barre. Les points où s'annule la vitesse du gaz sont situés à l'intérieur de la barre stellaire, toutefois légèrement décalés par rapport à l'axe de la barre, avec un angle négatif par rapport au sens de rotation du système. Ainsi, la barre induit une

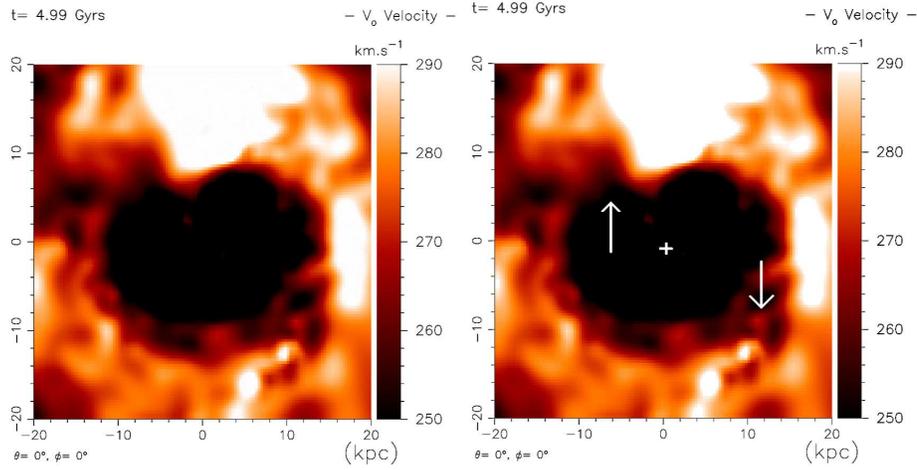


FIG. 5.3 – La figure représente le champ de vitesse angulaire stellaire avec une intervalle de couleur choisie pour mettre en évidence le ralentissement des étoiles lors de leur passage dans le bras (zone repérée par les tirets blanc sur la figure à droite).

accrétion de gaz vers le centre de la galaxie. La zone d'accrétion correspond à la région pour laquelle la vitesse angulaire du gaz est inférieure à la vitesse angulaire moyenne à un rayon donné. Les sur-densités de gaz dessinant les bras spiraux correspondent à la limite des zones d'accrétion. Elles correspondent, par ailleurs, à une zone d'accélération de la vitesse angulaire. Le champ de vitesse radiale des étoiles est très différent. Seules les étoiles constituant la barre présente une variation de vitesse : La vitesse radiale moyenne des étoiles est nulle suivant le grand axe de la barre, et devient négative dans le sens de rotation de la barre, et positive de la direction perpendiculaire.

La dissymétrie du champ de vitesse radiale – une partie (gauche) de la galaxie a une vitesse moyenne positive et une partie (droite) de la galaxie à une vitesse moyenne négative –, a une origine difficile à étudier dans notre simulation. Elle est probablement due à une variation de la vitesse verticale (v_z), peut-être due à un léger gauchissement du plan de la galaxie qui biaise la détermination de la vitesse radiale. La Figure 5.4 présente cette fois une simulation en $1/r^2$, destinée à appuyer cette hypothèse. Cette simulation est présentée à 2 milliards d'années. Bien que les deux simulations ne soient pas présentées aux mêmes pas de temps, elles correspondent à la même phase d'évolution, les profils en $1/r^2$ conduisant à la formation plus rapidement d'une barre que les profils en $1/r$. Elle présente un disque avec une barre marquée dès les premiers milliards d'années, et ne semble pas avoir d'instabilité verticale. De ce fait, le champ de vitesse radiale est moins perturbée que précédemment, le gaz est accrété symétriquement de part et d'autre de la barre.

Les mouvements de gaz dans nos galaxies sont présentés schématiquement dans la Figure 5.5.

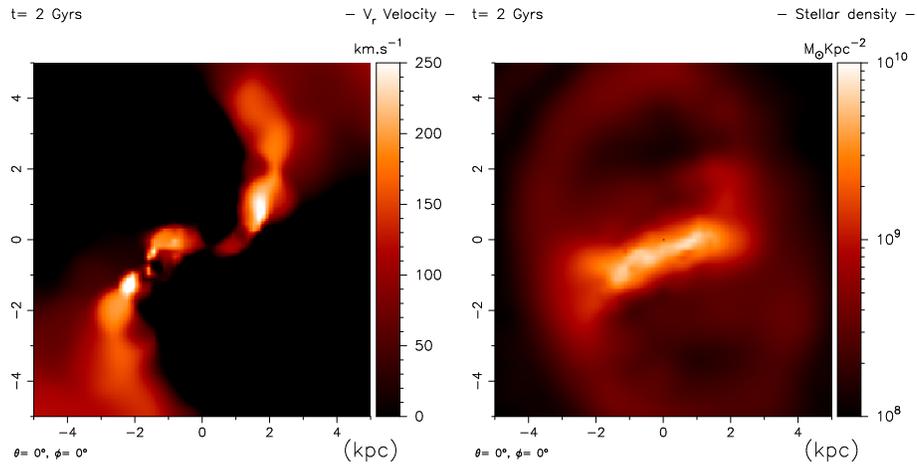


FIG. 5.4 – *Champ de vitesse radiale du gaz (à gauche) mettant en évidence une zone d'accrétion symétrique rapport à la barre stellaire (à droite), elle même centrée dans la galaxie (simulation $1/r^2$, $R_{ini} = 50$ kpc).*

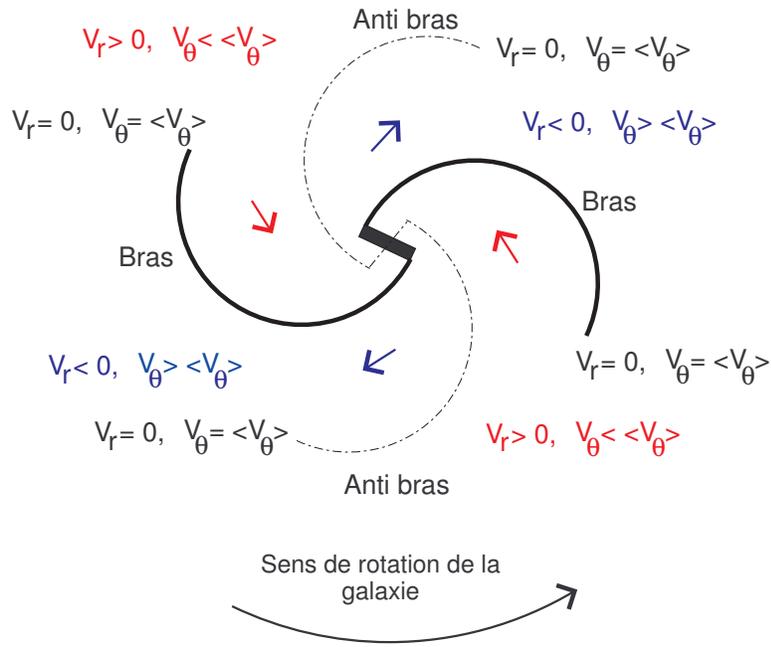


FIG. 5.5 – *Schéma du champ de vitesse du gaz. La convention prise pour les vitesses radiales est telle que les valeurs positives correspondent à un déplacement vers le centre de la galaxie.*

5.1.3 Formation d'étoiles et abondances chimiques

La carte de luminosité des étoiles montre que les amas stellaires jeunes tracent les bras de notre galaxie simulée. La Figure 5.6 présente le taux de formation d'étoiles dans la galaxie à un instant t . La partie supérieure illustre le cas de notre modèle de référence. Si l'on compare avec la Figure 5.1 (panneau du haut à gauche), on voit que les zones de forte formation stellaire sont associées aux zones de densité de gaz élevée que constituent les bras (localisation de l'onde de choc due à la propagation de l'onde de densité) et la barre. La barre constitue un site de formation stellaire importante en raison de la forte quantité de gaz accrétée vers le centre de la galaxie.

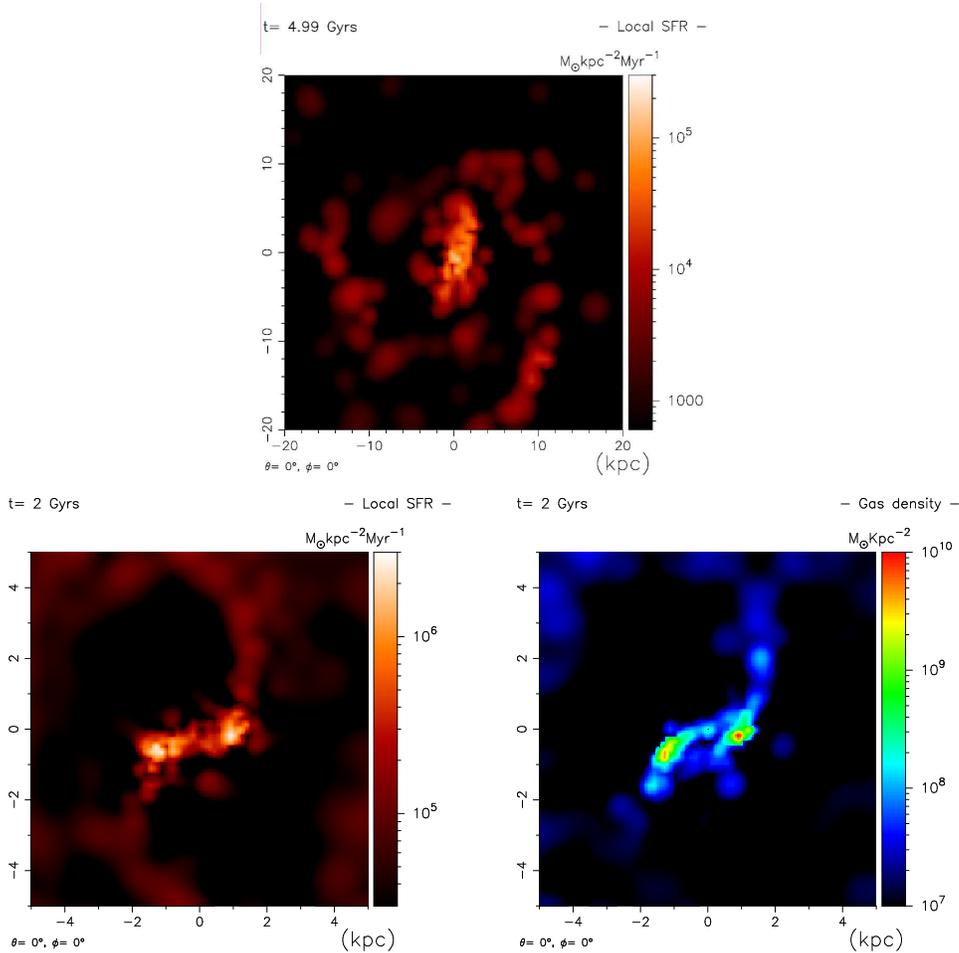


FIG. 5.6 – En haut, le taux de formation d'étoiles de la simulation de référence. La formation d'étoiles a lieu principalement dans les bras et la barre. En bas, la simulation en $1/r^2$ avec $R_{ini} = 50$ kpc présente une très forte formation d'étoiles au niveau de la barre (figure de gauche) en raison de la forte densité locale de gaz (figure de droite). La simulation en $1/r^2$ est présentée pour comparaison avec notre modèle de référence.

Le bas de la Figure 5.5 reprend le cas de la simulation avec un profil en $1/r^2$, afin d'illustrer un comportement différent du cas de référence. Au niveau de la barre, la formation stellaire est particulièrement visible dans les simulations en $1/r^2$ qui présente une structure barrée marquée et très riche en gaz, et qui constitue le site de formation stellaire principal.

5.1.4 Abondances chimiques

La Figure 5.7 présente la distribution spatiale des trois éléments chimiques que nous avons considérés : le Fer, le Magnésium et l'Oxygène. La colonne de gauche correspond aux abondances moyennes mesurées dans le gaz, la colonne de droite aux abondances mesurées dans les étoiles. De façon générale, les distributions des trois éléments sont totalement corrélées pour une composante donnée (gaz ou étoiles).

La distribution des métaux dans la composante stellaire présente une large structure spirale. Cette structure spirale correspond à un ensemble d'étoiles d'abondances plus élevées que le reste du disque. Cette zone correspond aux étoiles nouvellement formées. D'après la Figure 5.7, à un instant donné, les abondances de gaz sont plus élevées que les abondances moyennes des étoiles du disque. Les étoiles de longue durée de vie conservent la valeur de la métallicité du gaz qui les a créées sur un long intervalle de temps. La métallicité moyenne du disque stellaire augmente avec le temps mais, en moyenne, reste toujours plus faible que la métallicité moyenne du gaz. Ainsi, les étoiles nouvellement formées, qui ont une métallicité proche de celle du gaz, vont tracer la zone située à proximité de la zone de formation d'étoiles, principalement localisée au niveau du bras, et faire augmenter localement la métallicité moyenne du disque stellaire. Cette moyenne est principalement pondérée par les nouvelles générations d'étoiles qui restent localisées au niveau des bras.

La composante gazeuse ne présente pas de structure similaire à la composante stellaire. Bien que les abondances du gaz présentent de nombreuses structures à de petites échelles, nous pouvons globalement considérer que le gaz est bien mélangé et relativement homogène (variation d'au plus 0.1 dex pour un rayon donné). Contrairement aux étoiles, la métallicité du gaz augmente à chaque instant par l'ensemble des étoiles, son enrichissement chimique n'étant pas localisé au niveau des sites de formation stellaire.

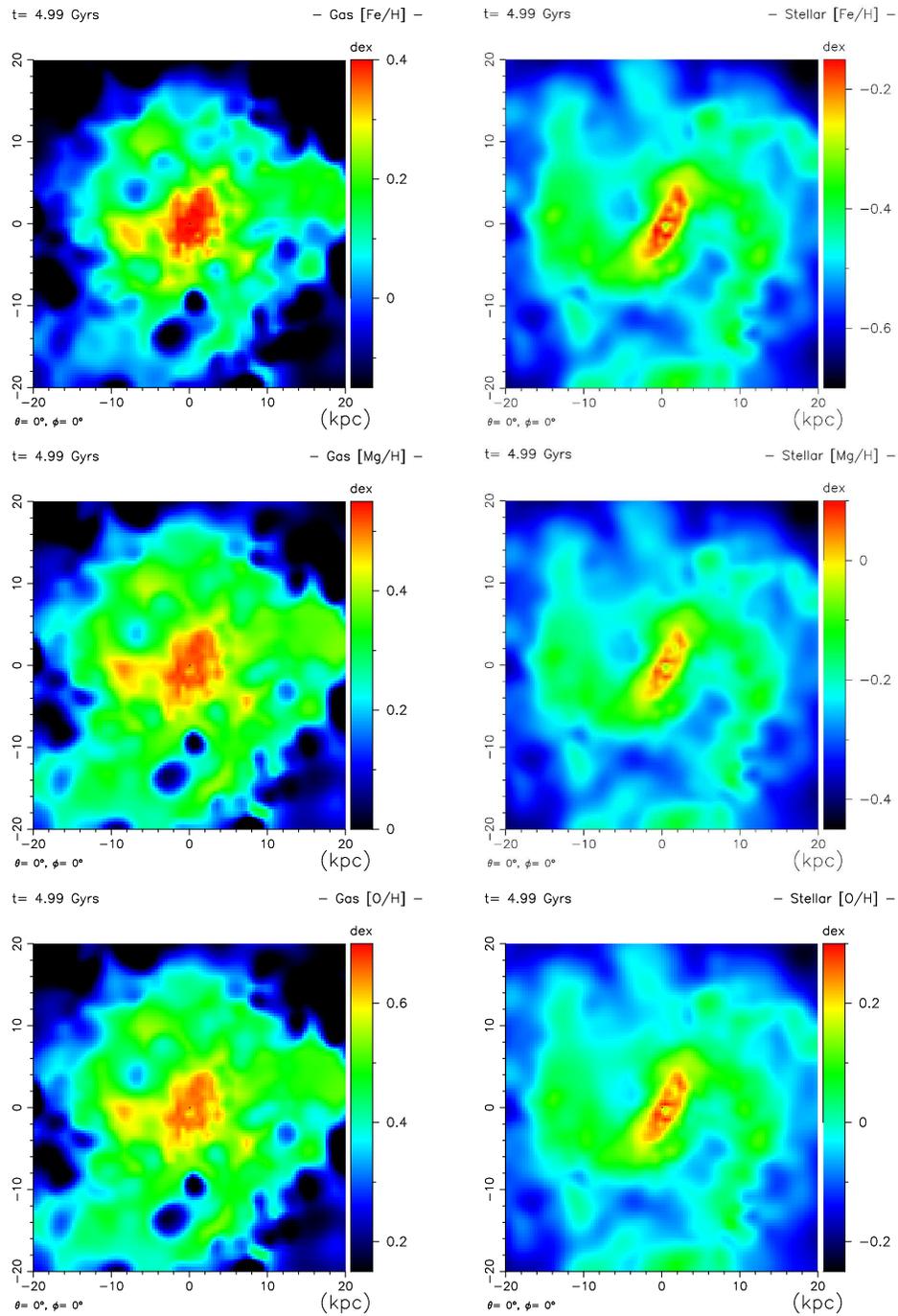


FIG. 5.7 – À gauche les abondances (Fe , Mg , O) dans la composante stellaire, à droite les mêmes abondances pour le gaz. On note que seule la composante stellaire présente une structure spirale dans la distribution des abondances. Le code de couleurs des différentes cartes couvre une même longueur d'intervalle. Pour chaque carte, la valeur maximum de l'intervalle est choisie afin de ne pas saturer la zone centrale.

5.1.5 Conclusion

Nous avons montré que la composante stellaire et le gaz du modèle de référence avaient des comportements chimiques et dynamiques différents. Les étoiles présentent peu de mouvements radiaux en moyenne. Les mouvements radiaux des étoiles ne sont observés qu'au niveau de la barre. La vitesse angulaire des étoiles est plus faible dans les zones des bras et permet ainsi de créer une sur-densité traçant les bras stellaires (toutefois peu contrastés). Le contraste, bras stellaires / densité moyenne n'apparaît réellement qu'en tenant compte de la luminosité des amas d'étoiles qui varie avec l'âge de ces derniers. Pour la composante gazeuse, la vitesse angulaire au niveau des bras correspond à la vitesse moyenne définie par la courbe de rotation à un rayon donné. La zone précédent les bras est limitée à l'anti-bras associées constituent une zone où le gaz tend à se déplacer vers les zones externes de la galaxie, les zones suivant les bras et limitée par l'anti-bras associé, constitue une zone où le gaz tend à aller vers les zones centrales de la galaxie. Ceci est en accord avec la présence d'onde de densité induite par le potentiel tournant dû à la barre. Les abondances chimiques des étoiles sont plus élevées dans la structure spirale que dans le reste du disque. Cette zone d'abondances plus élevées n'a pas de contre-partie dans le gaz. Ceci met en évidence que les éléments chimiques semble moins mélangés dans la composante stellaire que dans le gaz.

5.2 Distribution des abondances et de leurs rapports

L'histoire de la galaxie est enregistrée dans les caractéristiques cinématiques et chimiques des étoiles. L'étude des populations stellaires permet d'apporter d'importantes contraintes sur l'histoire de la formation d'une galaxie. L'introduction de l'évolution chimique de manière cohérente avec la dynamique de la galaxie nous permet de réaliser une étude des populations stellaires de notre simulation. Nous allons utiliser deux caractéristiques chimiques, connues pour être différentes entre le bulbe et le disque, du point de vue observationnel : la distribution en métallicité des étoiles et les rapports d'abondances. En raison de leur proximité, les populations stellaires de la Voie Lactée, sont les mieux connues et nous serviront d'éléments de comparaison. Nous distinguons dans notre approche une population stellaire pour le bulbe et une population stellaire pour le disque.

5.2.1 Distribution en métallicité des étoiles

Les observations du voisinage solaire ont mis en évidence un manque d'étoiles de petites masses à faible métallicité ($[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -1$). Cet effet est connu sous le nom de 'problème des naines G' (*G dwarf problem*) : un modèle chimique dit 'simple', c'est à dire faisant l'hypothèse d'un système clos et du recyclage instantané, prédit une fraction d'étoiles de faible métallicité qui n'est pas observée (Schmidt 1963 [205], Pagel & Patchett 1975 [165]). En effet les naines G, et plus généralement les étoiles de faible masse (naines M et K), ont une durée de vie suffisamment longue pour qu'aucune de ces étoiles¹ n'ait disparue depuis la formation de la Galaxie. Une fraction significative de ses étoiles devrait donc avoir $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$, ce qui n'est pas observé.

De nombreuses solutions ont été proposées, remettant en question les différentes hypothèses du modèle simple (Chiappini, Matteucci & Gratton 1997 [42], Prantzos & Silk 1998 [175], Martinelli & Matteucci 2000 [131]). La solution la plus communément acceptée est la formation des étoiles du disque galactique à partir de gaz pré-enrichi. Ainsi, les étoiles du disque se forment à partir d'un gaz qui n'est plus primordial.

Par ailleurs, les études de Rich et McWilliam (Rich 1988 [183], McWilliam & Rich 1990 [132], McWilliam & Ritch 1994 [133]) ont montré que les étoiles du bulbe de la galaxie ne souffrait pas d'un tel problème.

Qu'en est-il dans nos simulations? Les objets proto-galactiques que l'on considère ont une densité initiale de gaz en $1/r$. La formation stellaire va donc s'amorcer plus rapidement au centre de la galaxie que dans les parties externes. Dans notre modèle, est-il possible que les régions internes de la galaxie aient enrichies les parties externes du disque avant la formation d'étoiles?

Les études d'Haywood 2001 [91] pour le voisinage solaire et de Zoccali et al. 2003 [263] pour le bulbe, nous donnent les distributions de métallicité les plus récentes.

La distribution d'Haywood 2001 (Figure 5.8, à gauche), basée sur 218 étoiles, est construite en utilisant les mesures de parallaxes d'Hipparcos, ce qui n'est pas le cas de Wyse & Filmore 1995 [261], Rocha-Pinto & Maciel 1996 [185]). La mesure précise des parallaxes, en d'autres termes des distances, permet de construire un échantillon propre, assurant une sélection précise d'étoiles de durée de vie longue. Il en résulte une

1. Leur durée de vie est supérieure à l'âge de l'Univers.

distribution $[\text{Fe}/\text{H}]$ très fiable dont le pic est à $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ dex avec un intervalle de $-1 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.5$.

La construction d'un diagramme similaire est plus difficile à réaliser pour les étoiles du bulbe. À cause de la distance du bulbe, on ne peut observer spectroscopiquement que des étoiles brillantes. McWilliam & Rich 1994 [133] est la seule étude publiée basée sur des spectres à haute résolution spectrale² ($R = 17000$). Ils ont observé un ensemble de 11 étoiles géantes K. Les autres études de mesures spectroscopiques de métallicité ont été réalisées à résolution spectrale moyenne (de $R \simeq 1000$ à $R \simeq 5000$) (cf. Rich 1988 [183] Sadler et al. 1996 [196], Ramírez et al. 2000 [181]). L'étude de McWilliam & Rich 1994 a servi à recalibrer la mesure d'abondance de Fer des 88 étoiles géantes rouges de Rich 1988, ce qui a permis de déterminer de façon plus précise le pic de la distribution en $[\text{Fe}/\text{H}]$ des étoiles du bulbe. La distribution de Zoccali et al. 2003 est basée sur une étude photométrique de diagramme Couleur–Magnitude et d'ajustement d'isochrones. (Figure 5.8). Leurs mesures d'abondance leur a permis de constituer une distribution de métallicité directement comparable avec celle obtenue pour le voisinage solaire. Leur échantillon comprend 503 étoiles. Cette haute statistique est compatible avec la distribution de Rich & MacWilliam 1994, et retrouve leur pic de distribution à $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -0.15$ dex et permet de déterminer l'intervalle d'abondance $[\text{Fe}/\text{H}]$ des étoiles du bulbe ($-2.6 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.4$).

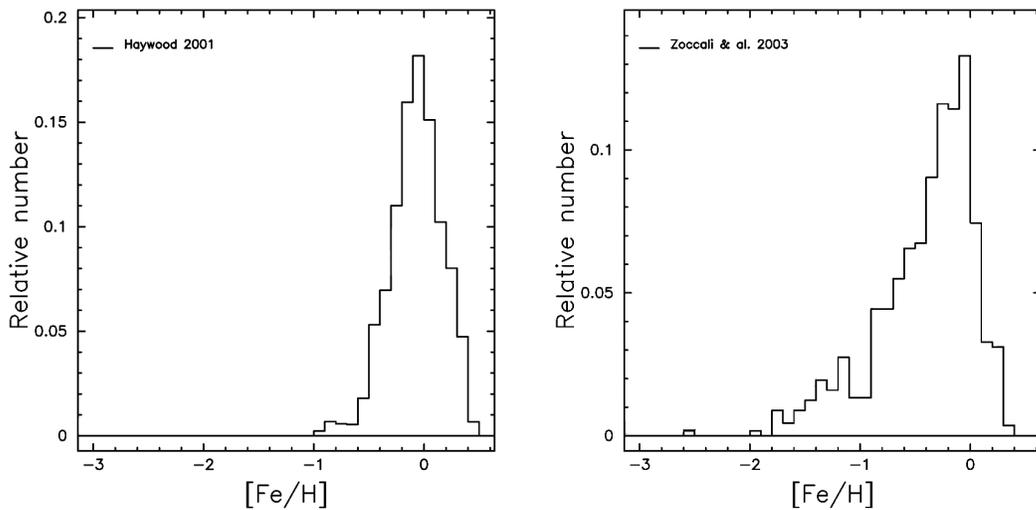


FIG. 5.8 – Distribution des étoiles en fonction de leur abondance en Fer, à gauche pour le voisinage solaire (d'après Haywood 2001 [91]), et à droite pour le bulbe (d'après Zoccali et al. 2001 [263]).

² La résolution spectrale est définie par $R = \lambda/\Delta\lambda$, où λ est la longueur d'onde centrale de l'intervalle $\Delta\lambda$ de longueur d'onde observé.

Dans le cas de notre modèle, la simulation chimico–dynamique a été réalisée jusqu’à 5 milliards d’années. L’évolution du modèle de référence de 5 à 15 milliards d’années mettrait plus de 8 mois pour être réalisée. Ainsi, afin de pouvoir comparer nos résultats aux données observationnelles, nous ne devons considérer que les étoiles qui seront présentes à 15 milliards d’années, c’est-à-dire celles de masse d’au plus $0.9 M_{\odot}$. Par ailleurs, compte tenu de la normalisation par rapport à l’ensemble des étoiles, la nature de l’IMF (forme et intervalle de masse) n’a pas d’importance. En effet, pour un intervalle donné de valeur d’abondance, la fraction f d’étoiles est telle que :

$$f = \left(\sum_{i=1}^{n_j} M_{ij} \int_{m_{low}}^{0.9} \Phi(m) dm \right) \left(\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^{n_j} M_{ij} \int_{m_{low}}^{0.9} \Phi(m) dm \right)^{-1} \quad (5.1)$$

équivalent à :

$$f = \left(\sum_{i=1}^{n_j} M_{ij} \right) \left(\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^{n_j} M_{ij} \right)^{-1} \quad (5.2)$$

m_{low} est la masse minimale qu’une étoile peut avoir.

n_j est le nombre de particules stellaires dans l’intervalle j .

M_{ij} est la masse de la particule i de l’intervalle j .

Φ est l’IMF.

n est le nombre d’intervalles considérés pour l’échantillonnage de la distribution d’abondance.

L’IMF et l’intervalle de masse n’interviennent pas lors de la détermination des fractions d’étoiles. En particulier, le choix de la valeur de m_{low} n’a pas de conséquence. Pour une comparaison avec les distributions des étoiles de la Figure 5.8, il n’est pas nécessaire de reprendre la valeur considérée par les observations. Nous pouvons donc directement utiliser la masse des particules stellaires pour construire une distribution équivalente.

Afin de réaliser une comparaison directe sur les distributions des étoiles en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$, nous utilisons le même échantillonnage que Haywood 2001 et Zoccali et al. 2003, soit 0.1 dex. Nous considérons deux zones distinctes de la galaxie afin de comparer aux caractéristiques observées dans le bulbe de la Voie Lactée, et dans le voisinage solaire. La Figure 5.9 présente la définition de ces deux zones. La zone centrale (zone 1) a un rayon de 2 kpc. Bien que nous ne formions pas de bulbe au sens d’une structure triaxiale, il est intéressant de comparer cette région à la région centrale de la Voie Lactée. La deuxième zone (zone 2) est une couronne de 2 kpc de largeur localisée à une distance de 10 ± 1 kpc du centre de la galaxie. La localisation de la zone 2 n’a pas d’importance mais elle correspond ici à la position du voisinage solaire. Pour les deux zones, nous considérons une épaisseur de 2.5 kpc de part est d’autre du plan galactique. Cette épaisseur englobe la majorité des étoiles (D’après §4.2.2, l’échelle caractéristique du disque de la simulation de référence est de 780 pc).

La Figure 5.10 présente la fraction d’étoiles par intervalle d’échantillonnage de $[\text{Fe}/\text{H}]$. La distribution issue de la zone 1 ajuste bien les caractéristiques observées dans le bulbe de la Galaxie. En particulier, on remarque que les étoiles de faible abondance $[\text{Fe}/\text{H}]$ (i.e. $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$), sont en bon accord avec les données de Zoccali et al. 2003, l’hypothèse

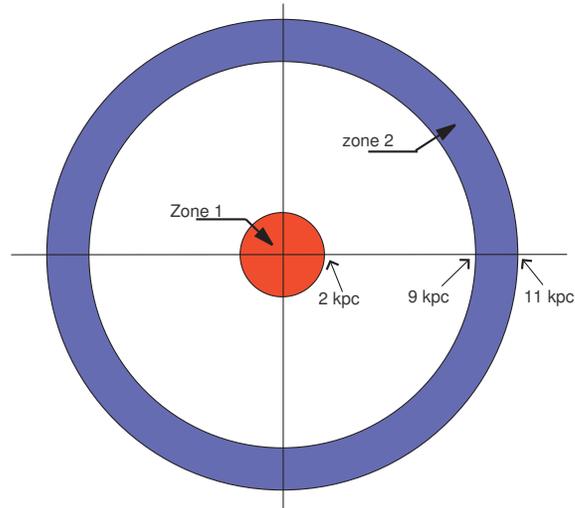


FIG. 5.9 – Définition des deux zones considérées pour la caractérisation des propriétés des étoiles. La zone centrale (zone 1) a un rayon de 2 kpc et est identifiée au bulbe de notre Galaxie. La zone 2 est une couronne de 2 kpc de largeur localisée à une distance de 10 ± 1 kpc et est identifiée au voisinage solaire.

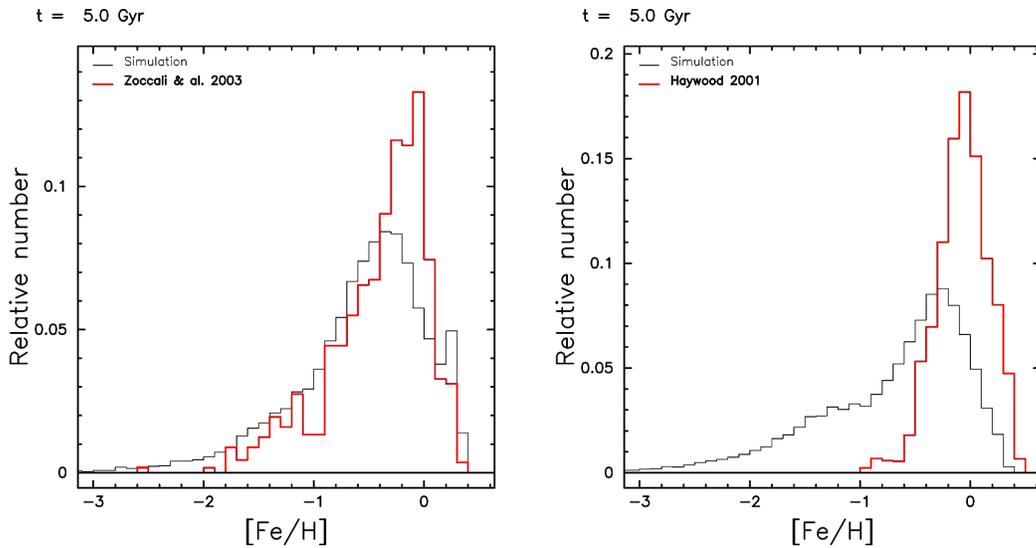


FIG. 5.10 – Distribution des abondances en Fer des étoiles. À gauche, comparaison de la zone 1 et du bulbe de la Galaxie. À droite comparaison de la zone 2 avec le disque de la Galaxie.

de créer un bulbe à partir d'un gaz n'ayant pas subi d'enrichissement chimique étant parfaitement justifiée pour la zone centrale de la galaxie. Les étoiles de forte abondance $[\text{Fe}/\text{H}]$ sont moins nombreuses dans notre simulation et ceci peut signifier que notre taux de formation d'étoiles est plus faible dans cette région par rapport à ce qu'a connu le bulbe de la Voie Lactée. Toutefois, seule la distribution d'étoiles avec $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.7$ est réellement fiable. En effet, des particules stellaires peuvent être créées après 5 milliards d'années. Par ailleurs, la Figure 4.34 du §4.2.4 montre que les étoiles au-delà de 5 milliards d'années auront une abondance en Fer supérieure à -0.7 dex. Ainsi, les étoiles se créant après 5 milliards d'années seront telles que $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.7$ dex et n'affecteront pas la forme de la distribution d'étoiles pour les valeurs d'abondances inférieures.

La distribution issue de la zone 2 est en désaccord avec les observations des étoiles du voisinage solaire. Au-delà du simple fait que notre simulation a été effectuée jusqu'à 5 milliards d'années et que, probablement, les étoiles de plus forte abondance $[\text{Fe}/\text{H}]$ n'ont pas eu le temps de se former, on note que nous formons beaucoup d'étoiles à $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$. L'existence d'un nombre important d'étoiles à une telle valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ indique une différence fondamentale entre l'histoire de l'enrichissement chimique de notre objet et celui de la Voie Lactée.

La Figure 5.11 compare les distributions de la zones 1 et 2. Les deux distributions sont identiques. Contrairement à la Voie Lactée, les étoiles des zones internes et externes de notre objet ont des distributions d'abondance en Fer similaires. Cela montre que les parties internes de la galaxie n'ont pas pré-enrichi le gaz des parties externes de la galaxie avant la formation de ses premières étoiles.

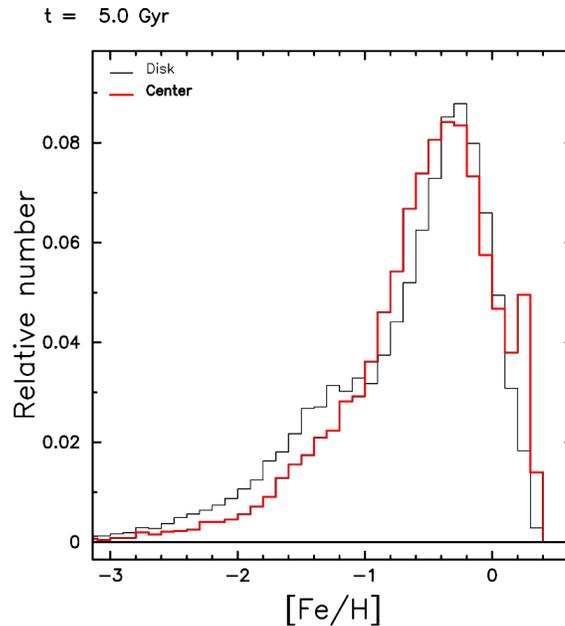


FIG. 5.11 – *Distribution de l'abondance en Fer des étoiles. Comparaison des deux populations de la zone 1 et de la zone 2. Les deux distributions sont identiques. En particulier, la zone 2 ne présente pas de problème de naine G.*

Il est nécessaire de préciser que l'existence du problème des étoiles de faible masse (problème des naines G) est encore débattue. En effet, Haywood 2001 [91] en utilisant un modèle d'évolution chimique de type 'boîte fermée' avec ou sans recyclage instantané, a montré que l'accumulation des différents biais observationnels (calibration, échantillonnage), peut rendre compte de la distribution d'abondance observée dans les étoiles du voisinage solaire, sans évoquer l'introduction de gaz pré-enrichi (i.e. *infall*). Toutefois, ce n'est pas une réjection définitive de l'*infall* puisqu'il est invoqué pour expliquer la relation âge–metallicité des étoiles du voisinage solaire.

Bien que le problème des étoiles de faible masse soit souvent évoqué comme une distinction remarquable entre l'évolution du bulbe et du disque, nous voyons que ce problème est encore difficilement contraint observationnellement. Une caractérisation plus fine des différences chimiques des populations stellaires du bulbe et du disque est la mesure des rapports d'abondance.

5.2.2 Rapport d'abondances : Cas du Magnésium et du Fer

Le suivi de la production de Fer et de Magnésium a été choisi dans le but d'établir un diagnostic sur l'échelle de temps de formation des structures dans nos galaxies. Sur une figure présentant $[Mg/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$, l'apparition de supernovae de type Ia se traduit par une transition de régime. Pour les faibles valeurs de $[Fe/H]$, le gaz est uniquement enrichi par les supernovae de type II, ce qui conduit à un rapport $[Mg/Fe]$ de l'ordre de 0.5. Les supernovae de type Ia quant à elles, vont contribuer à faire décroître ce rapport jusqu'à des valeurs de $[Mg/Fe] \sim 0.0$ dans le voisinage solaire. L'abondance moyenne en Fer étant croissante avec le temps (cf. Figure 4.34), la mesure de $[Fe/H]$ sert d'étalonnage temporel. Connaissant la durée de vie des progéniteurs des premières SN Ia, nous avons une information sur la vitesse d'enrichissement chimique du gaz et des étoiles. Une faible vitesse d'enrichissement chimique (i.e. un faible SFR) conduira à une valeur de $[Fe/H]$ faible au moment des premières SN Ia (McWilliam 1997 [135]). La mesure du rapport $[Mg/Fe]$ est une forte contrainte sur la nature des populations stellaires. Le rapport $[Mg/Fe]$ déterminé dans le bulbe de la galaxie est de 0.35 dex (McWilliam & Rich 1994 [133]). Cela implique que la formation du bulbe s'est déroulée sur une échelle de temps courte par rapport à la durée de vie des SN Ia. Le même rapport à une valeur proche de 0 dex dans le voisinage solaire (McWilliam 1997 [135]). Ceci implique une échelle de temps de formation plus longue pour le bulbe.

Nous comparons nos résultats avec des études spectroscopiques déterminant à la fois l'abondance du Fer et celle du Magnésium, réalisées à haute résolution spectrale ($22000 < R < 61000$) et comprenant des étoiles du voisinage solaire pour les étoiles d'abondance $[Fe/H] > -1$ (Edvardsson 1993 [70]), et des étoiles du halo et d'amas globulaires pour les faibles abondances $-4 < [Fe/H] < -1$ (Ryan et al. 1996 [194], McWilliam 1995 [134] et Shetrone 1996 [212]).

Dans un premier temps nous allons utiliser les résultats des simulations chimico-dynamiques jusqu'à 5 milliards d'années pour une étude complète de ce rapport. Puis nous extrapolerons l'évolution chimique de notre système jusqu'à 15 milliards d'années. Compte tenu du nombre de particules stellaires produites, la simulation de référence a nécessité plus de 4000 heures de calcul et nécessiterait 8 mois à 1 an supplémentaire pour aller jusqu'à 15 milliards d'années. Cette durée prohibitive justifie l'emploi d'un modèle chimique pur pour estimer les caractéristiques de la galaxie à 15 milliards d'années.

Modèle complet

– **Effet différencié des SN II et SN Ia :** La Figure 5.12 présente l'évolution du rapport $[Mg/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$ pour la simulation de référence. Chaque point représente une particule stellaire. La totalité des particules stellaires est représentée. L'implémentation des SN Ia et II nous permet de reproduire de façon très satisfaisante l'évolution du rapport $[Mg/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$ observée dans la Voie Lactée.

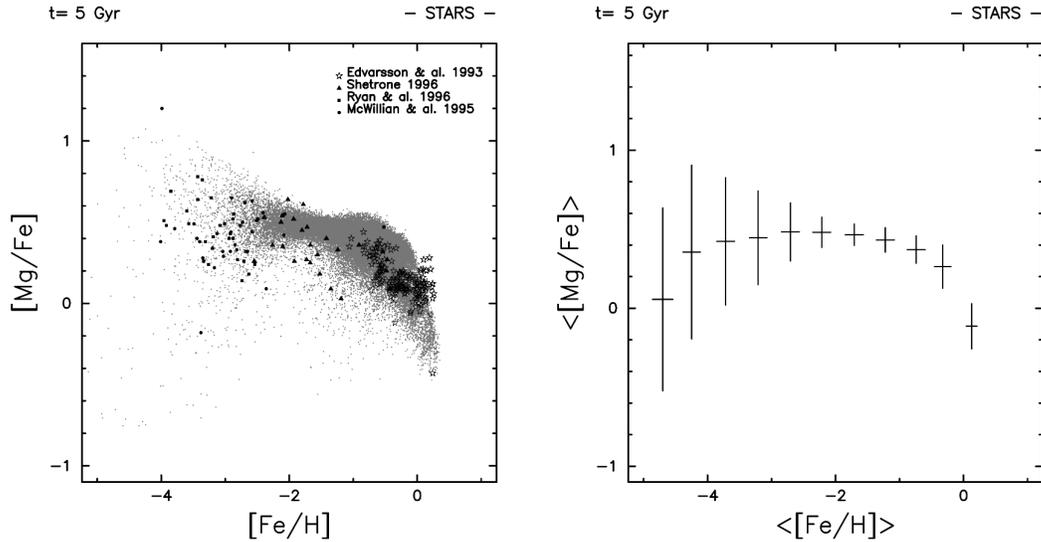


FIG. 5.12 – À gauche, les rapports $[Mg/Fe]$ des étoiles de la simulations (en gris) comparés aux observations (en noir). À droite, les mêmes données sous-forme de barres de dispersion. Les données simulées sont en bon accord avec les observations tant au niveau des deux régimes dû à l'effet des SN Ia (transition à $[Fe/H] \sim -1$) qu'au niveau de la dispersion du rapport $[Mg/Fe]$ pour une valeur de $[Fe/H]$.

Nous observons les deux régimes de façon très nette, $[Mg/Fe] \simeq 0.5$ pour une valeur inférieure à $[Fe/H] \sim -1$, et au-delà, $[Mg/Fe]$ qui décroît. L'intervalle de masse et la nature de l'IMF ($[0.05 M_{\odot}, 50 M_{\odot}]$, IMF de Salpeter) est donc totalement justifié. En effet, une IMF favorisant la production d'étoiles massives tend à augmenter la valeur de $[Mg/Fe]$ pour les faibles abondances en $[Fe/H]$ (McWilliam 1997 [135]). Pour les valeurs $[Fe/H] < -1$, nos données ajustent bien les observations, ce qui montre que notre SFR global est compatible avec celui de la Voie Lactée. Toutefois, nous précisons l'amplitude du SFR dans le paragraphe suivant.

La modélisation dynamique nous apporte l'information supplémentaire de la dispersion de la valeur $[Mg/Fe]$ pour un $[Fe/H]$ donné. Cette dispersion est une traduction de la combinaison des effets spatiaux et temporels. Durant son mouvement dans la galaxie, la particule stellaire, par les explosions de supernovae, va enrichir le gaz avec différentes valeurs de rapport $[Mg/Fe]$. Les supernovae de type II produisent du Fer et du Magnésium en proportions différentes en fonction de la masse du progéniteur. La proportion de Magnésium produite par rapport à la production de Fer croît avec la masse de l'étoile. L'effet de la variation d'enrichissement chimique par les SN II est d'autant plus visible

que les abondances du gaz sont faibles, l'apport des métaux d'une unique supernova étant significatif pour du gaz dépourvu de métaux. Pour l'intervalle de masse que nous considérons, les étoiles les plus massives ($50 M_{\odot}$) produisent un rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}] \simeq 1.1$ alors que les progéniteurs de SN II les plus légers ($10 M_{\odot}$) produisent un $[\text{Mg}/\text{Fe}] \simeq -0.8$. Sur la Figure 5.12 panneau de gauche, nous voyons effectivement que les étoiles à faible valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ ($[\text{Fe}/\text{H}] < -2.5$), ont un rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ compris entre -0.8 et 1.1 . L'enrichissement chimique du gaz est bien décrit de façon cohérente avec le mouvement des étoiles dans la galaxie. Nous constatons que nos données reproduisent la dispersion observée des valeurs $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ aussi bien pour les étoiles de faible que de forte abondances en Fer. Le panneau de droite présente les mêmes données mais sous forme de barre d'écart type sur les valeurs de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$. La dispersion décroît avec $[\text{Fe}/\text{H}]$ à mesure que les abondances chimiques de la galaxie s'homogénéisent. En effet, avec le temps, les abondances chimiques tendent asymptotiquement vers une valeur constante, la croissance des abondances devenant d'autant difficile que le gaz est riche en métaux. Nous observons une dispersion résiduelle de l'ordre de 0.2 pour $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$, identique à celle des données observationnelles.

–Mesure de la valeur de transition : La détermination de la valeur de transition de régime n'est pas triviale compte tenu de la dispersion important du rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ à une valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ donnée. En effet, dans nos simulations, nous observons l'ensemble des étoiles de la galaxie, ce qui n'est pas le cas pour les observations qui sont nécessairement restreintes à un nombre limité d'étoiles. Afin d'établir un critère objectif sur la détermination de la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ où les premières supernovae de type Ia apparaissent, nous ajustons deux droites sur les figures du type Figure 5.12 panneau de droite. La première droite est ajustée sur l'intervalle $[-3.5, v]$ dex, la seconde sur l'intervalle $[v, 0]$. La valeur v est variable entre -2 et -0.25 dex et est déterminée afin de minimiser le χ^2 total des deux ajustements. L'intersection des deux droites nous donne la valeur de transition du rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}]$.

Pour la simulation de référence, nous trouvons une valeur de transition de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.8$ dex. De façon générale, l'ensemble des simulations conduit à une faible variation de cette valeur. Pour un paramètre de rotation variant de 0.05 à 0.16 , on trouve une valeur de transition entre -0.9 et -0.5 dex, les plus petites valeurs correspondant aux valeurs de λ les plus grandes. Cette faible variabilité est due à ce que la valeur du SFR moyen avant le temps d'explosion des premières SN Ia, varie d'au plus un facteur 3 entre les différentes simulations considérées (Figure 5.13).

La valeur de transition dans le rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ du voisinage solaire vaut $[\text{Fe}/\text{H}] = -1$. Le SFR global de nos simulations est donc en bon accord avec celui observé, avec toutefois une sur-évaluation d'un facteur d'au plus 3, ce qui reste dans le bon ordre de grandeur.

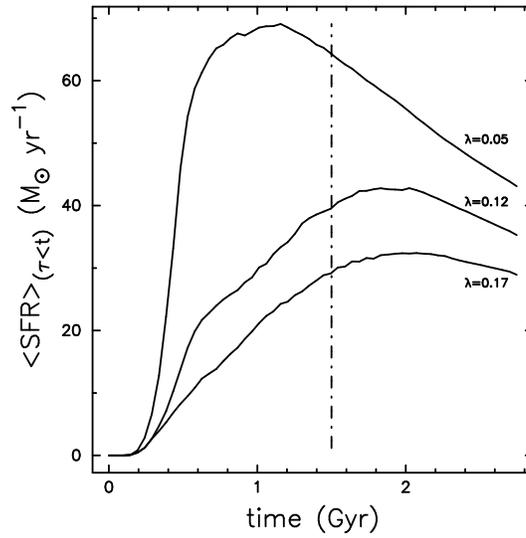


FIG. 5.13 – Valeur moyenne du SFR pour des simulations dans lesquelles $0.05 < \lambda < 0.16$. La ligne en tiret-point localise la durée de vie moyenne de la première série de progéniteur de SN Ia. Le SFR moyen varie d’au plus un facteur 3 entre les différentes simulations au moment de l’explosion de ces supernovae.

– Évolution temporelle de $[Mg/Fe]$ dans deux régions distinctes de la galaxie :

L’évolution du rapport moyen $[Mg/Fe]$ est mesurée pour la zone 1 et la zone 2 (cf. Figure 5.9).

• **Évolution temporelle :** La Figure 5.14 présente l’évolution temporelle du rapport d’abondance $[Mg/Fe]$ dans les zones 1 et 2. Les deux courbes sont très similaires. Le rapport $[Mg/Fe]$ est initialement élevé, indiquant un enrichissement chimique dû uniquement aux SN II. Après 1 milliard d’années, les supernovae de type Ia font décroître lentement cette valeur jusqu’à $[Mg/Fe] \simeq 0.3$ au bout de 5 milliards d’années. La différence entre ces deux courbes est de moins de 0.05 dex.

Ainsi, les deux populations d’étoiles obtenues ne pourraient être distinguées observationnellement par la valeur de $[Mg/Fe]$. Dans nos simulations, le gaz transporté vers la partie centrale de la galaxie conduit à une formation d’étoiles enrichies par les supernovae de type Ia. Jusqu’à 5 milliards d’années, il n’apparaît aucune distinction entre les régions internes et externes de la galaxie. L’ensemble de la galaxie évolue au même rythme, et l’émergence d’une population au centre de la galaxie se distinguant nettement des parties externes n’est pas constaté.

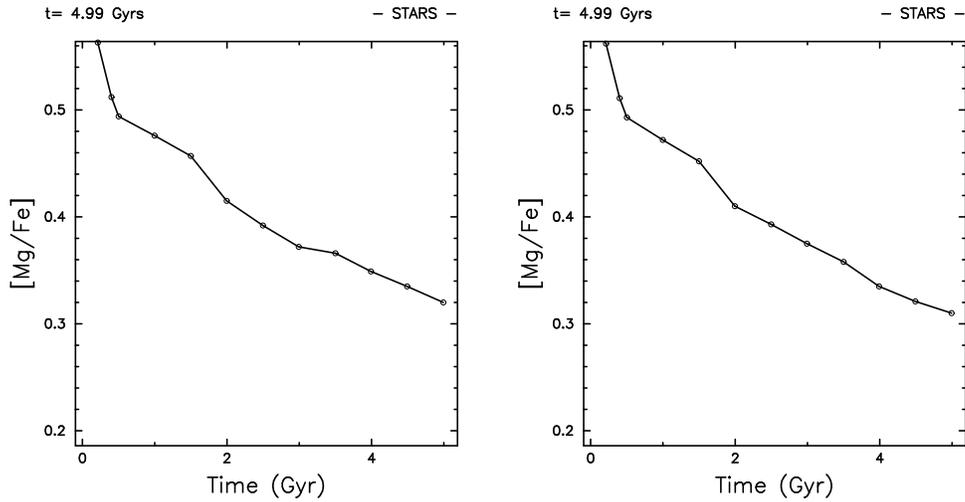


FIG. 5.14 – Évolution temporelle du rapport d'abondance $[Mg/Fe]$ moyen. À gauche, rapport $[Mg/Fe]$ pour la zone 1. À droite, le même rapport pour la zone 2. Les deux courbes sont identiques à moins de 0.05 dex près, et ne peuvent donc être distinguées observationnellement.

• **Carte bidimensionnelle :** La Figure 5.15 présente la carte bidimensionnelle du rapport $[Mg/Fe]$ mesurée dans les étoiles. Le choix de la palette de couleurs amplifie les faibles variations de $[Mg/Fe]$ dont la valeur est globalement constante sur la totalité du disque. Les écarts à la valeur moyenne (0.31 dex) sont faibles, de l'ordre ± 0.03 dex. Bien que les fluctuations de cette valeur ne soient pas observables, il est remarquable de constater que les plus faibles valeurs de $[Mg/Fe]$ sont localisées au niveau de la barre de gaz de la galaxie. Dans ces zones, le gaz est plus fortement concentré, ce qui induit une probabilité de formation stellaire plus importante à ce niveau, conduisant à la formation d'étoiles à partir d'un gaz ayant subi un enrichissement chimique plus important des SN Ia. Cet effet est faible et reste du second ordre.

Modèle chimique indépendant de la dynamique

L'évolution du rapport d'abondance $[Mg/Fe]$ a été étudiée jusqu'à 5 milliards d'années avec le code chimico-dynamique complet. Toutefois, compte tenu du temps de calcul de notre simulation de référence, nous avons prédit la valeur de ce résultat en mettant en place un modèle d'extrapolation purement chimique. L'extrapolation à 15 milliards d'années de nos résultats sur la chimie va nous permettre de savoir s'il est possible de distinguer chimiquement la région centrale et les régions externes de la galaxie.

La méthode d'extrapolation repose sur l'utilisation d'un code de chimie purement analytique. Ce code correspond à notre propre implémentation du modèle de Kobayashi et al. 2000 [112]. Ce modèle inclut l'ensemble des équations présenté dans le chapitre 3, ainsi que le modèle de supernovae de type Ia. Ce code a été validé en reproduisant les résultats du tableau Tab.2 de Kobayashi et al. 2000 [112]. Par ailleurs, nous avons utilisé ce code afin de tester notre implémentation de la chimie dans le code dynamique. Les

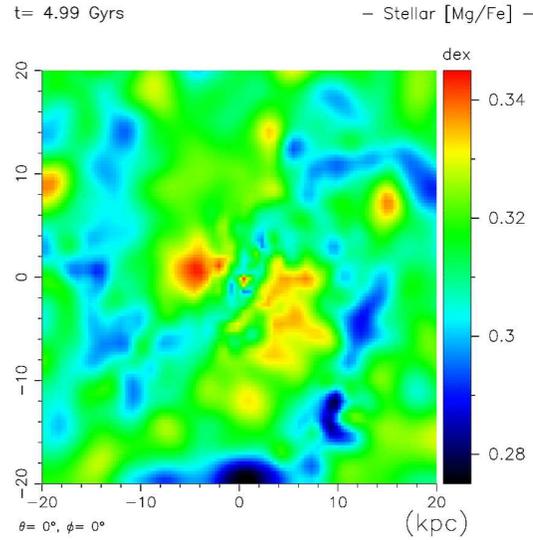


FIG. 5.15 – Représentation bidimensionnelle du rapport d’abondance $[Mg/Fe]$ des étoiles. La structure spirale apparaît par une légère diminution de $[Mg/Fe]$, qui reste un effet du second ordre.

tabulations des quantités liées à l’évolution chimique (durée de vie des étoiles, production de métaux. . .) étant identiques dans les deux codes, nous pouvons utiliser le code d’évolution chimique afin d’extrapoler les résultats du modèle complet. La dynamique du système est prise en compte par un échange de matière entre deux sous-systèmes, ainsi que par la forme du SFR. Nous considérons les deux zones de la galaxie présentées précédemment. Afin de tenir compte des transferts de matière entre ces zones, nous avons déterminé les flux de matière entrant et sortant de la zone 1 en utilisant une zone d’observation de 0.5 kpc localisée entre les zones 1 et 2. La détermination de la nature du flux de matière comprend sa masse ainsi que sa composition chimique (abondances en Fer et en Magnésium) (cf. Figure 5.16).

Afin d’utiliser notre modèle chimique, nous faisons l’approximation supplémentaire qu’il n’y pas de flux de matière dans le sens zone 1 vers zone 2, et que la zone 2 perd peu de masse (relativement à sa masse totale). Cette approximation permet de traiter l’évolution chimique des deux zones de façon indépendante. Ainsi, nous avons réalisé deux modèles successifs. Le premier modèle détermine l’évolution de la zone 2. Le second modèle détermine l’évolution de la zone 1 en utilisant les résultats de l’évolution chimique de la zone 2. Cette approximation ne peut conduire qu’à amplifier les différences pouvant exister entre les deux systèmes. En effet, le flux de matière allant de la zone 1 vers la zone 2 ne peut que favoriser l’homogénéisation des deux zones. Notre approche conduit donc à une majoration des différences qui peuvent exister entre les deux zones. Ainsi, si nous obtenons une composition chimique identique pour un sous-système, cette approximation permet de conclure sans ambiguïté à l’égalité des abondances des zones 1 et 2.

Nous imposons le SFR de la simulation dynamique. Nous avons déterminé le SFR pour chacune des zones. La Figure 5.17 présente les modèles de SFR utilisé dans le modèle de chimie simple. Ces deux SFR sont normalisés (SFR_n) en fonction de la masse totale finale

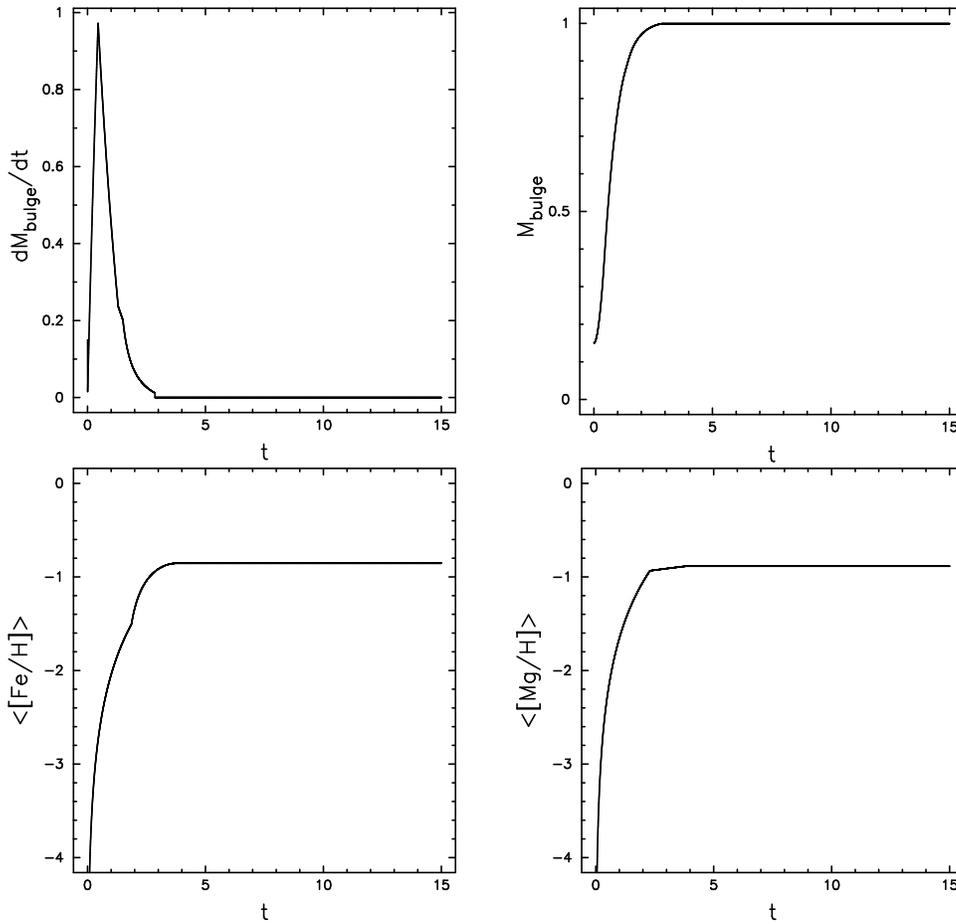


FIG. 5.16 – Évolution temporelle des données du modèle chimique. En haut à gauche évolution temporelle de la masse de gaz accrétée dans la zone 1. En haut à droite, évolution temporelle de la masse de la zone 1 normalisée à la masse totale finale. Les deux figures du bas présentent l’abondance du gaz accrété. Au-dessus de 4 milliards d’années la masse accrétée est tellement faible qu’on la considère nulle. Nous fixons les abondances de Fer et de Magnésium à leur valeur à 4 milliards d’années.

des sous-systèmes auxquels ils sont associés, afin de pouvoir être utilisé dans le code de chimie, ce code étant basé sur des fractions de masse :

$$\text{SFR}_n = \frac{d(M/M_{tot})}{dt} = \frac{1}{M_{tot}} \frac{dM}{dt} = \text{SFR}/M_{tot} \quad (5.3)$$

Le taux de formation d’étoiles pour les galaxies Sa tend vers ~ 0 (Kennicutt 1998 [111]). Ainsi, pour l’évolution des SFR au-delà de 5 milliards d’années, nous les extrapolons par une décroissance linéaire jusqu’à une valeur nulle à 15 milliards d’années.

Bien que ce modèle soit simple, nous reproduisons les évolutions du rapport d’abondance du Fer et du Magnésium sur les 5 premiers milliards d’années du modèle dyna-

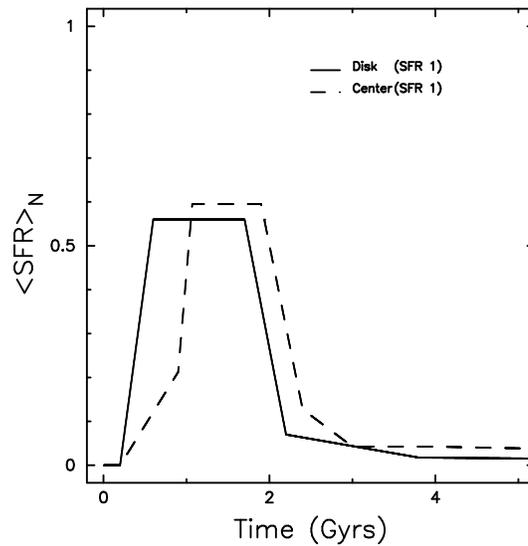


FIG. 5.17 – SFR normalisés des zones 1 et 2.

mique complet, avec des écarts faibles d'au plus 0.05 dex^3 sur l'évolution des rapports $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ (cf. Figure 5.14 et Figure 5.18). L'extrapolation montre que les deux sous système évoluent de façon similaire. D'un point de vue observationnel, nous ne pourrions les distinguer par la mesure du rapport d'abondance $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$.

Ainsi, du point de vue du rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}]$, les deux populations stellaires restent identiques sur 15 milliards d'années.

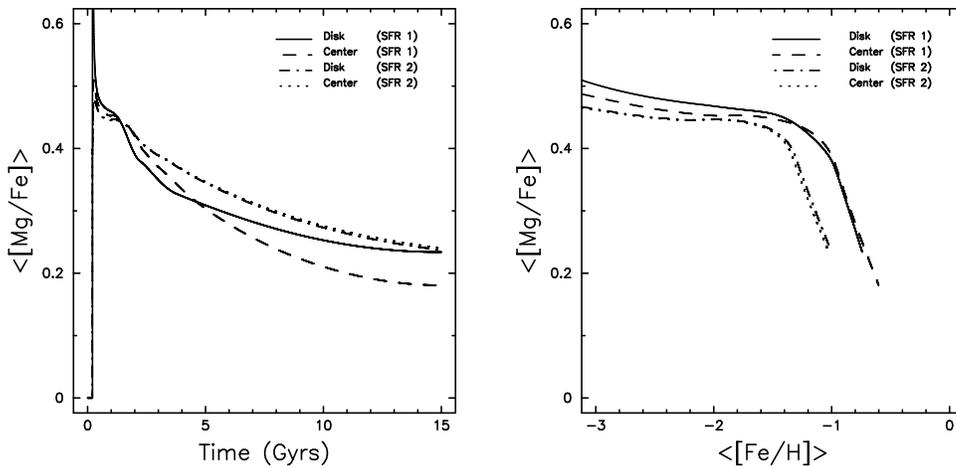


FIG. 5.18 – Évolution du rapport d'abondance $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ dans les zones 1 et 2 et pour deux modèle de SFR. Le modèle SFR1 correspond au taux déterminé à parti de la simulation de référence, et le modèle SFR2 correspond à un SFR divisé par 2. Pour les deux SFR considérés, on note que les zones 1 et 2 présentent une évolution de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ identique.

De plus, nous constatons que les évolutions des deux systèmes restent semblables

3. Cet écart est inférieur aux barres d'erreurs observationnelles pour la mesures d'un tel rapport.

si l'on modifie le taux de formation d'étoiles. Cette caractéristique n'est donc pas la conséquence d'un régime particulier de SFR par apport à la dynamique du système. Les échanges de matière d'une zone à une autre sont suffisants pour homogénéiser la totalité de la galaxie.

Conclusion

Les caractéristiques générales du rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$ sont remarquablement bien reproduites dans nos simulations. Toutefois, l'étude détaillée comparant la zone centrale de la galaxie avec le reste du disque montre qu'il n'y pas de distinction entre les différentes parties de la galaxie. Une traduction de cette constatation est la valeur identique de la pente des gradients en $[\text{Fe}/\text{H}]$ et $[\text{Mg}/\text{H}]$ présentée dans le chapitre §4.2.4. Les données observationnelles suggèrent que de nombreuses étoiles du voisinage solaire ont un rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}] \simeq 0.0$. Le rapport $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ est évalué à 0.35 dans le bulbe. Ainsi, deux populations très distinctes existent dans la Voie Lactée. Dans nos simulations, l'ensemble du disque évolue de la même façon et cette variation de la valeur $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ entre les zones internes et externes de la galaxie simulée n'est pas mise en évidence. Ceci en met avant une différence entre l'évolution chimique de notre modèle de référence et celle d'une galaxie tel que la Voie Lactée.

5.2.3 Propagation de la formation d'étoiles

Comme nous l'avons signalé dans le chapitre 4 §4.2.4, le taux de formation d'étoiles de nos objets est initialement marqué par une croissance brusque dans les premières centaines de millions d'années. Ce régime initial correspond à la propagation du taux de formation d'étoiles dans le disque.

L'augmentation de la densité de gaz dans le plan du disque galactique se fait du centre vers le bord. Pour les premières centaines de millions d'années d'évolution, le facteur limitant de la prescription de formation d'étoiles est la densité critique. Dans la zone du disque à laquelle nous nous intéressons ($R < 20$ kpc correspond à plus de 5 fois l'échelle caractéristique soit plus de 95% de la masse totale du disque) la durée de la propagation de la formation d'étoiles est de 400 millions d'années. La Figure 5.19, présente la vitesse de propagation pour la simulation de référence et les deux simulations avec le profil en $1/r$ (respectivement $R_{ini} = 80$ kpc, et $R_{ini} = 50$ kpc).

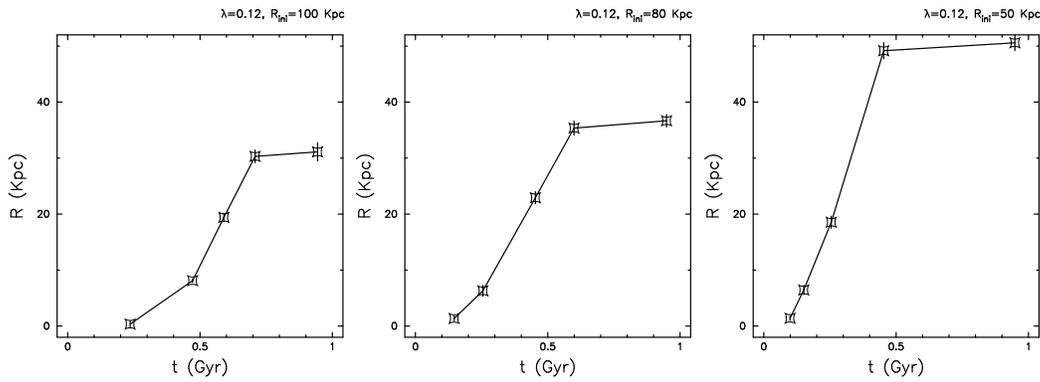


FIG. 5.19 – Propagation de la formation d'étoiles dans le disque. La courbe représente l'évolution du rayon maximal à un instant t où se déroule la formation stellaire (Simulation $\lambda \simeq 0.12$, de gauche à droite, pour un rayon initial de 100, 80 et 50 kpc).

L'ensemble de nos simulations montre que ce temps diminue avec λ et avec R_{ini} , mais reste dans le même ordre de grandeur, entre 0.2 et 0.8 milliard d'années, pour les différentes simulations. Ainsi, la formation d'étoiles débute quasiment au même moment sur l'ensemble du disque stellaire. Cette constatation est indépendante du choix de la valeur de la densité critique choisie pour la formation stellaire ($\rho_{crit} = 1.67 \times 10^{-25}$ g.cm $^{-3}$ cf. chapitre 2 §2.5). En effet, nous avons fait varier la valeur de la densité critique d'un facteur 1 à 1000 sans constater de changement remarquable entre le moment où la partie centrale et la partie externe du disque commencent leur formation d'étoiles. Nous en concluons que la formation d'un disque galactique par le procédé considéré dans notre étude conduit nécessairement à une propagation rapide de la formation stellaire sur l'ensemble du disque. Cette propagation de la formation d'étoiles, extrêmement rapide et dans toutes les parties de la galaxie, explique pour une part l'indifférenciation de la zone 1 et de la zone 2, et surtout la présence d'une population stellaire de faible métallicité dans le disque.

5.3 Conclusion

Nous avons étudié la nature chimique des étoiles dans notre modèle de référence. L'objectif de cette étude était de connaître, d'une part, la nature des populations stellaires de la galaxie simulée, et d'autre part, de savoir s'il pouvait apparaître des populations stellaires différentes entre les parties internes et les parties externes d'une galaxie formée par effondrement monolithique d'un objet en rotation.

Le cadre dynamique dans lequel se déroule l'évolution chimique a été caractérisé et présente une structure spirale, d'ailleurs compatible avec la présence d'une onde de densité. La barre crée une accrétion de matière vers les parties centrales en raison de mouvements non circulaires observés dans le gaz. L'amplitude du phénomène constaté dans la simulation est du même ordre de grandeur que les observations. Les bras spiraux et la barre, qui sont des zones riches en gaz, sont les principales sites de formations d'étoiles. Nous en concluons que la dynamique de l'objet crée par un effondrement monolithique en rotation est en bon accord avec les observations, et adapté à l'étude de l'évolution des populations stellaires.

Par ailleurs, nous mettons en évidence une différence entre la distribution spatiale des abondances du gaz et celles des étoiles. Les abondances stellaires dans les bras sont plus élevées en moyenne que dans le reste du disque. L'étude de la distribution de la métallicité montre que l'on ne peut distinguer les étoiles de la partie centrale et de la partie externe de la galaxie. En particulier, nous ne constatons pas de problème d'étoile de faible masse pour les parties externes de la galaxie. En outre, l'étude du rapport d'abondance $[Mg/Fe]$ montre que les étoiles au centre de notre objet ont subi le même type d'enrichissement chimique que les étoiles de la partie externe. Ainsi, la formation de la partie centrale et de la partie externe de notre objet se déroule sur des échelles de temps comparable, l'ensemble de la population stellaire de notre galaxie simulée évolue au même rythme, quelque soit le rayon. La formation d'une population stellaire uniforme est due à la propagation rapide de la formation stellaire sur la totalité du disque. Ceci ne dépend pas de la valeur du paramètre de densité critique considérée pour la formation stellaire.

Nous en concluons que la formation d'un disque galactique suivant un effondrement monolithique en rotation conduit nécessairement à la formation d'une population stellaire uniforme, et que cette population n'est pas transformée par action de la barre.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Nous avons réalisé une étude numérique chimico–dynamique de galaxies spirales isolées, dans un cadre auto–cohérent, auto–gravitationnel et tridimensionnel.

Nos résultats confirment ceux obtenus par les études antérieures de Raiteri et al. 1996 [180], Carraro et al. 1998 [38], Berczik 1999 [23], Buonomo et al. 2000 [34], Lia et al. 2000 [121] Lia et al. 2002 [122] et Lia et al. 2002 [123] : formation d’une structure plane d’une épaisseur caractéristique typique d’une Sc – Sbc, profil radial de densité en décroissance exponentielle avec une échelle caractéristique typique des galaxies, présence de gradients d’abondances, courbes de rotation plane. De plus, notre étude morphologique détaillée et le traitement précis de la formation stellaire et de l’enrichissement chimique permet de mettre en évidence que la galaxie issue du modèle de référence développe une structure barrée perdurant pendant au moins un milliard d’années et est visible dans le gaz et les étoiles. Elle constitue une zone de forte concentration des gaz très active au niveau de la formation stellaire. Une structure spirale est observée dans le disque de la galaxie. Sa nature est compatible avec la présence d’une onde de densité. Nous constatons la formation d’un gradient d’abondance de l’ordre de $-0.03 \text{ dex.kpc}^{-1}$, rapidement mis en place et n’évoluant plus au-delà de 1 à 2 milliards d’années après la formation des premières étoiles. Ce gradient est identique pour le gaz et les étoiles et indépendant de l’élément considéré (Oxygène, Fer ou Magnésium). Ainsi, nous montrons que de nombreuses caractéristiques des galaxies spirales peuvent être reproduites, ceci malgré l’hypothèse forte de pouvoir isoler une galaxie totalement de son environnement dès les étapes précoces de sa formation.

Toutefois, par rapport à une galaxie telle que la Voie Lactée, nous montrons que des différences existent : de façon générale la galaxie ainsi formée ne souffre pas de l’absence d’étoile de faible métallicité (problème de naine G). Par ailleurs, la partie centrale de la galaxie est un site actif de formation stellaire, ce qui n’est pas le cas dans une galaxie telle que la Voie Lactée (cf. Portinari & Chiosi 1999 [174]). De part l’étude des rapports d’abondance, un aspect essentiel, nous montrons que l’effondrement monolithique en rotation conduit à la formation d’une population stellaire uniforme du centre aux bords de la galaxie, ce qui est une contradiction forte par rapport aux observations.

Globalement l’hypothèse de d’effondrement monolithique apparaît être une approche convenable pour la formation de galaxie Sc / Scd – Sbc . Bien que hors–modèle hiérarchique, l’effondrement monolithique apparaît être un modèle simplifié de la réalité qui

reste compatible avec l'histoire de la formation initiale de certains objets (Kobayashi 2003 [113]). Certaines galaxies de type Sc ne semblent pas avoir connu de fusion importante avec d'autres objets. Ferguson 2002 (communication privée) montre que M33 (de type Sc) ne présente pas de traces de fusion avec d'autres objets (Pas de présence de sous-structures stellaires dans le disque externe) par opposition au halo est au disque externe de M31 (type Sb) (cf. Ferguson et al. 2002 [73]).

Relativement à l'hypothèse d'évolution séculaire, nous constatons la formation d'une structure barrée. Elle conduit du gaz vers la partie centrale de la galaxie, et est le site principal de la formation stellaire. Toutefois, la structure boîte-cacahuète de la barre émerge très difficilement dans notre objet, et ne semble pas conduire à la formation d'un bulbe massif. Dans l'hypothèse que la structure barrée perdure dans notre objet et aboutit à la formation d'un bulbe, les caractéristiques chimiques (rapport d'abondance [Mg/Fe]) observées à 5 milliards d'années et extrapolées à 15 milliards d'années conduisent de façon inévitable à la formation d'un bulbe ayant les mêmes propriétés chimiques que le disque, ce qui est en désaccord avec les observations des populations stellaires. Nos objets montrent, de par les propriétés chimiques, qu'il n'est donc pas possible de former une galaxie de Type Sb présentant des populations stellaires distinctes (Bulbe et disque), soulignant la difficulté de passer d'une galaxie de type Sc à une galaxie de type Sb et, plus généralement, de parcourir toute la séquence d'Hubble dans le cadre d'une évolution isolée.

L'uniformité de la population stellaire souligne le biais que l'on crée en considérant l'objet chimiquement et dynamiquement isolé sur toute la durée de son évolution.

Dans le cas de la Voie Lactée, l'accrétion de gaz enrichi semble être un moyen simple pour expliquer les différences observées entre les populations stellaires du bulbe et du disque. Par ailleurs, l'accrétion de gaz externe à une galaxie est aussi évoquée pour faire réapparaître une barre pour une galaxie ayant détruit une première barre par accumulation de masse en son centre. Bournaud & Combes 2002 [32] présentent un modèle où le développement de l'instabilité barrée est réactivé grâce à l'accrétion de gaz dans le disque galactique. L'évolution dynamique et l'évolution chimique semblent ainsi converger à ce niveau pour évoquer un même phénomène : l'accrétion de gaz.

En tout état de cause, il apparaît ainsi nécessaire de faire intervenir des événements extérieurs à l'évolution intrinsèque d'une galaxie pour expliquer son évolution chimique et dynamique. Ces événements externes peuvent apparaître sous deux formes, accrétion de gaz (solutionnant le problème des étoiles de faible masse), fusion de galaxie (conduisant à la formation d'un sphéroïde (bulbe) ou apportant des étoiles de nature chimique et cinématique différente).

Ainsi, l'apparente contradiction mise en avant par la dynamique de la barre allant dans le sens de la création d'un bulbe à parti du disque galactique (évolution séculaire), et l'observation de populations stellaires chimiquement distinctes entre le bulbe et le disque des galaxies, pourrait provenir d'un mélange subtil entre collision de galaxies, action de la barre et accrétion de gaz.

Extension du modèle

L'étude d'un objet isolé nous a montré que la formation de populations stellaires distinctes nécessite d'introduire des processus externes. Afin de palier au problème de population stellaire uniforme, une solution pouvant être étudiée avec le type de modèle

mis en place dans ce travail concerne l'accrétion de gaz par un sphéroïde. Bien que rarement observé, ce phénomène semble se dérouler autour de certaines galaxies elliptiques (cf. étude de galaxies elliptiques présentant du gaz HI, Oosterloo et al. 2002 [160], Józsa et al. 2003 [103]). Par ailleurs, ce phénomène est décrit dans des simulations hiérarchiques (Steinmetz 2002 [231]). L'étude chimico-dynamique d'un tel phénomène permettrait de comprendre le mécanisme par lequel des populations distinctes se forment.

Par contra-posée, l'étude de la fusion des deux disques possédant chacune des populations stellaires uniformes pourraient être mise en œuvre afin de se servir de l'évolution chimique comme traceur et voir si deux populations stellaires peuvent être distinguées ou non dans l'objet issu de la collision.

Inclusion de nouveaux processus physiques et améliorations numériques

Au-delà du simple fait de réaliser des simulations à plus haute résolution, de nombreux processus physiques peuvent être considérés pour comprendre la nature évolutive des galaxies.

Dans notre étude, nous nous sommes restreints à étudier l'influence chimique et dynamique des supernovae. D'un point de vue formel, nous pouvons facilement inclure la production d'éléments chimiques autres que ceux que nous avons considérés, et tenir compte de la production de métaux des étoiles de masse intermédiaire ($< 10 M_{\odot}$) pour étudier des implications sur la production d'éléments tel que le Carbone et l'Azote qui, contrairement aux éléments que nous avons étudié, peuvent être produits par des étoiles de toutes masses, et sont aussi considérés comme un outil clé pour l'études de l'évolution des galaxies (Chiappini, Romano & Matteucci 2003 [44]). Afin d'étudier les effets de couplage plus fins entre les étoiles et le gaz, des processus tel que la diffusion des éléments dans le gaz, le vent stellaire ou le chauffage UV des étoiles massives pourraient être facilement introduits (cf. Carraro et al. 1998 [38]). L'étude de ces processus pourrait permettre de comprendre pourquoi la formation d'étoiles dans les parties centrales des galaxies (i.e. galaxies sans starburst centraux) est si peu active. De plus, afin d'étudier des questions tel que la relation Tully-Fisher et l'évolution des couleurs des galaxies, des propriétés spectro-photométriques peuvent être introduites et associées aux caractéristiques des particules stellaires (Westera et al. 2002 [256], Abadi et al. 2003 [3]).

Par ailleurs, les amas ouverts dans les galaxies constituant des structures s'évaporant par effet de marée, des échanges de caractéristiques chimiques entre les particules stellaires pourraient être introduits. Toutefois, un tel processus reste compliqué à mettre en œuvre, en raison des dépendances spatiales et temporelles des quantités chimiques, mais pourraient apporter un gain sur la résolution spatiale des caractéristiques chimiques de la composante stellaire.

Finalement, le développement actuel des codes multiphases (SPH + *sticky particle*), tend à montrer la description pertinente du gaz froid et dense par les *sticky particles* et du gaz tiède par le SPH (Semelin & Combes 2002 [208], Berczik et al. 2003 [24]). Toutefois, par sa nature, une méthode SPH qui serait utilisée à très haute résolution (i.e. un nombre important de particule de gaz) pourrait dans le principe décrire l'ensemble des phases du gaz, les *sticky particles* constituant une alternative numérique efficace pour le temps de calcul. La mise en place d'un code combinant notre modèle chimique avec un code multiphase permettrait une description plus précise des liens entre la dynamique et la chimie d'une galaxie, et permettrait de préciser l'étude des populations stellaires.

D'un point de vue numérique, nous avons souligné lors de la présentation du code et de la qualification morphologique de nos objets l'importance du paramètre de lissage gravitationnel. Compte tenu de la morphologie et de l'échelle variable de nos objets, il serait intéressant d'étudier les implications pour la mise en place d'un paramètre de lissage gravitationnel adaptatif tel qu'évoqué par Dehnen 2001 [60].

Finalement, l'introduction d'une description chimique, tel que réalisée dans ce travail, dans une simulation de type modèle hiérarchique, permettra d'aborder de façon explicite le rôle des phénomènes environnementaux dans l'évolution chimique des galaxies. Une étude de ce type est actuellement réalisée par Kobayashi 2003 [113] dans le cadre de condition initiale de type Katz & Gunn 1991 [106] qui, qu'un point de vue des modèles hiérarchiques, reste quelque peu artificiel. L'introduction de notre type de modèle chimique dans un cadre plus réaliste, tel que celui décrit dans Steinmetz 2002 [231] et Abadi et al. 2003 [3], permettrait d'apporter des réponses encore plus pertinentes sur la chimie des galaxies. Toutefois, l'inclusion de ces nombreux processus et de l'extension de la résolution spatiale ne pourra se faire sans un traitement massivement parallèle et un raffinement des méthodes numériques.

Ces études numériques menées conjointement à l'évolution de la qualité des données observationnelles permettra d'approfondir notre connaissance et notre compréhension de la nature subtile de la séquence d'Hubble, qui ne pourra se faire que par l'étude conjointe et cohérente de la chimie et de la dynamique.

Deuxième partie

Contribution à EDisCS

Chapitre 1

Présentation

L'étude de l'évolution des galaxies sous-tend d'avoir des données observationnelles aussi bien pour des galaxies évoluées que pour des galaxies plus jeunes. La finitude de la vitesse de la lumière dans le vide nous fournit un moyen pour observer des galaxies à des âges différents. La composante observationnelle de mon travail¹ s'inclut dans le projet EDISCS (ESO Distant Cluster Survey) d'une part au niveau de la préparation et de la réalisation des observations spectroscopiques de ces objets et d'autre part au niveau de l'étude morphologique des galaxies².

1.1 Amas de galaxies

Les galaxies ne sont pas distribuées de façon homogène dans l'Univers. Les galaxies s'organisent de façon hiérarchique comme le montre par exemple les relevés du 2dF (Colless et al. 2001 [46]) ou du Las Campanas Redshift Survey (Lin et al. 1996 [125]). Si certaines galaxies sont relativement spatialement isolées, d'autres se regroupent en amas.

Les amas de galaxies sont les plus grandes structures de l'Univers définissant un ensemble gravitationnellement lié, où l'expansion de l'Univers est contrebalancée localement par la gravitation de l'amas. Ils contiennent typiquement de quelques centaines à plusieurs milliers de galaxies. La dispersion de vitesse des galaxies dans un amas est de l'ordre de 1000 km.s^{-1} . La forte dispersion de vitesse et la présence de fort effet de lentilles gravitationnelles, montrent que les amas de galaxies sont des structures massives, dominées par de la matière noire.

Un amas de galaxies permet d'étudier un ensemble de galaxies dans un espace confiné et contient différent type de galaxies aussi bien elliptiques, spirales, ou en interaction. Toutefois, la proportion de galaxies elliptiques est plus importante dans un amas, de l'ordre de 40% contre 10% pour les galaxies de champ (Dressler 1980 [61], Dressler et al. 1997 [64]). En effet, en raison de la forte densité de galaxies, les effets environnementaux jouent un rôle important sur l'évolution des galaxies. Les effets des collisions à grande vitesse entre galaxies (Effet de harcèlement (*harassment effect*), Moore et al. 1996 [150], Moore et al. 1998 [151]) et d'effet de marée pourraient être à l'origine de la destruction

1. Parallèlement aux investigations scientifiques, j'ai mis en place et maintenu le site web d'EDISCS, aussi bien au niveau de la présentation du projet au public, qu'à la gestion de la communication interne entre les différents protagonistes (<http://www.mpa-garching.mpg.de/~ediscs>).

2. Cette partie est présentée en annexe A.

des morphologies de type tardif conduisant finalement à des fusions de galaxies (merging) et à la formation de galaxies de type précoce. De plus, la combinaison de l'augmentation de la densité du gaz et de la vitesse des galaxies se rapprochant du centre de l'amas influent sur l'évolution des galaxies qui subissent un effet de pression balayage, soufflant leur gaz vers le milieu intergalactique (Gunn & Gott 1972 [89], Vollmer 2000 [250]).

Ces effets évolutifs se seraient principalement produits au cours du dernier tiers de l'âge de l'Univers (Butcher & Oemler 1978 [36], Butcher & Oemler 1984 [37]), et se traduisent par une évolution de la couleur des galaxies amas, la fraction de galaxies bleues étant d'autant plus grande que les amas sont distants (effet Butcher–Oemler). La nature exacte de l'effet Butcher–Oemler est encore discutée. De nombreuses études suggèrent différentes possibilités sur son origine : pression dynamique, collisions de galaxies, sursauts de formation d'étoiles (*starburst*)... (cf. Metevier et al. 2000 [141]).

Ainsi, les amas de galaxies présentent en leur centre une galaxie elliptique géante (principalement elliptique de type cD, Matthews et al. 1964 [138], Dressler 1984 [62]) correspondant à la galaxie la plus brillante de l'amas (BCG)³.

En raison de la taille des amas de galaxies, de l'ordre de 1 Mpc, et de leur distance, les amas de galaxies permettent d'observer une grande diversité de galaxies dans une faible portion du ciel. Cet effet géométrique permet de collecter un grand nombre de données tout en limitant le nombre de champs à observer. Il permet aussi d'étudier une population de galaxie à un décalage spectral donné et donc à un âge de l'Univers donné.

1.2 Le projet EDisCS

Le développement de cadres théoriques permettant d'étudier l'évolution de l'Univers dans son ensemble et l'avènement de puissants outils de simulation numérique, autorisent l'étude des amas de galaxies sur une grande part de l'âge de l'Univers. Toutefois, les données observationnelles d'amas de galaxies distants sont restreintes à des décalages spectraux de l'ordre de $z = 0.4$ à $z = 0.5$ et sont principalement sélectionnés sur des observations dans le domaine x biaisant les observations vers des amas riches. De plus, l'observation détaillée d'amas de galaxies à de grands décalages spectraux, comparables aux modélisations numériques, nécessite un temps d'observation de plusieurs heures sur des télescopes de grands diamètres (classe des 8 mètres).

L'objectif d'EDISCS est de constituer un ensemble de données et d'analyses homogènes pour des amas ayant des décalages spectraux compris entre $z \sim 0.5$ et $z \sim 0.8$, correspondant à des galaxies observées quand l'Univers n'avait que la moitié de son âge, soit environ 7 milliards d'années. La qualité des données observationnelles des amas d'EDISCS permettra une comparaison directe avec les amas plus proches étudiés par les relevés du 2dF et du Sloan Digital Sky Survey (SDSS) à la fois sur la structure des amas et sur les galaxies des amas et permettra d'étudier l'évolution des amas durant la moitié d'un temps d'Hubble.

L'étude détaillée des amas de galaxies nécessite à la fois des observations photométriques (visible et proche infrarouge) et spectroscopiques. L'acquisition de ces données pour des objets aussi distants ne pourrait se réaliser sans qu'EDISCS soit un *Large program* de l'ESO⁴. Ce statut nous permet de garantir l'obtention de l'intégralité des données tout

3. BCG : Brighter Cluster Galaxy.

4. European Southern Observatory.

en accédant à une large gamme d'instruments.

Quatre phases d'observations ont été définies (voir Tableau 1.1). La phase I consistait à confirmer l'existence des amas (Phase d'imagerie préliminaire), la phase II était dédiée l'observation photométrique dans le domaine visible des amas sélectionnés (Phase de photométrie profonde visible). La phase III portait sur les observations des amas en proche infrarouge (Phase de photométrie profonde proche infrarouge). La phase IV était dédié l'observation spectroscopique des galaxies des amas (cf. chapitre 2). Les données proche infrarouge ont été réalisées au New Technology Telescope (NNT) avec la camera SOFI, la photométrie dans le domaine visible et la spectroscopie ont été effectuées au Very Large Telescope (VLT) avec l'instrument FORS2 .

	But	Mode d'observation	Période ESO
Phase I	Confirmation photométrique	Service	66
		Visiteurs (03/2001)	66
Phase II	Photométrie visible	Visiteurs (03/2001)	66
		Service	67
		Service	68
Phase III	Photométrie proche IR	Visiteurs (03–04–05/2001)	67
		Visiteurs (04/2002)	69
		Visiteurs (03/2003)	70
Phase IV	Spectroscopie (1)	Visiteurs (02/2002)	68
	Spectroscopie (2)	Visiteurs (03/2002)	68
	Spectroscopie (3)	Visiteurs (03–04/2003)	70–71

TAB. 1.1 – *Phases du projet EDISCS.*

L'extension du projet EDISCS dans d'autres domaines de longueur d'onde nous conduit à recueillir des données X (Chandra, XMM), radio (VLA), des images à grand champ angulaire (observation WFI) pour qualifier l'environnement de nos amas, et à haute résolution spatiales (HST).

Compte tenu de la grande quantité de donnée à recueillir et à analyser, ce projet ne pourrait se faire sans une collaboration internationale. Ainsi, EDISCS regroupe 26 astronomes de 7 pays (Allemagne, Angleterre, États-Unis, Canada, France, Italie, Pays-Bas) apportant leurs compétences et leurs moyens dans les différents domaines abordés par ce projet.

1.3 Sélection des amas de galaxies

La sélection d'amas de galaxies d'EDISCS s'est effectuée à partir du catalogue issu du Las Campanas Distant Cluster Survey (LCDCS) (Gonzalez et al. 2001 [84], Gonzalez et al. 2002 [86]). Le LCDCS a généré un catalogue sur des sur-densités lumineuses identifiées comme étant des amas de galaxies pour notamment mesurer la fonction de corrélation de distance Amas–Amas (Gonzalez, Zaritsky & Wechsler 2002 [85]). Les relevés du LCDCS nous donnent une indication sur la concentration de galaxies dans un champ donné mais ne nous renseigne en rien sur l'existence physique d'un amas.

EDISCS s'est fixé le but d'étudier un nombre de 20 amas de galaxies, une première moitié avec un décalage spectral de $z = 0.5$ et l'autre moitié avec un décalage spectral de $z = 0.8$. Toutefois, le taux de contamination du LCDCS étant estimé à environ 30% (Gonzalez et al. 2001 [84]), la sélection préliminaire inclut 10 amas supplémentaires.

Un premier échantillon de 30 amas du LCDCS a été sélectionné. À partir des décalages spectraux estimés par le LCDCS, nous avons retenu 15 amas entre $0.45 < z < 0.55$, et 15 amas entre $0.75 < z < 0.85$ et les plus brillants, tel que le pic de luminosité centrale soit supérieur à 8×10^{-3} coups par seconde et par seconde d'arc carrée, afin de minimiser la sélection de faux amas.

La seconde sélection, qui correspond à la phase I, a été effectuée à partir des images préliminaires FORS2-VLT de 30 amas. Les quatre nuits d'observations allouées à cette phase consistaient à réaliser de courtes expositions de 20 minutes dans chacune des bandes photométriques considérées.

Chacun des 30 champs a été observé en deux bandes passantes : R et I, pour les amas avec des décalages spectraux de l'ordre de $z = 0.8$ et V et I, pour les amas avec des décalages spectraux de l'ordre de $z = 0.5$. Ces bandes photométriques sont choisies afin de pouvoir construire un diagramme couleur-magnitude et de confirmer ou non l'existence des amas par la détermination de la position de la séquence rouge des galaxies (cf. da Costa et al. 1999 [53]). L'ensemble des observations a été réalisé avec un seeing⁵ meilleur qu'une seconde d'arc. Ces observations préliminaires nous ont permis de confirmer l'existence des amas et de choisir les 20 meilleurs pour les études en photométrie profonde (voir Tableau 1.2).

Amas à $z \sim 0.5$	Amas à $z \sim 0.8$
CL1018-1211	CL1037-1243
CL1059-1253	CL1040-1155
CL1119-1129	CL1054-1146
CL1202-1224	CL1054-1245
CL1232-1250	CL1103-1245
CL1238-1144	CL1122-1136
CL1301-1139	CL1138-1133
CL1353-1137	CL1216-1201
CL1411-1148	CL1227-1138
CL1420-1236	CL1354-1230

TAB. 1.2 – Sélection d'amas d'EDISCS. À gauche les amas à $z \sim 0.5$, à droite les amas à $z \sim 0.8$.

5. La qualité du ciel lors des observations est définie par la valeur du seeing correspondant à la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point (Point Spread Function : PSF). La PSF est la réponse de l'instrumentation et du ciel, transformant une source ponctuelle en une source étendue lors de l'acquisition des données.

1.4 Observation en photométrie profonde

Les phases II (10 nuits) et III (20 nuits) ont été menées en parallèle. Les amas avec des décalages spectraux de l'ordre de 0.5 ont été observés dans les bandes visibles B, V et I et proche infrarouge K_s . Les amas avec des décalages spectraux de l'ordre de 0.8 ont été observés dans les bandes visibles V , R , et I et proche infrarouge J et K_s (Figure 1.1). Cet ensemble de bandes photométriques est choisi afin de couvrir un large intervalle de longueur d'onde et de permettre de caractériser la distribution spectrale d'énergie des galaxies (SED)⁶, ainsi que les masses stellaires et leur taille.

Les études basées sur les redshifts photométriques (Bolzonella et al. 2000 [30]) réalisées par une équipe d'EDISCS (Pelló et al. 2004 [168], Rudnick et al. 2003 [193]) déterminent le décalage spectral le plus probable pour un objet en ajustant sa distribution spectrale d'énergie à un jeu de modèles et fonction du décalage spectral relativement aux bandes B, V, R, I, J et K_s .

Les objets des différents champs ont été identifiés à l'aide du logiciel SExtractor (Bertin & Arnouts 1996 [26]). La détermination des redshifts photométriques pour chaque source lumineuse nous permet de connaître une estimation de la valeur du décalage spectral d'un objet ainsi que la nature de ce dernier (étoiles, galaxie) grâce à sa distribution d'énergie spectrale dans chacune des bandes étudiées.

Dans le second chapitre, nous présenterons la préparation des observations spectroscopique en se basant sur ces résultats.

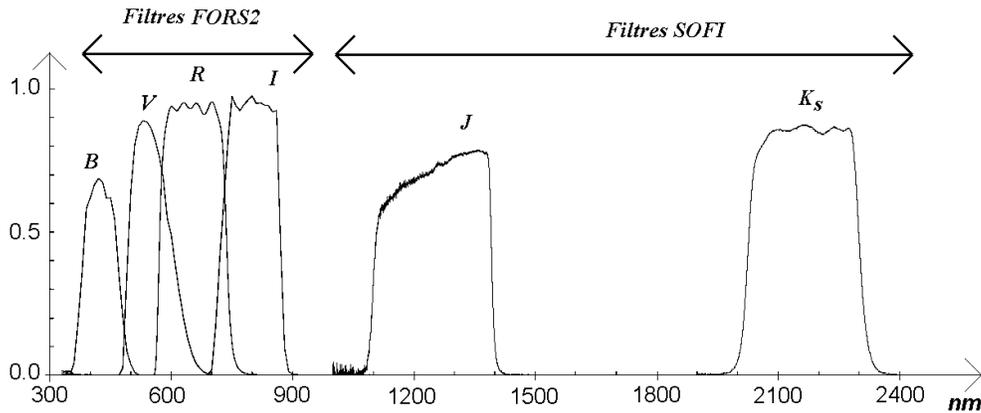


FIG. 1.1 – Intervalles de longueur des bandes photométriques utilisées par EDISCS.

6. SED : Spectral Energy Distribution.

Chapitre 2

Masques spectroscopiques

La spectroscopie du projet EDISCS (phase IV) est la partie demandant le plus de temps d'observation (22 nuits), nécessitant le plus de préparation et générant les plus de données. Les nuits d'observations ont été réalisées sur trois périodes (cf. Tableau 1.1).

La première période fut dédiée à la confirmation de l'existence des amas de galaxies par la mesure des décalages spectraux des objets supposés appartenir aux amas. En effet, bien que les observations photométriques nous aient confirmé l'existence de concentrations de galaxies, par effet de projection, certaines concentrations ne sont pas des amas, mais des structures de types filamentaires.

Les deuxième et troisième séries d'observations sont dédiées à l'obtention de spectres à haut rapport signal sur bruit dans le but de caractériser les populations stellaires, le taux de formation d'étoiles et les paramètres associés aux courbes de rotation (relation de Tully–Fisher (Tully & Fisher 1977 [244], Plan fondamental et projections associées (Relation de Faber & Jackson 1976 [72], corrélation $D_n-\sigma_0$ (Dressler et al. 1987 [63])). Compte tenu du nombre d'amas étudiés par EDISCS et la diversité des investigations, l'équipe 'spectroscopie' s'est répartie les tâches de préparations et d'analyses des observations.

En raison de la quantité d'objets (plusieurs milliers par amas) et des paramètres à étudier pour la réalisation des masques et du délai entre les deux premières phases (cf. Tableau 1.1), il aurait été strictement impossible de réaliser les masques de façon non-automatisée. Ainsi, la mise en place du programme de réalisation automatique des masques a été d'une importance cruciale.

Mon travail a consisté à réaliser l'intégralité des masques spectroscopiques en vu des trois séries d'observations.

Dans cette partie, les étapes de mon travail ont été :

- Réalisation des masques spectroscopique
 1. Étude instrumentale et logicielle associée aux observations VLT–FOR2
 2. Écriture du logiciel de réalisation des masques
 3. Génération et vérification des masques
 - Réalisation d'une partie des observations (Observation avril 2003)
-

2.1 Contraintes instrumentales

Nous utilisons l'instrument VLT-FORS2 dans sa configuration spectroscopique. Le champ de l'instrument FORS2 (6.8×6.8 minutes d'arc carrées) est particulièrement adapté à la dimension de nos amas de galaxies.

2.1.1 Modes spectroscopiques

L'instrument FORS2 comporte quatre modes pour l'acquisition spectroscopique :

- Le mode LSS (Long Slit Spectroscopy) permet de positionner 9 longues fentes sur le plan focal de l'instrument.
- Le mode MOS (Multi-Object Spectroscopy) permet de positionner au plus 19 fentes de 20 secondes d'arc de longueur chacune. Les fentes sont espacées de façon régulière. L'utilisateur peut choisir de ne pas utiliser certaines fentes et peut les positionner librement suivant la direction de dispersion du spectrographe.
- Le mode SPECTPHOT (Spectro-Photometry) est utilisé pour le contrôle de l'instrument dans le cadre de la calibration de FORS2.
- Le mode MXU (Multi-Object Spectroscopy) permet d'observer un nombre important d'objets et est totalement configurable par l'utilisateur (nombre, position et taille de chaque fente). Les largeurs des fentes doivent toutefois être comprises entre 0.1 et 40 secondes d'arc et leurs longueurs doivent être au plus de 40 secondes d'arc.

Pour les observations d'EDISCS, nous devons choisir le mode MXU afin d'observer le plus grand nombre possible de galaxies appartenant aux amas

2.1.2 Collimateur

De la même façon que pour la configuration d'imagerie, le mode spectroscopique de FORS2 dispose de deux résolutions spatiales. Les observations photométriques ont été réalisées en utilisant la résolution spatiale standard, nous conservons la même résolution (collimateur COLL_SR) afin de garantir un bon positionnement des fentes par rapport au ciel. Par ailleurs, l'utilisation du mode MXU nous contraint de choisir cette résolution spatiale.

2.1.3 CCD de FORS2

Durant le déroulement du projet EDISCS, le CCD de FORS2 a été remplacé au profit d'un CCD plus performant (sensibilité, résolution spatiale), comportant deux matrices CCD. Ce changement s'est produit entre la deuxième et la troisième période de nos observations spectroscopiques. Cette modification matérielle de l'instrument nous a imposé des contraintes de sélection différentes entre les deux premières séries d'observations et la dernière.

La matrice CCD de FORS2 comporte 2048×2048 pixels pour les périodes 68 et précédentes. La résolution spatiale standard correspond à environ 0.2 seconde d'arc par pixel¹.

1. Exactement 0.20072 seconde d'arc par pixel.

Le nouveau CCD est composé de deux matrices comportant chacune 4096x2048 pixels. Le champ de 6.8x6.8 minutes d'arc carrées n'étant pas modifié par le changement de CCD, la nouvelle résolution spatiale standard correspond à 0.126 seconde d'arc par pixel. L'ensemble des nouveaux CCD occupe une surface plus grande que le champ de FORS2. Le capteur principal (CCD maître) (master CCD, Figure 2.1) couvre la plus grande partie du champ. Le second capteur (CCD esclave) (slave CCD, Figure 2.1) complète le champ.

Une contrainte géométrique supplémentaire est imposée par ce nouveau CCD. L'existence d'un espace entre les deux matrices du CCD nous impose de ne pas pouvoir faire une acquisition de spectres à ce niveau. De façon formelle, cela consiste à interdire au programme de sélection de considérer des objets dans une portion rectangulaire du champ de 5.5 secondes d'arc en résolution spatiale standard (Figure 2.1).

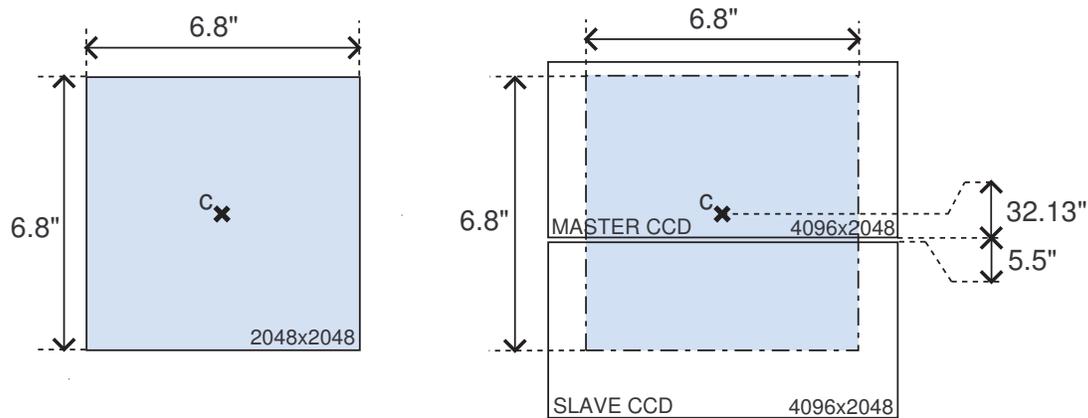


FIG. 2.1 – Géométrie du CCD de la période 68 (à gauche) et le nouveau CCD (à droite). Le point désigne le centre du champ de vue de FORS2 en gris.

L'acquisition des images des amas avec le nouveau CCD n'est pas nécessaire. En effet, le positionnement des fentes lors de la construction des masques ne se réfère qu'à l'astrométrie des objets (et non à leur position en coordonnées 'pixels' sur le CCD). Ainsi pour la dernière période d'observation, nous utiliserons aussi les images des champs réalisées avec l'ancien CCD.

2.1.4 Réseau de diffraction

Lors de la sélection des objets, nous nous sommes imposés d'observer les raies H_{δ} ($\lambda_{H_{\delta}} = 372.7$ nanomètres) et O_{II} ($\lambda_{O_{II}} = 410$ nanomètres) afin d'assurer un ensemble de raies et permettre la mesure de courbes de rotation (raies en émission) et l'étude de la population stellaire (raies en absorption). Ces deux longueurs d'onde définissent l'intervalle de longueur d'onde au repos de nos objets. Afin de garantir une marge de sécurité, nous considérons l'intervalle de longueur d'onde de 367 à 415 nanomètres. Compte tenu des décalages spectraux des amas, l'intervalle de longueur d'onde que nous devons observer pour un amas avec un décalage spectral de l'ordre $z \simeq 0.5$ est :

$$[367, 415](z + 1) = [550, 663]$$

et pour un amas avec un décalage spectral de l'ordre $z \simeq 0.8$:

$$[367, 415](z + 1) = [660, 747]$$

Notre choix s'est porté sur le Grism GRIS_600RI+19 qui permet d'acquérir des spectres entre 530 et 800 nanomètres, et assurant une bonne qualité de spectre (résolution spectrale de l'ordre de 0.45 nanomètres par pixels pour la période 68 et de 0.25 nanomètres par pixels pour les autres). Nous pouvons obtenir ainsi l'intervalle de longueur d'onde au repos aussi bien pour les amas à bas et haut redshift avec le même Grism. La dispersion est de 0.132 nanomètres par pixel pour le CCD de la période 68 et de 0.083 nanomètres par pixel pour le nouveau CCD. La longueur d'onde centrale² λ_0 est de 663 nanomètres.

Bien que le Grism GRIS_600RI+19 soit le plus adapté pour nos observations, il se distingue par une erreur de fabrication. Cette erreur de fabrication a pour conséquence de dévier les spectres sur le plan focal (plan du CCD) suivant l'axe perpendiculaire à l'axe de diffraction du réseau. Cette déviation est de 34.32 secondes d'arc en résolution spatiale standard (Figure 2.2) vers le bas du CCD. Cette déviation nous contraint de ne pas utiliser le haut du champ, aucun spectre ne pouvant être acquis dans cette zone.

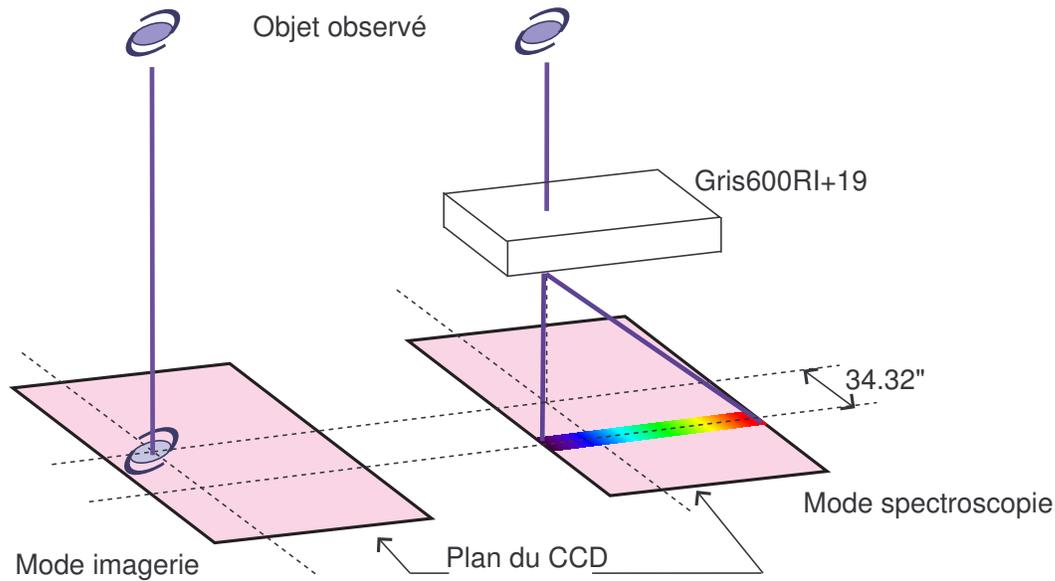


FIG. 2.2 – Déviation du Grism GRIS_600RI+19.

2. Longueur d'onde qui n'est pas déviée lors du passage dans le spectroscopie.

2.1.5 Distorsion géométrique

La non platitude du plan focal de FORS2 se traduit par des distorsions géométriques sur les images obtenues. Ces distorsions introduisent des erreurs lors de la mesure des positions des objets sur le ciel.

Connaître les distorsions géométriques est d'une importance capitale car la création des masques se réfère à l'astrométrie d'une image du ciel ayant subi ces distorsions. Le positionnement du télescope lors de l'acquisition de l'image ne sera pas forcément le même que lors de l'acquisition des spectres. Le positionnement des fentes sur les masques doit tenir compte des distorsions optiques lors de l'acquisition des spectres pour que les objets observés se trouvent alignés avec les fentes.

On modélise ces distorsions par une correction radiale permettant ainsi de s'en affranchir.

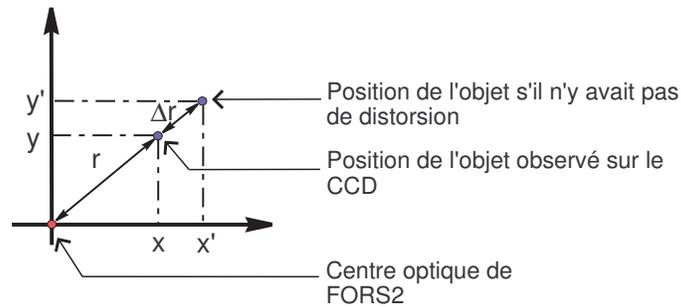


FIG. 2.3 – La correction des distorsions optiques permet de retrouver les positions réelles des objets.

La correction est donnée par les expressions polynomiales³ ci-dessous :

En résolution spatiale standard (mode SR) :

$$\Delta_r(r) = 2.050 \cdot 10^{-9} r^2 - 1.178 \cdot 10^{-6} r + 3.458 \cdot 10^{-4}$$

En haute résolution (mode HR) :

$$\Delta_r(r) = 8.540 \cdot 10^{-9} r^2 - 2.464 \cdot 10^{-6} r + 6.815 \cdot 10^{-4}$$

L'erreur résiduelle est de l'ordre de 0.05 en résolution spatiale standard et de 0.06 pixel en haute résolution.

3. Expressions tirées des sources de FIMS version 2.34

2.2 Contraintes sur les objets

Nous devons sélectionner les objets qui nous semblent les plus aptes à nous fournir des informations pertinentes. Pour cela nous étudions la nature de chaque objet, sa localisation spatiale et son intensité lumineuse.

2.2.1 Nature des objets

L'étude photométrique montre que de nombreuses sources lumineuses se trouvent dans les champs des amas de galaxies que nous étudions. En effet, nous comptons de l'ordre de 3000 objets par champ (voir Tableau 2.1). Nous n'avons qu'une vision bi-dimensionnelle de notre Univers par effet de projection. Les objets se trouvant sur la ligne de visé des amas sont de natures différentes et peuvent être des galaxies de l'amas, mais aussi des étoiles de notre propre Galaxie où des galaxies de champ.

Designation des amas EDISCS	Nombre d'objets détectés par SExtractor
CL1018-1211	2472
CL1037-1243	4172
CL1040-1155	4376
CL1054-1146	3841
CL1054-1245	4374
CL1059-1253	2454
CL1103-1245	3018
CL1119-1129	2341
CL1122-1136	3317
CL1138-1133	3813
CL1202-1224	2975
CL1216-1201	4848
CL1227-1138	3344
CL1232-1250	3467
CL1238-1144	3134
CL1301-1139	3683
CL1353-1137	3556
CL1354-1230	3664
CL1411-1148	3753
CL1420-1236	2602

TAB. 2.1 – *Nombre d'objets associé à chaque champ.*

Ainsi, nous devons nous assurer que nous sélectionnons des objets appartenant à l'amas de galaxies. Les types et les décalages spectraux basés sur les redshifts photométriques montrent qu'environ 10% à 20% des objets font partie des amas de galaxies.

Lors de la construction des masques nous devons tenir compte de la nature des objets. Nous inclinons les fentes des galaxies spirales suivant le grand axe de leur disque dans le but de mesurer leurs rotations. Pour les galaxies elliptiques, nous imposons des fentes verticales pour des raisons de simplicité de réduction des données.

Les inclinaisons des disques des galaxies par rapport au plan du ciel sont déterminées à partir des analyses du logiciel SExtractor. Toutefois, nous contraignons les fentes à avoir une inclinaison inférieure à 45 degrés. En effet, pour un angle plus grand, nous courons le risque de superposer des raies du spectre. Ainsi, la limitation de l'angle d'inclinaison nous garantit de pouvoir extraire des informations pertinentes des spectres.

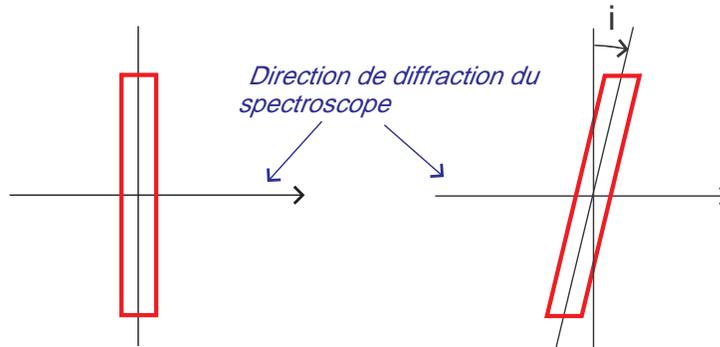


FIG. 2.4 – À gauche une fente non-inclinée placée sur les galaxies elliptiques. À droite un fente inclinée d'un angle i placé suivant le grand-axe des disques des galaxies spirales ($-45^\circ < i < 45^\circ$).

La confection des masques pour les observations de mars-avril 2003 nous a conduit à une stratégie légèrement différente. En effet, les types spectraux des galaxies déduites des études photométriques se réfèrent principalement à la partie centrale des galaxies. Ainsi, la grande majorité des objets sélectionnés en 2002 étaient considérée comme des elliptiques, conduisant à un faible nombre de fentes inclinées. Pour les observations 2003, et afin d'obtenir un nombre plus important de courbes de rotation, nous avons incliné l'ensemble des fentes quel que soit le type morphologique déduit de la photométrie. Bien sur, malgré cette modification, nous conservons toujours la condition sur l'angle limite de 45 degrés pour la raison décrite ci-dessus.

2.2.2 Localisation des objets

Les caractéristiques photométriques définissent un sous-ensemble d'objets susceptibles d'être observés. Les contraintes géométriques de l'instrument FORS2 nous imposent de ne pouvoir observer qu'une fraction de ces objets.

Orientation du spectroscopie par rapport au plan du ciel

De façon générale l'instrument FORS2 a la possibilité d'incliner la direction de diffraction du réseau par rapport au plan du ciel. Toutefois, la distribution relativement symétrique des galaxies autour du centre des amas justifie notre choix de fixer ce degré de liberté en imposant la direction de diffraction du spectroscopie parallèle à l'axe des ascensions droites. Ainsi, pour la suite de ce paragraphe, nous ne considérons que le cas où l'axe des abscisses du CCD est confondu avec l'axe des ascensions droites (de même que l'axe des ordonnées des CCD est confondu avec l'axe des déclinaisons).

Zone de sélection

Compte tenu de la dispersion du spectroscopie et de la dimension finie du CCD, si nous observons des objets en bordure de champ, nous n'obtiendrions qu'une partie de l'intervalle de longueur d'onde que nous voulons acquérir.

L'orientation du spectroscopie définit une fenêtre du ciel rectangulaire où l'on peut acquérir des spectres sur le domaine de longueur d'onde que l'on désire. On désigne cette fenêtre rectangulaire par zone de sélection.

Le spectroscopie dévie les longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde centrale vers la gauche. Un objet dont la longueur d'onde centrale se projeterait à l'extrême gauche du CCD verrait toutes ses longueurs d'onde plus petites que la longueur d'onde centrale projetée en dehors du CCD. Afin d'éviter ce cas de figure, nous définissons une zone de sélection dans le champ considéré tel que tous les objets de cette zone voient l'intervalle de longueur d'onde $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$ se projeter sur le CCD (Figure 2.5).

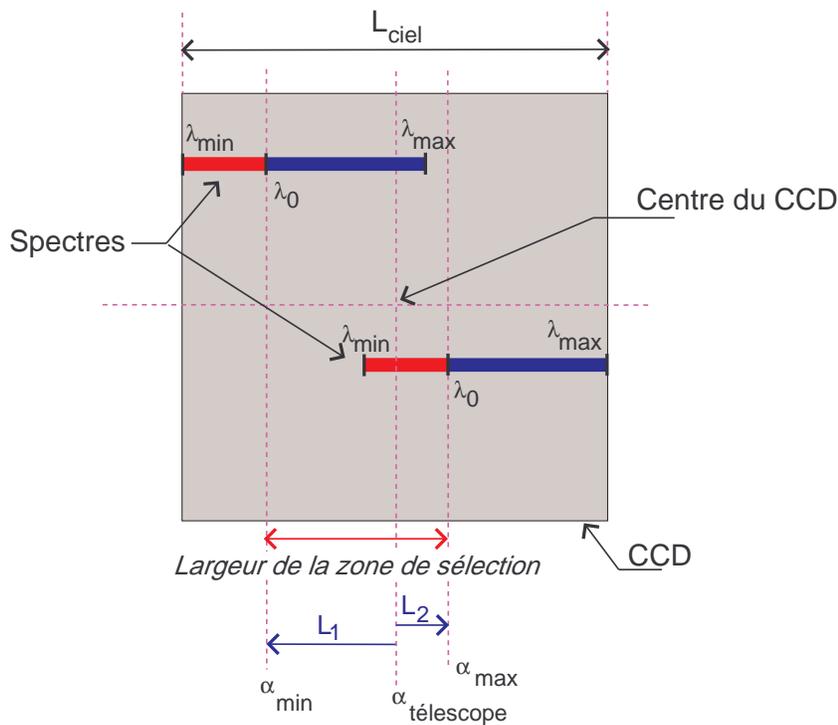


FIG. 2.5 – Les spectres placés l'extrême gauche et à l'extrême droite permettent de définir une zone garantissant l'obtention de l'intervalle de longueur d'onde désiré.

Remarquons que par définition la longueur d'onde centrale associée au spectre d'un objet ponctuel se trouve projetée au même endroit que l'image de cet objet. Ainsi, la zone de sélection sur le CCD peut être facilement définie en coordonnées équatoriales par projection sur le plan ciel.

Le point du ciel de coordonnées équatoriales $(\alpha_{telescope}, \delta_{telescope})$ (correspondant aux coordonnées de pointage du télescope) se projette sur le pixel central du CCD.

Les objets respectant la condition de l'intervalle de longueur d'onde ont une ascension droite (α_{obj}) telle que :

$$-L_1 < \alpha_{obj} - \alpha_{telescope} < L_2 \quad (2.1)$$

L_1 et L_2 sont définis sur la Figure 2.5.

De plus, nous autorisons les objets observés à ne pas être nécessairement centrés dans sa fente dans la direction de la longueur. Pour nos observations, les objets excentrés ne devront pas être à plus de 3 secondes d'arc des bords de la fente, afin d'obtenir du ciel de part et d'autre de l'objet. Or, nous désirons acquérir des spectres dans l'intervalle $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$ sur toute la longueur de la fente. Ainsi, non seulement les centres optiques des objets, mais aussi les extrémités des fentes doivent se trouver dans la zone de sélection.

Ainsi, nous considérons qu'un objet dont le centre optique se projette sur le pixel de coordonnées (x, y) peut être observé si :

$$\begin{cases} -L_1 < \alpha_{obj} - \alpha_{telescope} - b < L_2 \\ -L_1 < \alpha_{obj} - \alpha_{telescope} + c < L_2 \end{cases} \quad (2.2)$$

avec :

$$b = \frac{1}{2} (l + (L + 2a) \tan(i)) \quad \text{et} \quad c = \frac{1}{2} (l + (L - 2a) \tan(i))$$

Les notations sont reportées sur les Figures 2.5 et Figure 2.6.

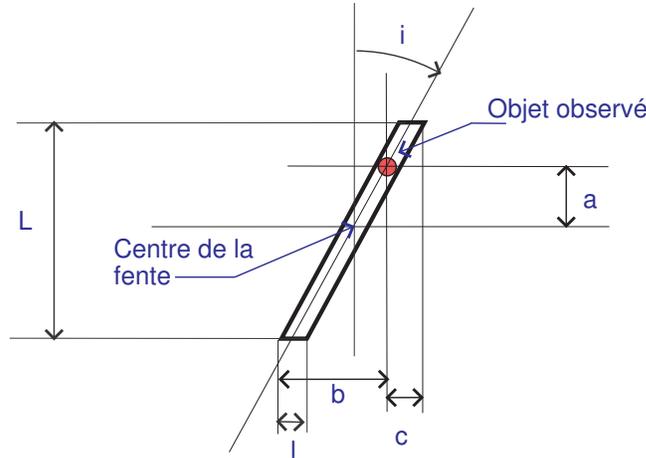


FIG. 2.6 – Paramètres géométriques définissant les fentes inclinées

Contrainte due à la longueur de fente

Pour une fente donnée, la longueur de fente L définit un intervalle de déclinaison où l'on ne peut choisir qu'une seule galaxie (afin de ne pas avoir de recouvrement des spectres). Afin d'obtenir le meilleur rapport signal sur bruit, nous sélectionnons la galaxie la plus brillante sur cet intervalle.

Pointage du télescope

Les coordonnées de pointage du télescope sont choisies afin de maximiser le nombre de galaxies de l'amas pouvant être observées.

La contrainte sur la déclinaison n'est liée qu'à l'image du champ servant à la localisation spatiale des objets. Ainsi, on maximise le nombre de galaxies en pointant le télescope sur la déclinaison du centre de l'image obtenue lors des observations photométriques. Toutefois pour la période 70 et 71, nous nous donnons la possibilité de faire un décalage en déclinaison de quelques dizaines de secondes d'arc afin d'optimiser la sélection des objets en évitant la zone interdite par l'espace entre les CCD .

Pour l'ascension droite du télescope, nous devons placer la BCG au milieu de la zone de sélection.

Les amas de galaxies ayant une symétrie relativement sphérique, nous avons la même probabilité de trouver une galaxie de part et d'autre du centre de l'amas défini par la position de la BCG.

Le point du ciel d'ascension droite pointé par le télescope se projette au milieu du CCD. Ainsi, en prenant les notations de la Figure 2.5, on constate que :

$$L_1 = \max(0, \min(L_{ciel}, \frac{1}{2}L_{ciel} + \frac{\alpha_s}{\alpha_p}(\lambda_{min} - \lambda_0)))$$

$$L_2 = \max(0, \min(L_{ciel}, \frac{1}{2}L_{ciel} + \frac{\alpha_s}{\alpha_p}(\lambda_{max} - \lambda_0)))$$

α_s est la dispersion du spectroscopie en nanomètre par pixel.

α_p est la taille d'un pixel en seconde d'arc par pixel.

L_{ciel} est la taille du champ suivant l'axe des ordonnées (axe des ascensions droites)

La notation $\min(x_1, x_2)$ définit la valeur minimale entre x_1 et x_2 et la notation $\max(x_1, x_2)$ définit la valeur maximale entre x_1 et x_2 .

On obtient,

$$\begin{cases} \alpha_{min} = \alpha_{telescope} - L_1 \\ \alpha_{max} = \alpha_{telescope} + L_2 \end{cases} \quad (2.3)$$

Or, en plaçant la BCG au milieu de la zone de sélection :

$$\begin{cases} \alpha_{min} = \alpha_{BCG} - \frac{1}{2}(L_1 + L_2) \\ \alpha_{max} = \alpha_{BCG} + \frac{1}{2}(L_1 + L_2) \end{cases} \quad (2.4)$$

D'où :

$$\alpha_{telescope} = \alpha_{BCG} + \frac{1}{2}(L_1 - L_2) \quad (2.5)$$

2.2.3 Magnitude des objets et temps d'exposition

Les galaxies doivent avoir une luminosité suffisante afin d'obtenir des spectres avec un rapport signal sur bruit suffisamment grand pour nous permettre d'extraire les informations que nous voulons. La première série d'observations était dédiée à la détermination des redshifts. La détermination du décalage spectral ne nécessite pas d'avoir un spectre de haute qualité. Pour la phase de mesure du décalage spectral, nous désirons des spectres de rapport signal sur bruit $S/N=5$. Pour les amas à $z \simeq 0.5$ nous sélectionnons⁴ toutes les galaxies plus lumineuses que la magnitude 22 en bande I et nous évaluons la durée de temps de pause à 30 minutes grâce au calculateur de temps de pause disponible sur le site web de l'ESO⁵. De même pour les amas à $z \simeq 0.8$ nous sélectionnons les galaxies plus lumineuses que la magnitude 23 en bande I et nous établissons le temps de pause à 1h30 par le même procédé. Les magnitudes limites sont choisies afin d'avoir un nombre suffisant de galaxies d'amas dans chaque champ.

Pour les phases II et III, nous désirons des spectres de plus haute qualité. Nous définissons, la durée de pose pour les amas à $z \simeq 0.5$ à 2 heures, pour un rapport signal sur bruit de 25 et pour les amas à $z \simeq 0.8$ à 4 heures pour un signal sur bruit de 10.

4. En plus du critère sur la magnitude, le critère de sélection des galaxies d'amas comprend des caractéristiques issues de l'analyse des redshifts photométriques (voir §2.4.2).

5. www.eso.org/observing/etc/

2.3 Contraintes logicielles

Outre la gestion des contraintes astrophysiques et géométriques, afin de mener à bien la réalisation de ce programme, il a fallu dans un premier temps, étudier le fonctionnement du logiciel usuellement dédié à la réalisation des masques pour les observations FORS. Le paramétrage de l'instrument FORS2 en mode MXU est basé sur les fichiers générés pour la préparation des masques. La réalisation physique des masques pour FORS2 nécessite trois fichiers contenant la configuration matérielle, le positionnement du télescope et des fentes par rapport au ciel. Ces fichiers sont générés par le logiciel FIMS (FORs Instrumental Mask Simulator) de l'ESO.

Ainsi, le programme de génération des masques doit non seulement effectuer une sélection pertinente des objets, mais aussi générer un fichier ayant un format spécifique imposé par la version de FIMS en vigueur pour une période d'observation donnée. Ces fichiers sont utilisés pour la réalisation physique des masques et pour les observations.

Dans le but de réaliser le programme de conception automatique de masques, il a fallu étudier de façon approfondie le contenu et le format des fichiers générés par FIMS. (Figure 2.7).

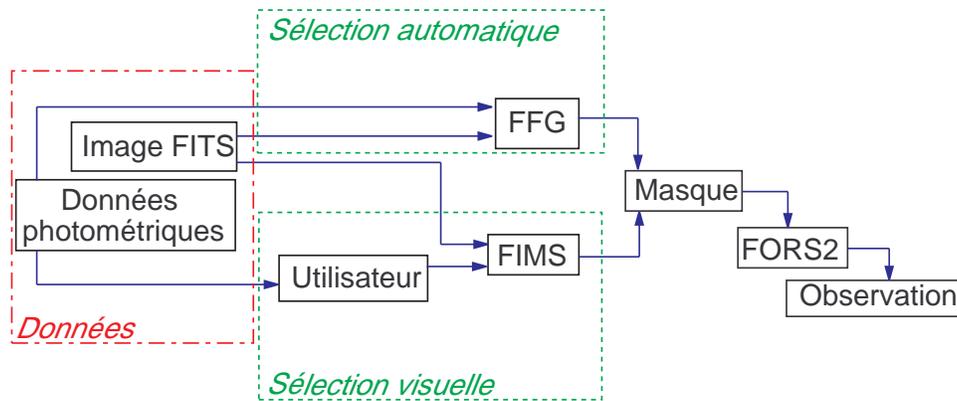


FIG. 2.7 – Les masques générés par la sélection manuelle (FIMS) ou automatique doivent avoir des caractéristiques similaires pour être utilisé avec FORS2.

2.3.1 Utilisation de FIMS

La description de FIMS correspond aux versions des périodes 68, 70 et 71, pour une utilisation en mode MXU avec des fentes rectangulaires. Cette configuration correspond au mode utilisé durant nos observations en 2002 et 2003.

Le logiciel FIMS est une interface graphique permettant de concevoir de façon interactive un masque spectroscopique en superposant un champ du ciel à un cadre représentant le masque. Une fois le masque défini graphiquement, FIMS génère un fichier de sauvegarde (fichiers .fims), un fichier correspondant à la géométrie des fentes, un fichier concernant

le positionnement du télescope et la configuration instrumentale, et un fichier servant à la réalisation physique du masque.

Pour le nouveau CCD, la déviation due au Grism GRIS_600RI+19 à pour conséquence de modifier la position apparente de l'espace entre les deux matrices. L'interface graphique de FIMS localise l'espace entre les matrices en mode imagerie. Ainsi, en mode spectroscopique, la localisation réelle de l'espace inter-matrice est de 34.12 secondes d'arc en-dessous de la position repérée par FIMS. Notre programme de création de masque tient compte de ce décalage et a la liberté de placer une fente là où FIMS place (de façon erronée) l'espace inter-matrice. Ainsi, nous avons pu acquérir deux spectres supplémentaires par masque soit un gain d'environ 5% sur le nombre total de spectres.

2.3.2 Notions de fentes et de cibles de références

Afin de positionner correctement le télescope sur les objets que nous désirons observer, nous devons sélectionner aussi des étoiles relativement lumineuses qui nous serviront de cibles de référence.

De plus, nous devons aussi nous assurer que le masque est bien positionné par rapport au télescope et donc par rapport au ciel. Pour la période 68, le principe d'alignement des masques nécessitait de placer les fentes de référence sur des objets relativement lumineux. Pour les périodes 70 et 71, les fentes de référence sont imposées et n'utilisent plus de source lumineuse du ciel (l'alignement est fait directement grâce à un système intégré à FORS2).

Les différentes références (étoiles et fentes) doivent se répartir de la façon la plus homogène⁶ possible sur le champ afin de minimiser les erreurs de positionnement.

Les cibles de référence sont utilisées avant la mise en place du masque. Par conséquent, elles n'occupent pas de place sur le masque contrairement aux fentes de référence : Toutefois, pour la période 68 il était recommandé de mettre des fentes de référence sur certaines cibles de référence afin d'aligner le télescope et le masque sur les mêmes objets.

Ainsi, le choix des références doit être effectué dans le but d'assurer une certaine qualité de positionnement du télescope et du masque sans trop contraindre la mise en place des fentes sur les objets que l'on désire observer. Toutefois, pour les périodes 70 et 71, nous plaçons deux fentes sur des étoiles. L'observation spectroscopique d'une ou plusieurs étoiles permet de faire une mesure de la fonction d'étalement et permet de connaître la qualité du ciel (mesure du seeing) lors des observations.

Optimisation de la distribution des objets de référence sur le champ

Pour la période 68, les étoiles de référence peuvent être placées sur la totalité du champ de FORS2. Pour les périodes 70 et 71, seul le champ de vue master CCD peut être utilisé.

Afin de garantir une bonne répartition des références, j'ai inclus dans le programme de création des masques la procédure suivante :

6. Pour les périodes 70 et 71, les fentes de référence étant imposées, nous ne nous préoccupons pas de leur répartition spatiale.

Pour chaque étoile n'ayant pas été encore sélectionnée comme référence, nous déterminons la plus grande distance D_{Max_i} entre cette i -ème étoile et les $i - 1$ étoiles de référence.

$$D_{Max_i} = \max_{n \in \{1..i-1\}} (d(i, n)) \quad (2.6)$$

$d(i, n)$ est la distance angulaire entre les étoiles i et n .

Pour la période 68, nous devons choisir aussi des fentes de références.

La procédure est la même que ci-dessus, mais pour des raisons de souplesse dans l'algorithme de sélection, nous conservons les étoiles j telles que :

$$T \max((D_{Max_i}, i) < D_{Max_j} < \max((D_{Max_i}, i) \quad (2.7)$$

La valeur de T définit la souplesse de l'algorithme de sélection. $0 < T \leq 1$ est défini par l'utilisateur.

Pour $T = 1$ la sélection est stricte, nous considérons toujours l'objet le plus éloigné.

Si $T > 1$ nous considérons l'objet le plus lumineux parmi un ensemble d'objets qui sont raisonnablement éloignés des autres.

Dans le cadre du positionnement des fentes de référence, l'introduction de T minimise le nombre de suppressions de fentes d'objets si le nombre minimal de fentes de référence n'est pas atteint sans suppression de fentes. En effet, parmi le sous-ensemble d'étoiles vérifiant le critère (Equation 2.7), nous privilégions les objets évitant les suppressions.

$T = 2/3$ donne une distribution convenable. Nous fixons T à cette valeur pour l'ensemble de nos masques.

2.3.3 Structure des fichiers

De façon générale les fichiers générés par FIMS comprennent une en-tête suivi des informations relatives à la nature du fichier.

Les données incluses dans le fichier de sauvegarde (fichier .fims) s'organisent de la façon suivante :

- Les coordonnées équatoriales que le télescope doit pointer.
- L'angle de rotation du masque par rapport au ciel (l'origine est prise suivant l'axe des ascensions droites et orientée de façon trigonométrique).
- Le nom du système de coordonnées (dans notre cas, équinoxe 2000).
- Le nombre de fentes.
- Le nombre de fentes de référence.
- Les étoiles de référence.

Pour chaque fente, le fichier contient le nom de l'objet observé, le numéro de fente de référence si la fente est une fente de référence, la largeur de la fente, la longueur de la fente, son angle de rotation par rapport au masque et ses coordonnées équatoriales.

Le fichier contient les coordonnées équatoriales de chaque étoile de référence.

Toutes les coordonnées équatoriales contenues dans ce fichier correspondent aux coordonnées des images non corrigées des distorsions optiques.

Dans la dernière partie du fichier, on trouve l'intervalle de longueur d'onde que l'on désire acquérir, le nom du Grism, le nom du filtre d'ordre de diffraction, le nom et le numéro du masque et le nom du collimateur.

Le fichier définissant la forme et la position des fentes (fichier `.p_focf`) a la même structure du fichier précédant mais ne comporte que les informations concernant les fentes. De plus, les coordonnées équatoriales sont ici corrigées des distorsions optiques en utilisant le polynôme de correction défini précédemment.

Le fichier de positionnement et de configuration de l'instrument (fichier `.p_targ`) reprend les informations du fichier de sauvegarde en définissant les coordonnées équatoriales pointées par le télescope, l'angle d'inclinaison du masque, ainsi que les positions des cibles de référence corrigées des distorsions géométriques.

Le format du fichier servant à la réalisation physique du masque (fichier `.p_gbr`) est plus complexe. Il reprend toutes les informations définissant les positions et les formes des différentes fentes. Dans ce fichier, les fentes sont définies comme des formes géométriques sur un plan cartésien. Les fentes utilisées pour nos observations sont des rectangles (fentes non inclinées) ou des parallélogrammes (fentes inclinées). Ainsi, quelle que soit la forme de nos fentes, elles sont définies dans le plan cartésien du masque par quatre points. Les deux coordonnées de chaque point sont inscrites dans le fichier et définissent la forme de la coupe à pratiquer lors de la réalisation du masque.

FITS

Nous décrivons ici succinctement les informations contenues des les fichiers FITS et utilisées par FIMS pour la réalisation des masques. Ces informations seront utilisées de la même façon par le programme de génération automatique des masques.

Les informations nécessaires pour la réalisation des masques sont :

- Les coordonnées équatoriales (α, δ) du pixel origine (x_0, y_0) servant de référence aux mesures de position des objets.
- La dimension équivalente d'un pixel en seconde d'arc.
- La résolution de l'image (Le programme de génération des masques s'adapte aux deux résolutions de FORS2).
- La dimension de l'image.
- L'instrument ayant réalisé cette image.

2.4 Génération des masques

Le programme FFG (FIMS Files Generator) que j'ai réalisé respecte les différentes contraintes de sélection présentées précédemment, en prenant en compte les données des fichiers photométriques des amas ainsi que des images FITS associées aux différents amas et génère des fichiers de forme identique à ceux de fims. Deux versions de FFG ont été réalisées. La première version correspond à la configuration instrumentale de la période 68 avec le CCD – SITE et à la version de fims 2.34 . La seconde version réalisée pour les observations des périodes 70 et 71 tient compte du nouveau CCD – MIT MOSAIC et de l'existence des fentes de référence imposées et relatives au version 2.36 et 2.37 de FIMS.

2.4.1 Données d'entrée

Le fonctionnement de FFG nécessite trois types d'information : coordonnées des objets, nature des objets et décalage spectral de l'amas.

Le système de coordonnées associé à l'image FITS d'un amas permet de connaître la position des différents objets en coordonnées équatoriales associées au CCD. Les coordonnées équatoriales associées au CCD correspondent aux coordonnées réelles des objets ayant subi les distorsions optiques de l'instrument. De la même façon que FIMS, FFG utilise directement ces coordonnées afin de garantir le bon alignement des fentes avec les objets.

De plus, la lecture de fichier FITS permet de définir l'instrument utilisé pour la réalisation de l'image et qui est indiqué dans les en-têtes des fichiers de sortie de fims.

L'intervalle de longueur d'onde que nous nous imposons d'observer est défini pour un référentiel au repos. Il faut donc indiquer au programme FFG le décalage spectral de l'amas de galaxies afin qu'il puisse définir la zone du ciel appropriée à l'observation de cet intervalle. Pour la première phase d'observation spectroscopique, les décalages spectraux sont estimés par les redshift photométriques de la troisième colonne du Tableau 2.2. La préparation des masques des phases suivantes utilise la valeur exacte du redshift défini par la dernière colonne du Tableau 2.2.

Les fichiers photométriques fournissent les coordonnées relatives (coordonnée en pixel dans le plan du CCD) du centre optique des objets déterminé par SExtractor. L'identification visuelle préalable de la BCG informe FFG de la position du centre de l'amas dans le plan du CCD.

Les données photométriques sont réparties en trois fichiers.

Le premier fichier regroupe les objets supposés appartenir à l'amas. Sa première ligne contient le nom de la BCG. Les lignes suivantes contiennent les diverses informations photométriques associées à chacun des objets de l'amas. Les données nécessaires à la sélection et à la génération des fichiers de sortie sont :

- Nom de l'objet
- Ascension droite (en pixel par rapport à l'origine de l'image FITS)
- Déclinaison (en pixel par rapport à l'origine de l'image FITS)

Amas	α_{BCG}	δ_{BCG}	Redshift photométrique	Redshift réel
CL1018-1211	10h 18m 46.7s	-12° 11' 52.7"	0.45	0.472
CL1037-1243	10h 37m 52.5s	-12° 43' 45.5"	0.62	0.58
CL1040-1155	10h 40m 40.4s	-11° 56' 04.2"	0.60	0.703
CL1054-1146	10h 54m 24.4s	-11° 46' 19.5"	0.62	0.694
CL1054-1245	10h 54m 43.6s	-12° 45' 51.9"	0.75	0.746
CL1059-1253	10h 59m 09.5s	-12° 53' 19.7"	0.50	0.46
CL1103-1245	11h 03m 43.0s	-12° 45' 37.1"	0.62	0.700
CL1119-1129	11h 19m 16.8s	-11° 29' 32.9"	0.47	0.549
CL1122-1136	11h 22m 51.8s	-11° 36' 32.8"	0.67	0.64
CL1138-1133	11h 38m 10.0s	-11° 33' 37.9"	0.64	0.48
CL1202-1224	12h 02m 43.1s	-12° 24' 30.1"	0.40	0.424
CL1216-1201	12h 16m 45.3s	-12° 01' 17.6"	0.75	0.80
CL1227-1138	12h 27m 53.6s	-11° 38' 17.3"	0.70	0.64
CL1232-1250	12h 32m 30.2s	-12° 50' 36.4"	0.48	0.54
CL1238-1144	12h 38m 32.9s	-11° 44' 30.7"	0.43	0.465
CL1301-1139	13h 01m 40.1s	-11° 39' 22.9"	0.48	0.485
CL1353-1137	13h 53m 01.4s	-11° 37' 28.4"	0.52	0.577
CL1354-1230	13h 54m 09.7s	-12° 31' 01.5"	0.70	0.76
CL1411-1148	14h 11m 04.8s	-11° 48' 28.7"	0.50	0.48
CL1420-1236	14h 20m 19.9s	-12° 36' 29.7"	0.50	0.497

TAB. 2.2 – Coordonnées des BCG définissant le centre des amas (2^{ème} et 3^{ème} colonne), estimation des redshifts par méthode photométrique (4^{ème} colonne) et redshift réel (5^{ème} colonne).

- Type de l’objet (galaxie elliptique, galaxie spirale)
- Magnitude de l’objet (bande I)
- Magnitude de l’objet (bande V)
- Angle d’inclinaison du grand-axe du disque par rapport au plan du ciel⁷
- Taille caractéristique de l’objet (en fraction de pixel)

Le second fichier contient les étoiles pouvant servir d’objets de référence pour le positionnement du télescope. Ce fichier comporte une colonne regroupant le nom des étoiles. Les informations associées à chaque étoile seront lues dans le troisième fichier de données photométriques par identification du nom de chaque objet.

⁷. Le nord est pris comme origine et les angles compris entre -90 et +90 degrés sont orientés dans le sens trigonométrique.

Le dernier fichier regroupe tous les objets du champ. Afin d'éviter toute redondance de données, nous mémorisons uniquement les objets n'appartenant pas à l'amas. Les données concernant les étoiles de référence définies par la lecture du second fichier sont lues et définissent leur position et leur magnitude. Les autres objets dont nous tenons compte dans ce fichier sont les galaxies de champ⁸ qui serviront à compléter le masque. Les données lues sont les mêmes que celles présentées pour les galaxies de l'amas.

FFG utilise de plus un fichier définissant les objets à observer en priorité et qui regroupe sous forme de colonnes le nom des objets appartenant au champ. Les galaxies d'amas sont implicitement prioritaires par rapport aux autres objets. Dans notre cas, les objets prioritaires correspondent à des galaxies observées lors de la phase I de la spectroscopie et qui ont été confirmés comme appartenant à l'amas de galaxies, mais dont le rapport signal sur bruit n'était pas suffisant pour les phases II et III.

La notion de priorité est relative à l'algorithme d'ordre de positionnement des fentes. Ainsi, la première itération de l'algorithme de FFG consistera à placer les fentes sur ces objets. On garantit ainsi que les contraintes géométriques dues à la présence des fentes sur le masque sont minimales, ce qui maximise la sélection des objets prioritaires.

2.4.2 Sélection des galaxies d'amas

La liste des étoiles de référence et l'identification des galaxies d'amas ont été effectuées en amont de FFG. La sélection du fichier d'étoiles de référence s'est effectuée sur des critères photométriques et géométriques. Les critères photométriques ont été établis par l'analyse SED déduite du programme de redshift photométrique définissant la probabilité que la source soit une étoile ou une galaxie. La sélection des galaxies d'amas comprend un critère sur la magnitude en bande I (cf. §2.2.3) et tient compte du redshift photométrique le plus probable (z_{best}) de chaque galaxie relativement à celui de l'amas de galaxies ($z_{cluster}$) de tel façon que : $z_{cluster} - 0.2 < z_{best} < z_{cluster} + 0.2$.

Afin de garantir une plus grande fiabilité sur la nature des objets, un critère géométrique a été défini. Ainsi, nous considérons les objets dont la largeur à mi-hauteur (FWHM) du flux est inférieure à 4.5 pixels correspondant à la valeur typique de la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point (PSF) de l'ensemble de nos observations photométriques. De plus, l'ellipticité de la PSF doit être inférieure à 0.1. Ces deux critères assurent que les objets tendent vers un objet ponctuel telle qu'une étoile. Le catalogue d'étoiles de référence comprend des étoiles de magnitude en bande I comprises entre 17.5 et 19.9. Cet intervalle de magnitude garantit que les étoiles ne saturent pas le CCD lorsqu'elles sont utilisées en mode imagerie (positionnement du télescope) et qu'elles sont suffisamment lumineuses pour être observées en mode spectroscopique.

La sélection des galaxies est basée uniquement sur la SED des objets, nous indiquant la probabilité qu'un objet appartient ou non à l'amas.

Pour les deux premières séries d'observations, la vérification visuelle lors de l'élaboration des masques, puis la confirmation spectroscopique lors des observations, ont montré que les distinctions des galaxies et des étoiles étaient satisfaisantes, les erreurs de confusion étant d'environ 10%.

Toutefois, lors de la troisième série d'observation, les nouveaux résultats des analyses photométriques (correction du rougissement des objets, données infra-rouge supplémen-

8. On regroupe sous ce terme toutes les galaxies n'appartenant pas à l'amas

taires), nous ont conduit à introduire un critère supplémentaire sur l'identification de certaines galaxies d'amas. Lors de la vérification visuelle des masques, nous avons constaté que certains objets identifiés comme galaxie ressemblaient morphologiquement à des étoiles.

L'étude des données spectroscopiques obtenue lors des observations 2002 montre que le critère géométrique utilisé sur les étoiles de référence distingue, à lui seul, relativement bien les étoiles des galaxies d'amas ou d'avant plan. Toutefois, il existe un intervalle de largeur à mi-hauteur où le critère appliqué pour la sélection d'étoiles utilisée sans la photométrie ne permet pas de distinguer les étoiles des galaxies. Cette indétermination géométrique est liée à la variabilité de la forme de la PSF sur le champ, et au fait que la valeur moyenne de la PSF pour un amas n'est pas parfaitement identique d'une observation d'amas à une autre.

Ainsi, pour la troisième série d'observations, nous avons établi un critère plus robuste pour la sélection des galaxies d'amas, que nous avons directement implémenté dans FFG. Afin d'effectuer une distinction pertinente nous avons, dans un premier temps, diminué la zone d'incertitude. Nous avons utilisé le catalogue d'étoiles de référence pour déterminer la fwhm typique associé à chaque amas (noté fwhm_1) puis nous avons déterminé une seconde fwhm moyenne sur le sous-ensemble d'étoiles de référence vérifiant $\text{fwhm}(i) < \text{fwhm}_1 + 2\sigma_{\text{fwhm}_1}$. La nouvelle valeur seuil fwhm_2 conduit à un critère plus conservatif qui garantit que nous diminuons a priori les erreurs de confusion étoile/galaxie pour la dernière série d'observations.

Le critère $\text{fwhm}_{\text{objet}} > \text{fwhm}_2 + 2\sigma_{\text{fwhm}_2}$ appliqué aux observations 2002 montre que le taux de confusion a posteriori est inférieur à 0.5 %.

2.4.3 Sélection des galaxies de champ

Le fichier de photométrie générale nous permet de définir les objets qui ne sont ni des étoiles de référence pour le positionnement du télescope, ni des galaxies d'amas par exclusion de ces objets en utilisant les deux autres fichiers photométriques présentés précédemment. Les objets restant peuvent être des galaxies ou des étoiles du champ. Dans l'éventualité où les spectres des galaxies d'amas ne couvrent pas tout le CCD, nous complétons le masque spectroscopique par des galaxies d'amas afin d'optimiser le nombre d'objets observés. Pour distinguer étoiles et galaxies du champ, nous utilisons le même critère de sélection que celui utilisé pour les galaxies d'amas, sans considérer le critère sur le décalage spectral. Le critère de sélection des galaxies de champ est défini à partir des résultats des redshifts photométriques. Les redshifts photométriques estiment si un objet est probablement une étoile $n_s = 2$, est peut être une étoile $n_s = 1$ ou n'est probablement pas une étoile $n_s = 0$. De la même façon, La méthode des redshifts photométriques estime si un objet est probablement une galaxie $n_g = 2$, est peut être une galaxie $n_g = 1$ ou n'est probablement pas une galaxie $n_g = 0$. La détermination de la nature de l'objet est plus délicate au-dessus d'une couleur $V - I > 2$ magnitude, ce qui nous a conduit, en concertation avec l'équipe photométrique d'EDISCS, à définir le critère de sélection suivant :

Si un objet a une couleur $V - I$ inférieure à 2 magnitudes, nous le sélectionnons en tant que galaxie de champ s'il vérifie le critère $n_g > 0.5$ ou $n_s < 1.5$. De la même façon, si un objet a une couleur $V - I$ supérieur à 2 magnitudes, nous le sélectionnons en tant que galaxie de champ s'il vérifie le critère $n_g > 0.5$ ou $n_s < 0.5$.

Contrairement à la sélection des galaxies d'amas, cette sélection est directement effectuée par FFG, la sélection des galaxies d'amas ayant été effectuée en amont du programme de conception des masques.

2.4.4 Géométrie des fentes

Compte tenu des tailles apparentes des objets sur les images des champs, nous avons choisi, dans un premier temps, d'imposer des fentes de 10 secondes par 1 seconde pour les objets supposés appartenir aux amas. La dimension des fentes est choisie de manière à ce que l'on ait suffisamment de ciel autour des galaxies. En effet, le spectre du ciel obtenu nous sert de référence lors des analyses des spectres des objets et nous permet de supprimer le flux lumineux n'appartenant pas à la galaxie observée. Afin d'avoir une bonne évaluation de ces différentes sources de perturbation du signal, nous devons avoir une zone de ciel de part et d'autre de la galaxie. La qualité de l'analyse spectrale pourra être d'autant meilleure que la zone du ciel sera grande. Ainsi, pour certaines galaxies, il nous a fallu étendre la dimension des fentes au-delà de 10 secondes d'arc (cf. paragraphe 'vérification visuelle' §2.4.7).

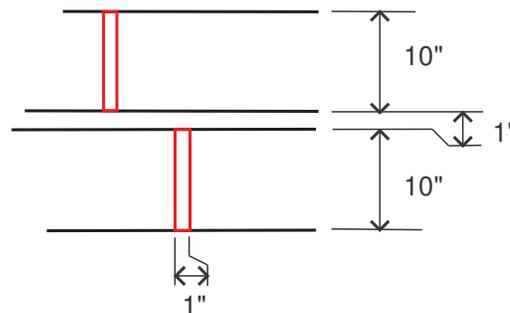


FIG. 2.8 – Caractéristiques des fentes utilisées (fentes de 10 secondes d'arc par 1 seconde d'arc espacées d'une seconde d'arc).

Pour la période 68, nous avons choisi des fentes de référence de 5 secondes par 1 seconde d'arc. Cette dimension de fente nous assure de ne pas perdre trop de place afin de maximiser le nombre d'observations de galaxies appartenant à l'amas et de pouvoir retrouver facilement des objets servant de référence lors du positionnement du masque afin de les recentrer.

Les fentes de référence des périodes 70 et 71 sont de faibles dimensions (0.5 seconde d'arc) et sont toutes alignées sur une même déclinaison dans le cas que nous considérons (non-rotation du masque par rapport au ciel). Afin de ne pas positionner une fente sur la zone occupée par les fentes de référence, nous tenons compte de leurs localisations et extensions spatiales en tant que contraintes géométriques supplémentaires.

Une fois que toutes ces fentes sont placées, nous complétons les espaces libres du masque par des fentes de 7 par 1 seconde d'arc sur d'autres objets du champ et préférentiellement sur des galaxies de l'amas.

De plus nous imposons un espace d'une seconde d'arc entre chaque fente, ce qui correspond à 5 pixels avec la résolution spatiale standard. Cet espace assure une distinction claire des différents spectres, en évitant tout risque de recouvrement, les distorsions géométriques du plan focal pouvant entraîner par effet de projection un non-parallélisme des spectres entre eux.

2.4.5 Étapes de construction des masques

Le programme FFG tente de faire la sélection au mieux, donnant priorité aux observations scientifiques (galaxie d'amas), tout en garantissant les observations nécessaires pour le positionnement du télescope.

Afin de maximiser le nombre de galaxies de l'amas sélectionné pour le masque, nous avons établi un ordre de sélection des objets :

– Période 68 :

1. Positionnement de la première fente sur la BCG (option). Si oui (a) sinon(b).
 - (a) Fente sur la BCG. Si on place une fente sur la BCG, on impose au programme de ne pas pouvoir la supprimer dans les étapes suivantes
 - (b) Fente sur une galaxie à proximité de la BCG. La zone de recherche est déterminé par FFG en fonction de la taille de la BCG et de la fente. On place les galaxies à observer en priorité puis les galaxies d'amas (De la même façon que pour la BCG, on impose au programme de ne pas pouvoir supprimer ces fentes dans les étapes suivantes).
2. Positionnement des fentes sur les galaxies de l'amas à observer en priorité (à cause des contraintes géométriques, il se peut que certaines galaxies prioritaires ne soient pas sélectionnées).
3. Positionnement des fentes sur les galaxies non prioritaires de l'amas.
4. Sélection des fentes de référence positionnées sur des étoiles de référence. On en sélectionne un nombre minimal (défini par l'utilisateur) même s'il faut pour cela supprimer des fentes positionnées sur des galaxies de l'amas (ces fentes de référence étant indispensables pour le positionnement du masque par rapport au ciel).
5. Sélection des étoiles de référence afin de compléter la sélection réalisée dans l'étape 4, avec pour objectif d'atteindre le nombre d'étoiles de référence défini par l'utilisateur.
6. Sélection de fentes de référence afin de compléter le nombre maximal défini par l'utilisateur. Le programme suit les étapes 6.x jusqu'à atteindre ce nombre :
 - (a) Sur des étoiles sans suppression de fente.
 - (b) Sur des galaxies elliptiques sans suppression de fente.

- (c) Si le nombre minimal de fentes de référence n'est pas atteint, nous sélectionnons des fentes de référence soit sur des étoiles ou soit sur des galaxies elliptiques lumineuses en supprimant des fentes.

7. On complète les espaces du masque entre les fentes par des objets non sélectionnées :

- (a) Avec des galaxies de l'amas.
- (b) Avec des galaxies du champ.

– **Périodes 70–71 :**

1. Positionnement de la première fente sur la BCG (option). Si oui (a) sinon(b).

- (a) Fente sur la BCG. Si on place une fente sur la BCG, on impose au programme de ne pas pouvoir la supprimer dans les étapes suivantes.
- (b) Fente sur la une galaxie à proximité de la BCG. La zone de recherche est déterminée par FFG en fonction de la taille de la BCG et de la fente. On place les galaxies à observer en priorité puis les galaxies d'amas (De la même façon que pour la BCG, on impose au programme de ne pas pouvoir supprimer ces fentes dans les étapes suivantes).

2. Positionnement des fentes sur les galaxies à observer en priorité (à cause des contraintes géométriques, il se peut que certaines galaxies prioritaires ne soient pas sélectionnées).

3. Positionnement des fentes sur les galaxies non prioritaires de l'amas.

4. Sélection des étoiles de référence (elles n'occupent pas de place sur le masque).

5. Sélection de fentes sur des étoiles (Utilisées pour la mesure du seeing).

- (a) sans suppression de fente.
- (b) avec suppression de fente (active seulement s'il n'y pas suffisamment d'étoiles sélectionnées dans l'étape précédente).

6. On complète les espaces du masque entre les fentes par des objets non sélectionnées :

- (a) Avec des galaxies de l'amas.
- (b) Avec des galaxies du champ.

Pour toutes ces étapes (période 68, 70–71), nous respectons les contraintes imposées par la configuration de l'instrument (FORS2). Ainsi les galaxies d'amas sont observées dans un intervalle d'ascension droite imposée par l'intervalle de longueur d'onde que l'on désire observer. Les fentes de référence ne sont pas contraintes par cet intervalle, mais par l'intervalle en ascension droite imposé par la configuration de l'instrument (limitation due à la dimension finie du CCD).

2.4.6 Utilisation de FFG

FFG est un programme a deux modes de fonctionnement. Un mode par défaut, correspondant à la configuration utilisée lors des observations EDISCS et un mode configurable par l'intermédiaire d'un fichier texte (configuration instrumentale, du format des fichiers de données ...). FFG s'utilise comme une commande en ligne.

En plus des fichiers définissant les masques, FFG génère un fichier d'informations (fichier .log) regroupant les options choisies par l'utilisation, les contraintes utilisées pour la génération des masques, les positions et les formes des fentes, la nature et la désignation des objets .

Version Période 68

ffg -c appelle le mode configurable par l'utilisateur.

ffg 0.5 amas.dat priorite.dat etoile.dat champs.dat image.fits appelle le mode par défaut.

Où :

- amas.dat est le fichier de données photométriques des galaxies supposées appartenir à l'amas.
- Priorite.dat et la liste des noms des galaxies à observer en priorité (ce fichier peut être vide).
- Champs.dat est le fichier de données photométriques de tous les objets du champ (galaxie de l'amas et objets du champ).
- Images.fits correspond à l'image du champ de vue en format FITS.

Version Période 70–71

ffg 0.5 amas.dat priorite.dat etoile.dat champs.dat image.fits decalage appelle le mode par défaut.

L'appel de FFG reste identique à celui de la période 68. Toutefois une valeur de 'décalage' exprimée en secondes d'arc peut être utilisée afin de décaler les coordonnées de pointage du télescope par rapport au centre de l'image, afin d'optimiser la sélection de galaxies en évitant l'espace entre les deux matrices CCD.

2.4.7 Vérification visuelle

Bien que FFG traite de nombreuses informations afin d'optimiser la réalisation des masques, il est limité dans sa sélection par les informations contenues dans les fichiers photométriques. Ainsi, la configuration géométrique et l'extension spatiale des objets n'est pas prise en compte lors de la création des masques. Nous avons donc effectué une vérification visuelle pour l'ensemble des masques générés par FFG. Les modifications éventuelles ont été réalisées manuellement à l'aide de FIMS (cf. Figure 2.9). Les modifications ne concernaient que des aspects géométriques et non de sélection d'objets, FFG traitant correctement cette opération.

Pour les objets à proximité d'une intense source lumineuse, nous avons dû modifier l'orientation de certaines fentes dans le but de garantir une bonne soustraction du ciel lors de la réduction des données. L'orientation du disque des galaxies, estimée par SExtractor, a été mal déterminée pour certains objets, ce qui nous conduit à modifier l'inclinaison de certaines fentes. De même, certaines sources lumineuses n'ont pas été décomposés en deux objets distincts impliquant des erreurs sur la photométrie. De tels objets ont été supprimés des catalogues photométriques afin de régénérer des masques sans les sélectionner. Finalement, le cas échéant, nous avons opéré à une extension de la taille des fentes qui le nécessitaient afin d'avoir du niveau de ciel supplémentaire pour effectuer une meilleure soustraction du ciel lors de la réduction des données.

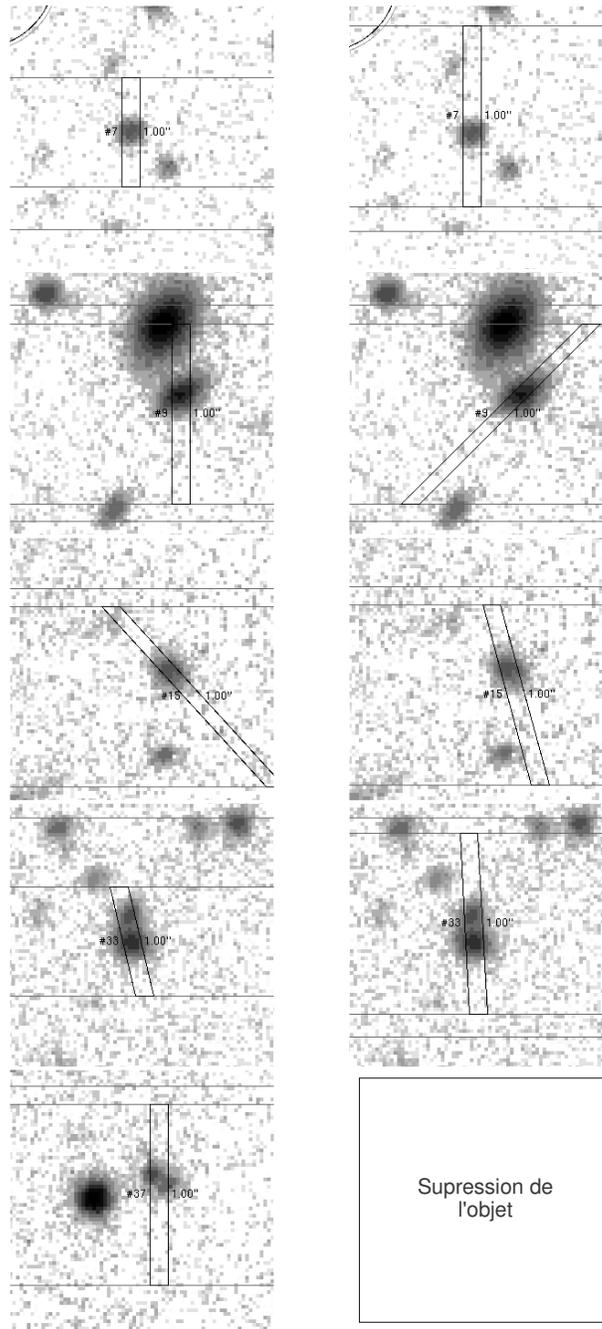


FIG. 2.9 – Illustrations des différents problèmes rencontrés lors des vérifications visuelles des masques et les solutions apportées. De haut en bas : Gain de ciel, pollution lumineuse, gain de flux, observation de 2 objets, erreur d'identification de SExtractor)

2.4.8 Construction d'un masque

Nous illustrons dans ce paragraphe la réalisation d'un masque à l'aide de FFG pour l'amas CL1103–1245 (observation en période 70)

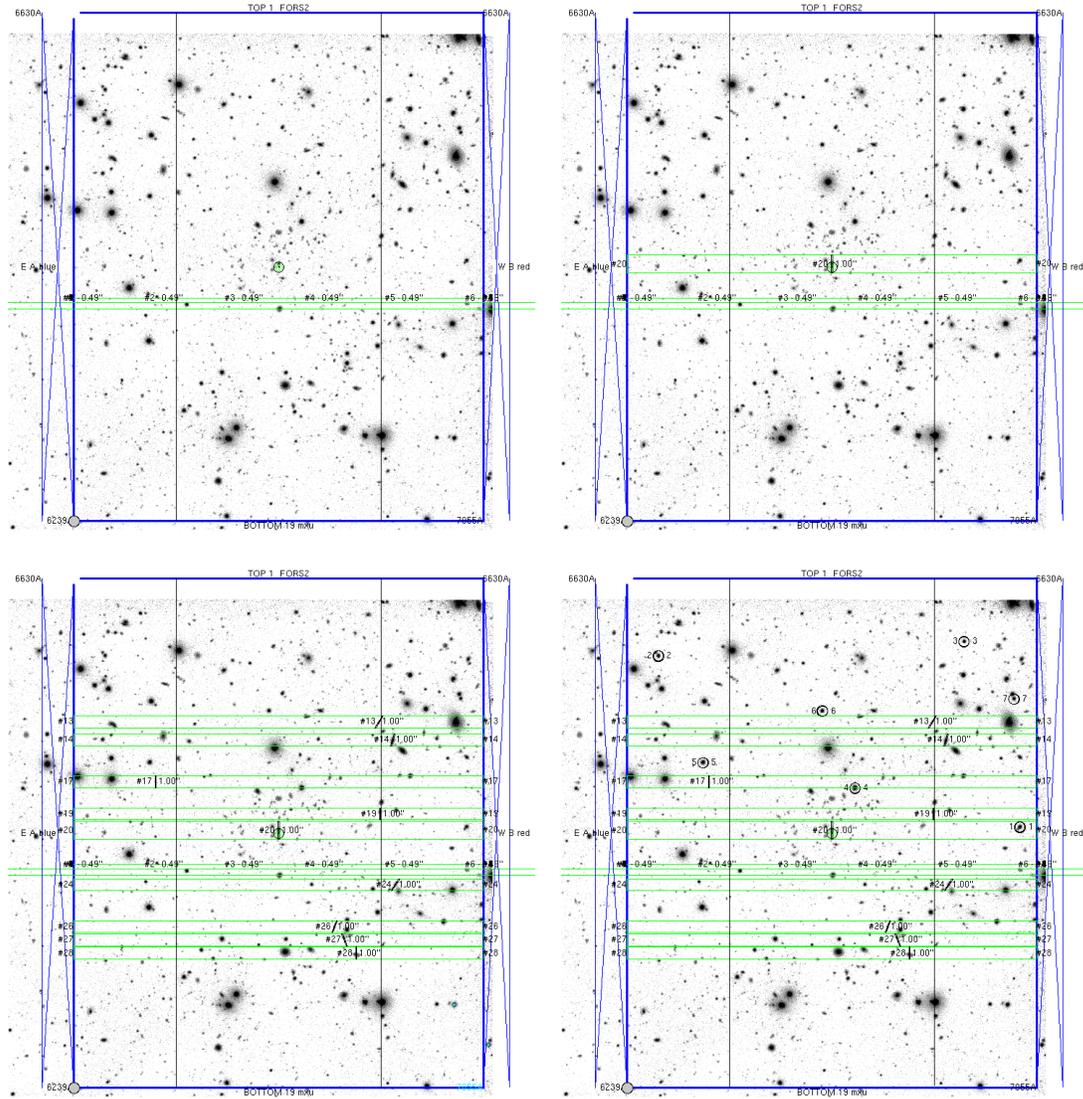


FIG. 2.10 – Construction d'un masque FORS2 de CL1103–1245. De gauche à droite et de haut en bas: Position pointée par le télescope, fente sur la BCG, fente sur les galaxies prioritaires, sélection des étoiles de références (cercles noirs).

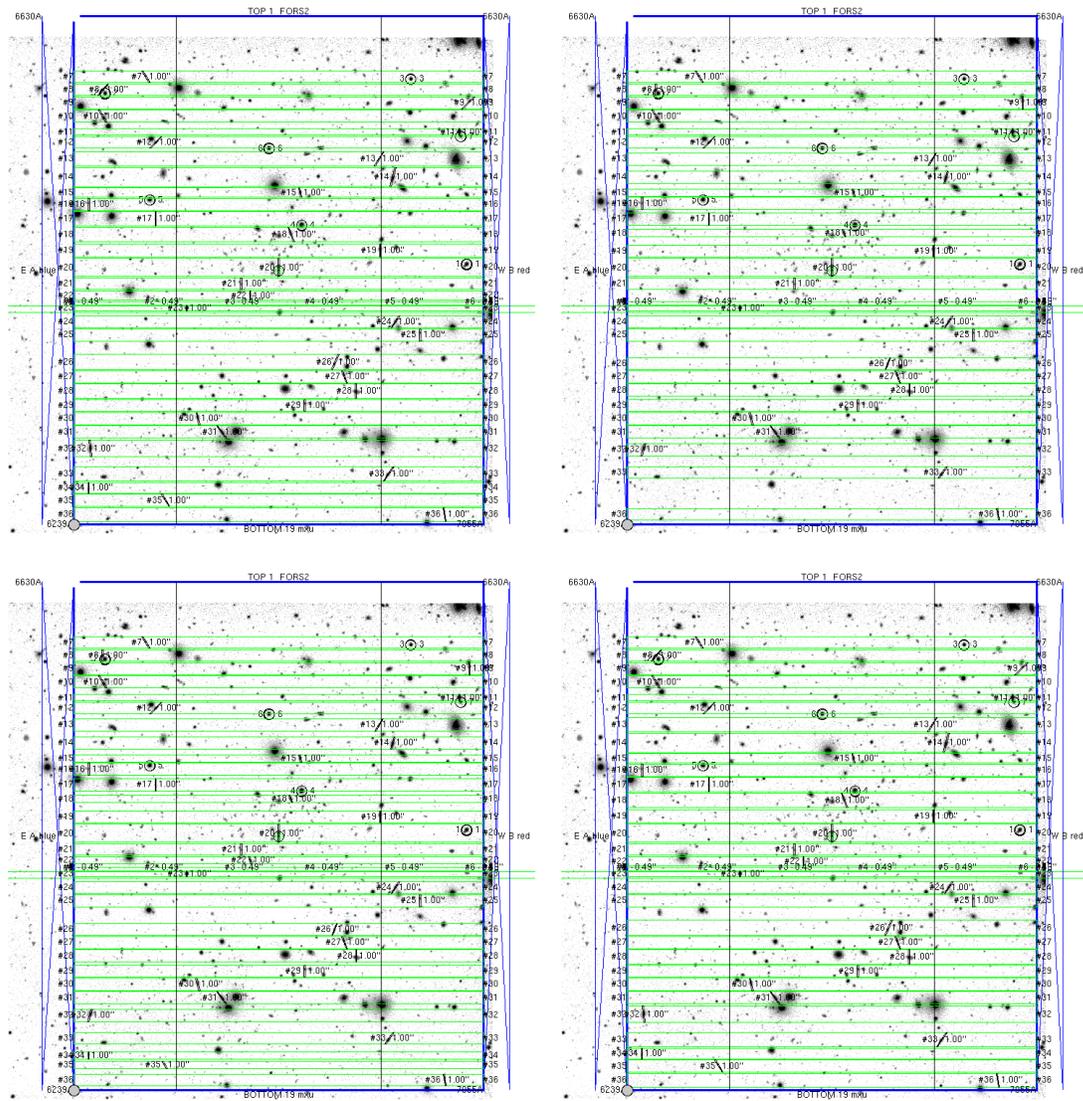


FIG. 2.11 – Construction d’un masque FORS2 de CL1103–1245 (suite). De gauche à droite et de haut en bas: Fentes sur des étoiles, fentes sur les galaxies d’amas, fentes pour compléter le champ, corrections manuelles.

2.4.9 Conclusions

FFG nous a permis de réaliser en quelques jours plusieurs dizaines de masques sur des champs observationnels comportant plusieurs milliers de sources, tout en respectant les contraintes que nous nous étions imposées. 20 masques ont été réalisés pour la première série d’observation, 25 masques pour la seconde et 38 masques pour la dernière série. Ainsi, FFG a effectué au total une sélection d’environ 2500 objets sur plus de 250000 objets. Les comparaisons entre les estimations photométriques et la confirmation spectroscopique montrent un taux de détection de l’ordre 50 % en total accord avec nos estimations.

Troisième partie

Annexes

Annexe A

Décomposition Bulbe–Disque

Cette annexe décrit le développement et les tests effectués sur un code de décomposition de profil bidimensionnel de galaxies. Nous avons mis en place ce code dans le but de faire une analyse indépendante et comparative des analyses morphologiques du logiciel GIM2D (Simard 1998 [222]) entreprise dans le cadre des observations d'EDISCS. Toutefois, au cours des tests de qualification de la robustesse de notre programme, il s'est avéré que, compte tenu de la taille des galaxies d'amas sur les images FORS2, une forte incertitude résidait sur nos résultats. Nous présentons cette partie en annexe car elle n'a pas conduit aux résultats escomptés pour les analyses VLT d'EDISCS. Toutefois ce programme garde tout son intérêt et sa pertinence pour des études de galaxies, où la résolution angulaire assure une bonne convergence des algorithmes. Les observations HST d'amas d'EDISCS ont permis d'acquérir récemment des images qui rendent en pratique accessible les décompositions bulbe–disque avec ce code.

A.1 Introduction

Relativement à la séquence d'Hubble, la morphologie des galaxies peut être décrite en termes de sphéroïdes (bulbe), ellipsoïde (barre) ou de disque (disque galactique). Chacune de ces composantes morphologiques sont plus ou moins présentes dans chaque galaxie. Ainsi, une galaxie elliptique est identifiée comme une galaxie sans composante *disque*.

Certains auteurs (de Jong 1996 [55], Prieto et al. 2001 [177]) modélisent la contribution de la barre. Pour notre étude, nous nous limitons à une modélisation Bulbe–Disque dans le but d'une comparaison avec les résultats de Gim2D qui se limite aussi à ce type de décomposition. De plus, dans le cas de galaxies distantes comme celles d'EDISCS, leurs faibles tailles angulaires contraignent à ne pas multiplier la dimension de l'espace des paramètres.

L'intérêt de dissocier la composante bulbe de la composante disque d'une galaxie est multiple. D'une part, ce procédé permet de déterminer de façon reproductible le type morphologique d'une galaxie en se basant sur le rapport de luminosité du bulbe et du disque. De cette façon, on s'affranchit des critères subjectifs tels que la comparaison visuelle avec d'autres galaxies servant de référence (i.e. comparaison avec des catalogues de galaxies tels que le RC3 (de Vaucouleurs et al. 1992 [58], ou le CAG) (Sandage & Bedke 1994 [197])). D'autre part, la décomposition Bulbe–Disque d'une galaxie dans

différentes bandes photométriques permet d'accéder aux couleurs individuelles de chaque composante, d'accéder à l'influence de la longueur d'onde sur l'échelle caractéristique du bulbe et du disque. Les diverses caractérisations photométriques du bulbe et du disque permettent de qualifier leur population stellaire respective. Dans le cadre du projet EDISCS, une qualification automatique des morphologies des objets est indispensable compte tenu du nombre d'objets et de l'aspect visuel des galaxies, ne permettant pas de désigner de façon a priori leur morphologie (cf. Figure A.1).



FIG. A.1 – Simulation d'une galaxie elliptique (type E_3) et d'une galaxie spirale (type Scd), modélisant les observations d'EDISCS.

A.2 Principe des décompositions

Nous introduisons préalablement, la notion de profil de luminosité uni et bidimensionnel. Un profil de luminosité unidimensionnel (profil 1D) correspond au flux lumineux par unité de surface d'un objet exprimé en fonction de son rayon, l'origine étant prise au niveau du centre optique. Une telle détermination de profil nécessite une déprojection de la galaxie observée, les galaxies n'étant pas toujours vues de face. Par ailleurs, elle suppose de moyenniser sur un rayon donné toutes les asymétries du profil. Un profil de luminosité bi-dimensionnel (profil 2D), considère le problème dans sa globalité en désignant le profil de l'objet tel qu'il est vu lors de l'acquisition de l'image. Un profil 2D correspond au flux lumineux par unité de surface d'un objet exprimé en fonction de ses coordonnées cartésiennes¹ l'origine étant prise au niveau du centre optique. Du point de vue de l'acquisition du profil, l'observation est réalisée sur un ensemble discret de mesures de flux pour chaque pixel des CCD (correspondant au flux intégré sur un élément de surface fini).

Le principe de décomposition Bulbe–Disque est de se donner une forme de profil de luminosité générique P_k pour chaque sous-composantes C_k . Chaque profil dépend d'un jeu de n_k paramètres $(x_{k_j})_{j \in \{1..n_k\}}$. Le flux de luminosité du modèle ($L_{\odot} \text{arcsec}^{-2}$) est

1. Du point de vue du modèle, nous utilisons une conversion des coordonnées polaires en coordonnées cartésiennes, les images de galaxies étant composées de pixels dont le repérage s'exprime naturellement dans ce système de coordonnées.

évalué pour un nombre discret de points (dans le cas d'une décomposition 1D) ou moyenné sur une surface carrée pour un nombre fini de pixels (dans le cas d'une décomposition 2D)

La meilleure forme du profil (1D ou 2D) est évalué par minimisation du χ^2 correspondant à la minimisation de la somme χ^2 sur m points de mesure :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \frac{1}{\sigma_i^2} (P_{\text{mod}_i} - P_{\text{obs}_i})^2 \quad (\text{A.1})$$

P_{obs} est le profil observé que l'on cherche à modéliser.

P_{mod} est le profil modèle, valant la somme des profils de luminosité P_k , $P_{\text{mod}} = \sum P_k$. σ_i pondère l'incertitude (écart type) sur la valeur du i -ème point de mesure.

Le meilleur modèle correspond à :

$$\forall j \in \{1..n_k\}, \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial x_{k_j}} = 0 \quad (\text{A.2})$$

A.2.1 Modèle 1D

Les deux composantes que nous modélisons ont des profils correspondant à la loi de Vaucouleurs (de Vaucouleurs 1948 [56], de Vaucouleurs 1953 [57]) et la loi exponentielle (Patterson 1940 [164]) respectivement.

La loi de de Vaucouleurs s'écrit :

$$\Sigma_b(r) = \Sigma_e \exp \left(-7.67 \left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/4} \right) \quad (\text{A.3})$$

Σ_e est la luminosité surfacique centrale du bulbe et r_e est son échelle caractéristique. r_e est le rayon à l'intérieur duquel se trouve la moitié de la luminosité de l'objet.

La loi exponentielle s'écrit :

$$\Sigma_d(r) = \Sigma_0 \exp \left(-\frac{r}{r_d} \right) \quad (\text{A.4})$$

Σ_0 est la luminosité surfacique centrale du disque Σ_e et r_d est son échelle caractéristique.

Le profil de Sérsic (Sérsic 1968 [210]) généralise l'expression de de Vaucouleurs :

$$\Sigma(r) = \Sigma_e \exp \left(-b_n \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right] \right) \quad (\text{A.5})$$

r_e correspond au rayon à l'intérieur duquel se trouve la moitié de la luminosité de l'objet. De part cette définition, la valeur de b_n est définie par une expression approchée (Ciotti & Bertin 1999 [40]) :

$$b_n \simeq 2n - \frac{1}{3} + \frac{4}{405n} \quad (\text{A.6})$$

La détermination de b_n , en utilisant le terme en n^{-1} , est numériquement problématique du fait de la divergence en 0. Ainsi, l'utilisation du profil de Sérsic pour une détermination automatique de profil nécessite d'utiliser une formulation différente de b_n pour les petites valeurs de n de type approximation polynomiale (MacArthur et al. 2003 [129]).

En modifiant la forme de l'Equation A.5, on fait apparaître la luminosité centrale $\Sigma_e e^b$:

$$\Sigma(r) = \left(\Sigma_e e^b\right) \exp\left(-b_n \left(\frac{r}{r_e}\right)^{1/n}\right) \quad (\text{A.7})$$

Le profil de de Vaucouleurs correspond à $n=4$.

Un nombre croissant d'observations (Andredakis & Sanders 1994 [9], Balcells et al. 2003 [18], de Jong 1996 [55], MacArthur et al. 2003 [129]) montrent que de nombreux bulbes sont mieux paramétrés par un profil de Sérsic avec $n < 4$, que par un profil de de Vaucouleurs. Toutefois, nous conservons ici $n = 4$ afin de limiter le nombre de degrés de liberté du modèle, la loi de de Vaucouleurs restant une estimation raisonnable pour le profil du bulbe. Il est à souligner toutefois l'influence de l'exposant n . L'estimation du rapport de luminosité du bulbe sur celle du disque (rapport B/T) est affectée par n . Une variation de n de 4 à 1 implique une variation de la luminosité du bulbe de plus d'un facteur 2. D'un point de vue évolutif, des résultats récents avancent que la valeur $n = 4$ serait représentative d'une évolution galactique dominée par les collisions (merging) et la valeur $n = 1$, représentative d'une évolution galactique dominée par l'évolution séculaire (Scannapieco & Tissera 2003 [198]).

On constate qu'il y a 4 degrés de liberté pour la détermination du profil 1D : $(\Sigma_e, \Sigma_0, r_e, r_d)$. Le profil modèle s'exprime simplement par :

$$\Sigma_{1D}(r) = \Sigma_b(r) + \Sigma_d(r) \quad (\text{A.8})$$

Pour l'opération de minimisation du χ^2 , il suffit de se donner un nombre discret de point de mesure définissant les $\Sigma_{1D}(r_i)$.

A.2.2 Modèle 2D

La modélisation 2D permet de traiter directement la morphologie galaxie telle qu'elle apparaît sur l'image. L'équivalent des opérations utilisées pour obtenir un profil unidimensionnel (correction de l'inclinaison, moyen du profil pour un rayon donnée) est directement inclus dans la modélisation 2D. À la différence du modèle 1D, ces opérations sont faites conjointement à la détermination du meilleur profil et non de façon a priori. Ainsi, on garde toute l'information de l'image pour la détermination du modèle.

Les galaxies étant des objets tridimensionnels, l'inclinaison de la galaxie sur le plan du ciel modifie par effet de projection la forme géométrique des composantes morphologiques. Pour notre modèle, on suppose que le disque galactique a la géométrie d'un disque circulaire infiniment fin (la dimension radiale d'un disque galactique étant plus d'un ordre de grandeur supérieure à son épaisseur) et que le bulbe est un ellipsoïde triaxial. Par effet de projection, chaque isophote² du disque est une ellipse de rapport d'axe $\cos(i)$, avec $i = 0$ correspondant à une galaxie vue de face chaque isophotes du bulbe se transforme en une ellipse d'ellipticité $e = 1 - b/a$, b et a désignant le rapport d'axe des isophotes. Les informations de la géométrie ellipsoïdale du bulbe sont totalement perdues par effet de projection. Cet effet a pour conséquence bien connu de biaiser fortement la classification morphologique ($E_0 - E_7$) des galaxies elliptiques. Ainsi, l'ellipticité du bulbe (et des galaxies elliptiques) se réfère à la valeur apparente.

De plus, les grand-axes des ellipses du disque et du bulbe ne sont pas nécessairement orientés suivant l'axe de l'image. Leurs orientations sont notées ϕ_d pour le disque et ϕ_b pour le bulbe.

Ainsi, la détermination du profil 2D nécessite la détermination de 10 degrés de libertés ($\Sigma_e, \Sigma_0, r_e, r_d, \phi_b, \phi_d, e, i, x_0, y_0$). i correspond à l'inclinaison de la galaxie sur le plan du ciel. La position du centre optique de la galaxie est repéré par (x_0, y_0) sur le plan de l'image.

Le profil modèle s'exprime par la série d'équations suivantes (de Jong 1996 [55], Schade et al. 1996 [201]) :

$$\begin{aligned} \Delta x &= x - x_0 & \Delta y &= y - y_0 \\ x'_i &= (\Delta x \cos(\phi_i) + \Delta y \sin(\phi_i)) & i &\in \{d, b\} \\ y'_d &= (-\Delta x \sin(\phi_d) + \Delta y \cos(\phi_d)) / \cos(i) & & \text{(A.9)} \\ y'_b &= (-\Delta x \sin(\phi_b) + \Delta y \cos(\phi_b)) / (1 - e) \end{aligned}$$

$$r = (x'^2 + y'^2)^{1/2}$$

$$\Sigma_{2D}(x, y) = \Sigma_b(r) + \Sigma_d(r)$$

x et y sont les coordonnées cartésiennes du point où l'on détermine le flux sur le plan de l'image du point de flux surfacique $\Sigma_{2D}(x, y)$.

Paramètres observationnels

Outre l'expression analytique Σ_{2D} , la modélisation du profil nécessite la prise en compte des processus liés à l'instrumentation.

2. Isophote : ensemble des points de même luminosité surfacique.

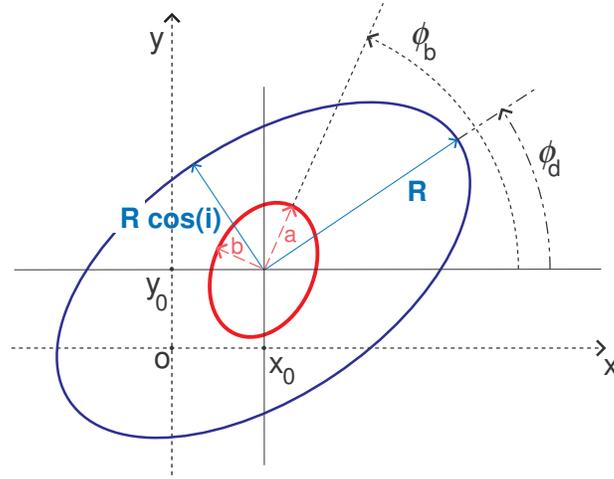


FIG. A.2 – *Modèle géométrique pour une galaxie (Bulbe et disque). Les notations correspondent à la série d'Equations A.2.2.*

– **Quantification spatiale du signal :** L'expression du profil 2D est déterminée par l'expression analytique continue sur le plan de l'image. Toutefois, les images sont constituées d'un ensemble discret d'éléments de résolution (pixels) pavant le plan focal de l'instrument.

Ainsi, pour reproduire le profil observé, nous devons intégrer le flux lumineux reçu par chacun des pixels (i, j) composant l'image :

$$\tilde{\Sigma}_{ij} = \int \int_{\text{pixel}_{ij}} \Sigma_{2D}(x, y) dx dy \quad (\text{A.10})$$

Les n pixels de l'image définissent n points de mesure pour l'opération de minimisation du χ^2 (Equation A.1).

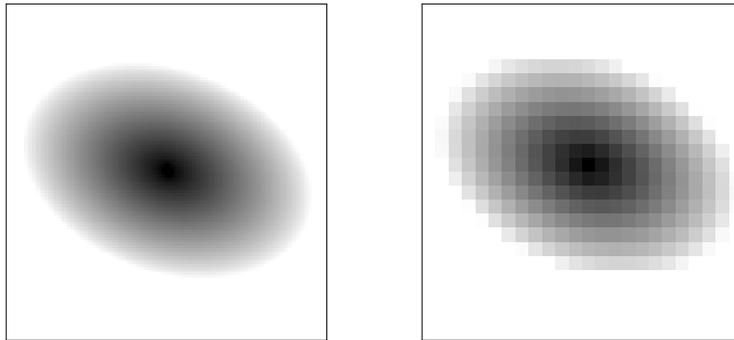


FIG. A.3 – *Profil de luminosité réel du modèle (à gauche) et sa contrepartie en résolution finie associée à l'observation (à droite).*

– **PSF** : Pour les galaxies de faibles dimensions par rapport au seeing³ de l’image, le profil synthétique doit être convolué par la PSF locale associée afin de reproduire correctement l’observable. La non-convolution conduit à un modèle totalement erroné du fait de l’effet de lissage de la PSF (perte de l’information à petite échelle). La PSF est représentée par une image dont le flux total est normalisé à 1. Cette PSF est estimée à partir des étoiles à proximité de la galaxie observée, les étoiles étant ponctuelles à la résolution des observations.

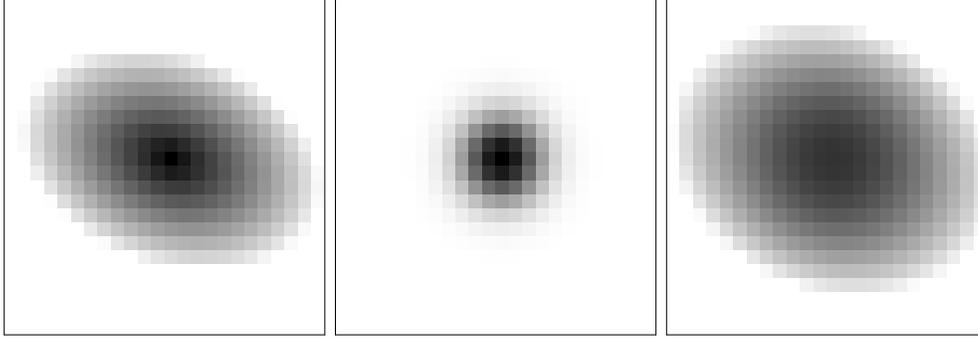


FIG. A.4 – Résultat à droite, de la convolution d’un modèle (à gauche) par une PSF (centre).

L’opération de minimisation du χ^2 s’effectue ainsi sur les $\tilde{\Sigma}_{ij}$ correspondant aux valeurs des pixels de l’image modèle des Σ_{ij} , convoluée par l’image de la PSF.

– **Niveau du ciel** : Le modèle 2D décrit ci-dessus suppose que le flux de l’image est uniquement associé à la galaxie étudiée. Toutefois, la luminosité du ciel (diffusion atmosphérique) et le bruit de lecture du CCD ont pour conséquence de créer un niveau de ciel différent de zéro. Après la réduction des données observationnelles (soustraction du décalage (*offset*) et division par une plage de lumière uniforme (*flat*)) ce niveau se rapproche effectivement de la valeur nulle. Toutefois, il arrive que, localement, il existe un niveau de ciel résiduel. Pour une bonne estimation des profils de luminosité, il est nécessaire de tenir compte le décalage du niveau de ciel. Ainsi, pour chaque analyse, il faut au préalable déterminer la valeur du fond de ciel afin de la soustraire⁴ à l’image observée.

Pour déterminer la valeur du fond de ciel, nous considérons l’ensemble des pixels de l’image de la galaxie et nous traçons une distribution de pixel en fonction de leur niveau. La majorité des pixels étant des pixels du ciel, la valeur à laquelle pique la distribution correspond au niveau de ciel recherché. Nous ajustons la gaussienne par la méthode des moindres carrés en déterminant les 3 valeurs définissant la gaussienne, à

3. La qualité du ciel lors des observations est définie par la valeur du seeing correspondant à la largeur à mi-hauteur de la fonction d’étalement du point (Point Spread Function : PSF). La PSF est la réponse de l’instrumentation et du ciel, transformant une source ponctuelle en une source étendue lors de l’acquisition des données.

4. On suppose cette valeur constante localement autour de la galaxie

savoir sa moyenne, son écart type et son amplitude. La valeur moyenne et l'écart type nous donnent le niveau de ciel et le rapport signal sur bruit de l'image respectivement.

– **Environnement de la galaxie :** Certains objets (galaxies, étoiles) peuvent être à proximité du champ de la galaxie étudiée. Le modèle se référant au profil d'une seule galaxie, il ne peut pas traiter correctement ce cas de figure et risque d'aboutir sur une estimation de paramètres totalement erronée. Ainsi, préalablement à l'opération de détermination du profil, nous réalisons une opération de masquage des objets environnant afin de conserver uniquement le flux de la galaxie.

Algorithme de minimisation

Les tests préliminaires effectués sur la détermination des profils 1D synthétiques nous ont montré que la méthode de Levenberg–Marquardt (Levenberg 1944 [119], Marquardt 1963 [137], *Numerical Recipes in Fortran* Press et al. 1992 [176]) conduisaient à des résultats encourageant pour une étude de profil 2D des galaxies d'EDISCS.

La méthode de Levenberg–Marquardt est une méthode de type minimisation du χ^2 par le gradient minimum. Ainsi l'implémentation de cette méthode nécessite de déterminer les 10 fonctions associées aux dérivées partielles de nos 10 variables. Chaque dérivée partielle est intégrée sur un pixel puis convolué avec la PSF afin que les images 'cartes des dérivées partielles' puissent être utilisées avec l'image modélisant notre observable.

À partir d'un point initial dans l'espace des paramètres, cette méthode détermine le plus petit gradient local pour trouver un meilleur modèle M_n du profil. La relation de récurrence entre le n -ième modèle et le $n + 1$ -ième est donnée par :

$$M_{n+1} = M_n + (A + \lambda_n D_A)^{-1} \vec{\nabla} \chi^2(M_n) \quad (\text{A.11})$$

Le vecteur M_n est défini par $M_n = (\Sigma_\epsilon, \Sigma_0, r_\epsilon, r_d, \phi_b, \phi_d, e, i, x_0, y_0)$.

A est la matrice de covariance associée au χ^2 .

D_A est la matrice, des valeurs diagonales de la matrice A .

λ_n est la valeur du paramètre de contrôle, à la n -ième itération.

Si le nouveau modèle conduit à une minimisation du χ^2 , alors $\lambda_{n+1} = 0.1\lambda$, dans le cas contraire $\lambda_{n+1} = 10\lambda$.

Après plusieurs itérations, la méthode converge vers un minimum qui peut être local ou absolu. Le critère d'arrêt de convergence est un dépassement de la valeur minimale λ_{min} ou maximale λ_{max} par le paramètre de contrôle, ainsi $\lambda_{min} < \lambda_n < \lambda_{max}$. L'arrêt de convergence avec le critère de valeur minimale correspond à un critère de sécurité afin d'éviter un nombre d'itération trop importante. Cette valeur minimale est toutefois rarement atteinte. Ainsi le critère d'arrêt est principalement basé par un dépassement de la valeur maximale, ce qui permet de sortir de certains minima locaux et de trouver une meilleure estimation pour le modèle.

L'initialisation de la méthode consiste en la détermination d'un modèle raisonnable pour la galaxie. Nous déterminons ce modèle initial en effectuant une estimation à partir d'un ajustement d'un modèle 1D.

A.3 Qualification des décompositions

Nous avons effectué une série de tests sur la robustesse de notre méthode de décomposition Bulbe–Disque. Nous avons généré un ensemble d’images de galaxies synthétiques, bruitées et convoluées avec une PSF synthétique. Nous avons évalué le pourcentage d’erreur sur la détermination des 4 paramètres caractérisant le type morphologique de nos objets (Σ_e , Σ_0 , r_e , r_d), en fonction de rapport signal sur bruit, de la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la PSF et des échelles caractéristiques du bulbe et du disque. Pour l’ensemble des tests, la dimension d’un pixel de l’image est prise comme l’unité de longueur (distance angulaire). Afin de qualifier sur un large ensemble de morphologie de galaxie, nous avons généré nos différents modèles synthétiques en faisant varier le rapport des luminosités du bulbe et du disque (rapport B/T).

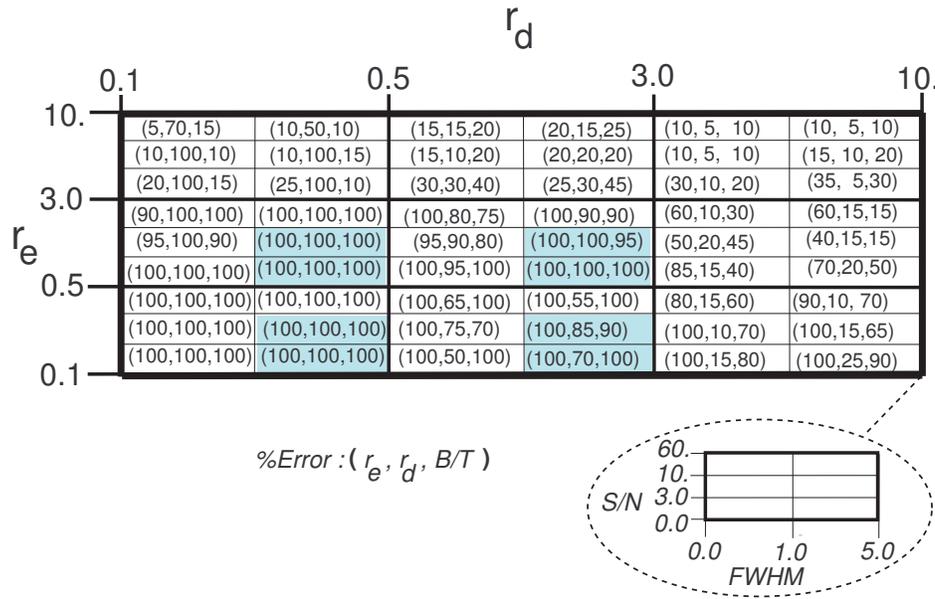


FIG. A.5 – Synthèse des résultats de qualification du programme de décomposition. La dimension de la taille du pixel est prise comme unité pour r_e et r_d et la FWHM de la PSF. Les triplets de valeurs du tableau correspondent aux erreurs sur la détermination des paramètres r_e , r_d et du rapport B/T. Les cases en gris clair correspondent aux cases typiques des galaxies d’amas d’EDISCS.

La Figure A.5 synthétise l’ensemble des résultats des tests. On constate que quel que soit le type morphologique des galaxies, en d’autres termes quel que soit le rapport B/T, le programme de décomposition donne de bons résultats si la FWHM de la PSF et la résolution angulaire de l’échantillonnage de l’image (dimension du pixel) est inférieure aux échelles caractéristiques des composantes (respectivement r_e et r_d).

De façon générale, les paramètres du bulbe sont plus difficiles à déterminer que ceux du disque en raison de la rapide décroissance du profil de de Vaucouleurs avec le rayon. La moitié de la luminosité du bulbe est comprise dans le rayon r_e . Pour un bulbe ayant

une échelle caractéristique inférieure à un 0.5 pixel, il y a une totale dégénérescence dans l'évaluation des paramètres du profil de de Vaucouleur, la seule information à disposition étant le flux total du bulbe $\propto \Sigma_e r_e^2$. Le programme apparaît plus robuste aux effets de la PSF que de de la résolution angulaire.

Les échelles caractéristiques des disques des galaxies d'amas d'EDISCS sont majoritairement inférieures à 4 pixels (typiquement la FWHM des images). Dans ce cas, il apparaît difficile de conclure de façon fiable sur la valeur des paramètres trouvée par le programme. Toutefois, la comparaison de nos résultats avec GIM2D montre que le flux total et le flux du disque sont bien estimés.

A.4 Comparaison avec GIM2D

GIM2D est un logiciel de décomposition Bulbe–Disque basé sur l'algorithme de Metropolis (Simard 1998 [222], Metropolis et al. 1953 [142]) qui est particulièrement robuste aux problèmes de minima locaux. Ce problème est à l'origine des erreurs de convergence des algorithmes de minimisation du χ^2 . Les paramètres du modèle sont identiques à ceux décrits ci–avant.

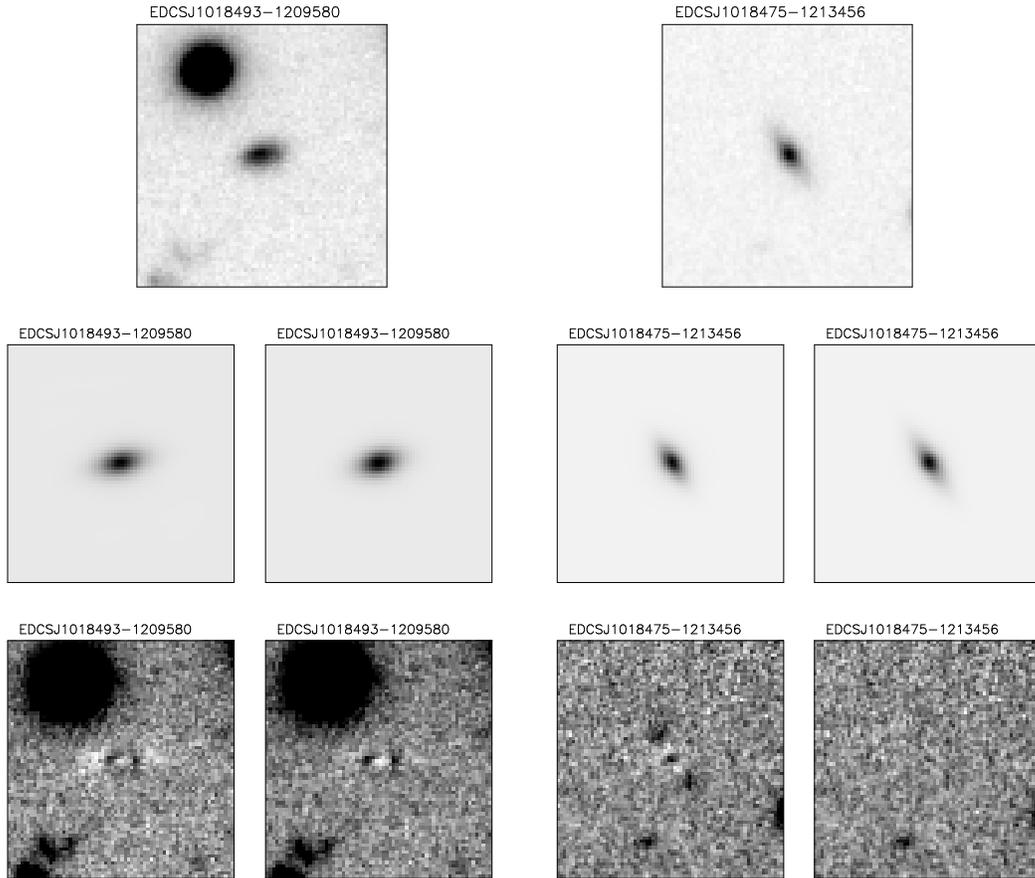


FIG. A.6 – Deux galaxies (en haut) comparant les décompositions de mon programme (1^{ère} et 3^{ème} colonnes) et de GIM2D (2^{ème} et 4^{ème} colonnes).

GIM2D a été appliqué à de nombreuses observations sur des amas de galaxies distants durant les 5 dernières années (Marleau & Simard 1998 [136], Simard et al. [223], Tran et al. [242]), et a été testé sur des milliers de profils synthétiques.

Pour 90% des objets, le flux total que nous obtenons diffère de moins de 10% (0.1 magnitude) avec la valeur donnée par GIM2D (Figure A.7). En raison de la faible taille des galaxies, notre programme ne distingue pas la lumière en provenance des deux composantes. Toutefois, il utilise toute l'information de l'image pour effectivement converger vers une valeur de χ^2 faible et proche du χ^2 minimal.

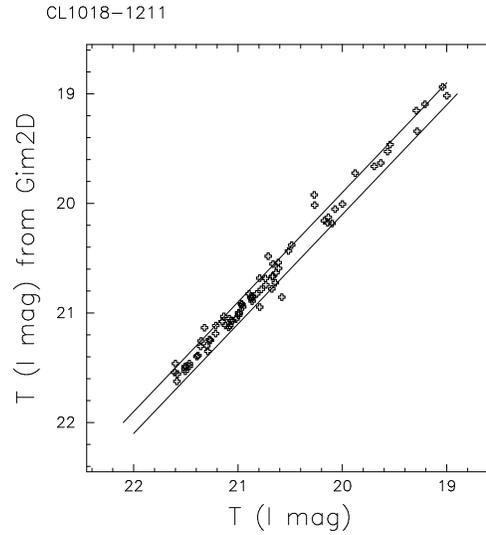


FIG. A.7 – *Magnitude dans la bande I des galaxies d'amas décomposées par GIM2D et par notre programme respectivement.*

La différence de magnitude de la composante disque estimée par les deux programmes diffère de moins de 0.3 magnitudes pour 70% des objets (Figure A.8). Cette différence conduit à de fortes erreurs sur la valeur B/T. En effet, une erreur de 0.45 magnitude sur l'une des deux composantes implique l'indétermination totale de la répartition de la luminosité entre le bulbe et le disque.

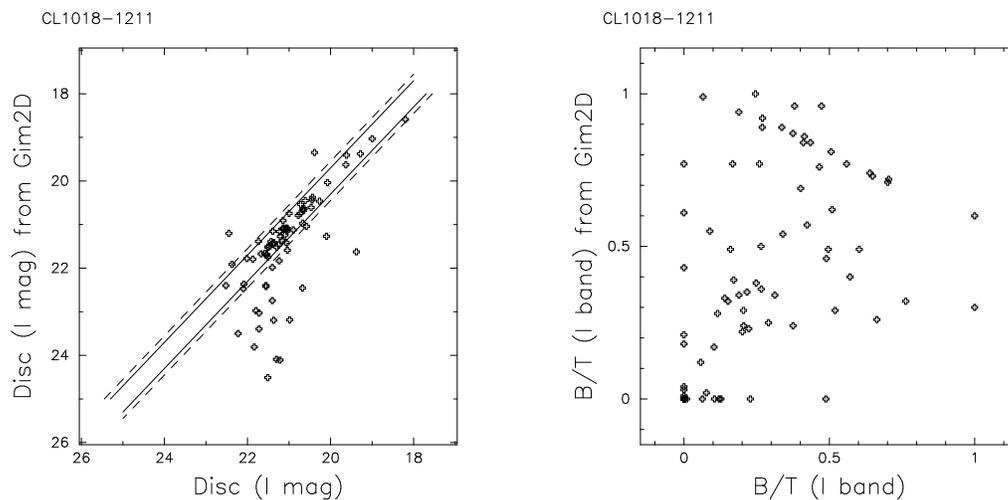


FIG. A.8 – *Magnitude des disques dans la bande I des galaxies d’amas décomposées respectivement par GIM2D et par notre programme (à gauche), et les rapports B/T associés (à droite).*

A.5 Conclusion

Bien que notre programme de décomposition ne nous ait pas permis de faire une étude pertinente des galaxies d’amas d’EDISCS, les tests effectués lors de la validation du programme ont montré que cette limitation est uniquement due aux effets combinés de la résolution spatiale des observations et du faible rapport signal sur bruit. L’étude de galaxies proches est un domaine accessible à ce programme ainsi que les galaxies plus éloignées, observées à plus de hautes résolutions angulaires par le HST. Par ailleurs, notre programme présente l’avantage d’être simple d’utilisation et rapide à prendre en main, ce qui n’est pas le cas de GIM2D.

Des programmes de décomposition, utilisant la méthode Levenberg–Marquardt suivant un schéma identique au nôtre, montrent que cette technique est bien adaptée pour les galaxies proches (Peng et al. 2002 [169]). De part les natures respectives des méthodes de Levenberg–Marquardt et de Metropolis, il est indéniable que la convergence de la méthode de Levenberg–Marquardt est moins robuste aux effets de bruit et de convolution. Ainsi, l’étude des galaxies distantes à des décalages spectraux de l’ordre $z \sim 0.5$ ou supérieur une méthode de type Metropolis est indispensable.

Annexe B

Génération des profils de densité

Pour nos simulations chimico–dynamique, nous avons considéré différents types de distributions de matière initiale, et particulièrement des distributions de matière suivant une densité en $r^{-\alpha}$.

Cette annexe présente diverses techniques pour représenter une densité de matière continue par un ensemble discret de particules. Les méthodes présentées ci–dessous supposent que les particules servant à décrire le champ de densité ont des masses identiques.

B.1 Génération aléatoire

Un profil de densité peut être exprimé comme une probabilité d’avoir une masse M dans un volume V donné. Ainsi, distribuer n particules de masse identique (M) suivant une densité de probabilité $f(x_1, x_2, x_3)$ revient à générer un champ de densité $\rho(x_1, x_2, x_3)$. Ainsi, en coordonnées cartésiennes :

$$\rho(x_1, x_2, x_3) = dM(x_1, x_2, x_3)/d^3v = nMf(x_1, x_2, x_3) = M_T f(x_1, x_2, x_3) \quad (\text{B.1})$$

M_T est la masse totale du système dans le volume V .

À noter que par définition de la densité de probabilité à 3 variables aléatoires u, v, w :

$$\int_V f(u_1, u_2, u_3) du_1 du_2 du_3 = 1 \quad (\text{B.2})$$

Alors que pour la définition de ρ :

$$\int_V \rho(u_1, u_2, u_3) |J| du_1 du_2 du_3 = M_T \quad (\text{B.3})$$

Où J est le Jacobien du changement de variables, de coordonnées cartésiennes (x_1, x_2, x_3) en coordonnées (u_1, u_2, u_3) , $(J_{ij}) = \partial x_i / \partial u_j$.

Ainsi, dans un cas de coordonnées quelconques, cette méthode est telle que :

$$f = \frac{\rho |J|}{M_T} \quad (\text{B.4})$$

De façon générale, le seul générateur à disposition dans les différents langages de programmation (C, Fortran, ...) est un générateur de densité de probabilité uniforme U sur l'intervalle $[0, 1]$. Il faut donc réaliser un générateur aléatoire de densité de probabilité f à partir d'un générateur aléatoire U .

Deux méthodes sont communément utilisées, la méthode utilisant un changement de variables aléatoires explicites et la méthode du rejet de Von Neumann.

B.1.1 Changement de variables aléatoires

On considère trois variables aléatoires indépendantes Y_1, Y_2 et Y_3 uniformément distribuées sur $[0, 1]$ (générateur des langages de programmation). Soit g la densité de probabilité définie par le produit des densités de probabilité de ces 3 variables aléatoires.

On recherche le changement de variables aléatoires tel que les triplets (y_1, y_2, y_3) soient transformés en triplet (u_1, u_2, u_3) .

Ainsi,

$$f(u_1, u_2, u_3) = g(y_1, y_2, y_3) |J'|^{-1} \quad (\text{B.5})$$

J' est le Jacobien associé au changement des variables (u_1, u_2, u_3) en (y_1, y_2, y_3) .

Or, par définition de g :

$$\forall (y_1, y_2, y_3) \in [0, 1]^3, \quad g(y_1, y_2, y_3) = 1 \quad (\text{B.6})$$

d'où :

$$f(u_1, u_2, u_3)^{-1} = \left\| \begin{array}{ccc} \frac{\partial u_1}{\partial y_1} & \frac{\partial u_1}{\partial y_2} & \frac{\partial u_1}{\partial y_3} \\ \frac{\partial u_2}{\partial y_1} & \frac{\partial u_2}{\partial y_2} & \frac{\partial u_2}{\partial y_3} \\ \frac{\partial u_3}{\partial y_1} & \frac{\partial u_3}{\partial y_2} & \frac{\partial u_3}{\partial y_3} \end{array} \right\| \quad (\text{B.7})$$

Génération d'un profil en $r^{-\alpha}$

Nous considérons le cas où la densité définie en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) est telle que $\rho \propto r^{-\alpha}$. Ainsi, $|J| = r^2 \cos(\phi)$ et :

$$\rho(r, \theta, \phi) = \frac{nM(3-\alpha)}{4\pi R^{3-\alpha}} r^{-\alpha} \quad \alpha < 3 \quad (\text{B.8})$$

Où R est le rayon de la sphère où sont localisées les n particules de masse M .

Ainsi,

$$f(r, \theta, \phi) = Ar^{2-\alpha} \cos(\phi) \quad (\text{B.9})$$

avec $A = (3-\alpha)/(4\pi R^{3-\alpha})$.

d'où

$$\frac{1}{Ar^{2-\alpha}\cos(\phi)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial r}{\partial y_1} & \frac{\partial r}{\partial y_2} & \frac{\partial r}{\partial y_3} \\ \frac{\partial \theta}{\partial y_1} & \frac{\partial \theta}{\partial y_2} & \frac{\partial \theta}{\partial y_3} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y_1} & \frac{\partial \phi}{\partial y_2} & \frac{\partial \phi}{\partial y_3} \end{vmatrix} \quad (\text{B.10})$$

Une solution triviale est définie par :

$$\frac{1}{Ar^{2-\alpha}\cos(\phi)} = \begin{vmatrix} \frac{R^{3-\alpha}}{3-\alpha}r^{\alpha-2} & 0 & 0 \\ 0 & 2\pi & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos^{-1}(\phi) \end{vmatrix} \quad (\text{B.11})$$

De plus $\theta \in [0, 2\pi]$, $\phi \in [-\pi/2, \pi/2]$ et $r \in [0, R]$, donc :

Ainsi,

$$\begin{cases} r = R \sqrt[3-\alpha]{y_1} \\ \theta = 2\pi y_2 \\ \phi = \arcsin(2y_3 - 1) \end{cases}$$

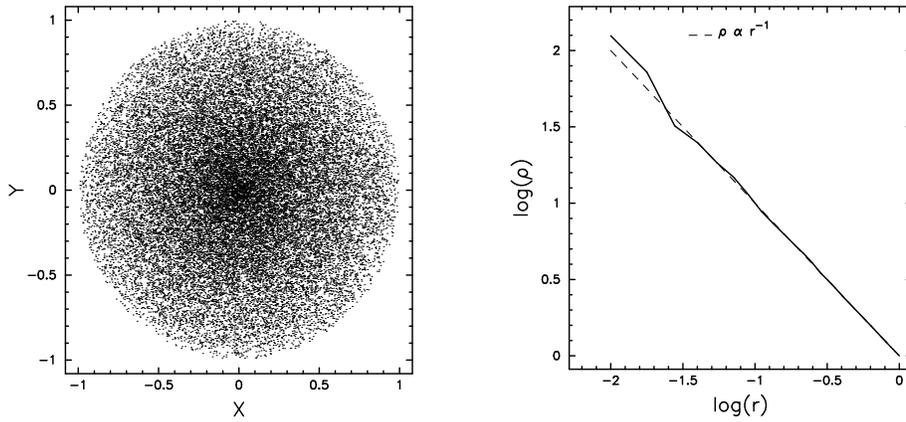


FIG. B.1 – Génération d'une densité en r^{-1} par changement de variables. Distribution des points (à gauche), et le profil de la densité associée (à droite).

Cette méthode est simple dans le principe mais peut devenir très complexe à mettre en œuvre en fonction de la forme de la densité de probabilité désirée.

B.1.2 Méthode du rejet de Von Neumann

La méthode du rejet de Von Neumann consiste à rejeter certains tirages pour ne conserver que les événements qui suivent la densité de probabilité recherchée. Cette méthode repose sur le théorème de Von Neumann (Von Neumann 1951 [253]).

Pour une densité de probabilité à une variable. Ce théorème s'exprime de la manière suivante :

Soit f la densité de probabilité majorable définie sur $[a, b]$, que l'on désire générer. Soit f_m un majorant de f , U_1 et U_2 deux variables aléatoires uniformes et indépendantes sur $[0, 1]$.

– Si $f(a + (b - a)u_1)/f_m \leq u_2$ alors $\xi = a + (b - a)u_2$, sinon on rejette la valeur.

Dans ce cas, d'après le théorème de Von Neumann, ξ suit la densité de probabilité f .

Les ouvrages de méthodes numériques sont généralement peu bavards sur cette méthode et sur sa démonstration, et ne considèrent pas le cas densités de probabilité de plus d'une variable aléatoire.

Dans notre cas, nous désirons générer une densité dans un espace à trois dimensions, nécessitant l'utilisation d'une densité de probabilité à trois variables aléatoires. Dans un souci de généralité, je présente ici la démonstration de la méthode avec une densité de probabilité à n variables aléatoires.

Soit ρ une fonction à valeurs réelles définie positive et continue sur $B_n = \prod_{i=1}^n [a_i, b_i]$, $(a_i, b_i) \in \mathbf{R}^2$ dans \mathbf{R} telle que $\rho|J|$ soit une fonction majorable sur B_n . J est le Jacobien du passage du système de coordonnées cartésiennes au système coordonnées utilisé pour définir ρ sur B_n .

Soit f la fonction de B_n dans \mathbf{R} définie par :

$$\forall v \in B_n, \quad f(v) = \frac{\rho(v)|J|}{M_T} h(v) \quad (\text{B.12})$$

avec :

$$M = \int_{B_n} \rho(v)|J| dv \quad (\text{B.13})$$

De plus, $\int_{B_n} f(v) dv = 1$ et f est définie positive sur B_n . Ainsi, f est une densité de probabilité majorable sur B_n .

Soit h une densité de probabilité uniforme sur B_n . Ainsi,

$$\forall v \in B_n, h(v) = \gamma, \quad \gamma \in \mathbf{R} \quad (\text{B.14})$$

Or $\int_{B_n} h(v) dv = 1$, d'où :

$$\gamma = \left(\prod_{i=1}^n (b_i - a_i) \right)^{-1} \quad (\text{B.15})$$

On recherche une fonction g définie continue de B_n vers $[0, 1]$ telle que

$$f(v) = Ag(v)h(v) \quad (\text{B.16})$$

A est un réel.

On choisi g et A de sorte que :

$$g(v) = \frac{\rho(v)|J|}{\rho_m J_m} \quad (\text{B.17})$$

$$A = \frac{\rho_m J_m \gamma}{M_T} \quad (\text{B.18})$$

Avec $\rho_m = \max_{B_n}(\rho)$ et $J_m = \max_{B_n}(|J|)$.

g et A vérifient bien l'Equation B.16.

Soient U et V des variables aléatoires indépendantes et uniformes sur $[0, 1]$ et sur B_n respectivement.

Déterminons $h(v|u \leq g(v))$: Soit ψ la densité de probabilité du couple (U, V) .

Par définition :

$$h(v|u \leq g(v)) = \frac{\int_0^{g(v)} \psi(u, v) du}{\int_{B_n} \int_0^{g(v)} \psi(u, v) dudv} \quad (\text{B.19})$$

Or $\forall (u, v) \in [0, 1] \times B_n$, $\psi(u, v) = h(v)$.

Ainsi,

$$\int_0^{g(v)} \psi(u, v) du = \int_0^{g(v)} h(v) du \quad (\text{B.20})$$

De plus $\forall v \in B_n$, $0 \leq g(v) \leq 1$. Ainsi,

$$\int_0^{g(v)} h(v) du = h(v)g(v) = A^{-1}f(v) \quad (\text{B.21})$$

Ainsi,

$$\int_{B_n} \int_0^{g(v)} \psi(u, v) dudv = A^{-1} \int_{B_n} f(v) dv = A^{-1} \quad (\text{B.22})$$

D'où

$$h(v|u \leq g(v)) = f(v) \quad (\text{B.23})$$

On obtient alors une densité de probabilité $f(v)$ sur B_n à l'aide de générateurs aléatoires uniformes sur $B_n \times [0, 1]$.

Génération d'un profil en $r^{-\alpha}$

De la même façon que pour la première méthode, nous désirons générer une densité de probabilité f telle que :

$$f(r, \theta, \phi) = \frac{3 - \alpha}{4\pi R^{3-\alpha}} r^{2-\alpha} \cos(\phi), \quad \alpha < 3 \quad (\text{B.24})$$

On constate que f est majorable sur $B_3 = [0, R] \times [0, 2\pi] \times [-\pi/2, \pi/2]$ pour $\alpha \leq 2$. Si l'on désire générer un profil en $r^{-\alpha}$ pour $\alpha > 2$ avec cette méthode, il faut se restreindre à $B_3 = [\epsilon, R] \times [0, 2\pi] \times [-\pi/2, \pi/2]$, $\epsilon \in]0, R]$.

On définit g sur B_3 par :

Si $\alpha \leq 2$,

$$g(r, \theta, \phi) = \left(\frac{r}{R}\right)^{2-\alpha} \cos(\phi) \quad (\text{B.25})$$

Si $\alpha > 2$,

$$g(r, \theta, \phi) = \left(\frac{r}{\epsilon}\right)^{2-\alpha} \cos(\phi) \quad (\text{B.26})$$

Soit U_1, U_2, U_3 et U_4 quatre variables aléatoires indépendantes et uniformes sur $[0, 1]$. On définit $r = \epsilon + u_1(R - \epsilon)$, $\theta = 2\pi u_2$ et $\phi = \frac{\pi}{2}(2u_3 - 1)$.

– Si $g(r, \theta, \phi) \leq u_4$, alors $\xi = (r, \theta, \phi)$, sinon on rejette ce triplet.

Ainsi, la variable aléatoire des triplets ξ suit une densité en probabilité f .

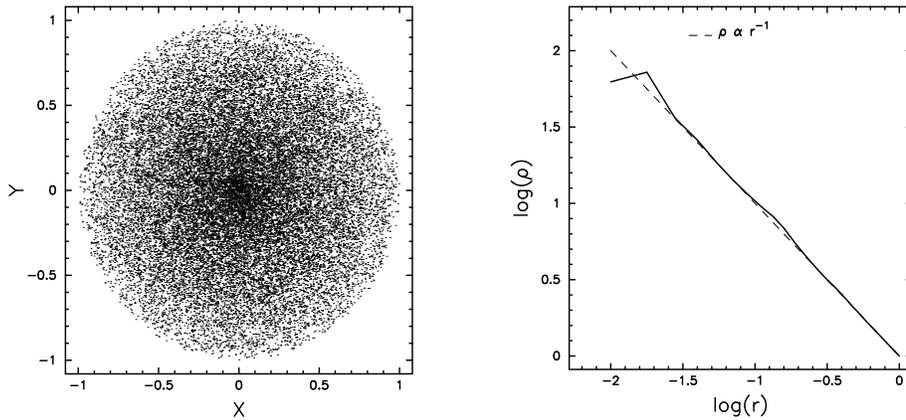


FIG. B.2 – Génération d'une densité en r^{-1} par la méthode de Von Neumann. Distribution des points (à gauche), et profil de densité associée (à droite)

La méthode du rejet de Von Neumann a l'avantage d'être applicable à un grand nombre de formes de densité et est rapide à mettre en place.

B.2 Génération déterministe

Les méthodes basées sur les générateurs aléatoires ont l'inconvénient de créer des sur-densités locales. De plus la convergence vers la densité de matière recherchée peut être lente, et nécessite par conséquent un nombre important de particules.

Une autre méthode pour générer les profils de densité consiste à déformer un maillage de points.

Dans le cadre de mon travail, j'ai utilisé cette méthode pour des distributions de matière à symétrie sphérique. Je me limiterai ici à la déformation de grille appliquée à ce genre de distribution.

Le principe est de modifier le rayon d'une coquille de matière d'une densité uniforme afin d'obtenir une distribution de points vérifiant la densité recherchée.

Soit R le rayon maximal de la distribution de matière recherchée de densité ρ . On note $M_u(r)$ la masse associée à une densité uniforme sur le volume de rayon R .

Ainsi,

$$M_u(r) = M_u(R) \left(\frac{r}{R} \right)^3 \quad (\text{B.27})$$

La masse associée à une densité ρ est uniforme sur le volume de rayon r , et est définie par :

$$M(r) = 2\pi \int_0^r x^2 \rho(x) dx \quad (\text{B.28})$$

Ainsi,

$$M(r) = M(R) \frac{\int_0^r x^2 \rho(x) dx}{\int_0^R x^2 \rho(x) dx} \quad (\text{B.29})$$

On recherche la fonction d de $[0, R]$ dans $[0, R]$ définie par $d(r) = r'$ et $\forall r \in [0, R]$, $M_u(r) = M(r')$.

Une façon simple de générer une densité uniforme est de placer des points suivant un maillage cartésien régulier. On peut se persuader que d est une opération de déformation radiale de la distribution de points de densité uniforme en une distribution de densité ρ en considérant l'expression intégrale de la masse.

Ainsi,

$$\forall r \in [0, R], \quad \left(\frac{r}{R} \right)^3 = \frac{\int_0^r x^2 \rho(x) dx}{\int_0^R x^2 \rho(x) dx} \quad (\text{B.30})$$

On définit h par :

$$h \left(\frac{r'}{R} \right) = \frac{\int_0^{r'} x^2 \rho(x) dx}{\int_0^R x^2 \rho(x) dx} \quad (\text{B.31})$$

d'où

$$r' = Rh^{-1} \left((r/R)^3 \right) \quad (\text{B.32})$$

De façon générale, la détermination de h^{-1} peut s'avérer complexe ou non réalisable. Dans la plus part des cas (profil NFW ou isotherme par exemple), une simple inversion par dichotomie suffit.

B.2.1 Génération de profil en $r^{-\alpha}$

Pour une densité en $r^{-\alpha}$, la masse dans un rayon r est donnée par :

$$M(r) = M(R) \left(\frac{r}{R} \right)^{3-\alpha} \quad (\text{B.33})$$

Ainsi, d'après l'Equation B.32 :

$$r' = R \left(\frac{r}{R} \right)^{3/(3-\alpha)} \quad (\text{B.34})$$

À noter que pour le cas $\alpha = 2$, on retrouve l'expression de Evrard 1988 [71].

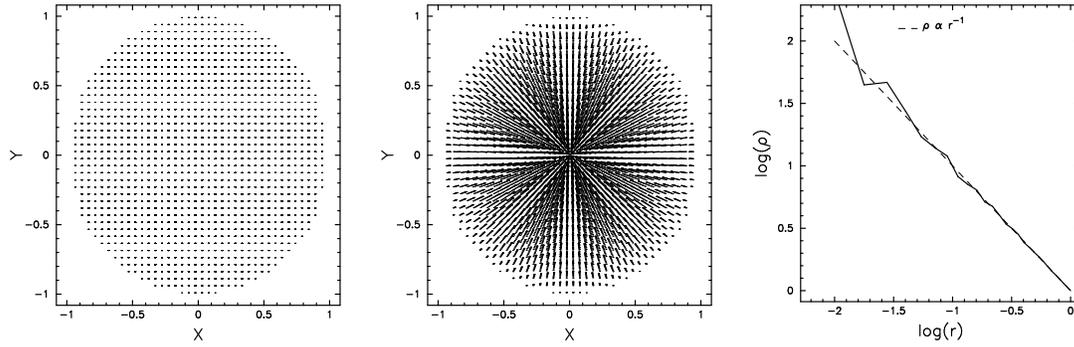


FIG. B.3 – Génération d'un profil en r^{-1} par déformation de grille. Distribution uniforme des points (à gauche), déformation de la grille (au centre) et profil de densité associée à la déformation (à droite).

Annexe C

Approximation de la modélisation numérique

C.1 Justification de l'expression vectorielle des vitesses

Les expressions utilisées dans cette annexe se réfèrent à la première approche de la conservation de l'énergie au moment de l'éjection de gaz due aux explosions de supernovae. Pour la démonstration équivalente dans la seconde approche, il suffit de remplacer α_{ij} par $\gamma\alpha_{ij}(1 - \beta_{ij})$.

Dans le chapitre 3 §3.4, nous avons affirmé que la nouvelle vitesse attribuée à la particule de gaz après affectation de la fraction d'énergie injectée par la particule stellaire était :

$$v'_j = \left(\frac{m_j}{m'_j} v_j^2 + \alpha_{ij} \frac{M_\Sigma}{m'_j} \left(v_i^2 + \sqrt{\frac{2fE_{tot}}{M_\Sigma}} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{C.1})$$

et :

$$\vec{v}'_j = v'_j \frac{\vec{u}}{\|\vec{u}\|} \quad (\text{C.2})$$

avec :

$$\vec{u} = \frac{m_j}{m'_j} \vec{v}_j + \alpha_{ij} \frac{M_\Sigma}{m'_j} \left(\vec{v}_i + \sqrt{\frac{2fE_{tot}}{M_\Sigma}} \frac{\vec{r}_j - \vec{r}_i}{\|\vec{r}_j - \vec{r}_i\|} \right) \quad (\text{C.3})$$

Afin d'établir cette relation, montrons l'impossibilité numérique de conserver à la fois la quantité de mouvement et l'énergie cinétique du système.

Supposons que nous voulions conserver les deux quantités citées ci-dessus. Pour le système "particule de gaz + particule stellaire + gaz éjecté par la particule stellaire", nous avons :

$$\begin{cases} m'_j v_j'^2 = \alpha_{ij} M_\Sigma v_i^2 + m_j v_j^2 + \alpha_{ij} M_\Sigma v_g^2 \\ m'_j \vec{v}'_j = \alpha_{ij} M_\Sigma \vec{v}_i + m_j \vec{v}_j + \alpha_{ij} M_\Sigma \vec{v}_g \end{cases} \quad (\text{C.4})$$

Or $\vec{v}_g = v_g \frac{\vec{r}_j - \vec{r}_i}{\|\vec{r}_j - \vec{r}_i\|}$, en raison de la répartition homogène initiale des forces d'éjection du gaz à la surface de la supernovae.

La seule inconnue dans ce système d'équations est le vecteur vitesse \vec{v}'_j .

En élevant la seconde expression au carré et en la soustrayant on trouve le système équivalent :

$$\begin{cases} \alpha_{ij} M_\Sigma v_i^2 + m_j v_j^2 + \alpha_{ij} M_\Sigma v_g^2 = (\alpha_{ij} M_\Sigma \vec{v}_i + m_j \vec{v}_j + \alpha_{ij} M_\Sigma \vec{v}_g)^2 / m'_j \\ m'_j \vec{v}'_j = \alpha_{ij} M_\Sigma \vec{v}_i + m_j \vec{v}_j + \alpha_{ij} M_\Sigma \vec{v}_g \end{cases} \quad (\text{C.5})$$

Or, la première équation du système (C.5) ne comprend aucune inconnue. A priori, la particule stellaire et la particule de gaz ont des caractéristiques (vitesse et masse) totalement indépendantes. Ainsi, de façon générale, il n'y a pas de solution pour le système (C.5).

Ainsi, on ne peut conserver à la fois l'énergie cinétique et la quantité de mouvement. Cette constatation provient de la résolution finie de notre modélisation. En effet, le système (C.5) est écrit de façon macroscopique, à l'échelle des particules de gaz et des particules stellaires. Numériquement nous ne décrivons que les échelles supérieures à celle des particules et nous ne pouvons décrire l'influence des petites échelles. Cela a pour conséquence de perturber la description des phénomènes aux échelles supérieures.

Connaissant ce phénomène nous pouvons, toutefois, ajuster au mieux la détermination de la vitesse.

La conservation de l'énergie étant explicitement calculée dans le code SPH, nous définissons la norme de la vitesse en la conservant.

D'où l'expression (3.77) du chapitre 3 §3.4 :

$$v'_j = \left(\frac{m_j}{m'_j} v_j^2 + \alpha_{ij} \frac{M_\Sigma}{m'_j} \left(v_i^2 + \frac{2f E_{tot}}{M_\Sigma} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{C.6})$$

En conservant uniquement la quantité de mouvement, nous trouverions l'expression (C.7) pour le vecteur \vec{v}'_j .

$$\vec{v}'_j = \frac{\alpha_{ij} M_\Sigma}{m'_j} \vec{v}_i + \frac{m_j}{m'_j} \vec{v}_j + \frac{\alpha_{ij} M_\Sigma}{m'_j} \vec{v}_g \quad (\text{C.7})$$

La norme de la vitesse déterminée par la conservation de la quantité de mouvement ne peut correspondre à la norme de la vitesse déterminée par la conservation de l'énergie cinétique en raison du système incompatible (C.5).

On peut toutefois considérer que la direction et le sens de la vitesse recherchée diffèrent peu du sens et de la direction du vecteur défini par la conservation de la quantité de mouvement seule. Un vecteur \vec{u} définissant ce sens et cette direction est donné par :

$$\vec{u} = \frac{\alpha_{ij} M_\Sigma}{m'_j} \vec{v}_i + \frac{m_j}{m'_j} \vec{v}_j + \frac{\alpha_{ij} M_\Sigma}{m'_j} \vec{v}_g = \frac{m_j}{m'_j} \vec{v}_j + \alpha_{ij} \frac{M_\Sigma}{m'_j} \left(\vec{v}_i + \sqrt{\frac{2fE_{tot}}{M_\Sigma}} \frac{\vec{r}_j - \vec{r}_i}{\|\vec{r}_j - \vec{r}_i\|} \right) \quad (\text{C.8})$$

D'où finalement l'expression de la vitesse

$$\vec{v}'_j = v'_j \frac{\vec{u}}{\|\vec{u}\|} \quad (\text{C.9})$$

Ce qui établit la relation (3.77) et (3.81) du chapitre 3 §3.4.

C.2 Effet de la résolution finie

Afin de justifier notre affirmation de l'approximation vectorielle des vitesses et par la même occasion de justifier une nouvelle fois notre choix de conserver l'énergie cinétique totale calculée dans le code SPH, nous allons ici réécrire le système de façon locale afin de tenir compte des phénomènes à l'échelle microscopique.

Le système est défini en considérant un élément de volume élémentaire infiniment proche de l'étoile au moment de son explosion. On trouve ainsi le système :

$$\begin{cases} \rho(t+dt) \vec{v}(t+dt)^2 = \rho(t) \vec{v}(t)^2 + \frac{\partial \rho}{\partial t} (\vec{v}_* + \vec{v}_g)^2 dt \\ \rho(t+dt) \vec{v}(t+dt) = \rho(t) \vec{v}(t) + \frac{\partial \rho}{\partial t} (\vec{v}_* + \vec{v}_g) dt \end{cases} \quad (\text{C.10})$$

On constate que si on applique la même modification que celle effectuée sur le système C.4 on trouve :

$$\begin{cases} \rho(t+dt) \rho(t) \vec{v}(t)^2 + \frac{\partial \rho}{\partial t} (\vec{v}_*^2 + \vec{v}_g^2 + 2\vec{v}_* \vec{v}_g) dt = \frac{1}{\rho(t+dt)} \left(\rho(t) \vec{v}(t) + \frac{\partial \rho}{\partial t} (\vec{v}_* + \vec{v}_g) dt \right)^2 \\ \rho(t+dt) \vec{v}(t+dt) = \rho(t) \vec{v}(t) + \frac{\partial \rho}{\partial t} (\vec{v}_* + \vec{v}_g) dt \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

À présent, et contrairement à la première équation du système C.4, la première équation a deux degrés de liberté donnés par les termes $\vec{v}(t) \vec{v}_g$ et $\vec{v}_*(t) \vec{v}_g$

On pose $\cos(\theta_1) = \vec{v}_* \vec{v}_g / (v_* v_g)$ et $\cos(\theta_2) = \vec{v}_* \vec{v}_g / (v_* v_g)$

On peut donc déterminer les angles θ_1 et θ_2 de façon à conserver impulsion et énergie cinétique. On définira ainsi l'expression locale du vecteur v_g , puisque l'on connaît sa norme définie par l'hypothèse de repartition uniforme de l'énergie de l'explosion.

On constate qu'il n'existe pas de terme similaire dans le système C.5.

Pourquoi n'a-t-on pas ce terme dans l'approche numérique ?

Rappelons avant toute chose que l'échelle caractéristique d'une étoile au moment de son explosion est de l'ordre de 10^6 à 10^9 km (soit 10^{-13} à 10^{-10} kpc) et que la dimension d'une particule stellaire et de gaz est de l'ordre de 0.1 à 1 kpc .

Ainsi, quel que soit l'échelle de résolution accessible par une simulation numérique, la source d'énergie due à une supernovae reste ponctuelle.

L'énergie cinétique du gaz éjecté doit donc être considérée comme provenant d'une source ponctuelle

Or, compte tenu de la répartition uniforme initiale de masse éjectée par la supernovae, l'énergie cinétique élémentaire totale du gaz éjectée à t vaut :

$$dEc = d\rho \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} (\vec{v}_g + \vec{v}_*)^2 d\theta d\phi \quad (\text{C.12})$$

ce qui est équivalent à :

$$dEc = 4\pi^2 d\rho (v_g^2 + v_*^2) + 2v_g v_* d\rho \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) \sin(\phi) d\theta d\phi \quad (\text{C.13})$$

On voit que le dernier terme, est celui qui introduit les degrés de liberté de l'équation (1) de C.11 par rapport à l'équation (1) de C.4.

Or, si on calcule la valeur de ce terme on constate que :

$$\int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) \sin(\phi) d\theta d\phi = 0 \quad (\text{C.14})$$

Ainsi, la nature ponctuelle des supernovae à l'échelle des particules supprime le terme nécessaire pour conserver à la fois énergie cinétique et quantité de mouvement.

Remarquons de plus que si l'on augmentait la résolution de notre modèle numérique, on ne ferait pas apparaître, pour autant, un terme dans l'équation. Pour introduire un tel terme il faudrait pouvoir considérer les équations du système C.11.

Or, considérer ce système impliquerait que la dimension caractéristique d'une particule de gaz soit très inférieure à la dimension caractéristique de la particule stellaire. Or, dans un code tel que le nôtre, la taille des particules de gaz sont du même ordre de grandeur que celle des particules stellaires quel que soit la résolution.

Pour pouvoir utiliser l'Equation C.12 dans un cadre SPH, il faudrait modéliser les étoiles non plus comme des particules stellaires mais comme un ensemble de particules de gaz composant l'étoile.

Bien entendu, dans le cadre de l'étude d'une galaxie dans son ensemble, une telle modélisation est impossible, compte tenu de la puissance de calcul disponible.

Annexe D

Publications

Pages : 248 – 249

Chemical and dynamical evolution of spiral galaxies

Poirier S., Jablonka P., Alimi, J.-M.

Astrophysics and Space Science, KLUWER, v. 281, Issue 1, p. 315–316 (2002).

Pages : 250 – 253

Chemical and dynamical evolution of spiral galaxies

Poirier S., Jablonka P., Alimi, J.-M.

Astrophysics and Space Science, KLUWER, v. 284, Issue 2, p. 849–852 (2003).

CHEMICAL AND DYNAMICAL EVOLUTION OF SPIRAL GALAXIES

S. POIRIER, P. JABLONKA and J.-M. ALIMI

*DAEC, UMR CNRS 8631, Observatoire de Paris, F-92195 Meudon Cedex, France**E-mail: sebastien.poirier@obspm.fr*

Abstract. We present the very first results of a new 3D numerical model for the formation and evolution of spiral galaxies along the Hubble sequence. We take into account the hydrodynamical properties of the gas with an SPH method while we use a tree code for the gravitational forces of the dark matter and stars. The chemical evolution is also fully included, with both SNe Ia and SNe II explosions being followed, and this will allow us to predict abundances of various chemical species, abundance ratios and their radial distributions.

Keywords: Galaxies: Chemical and dynamical evolution – Galaxies: secular evolution – Numerical method: treesPH

We are working on inferring the consequences of the hypothesis of secular evolution for the formation of spiral galaxies on their chemical evolution. In this scenario, large quantities of gas are driven into the central parts of the galaxy by the action of a stellar bar, leading to the growth of the bulge. The nature of the Hubble sequence is therefore an evolutionary one, galaxies passing from late to early types.

We consider an isolated self-gravitating system, excluding any effect of merging. The originality of this work is in particular to consider no preexisting structure such as a disc or a bulge in 3D N-bodies simulations and to fully follow the chemical evolution of the stellar population. We started from a tree-SPH code developed and tested earlier (Serna, Alimi and Chieze, 1996), and adapted it to (a) implement the equations of the chemical evolution and (b) increase the number of particles for a better resolution.

As to the initial conditions, we consider a relatively simple distribution of matter (in spherical symmetry, with a $1/r$ density profile) composed of gas and dark matter. The system is in solid rotation around an axis with a spin parameter λ between 0.08 and 0.12. The initial composition of the gas is taken as that of the primordial nucleosynthesis. In this first modeling phase, we use a cooling function corresponding to this gas composition.

The gravitational collapse and the angular momentum of the system leads to a flat distribution of matter. This flattening is more pronounced in the case of the gas because of its cooling expressed by the cooling function. A star formation prescription allows us to convert gaseous particles into stellar particles. According to this prescription, stars are born in over-density zones and are naturally created near the gaseous disc. They define the stellar galactic disc. After the stellar disc formation period (period during which the star formation rate is greater than 50 solar masses per year), the stellar component gets organized in a bar structure inside



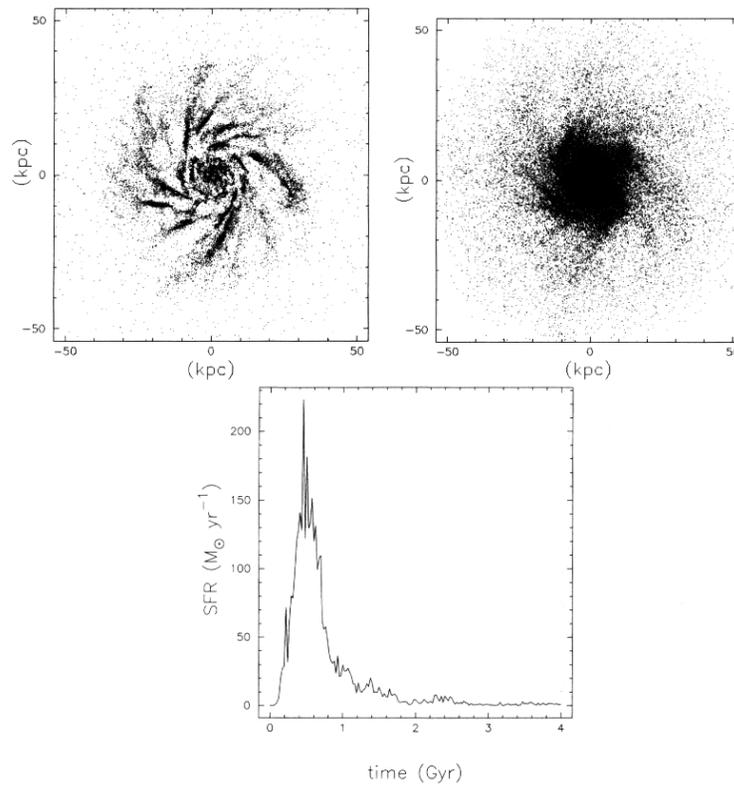


Figure 1. Gas (top left) and stars (top right) distributions after 800 Myrs of evolution. Star formation rate (SFR) (bottom).

the stellar disc. The formation of the flat structure takes place in less than a 1Gyr with a high star formation rate (the maximum is close to 200 solar masses per year). The distributions of gas and star particles are shown in Figure 1.

Following the formation of stars, we can trace the consequence of the dynamic evolution of our system on the chemical evolution, and determine the abundances of heavy elements (Fe, Mg, . . .) in any given galactic region. We consider the exchanges between the stellar and the gas particles yielded by ejections of supernovae SNe Ia and SNe II.

References

- Serna, A., Alimi, J.-M. and Chieze, J.-P.: 1996, *The Astrophysical Journal* **461**, 884–896.
 Tinsley, B.M.: 1980, *Fund Cos Phys* **5**, 287–38.

CHEMICAL AND DYNAMICAL EVOLUTION OF SPIRAL GALAXIESSÉBASTIEN POIRIER¹, PASCALE JABLONKA¹ and JEAN-MICHEL ALIM²*Observatoire de Paris-Meudon (1: GEPI, 2: LUTH)*

Abstract. We investigate the consequences of the hypothesis of the secular evolution (growth of the bulge from disc material via a bar and temporal evolution of the Hubble sequence) on the chemical evolution of a galaxy. We present the first dynamical and chemical results of our 3D tree-SPH simulations.

Keywords: spiral galaxies, galaxy evolution, tree-SPH simulation

1. Introduction

Different assumptions are nowadays considered for the formation and the evolution of spiral galaxies. One of them is known as the *secular evolution* where a central stellar bar leads the growth of the bulge by driving large quantities of gas from the disc inward. In this scenario, the Hubble sequence has an evolutionary nature in time, as galaxies can change their morphology from a late to an early type one.

During the last decade, various approaches have studied the influence of a bar on its environment. Their progress followed the changes in computational means.

The first studies dealt with purely collisionless matter (stars), looking at the periodicity of families of orbits in a given barred potential. Then, N-body simulations (collisionless matter), partially or totally self-gravitating, showed the rapid and natural organization of stars in a barred structure. Further, numerical studies of barred potentials showed that the gas of the disc could be driven towards the galaxy central regions. All these works invoked purely dynamical arguments and criteria. We wish to address their implications on the chemical evolution of galaxies. Our approach differs from previous ones also in the fact that we do not start from a preexisting galactic structure : gas and stellar density distributions are not settled a priori. The evolution of the galaxy is followed, its formation as well.

We consider a general context with a pure self-gravitating object (no fixed potential). Besides the dynamical characteristics of the galaxy, we investigate its chemical evolution by calculating the abundances and abundances ratios of a number of key chemical elements in different regions of the galaxy.



2. Numerical Code

We use a tree-SPH code developed and tested earlier (Serna et al., 1996). The Lagrangian nature of the SPH modelling of the gas is known for its great adaptation to different configurations of a physical system and is particularly adapted to our problem.

We adapted this code to our needs, by increasing the number of particles, implementing the equations of the chemical evolution (Tinsley, 1980) and including a cooling function dependent on the metallicity (Carraro et al., 1998; Sutherland and Dopita, 1993). We implemented a prescription for the star formation. The chemical evolution of the stellar population is fully included, following the explosions of type Ia and type II supernovae (Kobayashi et al., 2000; Iwamoto et al., 1999). The stellar feedback is treated in terms of energy and mass.

3. Simulation

We consider a self-gravitating system, isolated from any interaction (merging . . .), during all the duration of the simulation. As initial conditions, we consider a spherical proto-galactic object constituted of gas with primordial chemical composition and of dark matter, in solid rotation.

We present here the results of a simulation starting with an initial spherical system ‘gas + dark matter’ in proportion 1/10, with a radius of 100 kpc. The initial density profile, for the dark matter as well as for the gas, is a r^{-1} one with a spin parameter $\lambda = 0.15$. During the first Gyr, the gas distribution becomes flat due to the rotation and the cooling of the system. The gas being dense in the region of the galactic disc, a strong formation of stars occurs there. The star formation rate (SFR) is computed during all the dynamical evolution of our object (Figure 1). During the initial collapse of the proto-galactic object, the gas density increases until it becomes larger than a critical density and ignites the star formation ($t \sim 0.2$ Gyrs). The SFR rises quickly up to $150 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ and decreases after $t = 0.5$ Gyrs. From 0.7 to 1.2 Gyrs, the SFR is nearly constant. After 1.2 Gyrs, the gas being rarer, the SFR decreases.

The stars initially uniformly distributed in the disc are rapidly organized in a central barred structure. Figure 2 (top left) shows the luminosity distribution of the galaxy. The map of the gas density (Figure 2, top right) shows a strong concentration of gas at the edges of the bar. These two zones coincide with two intense star formation regions (Figure 2, bottom left).

The determination of type II and type Ia supernovae rates allows us to foresee the chemical evolution of our galaxy. Figure 3 presents the local rate of each kind of supernovae. SN II are found in regions of star formation because of the short lifetime of their progenitors (~ 20 Myrs). The locations of SN Ia are totally different and are associated with older stars (older than $\simeq 0.8$ Gyrs). This distinction

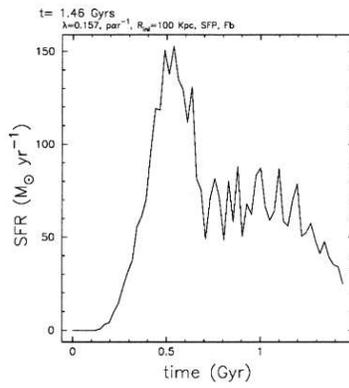


Figure 1. Star formation rate (SFR) during the first 1.46 Gyrs of evolution.

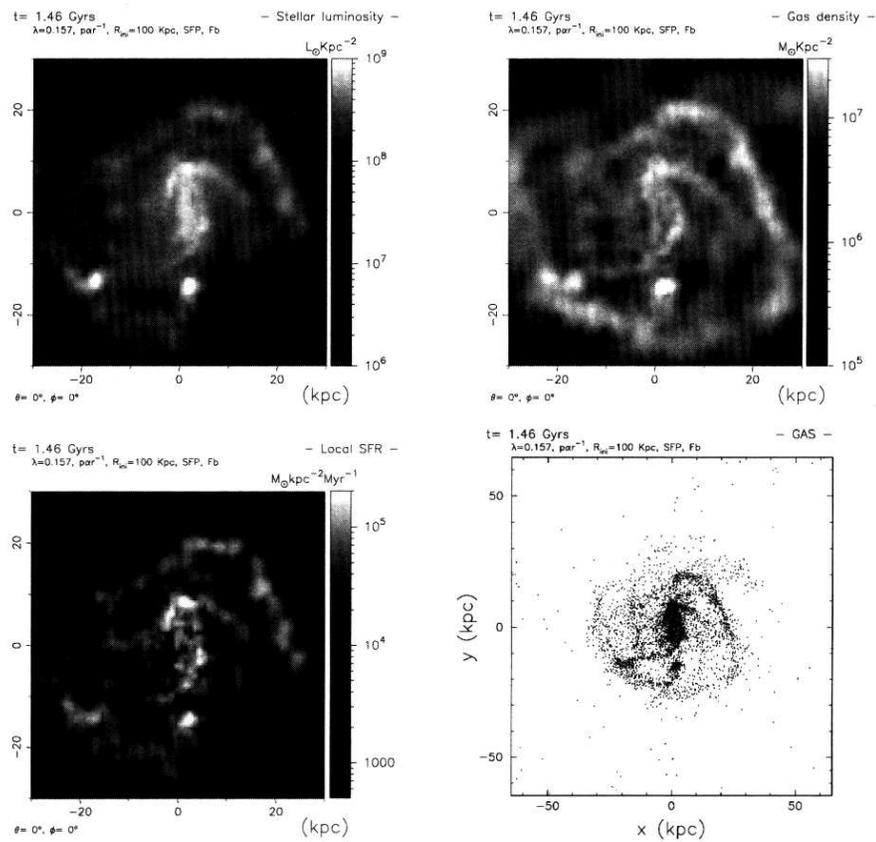


Figure 2. Star luminosity (top left), gas density (top right), local SFR (bottom left) and gas particles positions (bottom right).

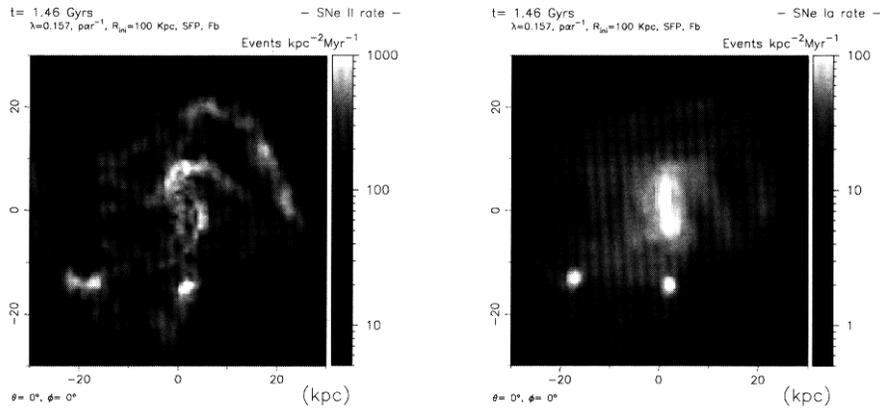


Figure 3. Type II (left) and type Ia (right) supernovae rates.

of distribution between these two kinds of supernovae has important consequences on the chemical evolution and will be detailed in our forthcoming publications.

References

- Tinsley, B.M.: 1980, *Fundamentals of Cosmic Physics* **5**, 287–238.
 Serna, A., Alimi, J.-M. and Chieze, J.-P.: 1996, *ApJ* **461**, 884–896.
 Carraro, G., Lia, C. and Chiosi, C.: 1998, *MNRAS* **297**, 1021–1040.
 Sutherland, R.S. and Dopita, M.A.: 1993, *ApJS* **88**, 253–327.
 Kobayashi, C., Tsujimoto, T. and Nomoto, K.: 2000, *ApJ* **539**, 26–38.
 Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto K., Kishimoto, N., Umeda, H., Hix W.R. and Thielemann, F.-K.: 1999, *ApJS* **125**, 439–462.

Bibliographie

- [1] AARSETH S.J., MNRAS 126, 223 (1963)
- [2] ABADI M.G., NAVARRO J.F., STEINMETZ M. & EKE V.R., ApJ 597, 21 (2003)
- [3] ABADI M.G., NAVARRO J.F., STEINMETZ M. & EKE V.R., ApJ 591, 499 (2003)
- [4] AFFLERBACH A., CHURCHWELL E. & WERNER M. W., ApJ 478, 190 (1997)
- [5] AGUILAR L.A. & MERRIT D., ApJ 354, 33 (1990)
- [6] ALIMI J.-M., SERNA A., PASTROR C., BERNABEU G., JCP 192, 157 (2003)
- [7] ALCOCK C. et al., ApJ 542, 281 (2000)
- [8] AMRAM P. et al., A&A 330, 881 (1998)
- [9] ANDREDAKIS Y.C. & SANDERS R.H., MNRAS 267, 283 (1994)
- [10] ANDERS E., & GREVESSE N., GeoChim&CosmoChim 53, 197 (1989)
- [11] ANNINOS W.Y., NORMAN M.J. ApJ 429, 434 (1994)
- [12] ARIMOTO N. & YOSHII Y., A&A 164, 260 (1986)
- [13] ASZTALOS S.J. et al., ApJ 571, 27 (2002)
- [14] ATHANASSOULA E. et al., MNRAS 293, 369 (1998)
- [15] ATHANASSOULA E. et al., MNRAS 314, 475 (2000)
- [16] ATHANASSOULA E. & MISIRIOTIS A., MNRAS 330, 35 (2002)
- [17] BAADE W., ApJ 100, 137 (1944)
- [18] BALCELLS M., ApJ 582, 79 (2003)
- [19] BARNES J. & HUT P. Nature 324, 446 (1986)
- [20] BARNES J. & HUT P. ApJS 70, 389 (1989)
- [21] BEGEMAN K.G., BROEILS A.H. & SANDERS R.H., MNRAS 249, 523 (1991)
- [22] BENZ W., Numerical Modeling of Stellar Pulsation, Kluwer, 180 (1990)
- [23] BERCZIK P., A&A 348, 380 (1999)
- [24] BERCZIK P., HENSLER G., THEIS CH. & SPURZEM R., CoKon 103, 155 (2003)
- [25] BERCZIK P., HENSLER G., THEIS CH. & SPURZEM R., A&SS 284 865 (2003)
- [26] BERTIN E. & ARNOUITS S., A&AS 117, 393 (1996)
- [27] BICA E., ARIMOTO N. & ALLOIN D., A&A 202, 8 (1988)
- [28] BINNEY J., TREMAINE S., Galactic Dynamics, Princeton University Press (1987)

- [29] BINNEY J. & MERRIFIELD M., Galactic astronomy, Princeton University Press (1998)
- [30] BOLZONELLA M., MIRALLES J.-M. & PELLÓ R., A&AS 363, 476 (2000)
- [31] BOTTEMA R. et al., A&A 393, 453 (2002)
- [32] BOURNAUD F. & COMBES F., A&A 392, 83 (2002)
- [33] BRESSAN A., CHIOSI C. & FAGOTTO F., ApJS 94, 63 (1994)
- [34] BUONOMO F. et al., MNRAS 312, 371 (2000)
- [35] BUTA R. et al., AJ 121, 225 (2001)
- [36] BUTCHER H. & OEMLER A. JR, ApJ 219, 18 (1978)
- [37] BUTCHER H. & OEMLER A. JR, ApJ 285, 4262 (1984)
- [38] CARRARO G., LIA C & CHIOSI C., MNRAS 297,1021 (1998)
- [39] CEN R., ApJS 78, 341 (1992)
- [40] CIOTTI L., BERTIN G., A&A 352, 447 (1999)
- [41] CHIOSI C. et al., A&A 339, 355 (1998)
- [42] CHIAPPINI C., MATTEUCCI F., GRATTON R., ApJ 477, 765 (1997)
- [43] CHIAPPINI C., MATTEUCCI F & ROMANO D. , ApJ 554, 1044 (2001)
- [44] CHIAPPINI C., ROMANO D. & MATTEUCCI F., MNRAS 339, 63 (2003)
- [45] CHURCHES D.K., NELSON A.H. & EDMUNDS M.G., MNRAS 327, 610 (2001)
- [46] COLLESS M. et al., MNRAS 328, 1039 (2001)
- [47] COMBES F. & SANDERS R.H., A&A 96, 164 (1981)
- [48] COMBES F. & GERIN M., A&A 150, 327 (1985)
- [49] COMBES F., DEBBASCH F., FRIEDLI D. & PFENNIGER D., A&A 233, 82 (1990)
- [50] COMBES F. & ELMEGREEN B.G. AAP, 271, 391 (1993)
- [51] COURANT R., FRIEDRICHS K.O., LEWY H., Math. Ann., 100, 32 (1928)
- [52] CURIR A. & MAZZEI P., New Astronomy 4,20 (1999)
- [53] DA COSTA L. et al, A&A 343, 29 (1999)
- [54] DALCANTON J.J., SPERGEL D.N. & SUMMERS F.J., ApJ 482, 659 (1997)
- [55] DE JONG R.S., A&AS 118, 557 (1996)
- [56] DE VAUCOULEURS G., Ann.Astroph. 11, 247 (1948)
- [57] DE VAUCOULEURS G., MNRAS 113, 134 (1953)
- [58] DE VAUCOULEURS G. et al., 3rd Ref. Cat. of Bright Gal. (RC3), NY Springer, (1992)
- [59] DEHNEN W., BINNEY J., MNRAS 294, 429 (1998)
- [60] DEHNEN W., MNRAS 324, 273 (2001)
- [61] DRESSLER A., ApJ 236, 351 (1980)
- [62] DRESSLER A., ARA&A 22, 185 (1984)
- [63] DRESSLER A. et al., ApJ 313, 42 (1987)
- [64] DRESSLER A. et al., ApJ 490, 577 (1997)

- [65] DUERR R., IMHOFF C.L.& LADA C.J, ApJ 261,135 (1982)
- [66] DU C. et al., A&A 407, 541 (2003)
- [67] DUTIL Y. & ROY J.-R., ApJ 516, 62 (1999)
- [68] EGGEN O.J., LYNDEN-BELL D. & SANDAGE A.R., ApJ 136, 748 (1962)
- [69] ELMEGREEN B.G., ELMEGREEN D.M., ApJ 288, 438 (1985)
- [70] EDVARDSSON B. et al., A&A 275, 101 (1993)
- [71] EVRARD A.E., MNRAS 295, 273 (1988)
- [72] FABER S.M. & JACKSON R.E., ApJ 204, 668 (1976)
- [73] FERGUSON A. et al, AJ 124, 1452 (2002)
- [74] FREEMAN K.C., ApJ 160, 811 (1970)
- [75] FRIEDLI D. & BENZ W., A&A 268, 65 (1993)
- [76] FRIEDLI D. & BENZ W., A&A 301, 649 (1995)
- [77] GATES E.I., GYUK G. TURNER M.S., Phys.Rev.Letter 53, 438 (1996)
- [78] GARDNER J.P., ApJ 557, 616 (2001)
- [79] GARNETT D.R. et al., ApJ 489, 63 (1997)
- [80] GERHARD O. et al., AJ 121, 1936 (2001)
- [81] GERHARD O., ASP Conf.Pro., Vol. 273, 73 (2002)
- [82] GINGOLD R.A. & MONAGAN J.J., MNRAS 181, 375 (1977)
- [83] GINGOLD R.A. & MONAGAN J.J., MNRAS 204, 715 (1983)
- [84] GONZALEZ A.H. et al., ApJS 137, 117 (2001)
- [85] GONZALEZ A.H., ZARITSKY D. & WECHSLER R.H., ApJ 571, 129 (2002)
- [86] GONZALEZ A.H. et al., ApJ 579, 577 (2002)
- [87] GOULD A., KHAIRUL ALAM S.M., ApJ 549,72 (2001)
- [88] GUMMERSBACH, C.A. et al., A&A 338, 881 (1998)
- [89] GUNN J.E., GOTT J.R., ApJ 176, 1 (1972)
- [90] HAMMERSLEY, P. L. et al., MNRAS 308, 333 (1999)
- [91] HAYWOOD M., MNRAS 325, 1365 (2001)
- [92] HENSLER G. , Mitt. Astron. Ges. 70, 141 (1987)
- [93] HERNQUIST L. , ApJS 64, 715 (1987)
- [94] HERNQUIST L. & KATZ N., ApJS 70, 419 (1989)
- [95] HERNQUIST L. & BARNES J.E., ApJ 349, 562 (1990)
- [96] HERNQUIST L., ApJ 404, 717 (1993)
- [97] HOLLENBACH D. & MCKEE C.F., ApJS, 41, 555 (1979)
- [98] HONMA M., SOFUE Y., PASJ 49, 453 (1997)
- [99] HOHL F., ApJ 168, 343 (1971)
- [100] HUBBLE E.P., ApJ 64, 321 (1926)

- [101] IWAMOTO K. et al., ApJS 125, 439 (1999)
- [102] JARRETT T.H., PASP 112, 1008 (2000)
- [103] JÓZSA G. et al., IAU Symposium 220, 131 (2003)
- [104] KAWATA D. & GIBSON B.K., MNRAS 340, 908 (2003)
- [105] KAUFFMANN G., WHITE S.D.M. & GUIDERDONI B., MNRAS 264, 201 (1993)
- [106] KATZ N. & GUNN J.E., ApJ 377, 365 (1991)
- [107] KATZ N., ApJ 391, 502 (1992)
- [108] KATZ N., WEINBERG D.H. & HERNQUIST L.E., ApJS 105, 19 (1996)
- [109] KAY S.T. et al., MNRAS 330, 113 (1992)
- [110] KENNICUTT R.C., TAMBLYN P. & CONGDON C.E., ApJ 435, 22 (1994)
- [111] KENNICUTT R.C., ARA&A 36, 189 (1998)
- [112] KOBAYASHI C., TSUJIMOTO T. & NOMOTO K., ApJ 539, 26 (2000)
- [113] KOBAYASHI C., astro-ph:/0310160 (2003)
- [114] KUIJKEN K. & GILMORE G., MNRAS 313, 209 (1991)
- [115] KODAMA T. & ARIMOTO N., A&A 320, 41 (1997)
- [116] KRAUSE O. et al., A&A 398, 1007 (2003)
- [117] KROUPA P.T., CHRISTOPHER A., GILMORE G., MNRAS 262, 545 (1993)
- [118] LEIBUNDGUT B., IAU Symposium 165, 107 (1996)
- [119] LEVENBERG K., Quart. Appl. Math 2, 164, (1944)
- [120] LASSERRE T. et al., A&A 355, 39 (2000)
- [121] LIA C. & CARRARO G., MNRAS 314, 145 (2000)
- [122] LIA C. PORTINARI L. & CARRARO G., MNRAS 330, 335 (2002)
- [123] LIA C. PORTINARI L. & CARRARO G., MNRAS 335, 864 (2002)
- [124] LIN C.C. & SHU F.H., Proc. Nat. Sci. 55, 229 (1966)
- [125] LIN H. et al., ApJ 417, 617 (1996)
- [126] ŁOKAS E.L., MNRAS 311, 423 (2000)
- [127] LUCY L.B. AJ 82, 1013 (1977)
- [128] MA J., A&A 388,389 (2002)
- [129] MACARTHUR L.A., COURTEAU S., HOLTZMAN J.A., ApJ 582, 689 (2003)
- [130] MARCUM P.M. et al., ApJS 132, 129 (2001)
- [131] MARTINELLI A., MATTEUCCI F., A&A 353, 269 (2000)
- [132] MCWILLIAM A. & RICH R. M., BAAS 22, 1322 (1990)
- [133] MCWILLIAM A. & RICH R.M., ApJS 91, 749 (1994)
- [134] MCWILLIAM A., PRESTON G.W., SNEDEN C. & SEARLE L., AJ 109, 2757 (1995)
- [135] MCWILLIAM A., ARA&A, 35, 503 (1997)
- [136] MARLEAU R.M. & SIMARD L., ApJ 507, 585 (1998)

- [137] MARQUARDT D.W., SIAM J. Appl. Math 11, 431, (1963)
- [138] MATTHEWS T.A., MORGAN W.W. & SCHMIDT M., ApJ 140, 30 (1964)
- [139] MERRIT D., AJ 111, 2462 (1996)
- [140] MERA D., CHABRIER G., SCHAEFFER R., A&A 330, 953 (1998)
- [141] METEVIER A.J., ROMER A.K. & ULMER M.P., AJ 119, 1090 (2000)
- [142] METROPOLIS N. et al., J. Chem. Phys. 21, 1087 (1953)
- [143] MIHOS J.C. & HERNQUIST L., ApJ 437, 611 (1994)
- [144] MILLER R.H., PRENDERGAST K.H. & QUIRK W.J., ApJ 161, 903 (1970)
- [145] MILLER G.E., SCALO J.M., ApJS 41, 513 (1979)
- [146] MILGROM M., ApJ 270, 365 (1983)
- [147] MO H.J., MAO S. & WHITE S.D.M., MNRAS 295, 319 (1998)
- [148] MONAGHAN J.J. & LATTANZIO J.C., A&A 149, 135 (1985)
- [149] MONAGHAN J.J., ARA&A 30, 543 (1992)
- [150] MOORE B., KATZ N., LAKE G., ApJ 457, 455 (1996)
- [151] MOORE B., LAKE G., KATZ N., ApJ 495, 139 (1998)
- [152] NAVARRO J.F. & WHITE S.D.M., MNRAS 265, 271 (1993)
- [153] NAVARRO J.F. & WHITE S.D.M., MNRAS 267, 401 (1994)
- [154] NAVARRO J.F. FRENK C.S. & WHITE S.D.M., ApJ 462, 563 (1996)
- [155] NELSON R.P. & PAPALOIZOU J.C.B., MNRAS 265, 905 (1993)
- [156] NOMOTO K., IAU Symposium 125, 281 (1987)
- [157] NOMOTO K., YAMAOKA H. & SHIGEYAMA T. Course V, Supernovae, Les Houches (1990)
- [158] NORMAN C.A., SELLWOOD J.A., HASAN H., ApJ 462, 114 (1996)
- [159] OJHA D.K. et al., A&A 351, 945 (1999)
- [160] OOSTERLOO T.A. et al., AJ 123, 729 (2002)
- [161] OSTRIKER J.P. & PEEBLES P.J.E. ApJ 186, 467 (1973)
- [162] PADMANABHAN T., Cambridge University Press (1993)
- [163] PATSIS P.A. & ATHANASSOULA E., A&A 358, 45 (2000)
- [164] PATTERSON F.S., Harvard Coll. Obs. Bull. 914, 9 (1940)
- [165] PAGEL B.E.J. & PATCHETT B.E., MNRAS 172, 13 (1975)
- [166] PAGEL B.E.J, PASP, 113, 141 (2001)
- [167] PEEBLES P.J.E., A&A 155, 393 (1969)
- [168] PELLÓ R. & the EDisCS team (2004) en préparation
- [169] PENG C.Y., Ho L.C., IMPEY C.D. & RIX H.-W., AJ 124, 266 (2002)
- [170] PERSIC M., SALUCCI P. & STEL F., MNRAS 281, 27 (1996)
- [171] PFENNIGER D. & NORMAN C., ApJ 363, 391 (1990)
- [172] PEARCE F.R., astro-ph/9803133 (1998)

- [173] PIGNATELLI E. et al., MNRAS 323, 188 (2001)
- [174] PORTINARI L. & CHIOSI C., A&A 350, 827 (1999)
- [175] PRANTZOS N., SILK J., ApJ 507, 229 (1998)
- [176] PRESS W.H. et al., Numerical recipes in FORTRAN, Cambridge Univ. Press (1992)
- [177] PRIETO M. et al., A&A 367, 405 (2001)
- [178] PFENNIGER D., FRIEDLI D., A&A 270, 572 (1993)
- [179] PLUMMER H.C., MNRAS 71, 460 (1911)
- [180] RAITERI C.M. VILLATA M. & NAVARRO J.F., A&A 315, 105 (1996)
- [181] Ramírez S.V., AJ 120, 833 (2000)
- [182] REEVES H., Observational and physical cosmology, p. 71, 73-113 (1992)
- [183] RICH R.M., AJ 95, 828 (1988)
- [184] ROBERTS W.W., ApJ 158, 123 (1969)
- [185] ROCHA-PINTO H.J. & MACIEL W.J., MNRAS 279, 447 (1996)
- [186] ROGSTAD D.H. & SHOSTAK G.S., ApJ 176, 315 (1972)
- [187] ROLLESTON W.R.J et al., A&A 363, 537 (2000)
- [188] ROMEO A.B., A&A 286, 799 (1994)
- [189] ROMEO A.B., A&A 335, 922 (1998)
- [190] RUBIN V.C. & FORD, W.K., ApJ 159, 379 (1970)
- [191] RUBIN V.C., THONNARD N. & FORD W.K., ApJ 238, 471 (1980)
- [192] RUBIN V.C., BURSTEIN D., FORD W.K. & THONNARD N., ApJ 289, 81 (1985)
- [193] RUDNICK G. & the EDisCS team, The Messenger 112, 19 (2003)
- [194] RYAN S.G., NORRIS J.E. & BEERS T.C., ApJ 471, 254 (1996)
- [195] SALPETER E.E., ApJ 539, 38 (1955)
- [196] SADLER E.M., RICH R.M. & TERNDRUP D.M., AJ 112, 171 (1996)
- [197] SANDAGE A. & BEDKE J., Carnegie Atlas of Galaxies, Carnegie Inst. (1994)
- [198] SCANNAPIECO C. & TISSERA P.B., MNRAS 338, 880 (2003)
- [199] SCALO J.M., Fundamentals of Cosmic Physics 11, 11 (1986)
- [200] SCALO J.M., IAU Symposium 116, 451 (1986)
- [201] SCHADE D. et al., ApJ 464, 79 (1996)
- [202] SCHALLER G., SCHAEERER D., MEYNET G. & MAEDER A., A&AS 96, 269 (1992)
- [203] SCHWARZ M. P., ApJ 247, 77 (1981)
- [204] SCHMIDT M., ApJ 129, 243 (1959)
- [205] SCHMIDT M., ApJ 137, 758 (1963)
- [206] SELLWOOD J.A., A&A 89, 296, (1980)
- [207] SELLWOOD J.A. & CARLBERG R.G., ApJ 282, 61 (1984)
- [208] SEMELIN B., COMBES F., A&A 388, 826 (2002)

- [209] SERNA A., ALIMI J.-M. & CHIEZE J.-P, ApJ 461, 884 (1996)
- [210] SERSIC, J.L., Atlas de Galaxias Australes, Cordoba Obs. Astro. (1968)
- [211] SHAVER P.A. et al., MNRAS 205, 819 (1983)
- [212] SHETRONE M.D. AJ 112, 2639 (1996)
- [213] SHLOSMAN I. & NOGUCHI M., ApJ 414, 474 (1993)
- [214] SLIPHER V.M., Bull. Lowell Obs. 2, 6 (1914)
- [215] SOMERVILLE R.S. & PRIMACK JOEL.R., MNRAS 310, 1087 (1999)
- [216] SOMMER-LARSEN J., ApJ 457, 118 (1996)
- [217] SOFUE Y., ApJ 458, 120 (1996)
- [218] SOFUE Y., PASJ 49, 17 (1997)
- [219] SOFUE Y., ApJ 523, 136 (1999)
- [220] SOFUE Y., RUBIN V.C., ARA&A 39, 137 (2001)
- [221] SIEBERT A., BIENAYMÉ O. & SOUBIRAN C., A&A 399, 531 (2003)
- [222] SIMARD L., ADASS 7, 108 (1998)
- [223] SIMARD L. et al., ApJS 142, 1, (2002)
- [224] SPERGEL D.N. & STEINHARDT P.J. Phys.Rev.Lett 84, 3760 (2000)
- [225] SPITZER L, HART M.H., ApJ 164, 399 (1971)
- [226] SPRINGEL V., MNRAS 312, 859 (2000)
- [227] SPRINGEL V. & HERNQUIST L., MNRAS 333, 649 (2002)
- [228] STEINMETZ M. & MÜLLER E., A&A 281, 97 (1994)
- [229] STEINMETZ M. & MÜLLER E., MNRAS 276, 549 (1995)
- [230] STEINMETZ M., New Light on Galaxy Evolution, Kluwer Academic, 259 (1996)
- [231] STEINMETZ M. & NAVARRO J.F., NewA 7, 155 (2002)
- [232] SUTHERLAND R.S. & DOPITA M.A., ApJS 88, 253 (1993)
- [233] TEYSSIER R., CHIÈZE J.-P. & ALIMI J.-M., ApJ 480, 36 (1997)
- [234] TEYSSIER R., CHIÈZE J.-P. & ALIMI J.-M., ApJ 509 ,62 (1998)
- [235] THEIS C., A&A 330, 1180 (1998)
- [236] THEIS C., BURKERT A., HENSLER G., A&A 265, 465 (1992)
- [237] THOMAS P.A., COUCHMAN H.M.P., MNRAS 257, 11 (1992)
- [238] THORNTON M., GAUDLITZ M., JANKA H.-T. & STEINMETZ M., ApJ 500, 95 (1998)
- [239] THIELEMANN F.-K., NOMOTO K., YOKOI K. A&A 158, 17 (1986)
- [240] TINSLEY B.M., Fundamentals of Cosmic Physics 5, 287 (1980)
- [241] TISSERA P., ApJ 534, 636 (2000)
- [242] TRAN K.H. et al., ApJ, 590, 238 (2003)
- [243] TSUJIMOTO, T. et al., MNRAS 277, 945 (1995)
- [244] TULLY R.B. & FISHER J.R., A&A 54, 661 (1977)

- [245] TURNER M.S., AIP Conference Proceeding, vol. 478. 119 (1999)
- [246] VALENZUELA O., & KLYPIN A. astro-ph/0204028 (2002)
- [247] VANGIONI-FLAM E., COC A. & CASSÉ M., A&A 360, 15 (2000)
- [248] VEGA BELTRÁN J.C. et al., A&A 374, 394 (2001)
- [249] VITVITSKA M. et al., ApJ 581, 799 (2002)
- [250] VOLLMER B. et al., A&A 364, 532 (2000)
- [251] VAN ALBADA G.D. & ROBERTS W.W. JR., ApJ 246 740 (1981)
- [252] VON NEUMANN J. & RICHTMYER R.D., J.Appl.Phys 21, 232 (1950)
- [253] VON NEUMANN J., NBS Appl.Math.Ser., No. 12. Washington, Gov.Prin.Off, 36, (1951)
- [254] WEINBERG S., Gravitation and cosmology, John Wiley & Sons, 1972.
- [255] WEINBERG S., Phys. Rev. Lett. 40, 223 (1978)
- [256] WESTERA P., SAMLAND M., BUSER R. & GERHARD O.E., A&A 389, 761 (2002)
- [257] WILKING B.A., & LADA C.J., ApJ 274, 698 (1983)
- [258] WINDHORST R.A. et al., ApJS 143, 113 (2002)
- [259] WOOD, D., MNRAS 194,201 (1981)
- [260] WORTHEY G., DORMAN B. & JONES L.A., AJ 112, 948 (1996)
- [261] WYSE R.F.G. & GILMORE G., MNRAS 279, 447 (1996)
- [262] ZARITSKY D., KENNICUTT R.C. & HUCHRA J.P., ApJ 420, 87 (1994)
- [263] ZOCALI M. et al., A&A 399, 931 (2003)
- [264] ZWICKY F., Helvetica Physica Acta, 6, 110 (1933)

Résumé

Cette thèse traite de l'évolution des galaxies. Afin de comprendre la nature évolutive des galaxies spirales, nous étudions les relations entre la chimie et la dynamique. Nous avons mis en place une étude numérique couplant chimie et dynamique dans un schéma totalement auto-gravitant, auto-cohérent et tridimensionnel, et incluant l'enrichissement chimique en Fer, Oxygène et Magnésium, dû aux supernovae de type Ia et de type II. Afin d'aborder la question de l'évolution intrinsèque d'une galaxie, nous considérons une famille d'objets proto-galactiques conduisant par effondrement monolithique à la formation de disque galactique. La caractérisation morphologique, cinématique et chimique de ces objets montre la validité d'une telle approche. Ces galaxies développent une structure spirale due à l'onde densité induit par la présence d'une barre possédant une faible structure boîte/cacahuète. Nous ne constatons pas la croissance d'un bulbe sur la durée des simulations. Nous montrons que ces galaxies présentent des gradients d'abondances et une population stellaire uniforme. Nous en concluons la nécessité de phénomènes extrinsèques aux galaxies pour expliquer les différentes populations stellaires.

Par ailleurs, nous sommes impliqués dans la photométrie et la spectroscopie d'amas de galaxies distants du projet EDISCS. Nous avons eu l'importante responsabilité de la réalisation des masques spectroscopiques pour l'instrument VLT-FORS2 par la mise en oeuvre d'un programme de sélection automatique des galaxies devant être observées. Nous avons de plus développé un programme de décomposition bidimensionnelle du profil de luminosité des galaxies.

Mots clés : Galaxies, Simulations numériques, Évolution chimico-dynamique.

Abstract

This thesis investigates the evolution of galaxies. To understand the evolutionary nature of spiral galaxies, we investigate the relations between the chemistry and the dynamics. We have implemented a numerical code coupling chemistry and dynamics in a way fully self-gravitational, self-consistent and tridimensional, and including the Iron, Oxygen and Magnesium chemical enrichment, due to the supernovae of type Ia and type II. To investigate the question of the intrinsic evolution of a galaxy, we consider a set of proto-galactic objects leading by monolithic collapse to a galactic disc. The morphological, kinematical and chemical characterization of these objects show the validity of such an approach. These galaxies develop a spiral structure due to the density wave led by the presence of a bar possessing a weak box/peanut structure. We do not detect the growth of a bulge during the course of our simulations. We show that these galaxies contain abundance gradients and a uniform stellar population. We conclude that external influences are important in the formation of the different stellar populations of a galaxy.

Furthermore, we are involved in the photometry and the spectroscopy of distant galaxy clusters of the EDISCS project. We have had key responsibility for the production of the spectroscopic masks for the instrument VLT-FORS2 by the implementation of a program to automatically select galaxies to be observed. We have in addition developed a program to perform a two-dimensional decomposition of the galaxy luminosity profile.

Keywords : Galaxies, Numerical simulations, Chemico-dynamical evolution.