



HAL
open science

Simulations numériques chemodynamiques de la formation et de l'évolution des galaxies

Nicolas Champavert

► **To cite this version:**

Nicolas Champavert. Simulations numériques chemodynamiques de la formation et de l'évolution des galaxies. Astrophysique [astro-ph]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2007. Français. NNT : . tel-00260726

HAL Id: tel-00260726

<https://theses.hal.science/tel-00260726v1>

Submitted on 4 Mar 2008

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

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

N° d'ordre 304-2007

Année 2007

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLÔME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

présentée et soutenue publiquement le 04 Décembre 2007

par

M. CHAMPAVERT Nicolas

Simulations numériques chemodynamiques de la formation et de l'évolution des galaxies

JURY :	Mme COMBES Françoise	Rapporteur
	Mme JABLONKA Pascale	Rapporteur
	M. GUIDERDONI Bruno	Président
	M. TEYSSIER Romain	Examineur
	M. WOZNIAK Hervé	Directeur de thèse

You can't be an astrophysicist properly if you've actually met someone from another planet who's got a second head that pretends to be a parrot. You just can't do it.

Douglas Adams, *The Hitchhiker's Guide to the Galaxy*

Heureusement, je n'ai jamais rencontré une telle personne.

*En essayant continuellement on finit par réussir.
Donc : plus ça rate, plus on a de chances que ça marche.*

Devise Shadok

Remerciements

♪♪♪ *Voici venu le temps des rires et des chants...* euh non... des remerciements.

Je tiens tout d'abord à remercier Hervé WOZNAK de m'avoir guidé durant ces trois années de thèse. Je le remercie pour sa disponibilité, ses réponses rapides à mes interrogations astrophysiques, ses conseils en programmation¹, sa bonne humeur² et ses qualités professionnelles aussi bien qu'humaines.

Je remercie particulièrement Mmes Françoise COMBES et Pascale JABLONKA qui m'ont fait l'honneur d'être les « rapportrices »³ de ma thèse ainsi que les autres membres du jury, MM. Bruno GUIDERDONI et Romain TEYSSIER, d'avoir accepté d'évaluer et de commenter mon travail.

Je remercie l'ensemble des personnes dont j'ai pu croisé le chemin au cours de ses trois années de thèse et de monitorat⁴ et avec lesquelles j'ai eu l'occasion de travailler ou de partager des discussions scientifiques ou autres. Malgré ces nombreuses discussions, certaines questions resteront sans réponse, celles-ci n'entrant pas dans le cadre de mon sujet de thèse. On pourra citer entre autres : « Pourquoi y a-t-il un radiateur à 3 m de hauteur dans le bâtiment électronique ? », « Comment fonctionne l'administration de l'université ? », ou « Pourquoi faut-il effectuer trois fois le tour de la fac en passant par des bureaux divers et variés aux horaires d'ouverture tout aussi variés afin d'obtenir une carte d'étudiant ? », « Pourquoi certaines secrétaires ne lisent pas certains courriels qu'elles reçoivent ? », ...

Je remercie en particulier Ivana pour avoir partagé mes bureaux successifs⁵, pour m'avoir supporté durant de nombreux mois et m'avoir appris quelques mots de tchèque : *Děkuji, Ivano!* Je remercie de même Guillaume qui continue de me supporter au quotidien et dont les crises de rires sont parfois incompréhensibles mais toujours bruyantes. Il est celui qui supporte mes discours à sens unique avec mon écran d'ordinateur et le premier à qui je pose en général mes questions Python⁶. En retour, je suis également le premier témoin de ses interrogations informatiques : « Je comprends pas. J'ai rien changé au code et ça donne pas les mêmes

¹Je ne connais à ce jour personne capable d'égaliser ses performances récentes en parallélisation : « J'utilise 3 processeurs et je gagne un facteur 4! » Il a bien sûr recherché le bug à l'origine de ce gain inexplicable et l'a finalement débusqué. Je le soupçonne d'avoir dans ce cas essayé de programmer sans avoir au préalable ingurgité sa dose quotidienne de caféine.

²Un petit conseil : vérifier qu'il ait pris un ou deux cafés avant d'oser aller frapper à son bureau le matin.

³Le féminin est utilisé de manière intentionnelle même si celui-ci n'existe pas, le français manquant cruellement d'équivalents féminins pour certains noms. J'ai préféré le terme « rapportrice » à celui de « rapporteuse » — ce dernier ayant généralement une connotation péjorative — ou à celui de « rapporteur » que je trouve particulièrement inélégant.

⁴J'espère avoir pu communiquer un peu de ma passion pour l'astrophysique aux étudiants que j'ai eu l'occasion d'avoir en TD.

⁵Cette thèse a nécessité, entre autres, le déménagement dans trois bureaux différents et le montage de nombreuses tables et étagères Ikea[®].

⁶Vous allez me dire : « Encore une note de bas de page ! ». Bon d'accord, je m'arrête ici... pour cette page.

résultats... Ah si... j'ai inversé les indices i et j ... ». Sans oublier Dylan qui commence seulement à goûter aux joies de partager la même pièce que moi, essentiellement à partir de 14h du matin étant donnés ses horaires quelque peu décalés.

Je remercie Emilie pour ses paiements en nature en échange de toutes les fois où je l'ai ramenée en voiture sur Lyon. Que Fabien se rassure, ces paiements en nature se résument uniquement à quelques pâtisseries.

Je remercie l'ensemble de l'équipe TIGRE (ou, pour être plus précis, ex-équipe TIGRE et future équipe Cosmo-Tigre, PGaC ou autre) au sein de laquelle j'ai travaillé.

Je remercie les sportifs de l'Observatoire (volleyeurs et joueurs de squash) pour les moments de détente partagés.

Je remercie Aurélien et, plus particulièrement, Xavier (car celui-ci a eu à subir mes interrogations nettement plus souvent) pour leur précieuse aide en informatique et leurs réponses à toutes mes questions telles que : « Pourquoi ça marche pas quand je tape bidule ? » (bidule pouvant être une commande Linux quelconque), « Mon ordi ne démarre plus... qu'est-ce qu'il faut que je fasse pour réparer grub ? », « Pourquoi l'imprimante, elle imprime plus ? », « Comment j'installe le programme truc ? », « En Python, comment on fait... ? » (question récurrente dont les destinataires les plus fréquents ont été Xavier, Manu et Guillaume). Leurs réponses m'ont la plupart du temps été d'un grand secours même si je ne maîtrise pas encore entièrement leur langage, un dictionnaire Xavier-Aurélien \rightarrow Français (à paraître dans un futur plus ou moins proche) étant par moment nécessaire.

Je remercie également le reste des « djeuns » de l'Observatoire, sans oublier, des équipes scientifiques à l'Observatoire et à l'ENS, un service projet, un service électronique, un service informatique, un service optique, une bibliothécaire, un jardinier, un service de diffusion des connaissances, un service administratif, la mécanique, une R21⁷, une Clio, mandibule, libellule, gelule, particule, globule0, globule1, globule2, plusieurs disques durs, une clé USB, deux ou trois imprimantes, un mug, du café, du thé, un nombre incalculable de touillettes, des tablettes de chocolat, des soirées chez Gaëlle, des soirées tartiflettes, des barbecues chez Manu et Arlette, trois plantes vertes, et... plusieurs écureuils.

Certains remarqueront, à juste titre, qu'ils ont été remerciés plusieurs fois, les intersections des différents groupes mentionnés précédemment n'étant pas nulles. Je pense que cela ne les gênera nullement. Dans le cas contraire, qu'ils se fassent connaître à l'auteur de ces remerciements.

Je remercie également très chaleureusement ma famille et mes amis pour leur soutien ainsi que tous ceux que j'aurais pu, malencontreusement, oublier.

⁷presque majeure mais qui n'a pas pu voir la fin de cette thèse. Paix à son âme.

Table des matières

Page de titre	1
Remerciements	7
Table des matières	8
1 Introduction	9
1.1 Les galaxies à disque	9
1.2 Les galaxies naines	10
1.2.1 Taxinomie des galaxies naines	12
1.2.2 Intérêt des galaxies naines	12
1.3 Description d'une galaxie	13
1.3.1 Matière noire	13
1.3.2 Étoiles	13
1.3.3 Milieu interstellaire	13
1.3.4 Phénomènes énergétiques au sein du milieu interstellaire	16
1.3.5 Formation stellaire	17
1.3.6 Évolution stellaire	18
1.4 Problématique	18
2 Modèle physique d'une galaxie	21
2.1 Étoiles et matière noire	21
2.2 Modélisation du milieu interstellaire	22
2.2.1 Dynamique du milieu interstellaire	23
2.2.2 Phénomènes énergétiques	23
2.2.3 Poussières	24
2.3 Formation stellaire	24
2.4 Évolution stellaire	25
3 Implémentation de la dynamique	27
3.1 Dynamique stellaire par la méthode particule-grille	27
3.2 Traitement du milieu interstellaire par la méthode SPH	31
3.3 Intégrateur	34
4 Implémentation des phénomènes énergétiques	37
4.1 Chauffage	38
4.2 Refroidissement radiatif	38

4.2.1	Taux de refroidissement $\tilde{\Lambda}$	38
4.2.2	Poids moléculaire moyen	43
4.3	Phénomènes d'échange entre les deux phases	45
5	Implémentation de la formation et de l'évolution des étoiles	49
5.1	Formation stellaire	49
5.1.1	Remarques	51
5.1.2	Efficacité de formation stellaire	53
5.2	Évolution stellaire	54
5.2.1	Vents stellaires et supernovae de type II	55
5.2.2	Supernovae de type Ia	58
5.2.3	Redistribution de masse et d'énergie	59
5.3	Poussières	64
6	Premiers résultats et validation	67
6.1	Simulations de galaxies à disques	67
6.1.1	Taux de formation stellaire	68
6.1.2	Évolution des différentes phases du milieu interstellaire	71
6.1.3	Évolution de la métallicité	77
6.1.4	Influence de la fraction initiale de gaz froid	80
6.1.5	Simulations non-axisymétriques	83
6.1.6	Différences avec les anciennes recettes	89
6.1.7	Fonction de masse initiale des amas stellaires et évolution dans le dia- gramme masse-métallicité	91
6.2	Simulations de galaxies naines	93
7	Conclusions	97
7.1	Bilan	97
7.2	Amélioration du code	97
7.3	Perspectives scientifiques	98
A	Durée de vie des creux de dispersions de vitesses stellaires au centre des galaxies barrées	99
B	Calibration spectroscopique des simulations	109
B.1	Caractéristiques du code GALAXEV	109
B.2	Calibration spectroscopique des simulations	110
B.2.1	Spectres de la composante stellaire	110
B.2.2	Spectres de la composante gazeuse	110
B.2.3	Décalage vers le rouge et spectre final	111
B.2.4	Exemple de calibration	112
C	Proceedings	131
	Bibliographie	149
	Résumé	151

Chapitre 1

Introduction

L'étude des galaxies a débuté il y a environ un siècle. Au XVIII^e siècle, Kant avait émis l'hypothèse que les « nébuleuses » observées par les astronomes puissent être des « univers-îles », mais ce n'est qu'au début du XX^e siècle qu'Edwin Hubble a montré que certaines « nébuleuses » étaient des galaxies. Il a déterminé la distance à la « nébuleuse » d'Andromède et à la « nébuleuse » du Triangle grâce à la méthode des céphéides. Ces distances étant bien supérieures à la taille de notre galaxie, la Voie Lactée, cela prouvait qu'il s'agissait de galaxies à part entière. Il a également proposé par la suite une méthode de classification basée sur leur morphologie (cf. Fig. 1.1).

De manière simplifiée, on peut distinguer trois types de galaxies : les galaxies elliptiques E_i (où i est un chiffre caractérisant l'aplatissement de la galaxie variant de 0, pour un système sphérique, à 7 pour les systèmes les plus aplatis), les galaxies spirales S_j et les galaxies spirales barrées SB_j (où j est l'une des trois lettres a , b ou c caractérisant l'importance relative du bulbe par rapport aux bras spiraux du disque). La jonction entre les galaxies elliptiques et les galaxies spirales est assurée par les galaxies lenticulaires (S_0). À ces principaux types morphologiques, on peut ajouter les galaxies irrégulières, les galaxies en interaction et les galaxies naines. Ce dernier type sera décrit plus en détail par la suite.

Hubble avait dès le début imaginé que sa classification n'était pas figée et que les galaxies pouvaient évoluer. Il pensait que les galaxies elliptiques correspondaient à des galaxies jeunes susceptibles de se transformer en galaxies spirales. Ce modèle d'évolution a donné naissance aux appellations de galaxies de *type précoce* et de *type tardif* encore en usage de nos jours. Cependant, la séquence évolutive envisagée actuellement va dans le sens inverse, des galaxies de *type tardif* vers les galaxies de *type précoce*. Plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine d'un tel changement de morphologie. Tout d'abord, l'environnement peut jouer un grand rôle. Ainsi, une galaxie elliptique peut se former par fusions successives de galaxies plus petites. D'autre part, des mécanismes internes (par exemple, formation et destruction de barre) peuvent être à l'origine de l'évolution séculaire des galaxies.

1.1 Les galaxies à disque

Les galaxies à disque sont le type de galaxies le plus courant parmi ceux évoqués précédemment. Même si les bras spiraux sont relativement visibles, ils ne représentent qu'une faible fraction de la masse totale de la galaxie (environ quelques pourcents). Leur visibilité tient au fait que ce sont les endroits les plus actifs de la galaxie, c'est-à-dire là où se forment la majorité

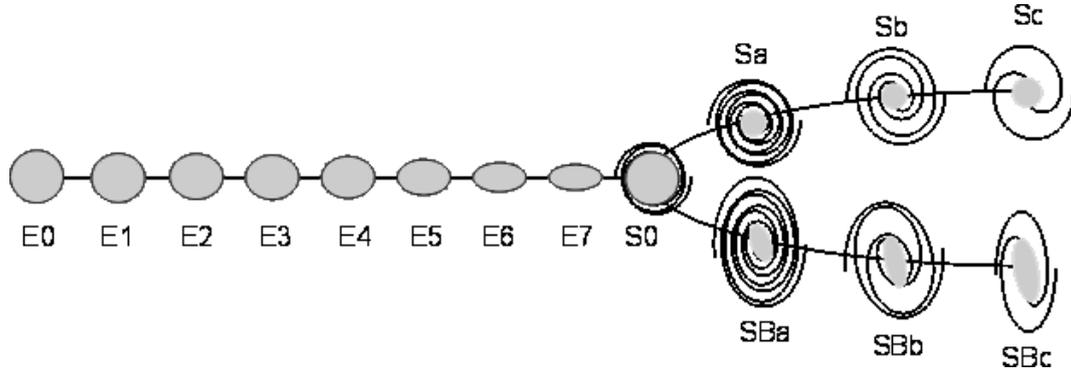


FIG. 1.1 – Classification de Hubble. Les galaxies sont séparées en trois types principaux : les galaxies elliptiques (E), les galaxies spirales (S) et les galaxies spirales barrées (SB). Entre les elliptiques et les spirales se trouvent les galaxies lenticulaires (S0). On peut y ajouter d'autres types (non représentés sur le schéma) : les galaxies irrégulières, les galaxies en interaction et les galaxies naines (image tirée du site internet http://fr.wikipedia.org/wiki/Séquence_de_Hubble).

des étoiles. Une galaxie spirale a deux composantes principales : l'une de forme sphérique, le bulbe, et l'autre plus aplati, le disque, qui s'étend au-delà du bulbe et qui contient les bras spiraux. De nombreuses galaxies spirales présentent également une barre, structure allongée au bout de laquelle sont rattachés les bras spiraux.

Les simulations numériques N -corps ont permis d'étudier l'évolution séculaire de ces galaxies. On a ainsi pu montrer que la présence d'un bulbe stellaire massif ou d'un halo massif stabilise le disque et empêche par conséquent l'apparition de la structure spirale et d'une barre. L'étude des barres a permis d'expliquer la forme « boîte-cacahuète » observée pour certaines galaxies vues par la tranche. Il s'agit d'une structure engendrée par les étoiles qui rentrent en résonance avec la barre et oscillent perpendiculairement au disque. De plus, les simulations prenant en compte le gaz ont montré que l'accrétion de gaz dans les parties centrales peut provoquer la déstabilisation et la destruction d'une barre.

1.2 Les galaxies naines

Les galaxies naines sont les galaxies les plus nombreuses dans l'Univers. Étant donné leur faible masse et leur faible luminosité, elles sont principalement observées dans le Groupe Local et les amas locaux (par exemple l'amas de la Vierge). La figure 1.2 représente la distribution des galaxies du Groupe Local. Celui-ci contient 40 galaxies connues parmi lesquelles on ne compte que trois galaxies spirales (M31, la Voie Lactée et M33), toutes les autres étant des galaxies naines (cf. Fig. 1.2).

Il n'existe pas de définition unique pour les galaxies naines. Elles sont généralement définies arbitrairement comme des galaxies ayant une luminosité absolue plus faible qu'une certaine luminosité limite. Grebel (2001a,b), par exemple, les définit comme ayant une magnitude absolue supérieure à -18 ($M_V \geq -18$).

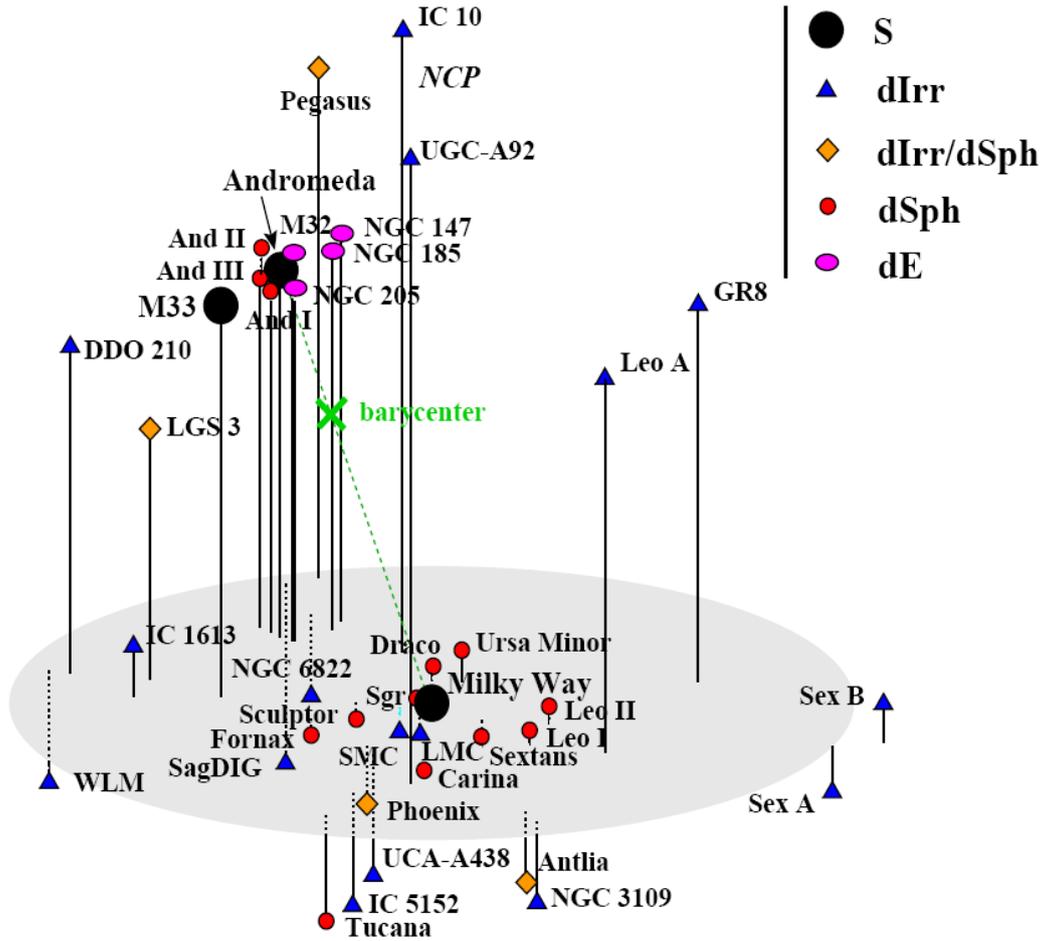


FIG. 1.2 – Représentation schématique du Groupe Local (figure tirée de Grebel (1998)). Les galaxies naines elliptiques (dE) et sphéroïdales (dSph) sont rassemblées autour des deux galaxies spirales principales (la Voie Lactée et la galaxie d'Andromède) alors que les naines irrégulières (dIrr) ont tendance à être isolées.

1.2.1 Taxinomie des galaxies naines

En fonction de leur morphologie, on peut définir plusieurs types de galaxies naines :

- Les *naines irrégulières* (dIrr en anglais pour *dwarf Irregular*) sont des galaxies riches en gaz. Celui-ci est distribué de manière inhomogène et s'étend bien au-delà de la distribution des anciennes étoiles. Elles présentent des signes de formation stellaire récente. On les trouve dans les groupes et les amas de galaxies aussi bien que dans le champ. La galaxie naine irrégulière la plus proche de la Voie Lactée est le petit nuage de Magellan situé à environ 60 kpc.
- Les *naines elliptiques* (dE en anglais pour *dwarf Elliptical*) sont des systèmes compacts de forme sphérique ou elliptique situés à proximité de galaxies massives. Elles ont peu ou pas de gaz détecté et sont composées essentiellement de vieilles étoiles et d'étoiles d'âge intermédiaire. Certaines montrent des signes de formation stellaire récente.
- Les *naines sphéroïdales* (dSph en anglais pour *dwarf Spheroidal*) ont un aspect diffus, sont pauvres en gaz et sont situées généralement à proximité de galaxies massives. Elles sont dominées par des étoiles anciennes ou d'âge intermédiaire et ne sont pas toujours différenciées des naines elliptiques dans la littérature. Les naines sphéroïdales sont les galaxies moins lumineuses connues.
- Les *naines bleues compactes* (BCD en anglais pour *Blue Compact Dwarfs*) sont des systèmes présentant une concentration centrale d'étoiles et de gaz. Elles sont également caractérisées par une forte brillance de surface centrale due à des flambées de formation stellaire nucléaire. Elles sont riches en gaz et la masse de celui-ci peut même dans certains cas dépasser la masse stellaire.
- Les *spirales naines* (dS en anglais pour *dwarf Spiral*) qui, comme les galaxies spirales plus massives, peuvent être classées en différents types (dS0, dSa, dSb, dSc et dSd) selon l'importance relative du bulbe et des bras spiraux. Elles présentent généralement des inhomogénéités du point de vue chimique et contiennent des populations stellaires d'âges variés comme leurs homologues plus massives. Elles sont cependant plus petites et moins lumineuses que ces dernières. Leur taux de formation stellaire est faible et continu dans le temps.
- Les *naines de marée* se forment lors de fusions ou d'interactions grâce aux débris arrachés à des galaxies massives.

Les galaxies naines présentent des taux de formation stellaire variés. Certaines de ces galaxies ne présentent pas ou quasiment pas de formation stellaire (dE, dSph), d'autres en présentent une faible (dS, dIrr) alors que d'autres encore présentent des pics de formation stellaire (BCD). Le tableau 1.1 récapitule les propriétés des différents types de galaxies naines.

1.2.2 Intérêt des galaxies naines

L'étude des galaxies naines est intéressante pour diverses raisons. Dans le cadre de la formation hiérarchique des structures, ce sont les briques élémentaires qui ont permis de construire les galaxies massives de l'Univers actuel. La compréhension du processus de formation des galaxies implique donc l'étude et la compréhension de l'évolution de ce type de galaxie.

De plus, ces galaxies sont des systèmes à faible métallicité. On pense que certaines sont des galaxies *fossiles*, c'est-à-dire qu'elles ont peu évoluées depuis le Big Bang. Ce sont donc des systèmes intéressants pour étudier la formation stellaire et l'enrichissement chimique à partir de gaz primordial.

Type	M_V (mag)	μ_V (mag arcsec ⁻²)	r (kpc)	Z/Z_\odot	M_{HI} (M_\odot)	M_{tot} (M_\odot)
dIrr	$\gtrsim -18$	$\lesssim 23$	$\lesssim 5$	$\sim 1/40 - 1/3$	$\lesssim 10^9$	$\lesssim 10^{10}$
dE	$\gtrsim -17$	$\lesssim 21$	$\lesssim 4$	~ 1	$\lesssim 10^8$	$\lesssim 10^9$
dSph	$\gtrsim -14$	$\gtrsim 22$	$\lesssim 3$	~ 1	$\lesssim 10^5$	$\lesssim 10^7$
BCD	$\gtrsim -18$	$\lesssim 19$	$\lesssim 5$	$\sim 1/50 - 1/2$	$\lesssim 10^9$	$\lesssim 10^{10}$
dS	> -18	$\gtrsim 23$	$\lesssim 5$	très faible	$\lesssim 10^9$	$\lesssim 10^{10}$

TAB. 1.1 – Propriétés des galaxies naines d’après Grebel (2001a,b). M_V est la magnitude absolue dans la bande V , μ_V la brillance de surface centrale, r le rayon, Z/Z_\odot la métallicité normalisée à la valeur solaire, M_{HI} la masse de gaz atomique neutre et M_{tot} la masse totale de la galaxie.

1.3 Description d’une galaxie

Une galaxie peut être décrite comme un système auto-gravitant d’étoiles, de gaz et de poussières, ces deux dernières composantes formant ce qu’on appelle le *milieu interstellaire* (MIS ou ISM en anglais pour *InterStellar Medium*). Les étoiles et le MIS sont dynamiquement couplés via la gravitation, interagissent (échanges de masse et d’énergie) au moyen de divers processus physiques et sont plongées dans un halo de matière noire.

1.3.1 Matière noire

La composante la plus massive des galaxies n’est pas directement observable par les instruments. Il s’agit de la *matière noire*. De nombreuses observations (études dynamiques des amas de galaxies, courbes de rotation plates des galaxies à disque loin du centre, ...) ont montré que la masse totale des galaxies est bien plus élevée que leur masse visible. Les astronomes ont ainsi été amenés à faire l’hypothèse d’une matière qui n’émettrait aucun rayonnement électromagnétique et ne trahirait sa présence que par ses effets gravitationnels. Les galaxies seraient plongées dans des halos de matière noire dont la nature reste à jour inconnue.

1.3.2 Étoiles

La plus grande partie de la masse visible d’une galaxie est composée d’étoiles. Celles-ci n’occupent cependant qu’un très faible volume à l’intérieur des galaxies, le reste étant occupé par le milieu interstellaire. On peut les considérer comme un système gravitationnel sans collisions.

1.3.3 Milieu interstellaire

Le milieu interstellaire correspond à la troisième composante en masse des galaxies après la matière noire et les étoiles. Sa masse diffère grandement selon les galaxies : elle peut être de seulement quelques pourcents de la masse visible de la galaxie ou dépasser les 50 % dans certaines galaxies. Dans la Voie Lactée, le MIS représente $\sim 10 - 15$ % de la masse du disque. Il s’agit d’un milieu fluide dilué constitué d’un mélange de gaz et de poussières.

Le gaz se compose en majorité d’hydrogène et d’hélium et de quelques pourcents d’éléments plus lourds : dans le voisinage solaire, l’hydrogène représente environ 70 % de la masse du gaz,

l'hélium 28 % et les métaux¹ les 2 % qui restent. La poussière, quant à elle, se présente sous forme de grains de taille comprise en 1 nm et 1 µm environ et ne représente que 1 % environ de la masse du MIS de la Voie Lactée.

Les conditions physiques variées (densité, température, rayonnement, ...) qui règnent au sein des galaxies structurent le MIS en différentes phases. Ces dernières se présentent sous forme de gaz moléculaire, atomique ou ionisé. Cette classification peut être affinée en prenant en compte d'autres paramètres physiques tels que la densité et/ou la température moyenne. Les caractéristiques de ces différentes phases sont récapitulées dans le tableau 1.2.

Phase du MIS	T (K)	n (cm ⁻³)	Σ_{\odot} (M _⊙ pc ⁻²)	\mathcal{M} (10 ⁹ M _⊙)
Nuages moléculaires (H ₂)	10 – 20	10 ² – 10 ⁶	~ 2.5	~ 1.3 – 2.5
Milieu atomique froid (CNM)	50 – 100	20 – 50	~ 3.5	} \gtrsim 6.0
Milieu atomique tiède (WNM)	6000 – 10000	0.2 – 0.5	~ 3.5	
Milieu ionisé tiède (WIM)	~ 8000	0.2 – 0.5	~ 1.4	\gtrsim 1.6
Régions H II	~ 10000	~ 1 – 10 ⁵	?	~ 0.1
Milieu ionisé chaud (HIM)	~ 10 ⁶	~ 0.0065	?	0.1 ?

TAB. 1.2 – Caractéristiques des différentes composantes du milieu interstellaire d'après Ferrière (2001) et Lequeux (2002). T est la température moyenne du gaz, n sa densité moyenne, Σ_{\odot} sa densité surfacique de masse au voisinage solaire et \mathcal{M} la masse de la phase considérée. Les valeurs de Σ_{\odot} et de \mathcal{M} correspondent à notre Galaxie.

Les nuages moléculaires

Les nuages moléculaires contiennent entre un quart et la moitié de la masse du MIS de notre Galaxie mais n'occupent cependant qu'une faible fraction de son volume en raison de leur forte densité. Dans notre Galaxie, les nuages moléculaires se répartissent sous forme d'un disque d'épaisseur caractéristique de 100 pc. Ils sont regroupés sous forme de complexes appelés *nuages moléculaires géants* (GMC en anglais pour *Giant Molecular Cloud*). Ces GMC ont des tailles comprises entre 1 et 100 pc pour des masses allant de 10³ à 10⁶ M_⊙. Leur deux constituants principaux sont l'hydrogène moléculaire H₂ et l'hélium. De nombreuses autres molécules ont été découvertes dans la phase moléculaire (par exemple, CO, CH, CH⁺, CN, OH, NH₃, H₂O et CS, mais aussi des molécules plus complexes telles que HCOOH, C₆H, CH₃CH₂OH). Ces molécules permettent notamment d'évaluer la densité de cette phase (cf. tableau 1.3). C'est au sein de ces nuages que se forment les étoiles après fragmentation et effondrement gravitationnel.

Molécule	CO	CS	HCN
Densité critique (cm ⁻³)	3 10 ³ – 5 10 ⁴	10 ⁵ – 8 10 ⁶	4 10 ⁶ – 10 ⁷

TAB. 1.3 – Densités critiques d'hydrogène moléculaire détectables par quelques molécules interstellaires d'après Lequeux (2002). Pour une molécule donnée, on a une gamme de densité critique car celle-ci dépend de la transition observée et de la température.

¹En astrophysique, par convention, tous les éléments autres que l'hydrogène et l'hélium sont appelés *métaux*.

La phase neutre

La phase neutre est la plus importante en masse du MIS. Elle est principalement observée par la raie radio à 21 cm de l'hydrogène atomique (H I). Elle est constituée d'un milieu froid (CNM en anglais pour *Cold Neutral Medium*) et d'un milieu internuage plus chaud et plus diffus, le milieu atomique tiède (WNM en anglais pour *Warm Neutral Medium*). Le H I se présente sous la forme d'un disque qui s'étend bien au-delà du rayon optique (pour les galaxies à disque, on observe le H I jusqu'à $\sim 2 - 3 R_{25}$ où R_{25} est le rayon optique correspondant à une magnitude égale à 25). La phase froide est extrêmement inhomogène et se présente sous la forme de filaments, de nappes et de coquilles alors que la phase tiède est distribuée de manière plus homogène. En plus de ce disque, on observe des *nuages à grande vitesse* (HVC en anglais pour *High Velocity Clouds*) qui sont des nuages situés à haute latitude galactique tombant sur le disque de la galaxie. Leur origine reste incertaine : ils pourraient avoir une origine extragalactique ou non. Dans ce dernier cas, il s'agirait alors de gaz expulsé dans le halo par les explosions de supernovae qui se serait refroidi et qui retomberait sur la galaxie.

La phase ionisée

La phase ionisée peut être séparée en trois types de régions : les régions H II, le milieu ionisé tiède (WIM en anglais pour *Warm Ionized Medium*) et le milieu ionisé chaud (HIM en anglais pour *Hot Ionized Medium*).

Les régions H II se présentent sous forme de sphères autour d'étoiles ou d'amas d'étoiles massives. Ces dernières ionisent le gaz aux alentours, créant ainsi une bulle de gaz ionisé. Les régions H II sont par conséquent fortement liées à la formation stellaire et on les trouve donc principalement à proximité des bras dans les galaxies spirales.

L'ionisation du gaz neutre par le rayonnement ultraviolet d'étoiles massives ou des fuites des régions H II peuvent être à l'origine de ce milieu. Ce gaz est principalement détecté grâce aux raies d'émission, par exemple la raie H α ou les raies de O II, O III et N II.

On pense que le milieu ionisé chaud est créé à la suite d'explosions de supernovae qui forment des bulles au sein du MIS (McKee & Ostriker, 1977). Celui-ci est très fortement chauffé et son émission se concentre principalement dans le domaine des rayons X. Son spectre se compose d'un continuum et de raies d'émission d'atomes fortement ionisés. On y détecte notamment les raies d'émission de O VI et O VII mais aussi des raies d'absorption de N V et C IV entre autres. Ce gaz très chaud est réparti à la fois dans un disque épais et dans le halo dont il est le constituant gazeux principal.

Le CNM, le WNM, le WIM et le HIM sont globalement en équilibre de pression, ce qui n'est pas le cas des régions H II ou des nuages moléculaires qui sont maintenus par leur propre gravité.

Les poussières

Les poussières se présentent sous la forme de grains carbonés, de grains silicatés et de molécules aromatiques polycycliques (PAH pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*) de taille comprise entre quelques nanomètres et un micromètre. On pense qu'ils se forment principalement dans les enveloppes d'étoiles évoluées lors de la phase AGB (pour *Asymptotic Giant Branch* en anglais ou *Branche Asymptotique des Géantes* en français), dans les ejecta de supernovae ainsi que dans les nuages moléculaires. Les mécanismes principaux de destruction

sont l'effritement (*sputtering* en anglais) et les collisions entre grains, provoquées principalement par les explosions de supernovae. La poussière se rencontre dans la phase moléculaire et le milieu atomique froid avec lesquels elle est bien mélangée. Sa température typique est comprise entre 10 et 50 K. Elle joue un rôle important dans l'étude des spectres stellaires et galactiques car elle absorbe et diffuse le rayonnement stellaire. De manière simplifiée, on peut dire que les poussières absorbent le rayonnement ultraviolet des étoiles et le réémettent dans l'infrarouge moyen et lointain. Ce phénomène est responsable de l'extinction, c'est-à-dire de l'atténuation du flux lumineux en raison de la poussière située sur la ligne de visée entre l'observateur et l'objet étudié qui, de ce fait, apparaît moins brillant.

Les poussières ont également un rôle important dans l'évolution chimique des galaxies. En effet, elles bloquent des éléments lourds à l'intérieur des grains, réduisant ainsi leurs abondances dans le gaz jusqu'à ce qu'ils soient libérées lors de leur destruction. De plus, elles jouent un rôle de catalyseur dans la réaction de formation de l'hydrogène moléculaire (H_2).

1.3.4 Phénomènes énergétiques au sein du milieu interstellaire

Le gaz du milieu interstellaire et son environnement échangent en permanence de l'énergie par différents processus physiques qui peuvent soit le chauffer, soit le refroidir. Ces différentes phases peuvent également échanger de la masse par des phénomènes de conduction ou de transition de phase. Nous donnons ici une présentation succinctes des principaux phénomènes de chauffage et de refroidissement du MIS.

Chauffage

Plusieurs mécanismes de chauffage du MIS peuvent être identifiés : chauffage par les rayons cosmiques, par effet photoélectrique, par les rayons X, chauffage chimique, chauffage dynamique.

Le chauffage par les rayons cosmiques provient de protons de faible énergie (quelques MeV) qui ionisent le gaz. Ce processus est généralement peu efficace sauf dans les zones de forte densité des nuages moléculaires.

Le chauffage par effet photoélectrique provient du flux ultraviolet des étoiles. Celui-ci peut arracher des électrons aux atomes ou aux grains de poussière. Les électrons libérés emportent une partie de l'énergie du photon ionisant sous forme d'énergie cinétique. Cette énergie est en général trop faible pour ioniser un atome ou une molécule et ils se thermalisent par la suite avec le milieu ambiant provoquant ainsi son chauffage. L'effet photoélectrique sur les atomes est généralement négligeable devant celui sur la poussière (notamment sur les petits grains et les PAH) qui constitue la principale source de chauffage du milieu interstellaire froid.

Le principe du chauffage par rayons X est globalement le même que celui par rayons cosmiques sauf que les rayons X arrachent des électrons des couches internes des atomes ou des ions. Il est en général peu efficace dans milieu atomique froid et les nuages moléculaires mais peut devenir important dans le milieu atomique tiède moins dense.

De nombreuses réactions chimiques se produisent au sein du MIS et sont susceptibles de libérer de l'énergie, notamment lors de la formation de molécules à partir d'atomes. La réaction chimique la plus importante est sans doute celle de la formation de l'hydrogène moléculaire (H_2) sur les grains. Elle libère une énergie de liaison de 4.5 eV dont une partie est transmise au grain et l'autre partie à la molécule H_2 nouvellement formée. Ce processus, dont

l'efficacité dépend du carré de la densité, est en général peu efficace sauf dans les régions de chocs et les régions de photodissociation denses.

Les mouvements à grande échelle du gaz peuvent provoquer un chauffage important. La dissipation d'énergie peut se faire grâce à la viscosité du gaz, et le champ magnétique peut également y jouer un rôle. Enfin, les vents stellaires et les supernovae injectent de grandes quantités d'énergie dans le milieu interstellaire.

Refroidissement

Le refroidissement correspond généralement à l'émission de rayonnement par les atomes et les molécules. Ceux-ci sont excités par une collision avec un autre élément et se dés excitent radiativement par la suite. Il y a donc conversion d'énergie cinétique (agitation thermique des particules) en rayonnement qui peut s'échapper si le milieu est optiquement mince. Dans le milieu ionisé, un autre processus a son importance : la recombinaison électron-ion. Un électron libre est capturé par un ion qui libère l'excédent d'énergie sous la forme d'un photon. À très haute température, c'est le *rayonnement de freinage* (*bremssstrahlung* en allemand) ou *émission libre-libre* (*free-free* en anglais) qui domine les mécanismes de refroidissement : les électrons libres passant à proximité d'ions sont ralentis et émettent des photons.

Les principaux refroidisseurs du MIS sont l'hydrogène et l'hélium car ce sont les deux espèces chimiques les plus abondantes. Les métaux sont également des refroidisseurs très efficaces malgré leurs abondances bien plus faibles. Entre 10^4 et $10^{5.5}$ K, les plus importants sont le carbone et l'oxygène. Au-dessus de $10^{5.5}$ K, c'est le fer qui contribue principalement au refroidissement. Enfin au-dessus de 10^7 K, c'est le rayonnement de freinage dû à l'hydrogène et l'hélium qui devient dominant.

1.3.5 Formation stellaire

Les étoiles naissent au sein du MIS suite à l'effondrement gravitationnel de nuages de gaz. Elles ne se forment pas de manière isolée mais au sein de groupes ou d'amas. La *fonction de masse initiale* (IMF en anglais pour *Initial Mass Function*) décrit la proportion relative d'étoiles en fonction de leur masse à leur naissance dans une région donnée. Cette fonction est très importante en astrophysique car elle permet de connaître le cycle de la matière au sein d'une galaxie. En effet, elle donne la distribution en masse des étoiles qui se forment dans le milieu interstellaire. On peut donc en déduire le nombre d'étoiles de faible masse qui ne vont quasiment pas évoluer, le nombre d'étoiles massives qui vont exploser en supernovae en rejetant de grande quantité de matière et d'énergie dans le MIS, etc.

Si on note $\Phi(m)$ l'IMF, alors $\Phi(m)dm = dn(m)$ correspond au nombre d'étoiles nées au même moment dans un volume donné et qui ont une masse comprise en m et $m + dm$. L'unité de $\Phi(m)$ dépend de la normalisation adoptée. On utilise souvent la normalisation suivante : $\int_{m_l}^{m_u} \Phi(m) dm = 1$ où m_l et m_u sont les masses limites minimales et maximales des étoiles. Avec cette convention, $\Phi(m)$ correspond à une fonction de probabilité et $\int_{m_1}^{m_2} \Phi(m) dm$ est la fraction d'étoiles ayant une masse comprise en m_1 et m_2 .

On suppose en général que l'IMF est constante dans l'espace et dans le temps. De nombreuses observations ont été menées afin de déterminer cette fonction. [Salpeter \(1955\)](#) a été le premier à donner une expression de l'IMF sous la forme d'une loi de puissance : $\Phi(m) \propto m^{-2.35}$ pour $0.4 \lesssim m/M_\odot \lesssim 10$. D'autres formes ont par la suite été proposées (cf. section 2.3).

1.3.6 Évolution stellaire

L'évolution des étoiles dépend principalement de deux paramètres : leur masse et leur composition chimique (métallicité²). Au cours de leur vie, les étoiles vont synthétiser des éléments lourds et les éjecter dans le milieu interstellaire via les vents stellaires et les explosions de supernovae.

Plus une étoile est massive, plus elle brûlera rapidement son combustible et donc plus sa durée de vie sera courte. Les étoiles de masse supérieure à $\sim 8 M_{\odot}$ possèdent de forts vents stellaires et ne vivent que quelques millions d'années. Elles terminent leur vie en supernovae de type II (SNII), c'est-à-dire qu'elles explosent en libérant une grande partie de leur masse et une grande quantité d'énergie ($\sim 10^{51}$ erg) dans le MIS, ne laissant derrière elles qu'un résidu compact de quelques masses solaires (une étoile à neutrons ou un trou noir). Les étoiles de masse intermédiaire ($1 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$) ont une vie plus paisible. Elles possèdent des vent stellaires moins importants. Lorsqu'elles quittent la séquence principale, elles passent par différentes phases dont l'une, la phase AGB (pour *Asymptotic Giant Branch* en anglais ou *Branche Asymptotique des Géantes* en français), au cours de laquelle elles perdent une grande partie de leur enveloppe lors d'une série de pulses thermiques. Les étoiles de faible masse ($\lesssim 1 M_{\odot}$) ont une vie plus tranquille et n'éjectent que peu de masse au cours de leur vie par l'intermédiaire des vents stellaire. Elles forment une nébuleuse planétaire à la fin de leur évolution lors de leur transformation en naine blanche comme les étoiles de masse intermédiaire.

Certaines étoiles de masse inférieure à $8 M_{\odot}$ peuvent également terminer leur vie sous forme de supernova. On pense qu'il s'agit d'étoiles appartenant à des systèmes doubles dans lesquels les deux étoiles ne possèdent pas la même masse. L'étoile de plus forte masse va évoluer plus rapidement et devenir une naine blanche. Par la suite, elle va pouvoir accréter de la masse en provenance de sa compagne (par exemple, lorsque le rayon de celle-ci va augmenter lors de sa transformation en géante rouge). Si sa masse dépasse $\sim 1.4 M_{\odot}$ (masse de Chandrasekhar au-dessus de laquelle la naine blanche est instable), la naine va alors exploser ne laissant aucun résidu compact derrière elle. Il s'agit dans ce cas d'une supernova de type Ia (SNIa).

1.4 Problématique

L'approche utilisée dans cette thèse a été d'étudier les galaxies selon une approche *chemodynamique*, c'est-à-dire à la fois du point de vue dynamique et du point de vue chimique, et cela avec une haute résolution spatiale et temporelle.

Contrairement aux modèles d'évolution chimique qui permettent d'étudier l'évolution des galaxies en considérant une distribution de métallicité initiale et en imposant une histoire de formation stellaire et/ou d'apport de gaz extérieur, les modèles chemodynamiques permettent de traiter l'évolution des galaxies de manière auto-consistante, c'est-à-dire sans avoir à imposer une histoire de formation stellaire, celle-ci découlant naturellement des processus physiques modélisés dans les simulations.

Les premières simulations de galaxies datent de 1941. Elles ont été effectuées par [Holmberg \(1941\)](#), non pas à l'aide d'un ordinateur, mais grâce à un dispositif utilisant le flux lumineux, celui-ci variant en r^{-2} de la même manière que le champ gravitationnel. Il faut ensuite attendre les années 60 pour voir les premières simulations de galaxies sur ordinateur.

²On appelle métallicité la fraction de masse de métaux et on la note Z .

Au fil des années, l'augmentation de la puissance des ordinateurs combinée à l'amélioration des codes de simulations numériques a permis de modéliser de plus en plus de phénomènes physiques. En effet, les premières simulations ne prenaient en compte que les étoiles alors que les simulations actuelles les plus complexes prennent en compte à la fois les étoiles, le gaz et sa structure multiphasique, la formation et l'évolution stellaire, l'évolution chimique, etc. Les premières simulations chemodynamiques étaient à une dimension et datent de la fin des années 80-début des années 90 (cf. par exemple [Theis *et al.* \(1992\)](#)). Les codes actuels sont tridimensionnels et ont une résolution bien supérieure. Ils permettent d'étudier l'évolution des galaxies, notamment sous la forme de systèmes isolés. De telles simulations nous renseignent sur les mécanismes internes responsables de l'évolution séculaire des galaxies. L'absence d'interactions avec le milieu extérieur est l'un des inconvénients de ce type de simulations. On peut y remédier en utilisant des simulations cosmologiques afin de fournir des contraintes (accrétion de gaz, taux de fusion de galaxies, ...) pour les simulations à plus petite échelle.

Nous décrivons au chapitre 2 nos choix quant à la modélisation des différentes composantes d'une galaxie. Par la suite, les chapitres 3, 4 et 5 présentent l'implémentation numérique de ces choix dans notre code chemodynamique. Le chapitre 6 présente les premiers tests effectués sur des galaxies à disque et des galaxies naines. Enfin, dans le chapitre 7, nous décrivons les améliorations envisagées et les perspectives scientifiques.

Chapitre 2

Modèle physique d'une galaxie

Ce chapitre décrit notre modèle chemodynamique. Celui-ci consiste en une description de la dynamique des étoiles et du milieu interstellaire multiphasique ainsi que des interactions entre ses différentes composantes. Les étoiles et le gaz peuvent être ou non plongés au sein d'un halo de matière noire. L'implémentation de ce modèle est traitée dans les chapitres suivants.

2.1 Étoiles et matière noire

Les étoiles d'une galaxie constituent un système N -corps auto-gravitant. L'évolution d'un tel système de N -corps massifs i , non-collisionnels, de masses m_i , de positions \vec{r}_i et de vitesse \vec{v}_i est complètement décrite par ses équations du mouvement :

$$\begin{cases} \dot{\vec{r}}_i = \vec{v}_i \\ \dot{\vec{v}}_i = -\vec{\nabla}_i \Phi_i \end{cases} \quad (i = 1, \dots, N)$$

où

$$\Phi_i = -G \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{m_j}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|}$$

est le potentiel gravitationnel créé par les $(N - 1)$ autres corps dont dérive la force gravitationnelle \vec{f}_i s'exerçant sur le corps i , et G est la constante universelle de la gravitation. La force \vec{f}_i s'écrit :

$$\vec{f}_i = -G \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{m_i(\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^3}$$

Il faut donc résoudre un système de $6N$ équations différentielles du premier ordre couplées. Cette résolution ne peut se faire que numériquement pour $N \geq 3$.

La matière noire étant uniquement détectée par ses effets gravitationnels et sa nature restant inconnue à ce jour, celle-ci, lorsqu'elle est prise en compte, peut être traitée de la même manière que la composante stellaire, c'est-à-dire comme un système N -corps sans collisions. Une autre méthode consiste à traiter le halo de matière noire d'une galaxie isolée à l'aide d'un potentiel gravitationnel fixe. On représente souvent ce halo à l'aide d'un potentiel à symétrie sphérique dit potentiel de Plummer Φ_P :

$$\Phi_P(r) = -\frac{GM}{\sqrt{r^2 + a^2}}$$

où r est le rayon, M la masse totale et a l'échelle de longueur caractéristique du Plummer. Le profil de densité correspondant est donné par :

$$\rho_P(r) = \left(\frac{3M}{4\pi a^3} \right) \left(1 + \frac{r^2}{a^2} \right)^{-\frac{5}{2}}$$

2.2 Modélisation du milieu interstellaire

Nous avons vu au chapitre précédent que les étoiles et le milieu interstellaire étaient couplés via divers processus physiques. La figure 2.1 présente les processus pris en compte dans notre modèle.

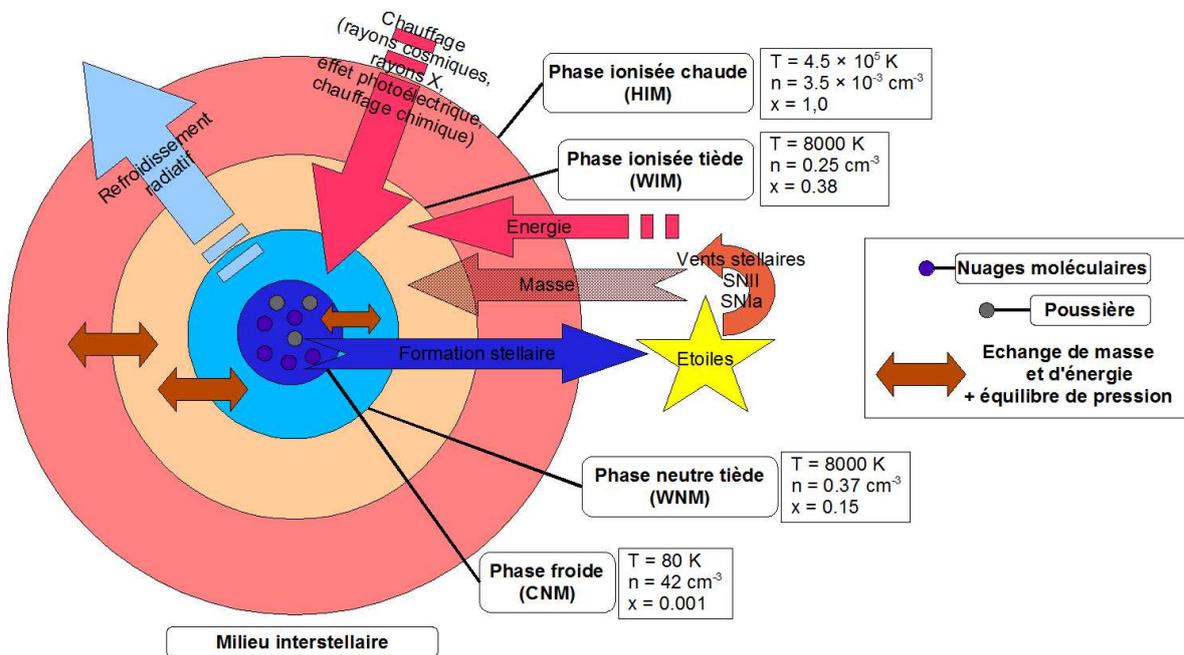


FIG. 2.1 – Modèle schématique du milieu interstellaire. Les valeurs de température T , densité n et fraction d'ionisation x des différentes phases sont tirées de [McKee & Ostriker \(1977\)](#). Seul le sens des flèches a un sens, l'origine et la destination des flèches ne sont pas significatifs. En effet, le chauffage et le refroidissement se produisent au sein de toutes les phases du MIS. La redistribution de masse et d'énergie de la part des étoiles se produit principalement dans les phases tièdes et chaudes.

La nature complexe du milieu interstellaire (cf. chapitre précédent) rend sa modélisation difficile. [McKee & Ostriker \(1977\)](#) ont proposé un modèle du MIS en se basant sur l'influence des explosions de supernovae. D'après ce modèle, le milieu interstellaire serait structuré en trois phases en équilibre de pression (cf. Fig. 2.1). La plus grande partie du volume du MIS est occupée par le HIM très chaud et peu dense ($f_V \sim 0.7 - 0.8$) dans lequel évoluent des nuages denses et froids représentant le CNM ($f_V \sim 0.02 - 0.04$). Une phase tiède représentant le WNM et le WIM entoure ces nuages froids ($f_V \sim 0.2$). Ces trois phases peuvent échanger de la masse et de l'énergie par l'intermédiaire de divers processus physiques. Les nuages moléculaires et la poussière ne sont pas pris en compte dans le modèle de [McKee & Ostriker \(1977\)](#).

Nous avons choisi de modéliser le MIS par un milieu à deux phases : l'une correspondant au milieu froid (CNM), l'autre correspondant à l'ensemble des milieux tiède et chaud (WNM, WIM et HIM).

On ne modélise pas la phase moléculaire du MIS. En effet, celle-ci est le siège de très nombreuses réactions chimiques, toutes étant d'importance comparable ce qui rend sa modélisation difficile. De plus, le refroidissement moléculaire fait également intervenir de très nombreuses transitions associées à ces nombreuses molécules.

2.2.1 Dynamique du milieu interstellaire

On considère que le milieu interstellaire est un fluide. Celui-ci suit donc les équations hydrodynamiques traditionnelles. La conservation de la masse est donnée par l'équation de continuité (moment d'ordre 1 de l'équation de Boltzmann sans collisions) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0$$

où ρ est la densité du gaz et \vec{v} sa vitesse. L'équation du mouvement (moment d'ordre 2) d'un fluide visqueux compressible en l'absence de champ magnétique et dans un référentiel non tournant s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} + \eta \frac{\Delta \vec{v}}{\rho} + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \frac{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v})}{\rho} - \vec{\nabla} \Phi$$

où P est la pression, η le coefficient de viscosité dynamique, ζ le coefficient de seconde viscosité et Φ le potentiel gravitationnel.

Si le fluide n'est pas isotherme, il faut encore ajouter l'équation d'énergie (moment d'ordre 3) qui, en négligeant la conduction thermique et le transfert radiatif, s'exprime :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) u = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \frac{\eta}{2\rho} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2 + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \frac{(\vec{\nabla} \cdot \vec{v})^2}{\rho}$$

où u est l'énergie interne du fluide.

Ces équations accompagnées de l'équation de Poisson ($\Delta \Phi = 4\pi G \rho$) ne suffisent pas pour calculer le mouvement du fluide. En effet, nous avons 7 inconnues (ρ , v_x , v_y , v_z , P , u et Φ) mais seulement 6 équations (la conservation de la masse, les trois équations du mouvement, l'équation d'énergie et celle de Poisson). On a donc besoin d'une septième équation pour fermer ce système. On choisit une équation d'état qui permet de relier la pression P à la densité ρ et à l'énergie interne u du fluide. L'une des plus simples est l'équation d'état des gaz parfaits :

$$P = (\gamma - 1)\rho u$$

où γ est l'indice adiabatique du gaz. γ vaut 5/3 dans le cas d'un gaz parfait monoatomique et 7/5 dans le cas d'un gaz parfait diatomique.

2.2.2 Phénomènes énergétiques

Nous avons vu au chapitre précédent les différents phénomènes énergétiques agissant au sein du MIS. Nous avons choisi de modéliser les plus importants, c'est-à-dire le chauffage par effet photoélectrique et le refroidissement radiatif. À ces deux mécanismes, il faut ajouter le

phénomène de conduction qui permet d'échanger de la matière entre la phase froide et la phase tiède/chaude et l'évolution stellaire qui influencent le MIS au moyen des vents stellaires et des explosions de supernovae.

2.2.3 Poussières

La poussière n'est pour le moment pas prise en compte dans le code chemodynamique présenté ici. Néanmoins, une première implémentation, que nous décrivons succinctement par la suite (cf. section 5.3), a commencé en collaboration avec une stagiaire de M2.

La poussière est modélisée par un fluide mélangé à la phase froide du milieu interstellaire. Son évolution dynamique est donc liée à celle du gaz. La poussière se forme lors des explosions de supernovae et dans les enveloppes des étoiles AGB. Lors de sa création, elle ne possède pas la même vitesse que le gaz. Par conséquent, une force de friction dynamique (ou *drag force*) va exister entre les grains de poussière et le gaz, tendant à égaliser leurs vitesses respectives. Cette friction dynamique va libérer de l'énergie et chauffer le gaz.

La destruction des poussières peut avoir lieu lors d'interaction entre le rayonnement et les grains de poussière ou lors d'interactions atome/grain ou grain/grain provoquées entre autres par les explosions de supernovae.

2.3 Formation stellaire

Les étoiles naissent dans le gaz au sein des nuages moléculaires par effondrement gravitationnel. Puisque l'on ne modélise pas la phase moléculaire, on peut seulement imposer que la formation stellaire ait lieu au sein de la phase froide. En effet, c'est dans cette phase que les nuages moléculaires vont se former et s'effondrer. De plus, on ne simule pas directement l'effondrement gravitationnel du gaz à l'échelle d'une galaxie. La modélisation de la formation stellaire revient donc à identifier les régions susceptibles de reproduire les conditions nécessaires à cet effondrement qui sont des régions froides, denses et peu agitées dynamiquement.

Plusieurs recettes de formation stellaire existent. On peut citer entre autres la loi de Schmidt (Schmidt, 1959), le critère de Toomre (Toomre, 1964) et le critère de Jeans.

La loi de Schmidt relie le taux de formation stellaire volumique ρ_{SFR} à la densité volumique de gaz ρ_g :

$$\rho_{\text{SFR}} \propto \rho_g^n$$

où n est un paramètre contraint par les observations ($n \in [1, 2]$). On peut également utiliser une autre expression faisant intervenir les densités surfaciques de formation stellaire Σ_{SFR} et de gaz Σ_g :

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_g^\alpha$$

Kennicutt (1998) propose la valeur de $\alpha = 1.4$ à partir d'observations de propriétés globales de galaxies. En plus de cette loi, on observe un effet de seuil, c'est-à-dire qu'il n'y pas de formation stellaire en-dessous d'une certaine densité critique de gaz (Kennicutt, 1989).

Le critère de Toomre est un critère de stabilité pour un disque infiniment fin. Une région sera instable si le paramètre de Toomre Q_g est inférieur à une certaine valeur λ :

$$Q_g = \frac{v_s \kappa}{\pi G \Sigma_g} \leq \lambda$$

où v_s est la vitesse du son dans le gaz, κ la fréquence épicyclique et Σ_g la densité surfacique du gaz. La valeur de λ est déterminée par les observations. [Kennicutt \(1990\)](#) propose la valeur de $\lambda = 1.4$.

Le critère de Jeans concerne la stabilité d'une sphère de gaz contre des perturbations. Un nuage de gaz s'effondre si sa masse est supérieure à la masse de Jeans M_J :

$$M > M_J = \frac{\pi \rho_g}{6} \left(\frac{\pi v_s^2}{G \rho_g} \right)^{3/2}$$

Nous avons choisi d'utiliser le critère de Jeans pour modéliser la formation stellaire car il s'agit d'un critère local. Les régions susceptibles de former des étoiles sont donc des régions où la température est faible et dont la masse est supérieure à la masse de Jeans.

La distribution des étoiles en fonction de leur masse est donnée par l'IMF. Suite à l'IMF sous forme d'une loi de puissance de [Salpeter \(1955\)](#), d'autres formes ont été proposées (cf. tableau 3 de [Kroupa \(2005\)](#) par exemple). Des observations récentes ont amené les astrophysiciens à proposer des IMF sous la forme de fonctions puissances par morceaux. [Kroupa \(2001\)](#) propose l'IMF suivante comme étant universelle :

$$\Phi(m) \propto m^{-\gamma_i} \begin{cases} \gamma_0 = 0.3 \pm 0.7, & 0.01 \leq m/M_\odot \leq 0.08 \\ \gamma_1 = 1.3 \pm 0.5, & 0.08 \leq m/M_\odot \leq 0.50 \\ \gamma_2 = 2.3 \pm 0.3, & 0.50 \leq m/M_\odot \leq 1.00 \\ \gamma_3 = 2.3 \pm 0.7, & m/M_\odot \geq 1.00 \end{cases}$$

La masse minimale de $0.01 M_\odot$ correspond à la masse minimale nécessaire pour pouvoir déclencher les réactions de fusion du deutérium. Les étoiles de masse inférieure à $0.08 M_\odot$ sont des naines brunes, c'est-à-dire des étoiles qui ne peuvent pas maintenir de manière durable les réactions de fusion thermonucléaire en raison de leur trop faible masse.

La borne supérieure de l'IMF est mal contrainte. Cette limite est généralement comprise entre 50 et $150 M_\odot$. [Weidner & Kroupa \(2004\)](#) propose une coupure à $150 M_\odot$.

Une autre forme de l'IMF est couramment utilisée. Il s'agit de la *fonction de masse logarithmique* définie par :

$$\Phi_L(m) = \frac{dn(m)}{d \log_{10}(m)} = \frac{\ln(10) m dn(m)}{dm} = m \ln(10) \Phi(m)$$

$\Phi_L(m) dm$ est alors le nombre d'étoiles ayant des masses comprises entre lm et dlm ($lm \equiv \log_{10} m$). La figure 2.2 représente la fonction de masse logarithmique de [Kroupa \(2001\)](#).

2.4 Évolution stellaire

L'évolution stellaire a deux impacts principaux sur le milieu interstellaire : elle redistribue au gaz ambiant de la masse et de l'énergie. L'impact de cette évolution sera différent selon la masse des étoiles. On peut classer ces dernières en trois catégories, chaque catégorie étant caractérisée par une évolution différente.

Tout d'abord, les étoiles massives ($M > 8 M_\odot$) vont évoluer rapidement. Durant leur vie sur la séquence principale, elles sont sujettes à de forts vents stellaires. En seulement quelques millions d'années (au maximum ~ 40 Myr pour les étoiles de $8 M_\odot$), elles épuisent tout leur combustible et explosent en supernovae de type II (SNII) ne laissant derrière elles qu'un résidu

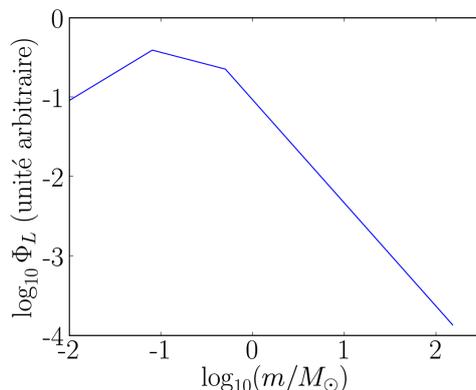


FIG. 2.2 – Fonction de masse initiale de Kroupa (2001).

compact : une étoile à neutrons ou un trou noir. L’explosion d’une étoile en supernovae libère de grandes quantités de matière enrichie en éléments lourds et beaucoup d’énergie ($\sim 10^{51}$ erg) dans le gaz chaud. La masse et l’énergie injectées dans le MIS par les SNII influencent fortement l’évolution dynamique et chimique d’une galaxie.

Les étoiles de masse intermédiaire ($0.8 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$) expulsent leurs couches externes lors de la phase AGB (*Asymptotique Giant Branch* en anglais ou *Branche Asymptotique des Géantes* en français) après avoir brûlé leur hydrogène et leur hélium, ne laissant derrière elles que leur cœur de carbone et d’oxygène, une naine blanche. Ces étoiles peuvent vivre entre quelques dizaines de millions d’années et plusieurs milliards d’années. L’enveloppe éjectée est enrichie en métaux et peut correspondre à une fraction significative de la masse initiale de l’étoile. Ces étoiles ont donc un impact à long terme sur l’évolution chimique des galaxies.

Les étoiles de faible masse ($M < 0.8 M_{\odot}$) restent sur la séquence principale pendant plus de 15 milliards d’années et ne réinjectent donc pas ou très peu de masse dans le milieu interstellaire. Leur effet net sur le MIS est donc de bloquer du gaz sous forme d’étoiles.

Enfin, un dernier mécanisme intervient dans l’enrichissement du MIS : les supernovae de type Ia (SNIa). Dans un système binaire, l’étoile la plus massive va évoluer plus rapidement et va devenir une naine blanche. Cette dernière va pouvoir accréter de la masse de la part de son compagnon lorsqu’elle va grossir et devenir une géante rouge. Si la masse de la naine blanche dépasse la masse de Chandrasekhar, plus rien ne peut empêcher son effondrement. Cet effondrement enclenche une série de réactions thermonucléaires menant à l’explosion totale de l’étoile. Cette explosion est appelée supernovae de type Ia et elle libère, comme une SNII, de grandes quantités d’énergie et enrichit le MIS en éléments lourds, notamment en fer.

Étant données les échelles de temps impliquées dans l’évolution stellaire (de quelques millions d’années pour les SNII à plusieurs milliards d’années pour les vents stellaires et les SNIa), on utilise un mécanisme de recyclage non-instantané. Contrairement au recyclage instantané qui suppose que la formation stellaire est immédiatement suivie par la redistribution de masse et d’énergie correspondant aux différentes étoiles, le recyclage non-instantané redistribue ces différentes contributions progressivement au cours du temps.

Chapitre 3

Implémentation de la dynamique

3.1 Dynamique stellaire par la méthode particule-grille

Afin de calculer l'évolution d'un système à N -corps, on est amené, à chaque pas de temps, à calculer le potentiel gravitationnel, puis les forces qui en dérivent afin de calculer les positions et les vitesses des particules au pas de temps suivant. On doit donc effectuer $\frac{1}{2}N(N-1) \propto N^2$ opérations à chaque pas de temps, ce qui devient une tâche irréalisable quand le nombre de particules devient trop important. Afin de dépasser cette limite, diverses techniques ont été inventées. Nous en verrons quelques-unes dans la suite de ce chapitre.

De plus, on se rend compte que lorsque que deux particules s'approchent très près l'une de l'autre, un terme intervenant dans l'expression de la force \vec{f}_i diverge. Afin d'éviter cela, on introduit un *paramètre de lissage* ϵ dans l'expression du potentiel. On a alors un potentiel *adouci* :

$$\Phi_i = -G \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{m_j}{\sqrt{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2 + \epsilon^2}}$$

Un système galactique de 10^{10-12} étoiles peut être considéré comme un système sans collision car le temps de relaxation à deux corps t_{rel} est très grand devant le temps dynamique t_d du système ($t_{\text{rel}}/t_d \propto N/(\ln N)$). Or, dans les simulations, le nombre de particules simulées est très petit¹ devant le nombre réel d'étoiles d'une galaxie : le temps dynamique n'est plus négligeable devant le temps de relaxation et on augmente artificiellement le nombre de rencontres à deux corps dans la simulation par rapport au système réel étudié.

Outre le fait d'éviter une éventuelle division par zéro lors du calcul de la simulation, l'introduction de ce paramètre permet de réduire ce nombre artificiellement élevé d'interactions à deux corps dans la simulation.

Le code utilisé est un code à grille, c'est-à-dire que l'on distribue la masse des particules sur une grille. Cette distribution de masse est effectuée selon l'algorithme CIC (Cloud-In-Cell) : on répartit la masse sur les 2^D points les plus voisins grâce à une interpolation trilineaire, D étant la dimension de l'espace considéré.

¹Actuellement, on peut simuler jusqu'à quelques millions de particules en effectuant une sommation directe (méthode Particule-Particule ou PP) ; d'autres techniques, dont celles décrites plus loin, permettent de simuler jusqu'à plusieurs dizaines de millions de particules voir plusieurs milliards de particules à l'aide de super-calculateurs.

On fait l'approximation du champ gravitationnel moyen : $\vec{\nabla}_i \Phi_i \approx \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}_i)$ où $\Phi(\vec{r})$ est le potentiel moyen en \vec{r} . Cela revient à séparer le système considéré en N systèmes à une particule qui se déplace dans un potentiel gravitationnel créé par l'ensemble des particules. Ainsi à chaque pas de temps, on doit calculer le potentiel gravitationnel moyen puis les déplacements des N particules en intégrant les équations du mouvement.

On considère une grille cartésienne de dimensions $N_g = N_x \times N_y \times N_z$. La masse $M_{i,j,k}$ est distribuée sur les points (i, j, k) de la grille représentant la position physique $\vec{r} \equiv (x(i), y(i), z(i))$. Le potentiel gravitationnel au point (i, j, k) s'écrit alors :

$$\Phi_{i,j,k} = \sum_{\substack{i'=1 \\ i' \neq i}}^{N_x} \sum_{\substack{j'=1 \\ j' \neq j}}^{N_y} \sum_{\substack{k'=1 \\ k' \neq k}}^{N_z} \mathcal{G}(i, j, k, i', j', k') \times M_{i',j',k'}$$

où $\mathcal{G}(i, j, k, i', j', k')$ est égal à :

$$\mathcal{G}(i, j, k, i', j', k') = \frac{-G}{\sqrt{|\vec{r}_{i,j,k} - \vec{r}_{i',j',k'}|^2 + \epsilon^2}}$$

En remarquant que $\mathcal{G}(i, j, k, i', j', k') = \mathcal{G}(i - i', j - j', k - k')$, on s'aperçoit que l'on a affaire à un produit de convolution discret :

$$\phi(r) = \mathcal{G}(r - r') * M(r')$$

Le calcul d'un produit de convolution étant une opération délicate, on va s'en affranchir en effectuant la transformée de Fourier de cette expression grâce à l'algorithme FFT (Fast Fourier Transform). On se retrouve alors avec un produit classique :

$$\hat{\phi}_{\sigma,\mu,\nu} = \hat{\mathcal{G}}(\sigma, \mu, \nu) \hat{M}_{\sigma,\mu,\nu}$$

Le calcul est finalement plus simple qu'un produit de convolution. Cependant, les transformées de Fourier par FFT nécessitent des fonctions périodiques, ce qui n'est malheureusement pas le cas, ni pour \mathcal{G} , ni pour M . Pour pallier ceci, on duplique \mathcal{G} par symétrie dans les trois directions de l'espace de façon à la rendre artificiellement périodique. Ceci double la grille dans chacune des dimensions, soit une multiplication par 8 en trois dimensions. Pour la masse, on double également la grille mais en annulant celle-ci dans les parties rajoutées afin de ne pas introduire de contribution supplémentaire au potentiel.

Une fois le potentiel obtenu, on calcule les forces par différence finie au second ordre sauf pour les points des bords de la grille où on utilise une différence finie au premier ordre. Pour un point (i, j, k) de l'intérieur de la grille, on a :

$$f_{i,j,k}^{(x)} = \frac{\phi_{i+1,j,k} - \phi_{i-1,j,k}}{2}$$

3.1. DYNAMIQUE STELLAIRE PAR LA MÉTHODE PARTICULE-GRILLE

Finalement, un code à grille effectue les opérations suivantes. Au début de la simulation, on calcule \mathcal{G} et $\hat{\mathcal{G}}$ une fois pour toutes pour la grille considérée puisque qu'elle ne varie pas au cours de la simulation. Ensuite, à chaque pas de temps, on effectue les opérations suivantes :

1. calcul de la distribution de masse par un algorithme CIC ;
2. FFT de la distribution de masse ;
3. produit de $\hat{\mathcal{G}}$ par \hat{M} qui permet d'obtenir $\hat{\phi}$;
4. FFT inverse pour obtenir le potentiel de la distribution de masse ;
5. interpolation des forces gravitationnelles par différences finies aux points de la grille ;
6. interpolation des accélérations des particules par une interpolation identique à celle de l'algorithme CIC ;
7. incrémentation des vitesses et des positions.

La méthode N -corps utilisée est la méthode PM avec une grille polaire. Cette géométrie de grille permet une résolution plus importante dans la partie centrale, là où la masse est plus grande. Une telle grille est parfaitement adaptée à l'étude de systèmes aplatis tels les galaxies, et particulièrement les galaxies à disque.

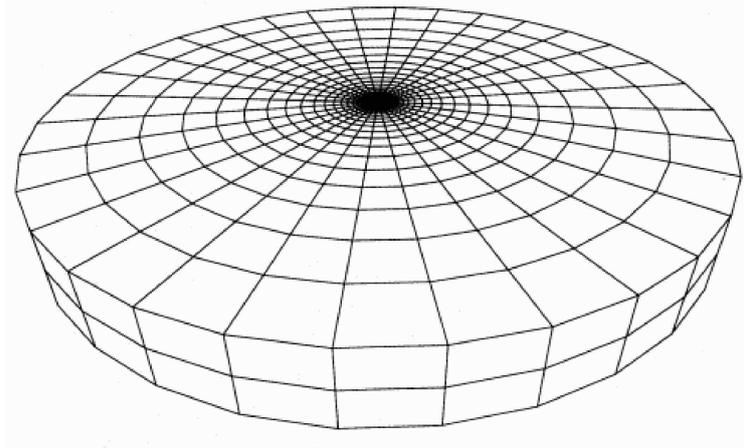


FIG. 3.1 – Géométrie de la grille utilisée dans PMSPHSF. Seule une partie de la grille est représentée (figure tirée de Pfenniger & Friedli (1993)).

La grille utilisée est composée de 60 divisions radiales (N_R), 64 divisions azimutales (N_θ) et 624 divisions selon z (N_z) (voir figure 3.1 qui montre la géométrie de la grille utilisée). La discrétisation en z et en θ est régulière alors que le rayon des cellules croît en R selon la loi :

$$R_j = R_{\max} \frac{\exp \left[j / \left(\frac{1}{2} + \frac{N_\theta}{2\pi} \right) \right] - 1}{\exp \left[(N_R - 1) / \left(\frac{1}{2} + \frac{N_\theta}{2\pi} \right) \right] - 1}$$

Le potentiel s'écrit :

$$\Phi_{R_i, \theta_j, z_k} = -G \sum_{i'} \sum_{j'} \sum_{k'} M_{i', j', k'} \times \frac{1}{\sqrt{R^2 + R'^2 - 2RR' \cos(\theta - \theta') + (z - z')^2 + \epsilon^2}}$$

Puisque la discrétisation selon θ et z est régulière, les sommes sur j' et k' sont des produits de convolution. On utilise l'algorithme FFT pour résoudre cette partie de l'équation, le doublement de grille n'étant nécessaire que selon la coordonnée z puisque la variable θ est périodique. La somme sur R , quant à elle, est calculée par sommation directe.

À ce stade, on doit ajouter les termes d'accélération des *self-forces*. En effet, quand les côtés de la grille ne sont pas parallèles, ce qui est le cas pour notre grille cylindrique, la méthode CIC fait que les particules sentent une force (*self-force*) en direction du centre. Pour annuler ces forces, on les calcule une bonne fois pour toutes avec une grille plus fine et on les interpole linéairement lors de la simulation. Le paramètre de lissage ϵ a été optimisé afin de réduire le plus possible les contributions de ces forces.

Si une particule sort de la grille, son accélération est approximée par $-GM_{\text{tot}}/d^2$ ou M_{tot} est la masse totale du système et d est la distance au centre de masse du système.

Si l'on prend en compte les particules de gaz, on distribue également la masse de celles-ci sur la grille et on obtient le potentiel gravitationnel dérivant de la distribution de masse totale (étoiles et gaz).

Mis à part la méthode PM qui vient d'être décrite, d'autres méthodes existent pour résoudre les équations du mouvement d'un système à N corps. On peut citer les codes PP, les codes P³M, les codes en arbres et les codes AMR :

- La méthode particule-particule (PP) consiste à effectuer la sommation directe de toutes les interactions entre les diverses particules. L'évaluation des forces est précise mais cela se fait au détriment du temps de calcul qui est très lent (proportionnel à N^2).
- Le principe des codes particule-particule/particule-maille (P³M) consiste à tirer profit des deux méthodes. Les forces à courte distance sont calculées par la méthode PP plus précise que la méthode PM tandis que les forces à grande distance sont estimées par la méthode PM, permettant ainsi de diminuer le temps de calcul.
- Le principe des codes en arbre est le même que celui des codes P³M qui consiste à séparer les contributions à courte distance et les contributions à longue distance. La différence provient de l'absence de grille. La simulation est découpée en cellules : on part d'une seule cellule que l'on divise successivement en $2^3 = 8$ cellules plus petites jusqu'à ce que chaque cellule ne contienne qu'une seule particule. Ce découpage est stocké dans un arbre. Lors du calcul de la force s'exerçant sur une particule i , on parcourt les cellules j de l'arbre ainsi calculé. Si j ne contient qu'une particule, on somme directement sa contribution. Si j contient plusieurs particules, deux choix sont possibles : si la cellule j est suffisamment éloigné de i , on approxime les contributions des particules situées dans j par la contribution d'une seule particule située au barycentre de j et dont la masse correspond à la somme des particules de j ; si la cellule j est trop proche de i , on continue l'exploration de l'arbre. La rapidité et la précision de la méthode réside dans la définition du « proche » et du « loin ».
- Lorsque les cellules d'un code P³M contiennent des surdensités de particules, le temps de calcul devient très long à cause de la partie PP. Une solution consiste à créer des sous-grilles dans les zones de surdensité afin d'augmenter la résolution : c'est le principe des codes à grille à adaptative (AMR en anglais pour *Adaptive Mesh Refinement*).

3.2 Traitement du milieu interstellaire par la méthode SPH

Le traitement du gaz se fait grâce à une description lagrangienne par la méthode *Smooth Particle Hydrodynamics* (SPH) qui résout l'équation du mouvement et l'équation d'énergie. À la base de la méthode SPH, développée à l'origine par [Lucy \(1977\)](#) et [Gingold & Monaghan \(1977\)](#), se trouve une méthode d'interpolation permettant de construire une fonction continue et différentiable, représentant une grandeur physique du fluide à partir de sa valeur en N points discrets faisant office de particules. Cette méthode ne nécessitant pas de grille, elle permet de modéliser une géométrie quelconque pour le fluide.

On définit l'interpolation intégrale d'une fonction $f(\vec{r})$ par :

$$\langle f(\vec{r}) \rangle \equiv \int f(\vec{r}') W(\vec{r} - \vec{r}', h) d\vec{r}'$$

où W est le noyau de l'interpolation et h une mesure de son extension spatiale appelé *adoucissement*. Le noyau W possède les deux propriétés suivantes :

$$\int W(\vec{r}, h) d\vec{r} = 1 \quad \lim_{h \rightarrow 0} W(\vec{r} - \vec{r}', h) = \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

Il s'ensuit que :

$$\lim_{h \rightarrow 0} \langle f(\vec{r}) \rangle = f(\vec{r})$$

Imaginons que la fonction f ne soit connue qu'en N points. On peut montrer que la fonction f peut alors être calculée grâce à une somme sur ces N points qui sont les particules SPH :

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho(\vec{r}_j)} f(\vec{r}_j) W(|\vec{r} - \vec{r}_j|, h)$$

En choisissant $f = \rho$ et en notant $W_{ij} = W(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|, h)$ et $\rho_i = \langle \rho(\vec{r}_i) \rangle$, on obtient l'expression de la densité volumique du fluide en formalisme SPH :

$$\rho_i = \sum_{j=1}^N m_j W_{ij}$$

Cette dernière expression peut s'interpréter de la manière suivante : chaque particule de masse m_j est lissée spatialement selon le noyau W qui peut être vu comme la distribution de densité spatiale de la particule. La densité du fluide dans n'importe quel point de l'espace peut-être obtenue en sommant les contributions de toutes les particules en ce point. Le nom de la méthode découle en fait de cette interprétation. On peut relever que pour calculer la densité du fluide, seules les positions et la masse des particules sont nécessaires. Cela signifie que l'équation de continuité est satisfaite automatiquement si la masse des particules est constante et qu'aucune particule n'est perdue.

Le noyau SPH utilisé a la forme suivante :

$$W(r, h) = \frac{1}{\pi h^3} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}v^2 + \frac{3}{4}v^3 & \text{si } 0 \leq v \leq 1, \\ \frac{1}{4}(2 - v)^3 & \text{si } 1 \leq v \leq 2, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

où $v = r/h$. Ce noyau s'interpole au second degré en h et reste toujours positif. Il a l'avantage de fournir une limite claire au nombre de voisins à considérer puisque toutes les contributions au-delà de $2h$ sont nulles.

Afin d'éviter les problèmes de résolution qui peuvent apparaître dans le cas d'un adoucissement constant, on utilise un adoucissement variable. Cette méthode consiste à ajouter une équation liant h à la densité ρ dans le système d'équations à résoudre, et assure ainsi que le nombre de voisins de chaque particule soit compris entre ≈ 20 et ≈ 70 .

En formalisme particulière, les équations du mouvement s'écrivent :

$$\frac{dv_i}{dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \vec{\nabla}_i W_{ij}$$

où Π_{ij} correspond aux termes de viscosité.

De la même manière, l'équation d'énergie s'écrit :

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{P_i}{\rho_i^2} \sum_{j=1}^N m_j (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{\nabla}_i W_{ij} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \Pi_{ij} (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{\nabla}_i W_{ij} + f_i$$

où f_i représente les échanges d'énergie au sein du MIS (chauffage, refroidissement radiatif, conduction thermique, ...).

Nous avons incorporé dans notre code les éléments principaux du modèle de [McKee & Ostriker \(1977\)](#) (cf. Fig. 3.2). Le MIS est représenté par un modèle à deux phases en équilibre de pression : une phase froide isoénergétique dont la température est d'environ 100 K et qui représente le milieu atomique froide (CNM en anglais pour *Cold Neutral Medium*), et une phase possédant une énergie interne, donc une température, variable (WHP pour *Warm/Hot Phase* avec $T \geq 100$ K). Cette seconde phase peut représenter soit le HIM, soit le WIM/WNM selon sa température (cf. Fig. 3.2). Une première phase d'implémentation de la poussière a été effectuée et est décrite plus loin dans la section 5.3.

Les phases représentées étant atomiques, on les modélise par un gaz parfait d'indice adiabatique $\gamma = 5/3$. On a alors l'équation d'état suivante : $P = (\gamma - 1)\rho u$.

Le gaz est représenté au moyen de particules SPH. Pour des raisons de facilité d'implémentation, nous avons choisi une modélisation mono-fluide multi-phasique du MIS, c'est-à-dire que chaque particule SPH peut contenir une phase froide et une phase variable. Il n'existe pas deux populations distinctes de particules SPH si bien que l'évolution dynamique est la même pour les deux phases. Cependant, chaque phase possède des propriétés physiques (masse, température) propres. Par conséquent, cela revient à considérer que, localement, la phase froide et la phase chaude l'entourant se déplacent ensemble.

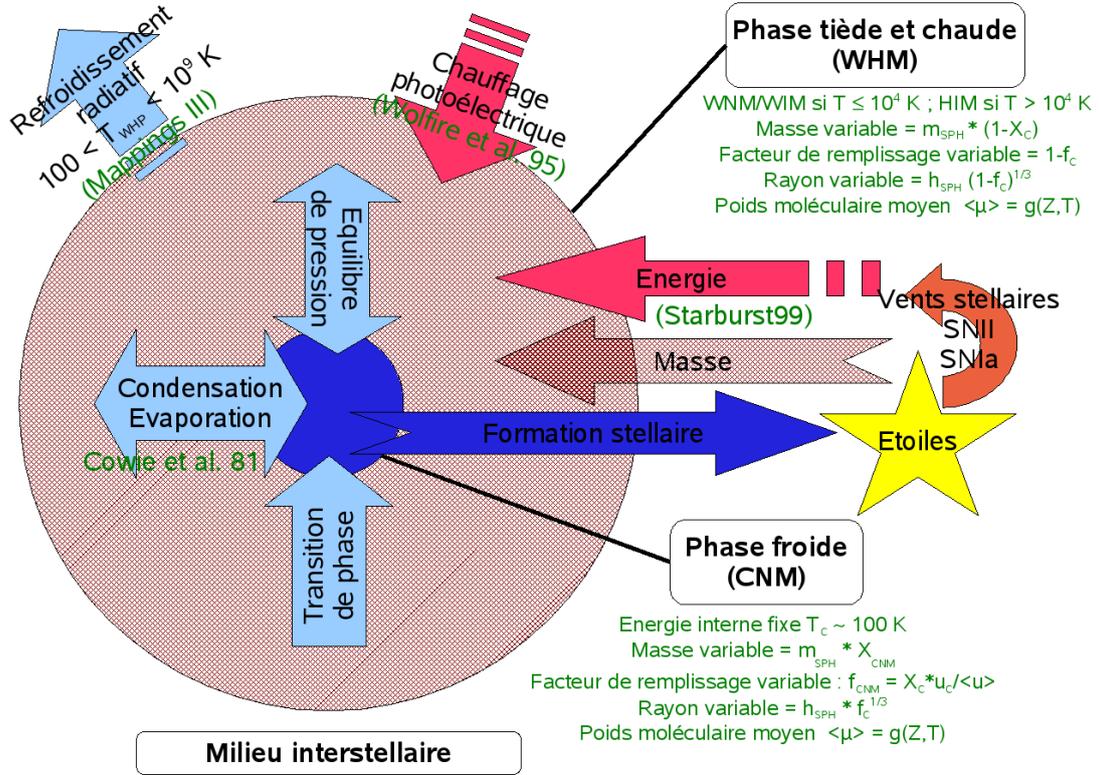


FIG. 3.2 – Description du milieu interstellaire et des phénomènes physiques modélisés. Le texte en vert donne des indications sur l’implémentation et sur les références utilisées.

Notre hypothèse de traitement du milieu interstellaire au moyen d’un seul fluide suppose que, au sein d’une particule SPH, le mélange des deux phases est parfait. Chaque particule est caractérisée par une fraction variable X_c : $X_c = M_c / M_{\text{tot}}$ où M_c est la masse de la phase froide et M_{tot} est la masse totale de la particule. X_c peut varier entre 0 et 1, certaines particules peuvent ainsi ne posséder qu’une seule phase, froide ($X_c = 1$) ou variable ($X_c = 0$).

Cette fraction de masse permet de définir l’énergie spécifique moyenne u et la température moyenne T d’une particule :

$$u = X_c u_c + (1 - X_c) u_v$$

$$T = X_c T_c + (1 - X_c) T_v$$

Les grandeurs indicées c se rapportent à la phase froide isoénergétique, celles indicées v à la phase variable et celles sans indice correspondent aux propriétés moyennes de la particule SPH.

L’hypothèse d’équilibre de pression entre les deux phases ($P = P_c = P_v$) associée à l’équation d’état du gaz parfait ($P = (\gamma - 1)\rho u$) permet de calculer différentes grandeurs caractéristiques des deux phases en fonction des propriétés moyennes de la particule SPH : les densités ρ_v et ρ_c , et un facteur de remplissage f_c (*filling factor* en anglais) de la phase froide à l’intérieur d’une particule SPH.

$$\begin{aligned}\rho_v &= \rho \frac{u}{u_v} \\ \rho_c &= \rho \frac{u}{u_c} \\ f_c &= \frac{V_c}{V} = \frac{M_c}{M} \frac{\rho}{\rho_c} = X_c \frac{u_c}{u} \\ f_v &= 1 - f_c\end{aligned}$$

Grâce à ce facteur de remplissage, on peut associer un rayon caractéristique à la phase froide :

$$r_c = h f_c^{1/3}$$

Le calcul de ce rayon viole notre hypothèse de mélange parfait en supposant que la phase froide d'une particule est sous la forme d'une seule sphère de rayon r_c entourée de phase chaude mais il nous est nécessaire dans le modèle de condensation/évaporation décrit plus loin dans la section 4.3.

3.3 Intégrateur

Pour discrétiser temporellement les équations du mouvement, deux types d'intégrateurs sont disponibles dans le code que nous avons utilisé :

- si on effectue une simulation N -corps purs, on utilise un intégrateur de type « leap-frog ». Ce schéma donne une précision du second ordre en Δt . On peut montrer qu'il est inutile d'utiliser un intégrateur d'ordre supérieur à cause du faible nombre de particules par rapport au nombre réel d'étoiles. De plus, tout intégrateur d'ordre supérieur nécessite plusieurs estimations des forces, ce qui augmente d'autant les temps de calcul. Ici, un seul calcul des forces est nécessaire par pas de temps. Si n est l'indice du temps, \vec{v}_i la vitesse et \vec{r}_i la position d'une particule soumise à une force \vec{f}_i , alors :

$$\begin{cases} \vec{v}_i^{(n)} &= \vec{v}_i^{(n-1)} + \Delta t \vec{f}_i^{(n-1/2)} \\ \vec{r}_i^{(n+1/2)} &= \vec{r}_i^{(n-1/2)} + \Delta t \vec{v}_i^{(n)} \end{cases}$$

Les modifications des positions et des vitesses ne se font pas au même instant, ce qui explique l'appellation *leap-frog* (*saute-mouton* en français). Cette méthode utilise un Δt constant, fixé en début de simulation.

- si on effectue une simulation N -corps avec gaz et formation stellaire, on utilise un intégrateur Runge-Kutta à l'ordre 2 avec prédiction du pas de temps afin de respecter la condition de Courant. Ce schéma est explicite et nécessite deux estimations des forces par pas de temps Δt . Pour chaque particule i , les positions \vec{r}_i , les vitesses \vec{v}_i , ainsi que la longueur d'adoucissement h_i et l'énergie interne u_i pour les particules de gaz, sont modifiées de la manière suivante :

$$\begin{cases} \vec{r}_i^{(n+1)} &= \vec{r}_i^{(n)} + \frac{1}{256} \Delta t^{(n)} \vec{v}_i^{(n)} + \frac{255}{256} \Delta t^{(n)} \vec{v}_i^{(n+1/2)} \\ \vec{v}_i^{(n+1)} &= \vec{v}_i^{(n)} + \frac{1}{256} \Delta t^{(n)} \vec{f}_i^{(n)} + \frac{255}{256} \Delta t^{(n)} \vec{f}_i^{(n+1/2)} \\ u_i^{(n+1)} &= u_i^{(n)} + \frac{1}{256} \Delta t^{(n)} \dot{u}_i^{(n)} + \frac{255}{256} \Delta t^{(n)} \dot{u}_i^{(n+1/2)} \\ h_i^{(n+1)} &= h_i^{(n)} + \frac{1}{256} \Delta t^{(n)} \dot{h}_i^{(n)} + \frac{255}{256} \Delta t^{(n)} \dot{h}_i^{(n+1/2)} \end{cases}$$

$$\text{où } \begin{cases} \vec{r}_i^{(n+1/2)} &= \vec{r}_i^{(n)} + \frac{1}{2}\Delta t^{(n)}\vec{v}_i^{(n)} \\ \vec{v}_i^{(n+1/2)} &= \vec{v}_i^{(n)} + \frac{1}{2}\Delta t^{(n)}\vec{f}_i^{(n)} \\ u_i^{(n+1/2)} &= u_i^{(n)} + \frac{1}{2}\Delta t^{(n)}\dot{u}_i^{(n)} \\ h_i^{(n+1/2)} &= h_i^{(n)} + \frac{1}{2}\Delta t^{(n)}\dot{h}_i^{(n)} \end{cases}$$

Les grandeurs indicées n sont estimées au temps t^n , celles indicées $n + 1/2$ correspondent au temps $t^n + (1/2)\Delta t^n$, et enfin celles indicées $n + 1$ sont estimées au temps $t^n + \Delta t^n$. Pour cet algorithme, on doit fixer la tolérance avec laquelle l'intégration doit être faite et l'intégrateur adaptera Δt en conséquence afin de la satisfaire.

Chapitre 4

Implémentation des phénomènes énergétiques

La phase froide étant isoénergétique, les phénomènes énergétiques associés au MIS n'influencent que la phase variable. La phase froide est affectée indirectement au moyen du phénomène de conduction décrit plus loin dans la section 4.3.

L'équation d'énergie sous forme particulière s'écrit pour une particule d'indice i :

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{P_i}{\rho_i^2} \sum_{j=1}^N m_j (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{\nabla}_i W_{ij} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \Pi_{ij} (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{\nabla}_i W_{ij} + f_i$$

où u_i est l'énergie interne de la i -ème particule, P_i sa pression, ρ_i sa densité de masse, v_i sa vitesse, n_i sa densité numérique (en cm^{-3}). m_j correspond à la masse de la j -ème particule, W_{ij} correspond au noyau SPH utilisé, Π_{ij} correspond aux termes de viscosité et f_i aux différents phénomènes énergétiques (chauffage, refroidissement radiatif, conduction thermique).

Cette équation est résolue en deux temps : les termes faisant intervenir la dynamique (les deux premiers termes du membre de droite) sont résolus par le schéma hydrodynamique alors que le troisième terme est résolu séparément. Cette séparation en deux de l'équation d'énergie se justifie par le fait que le troisième terme ne dépend pas de la dynamique du gaz et que les temps caractéristiques de la dynamique et du chauffage/refroidissement sont très différents (généralement, les temps caractéristiques du chauffage et du refroidissement sont bien plus courts que celui des phénomènes dynamiques).

On ne s'intéresse ici qu'aux phénomènes non-dynamiques, c'est-à-dire au troisième terme du membre de droite de l'équation précédente que l'on peut écrire :

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{n_i \Gamma_i - \Lambda_i}{\rho_i}$$

où Γ_i est le taux de chauffage et Λ_i le taux de refroidissement de la particule i . On a négligé ici les phénomènes de conduction qui seront traités à la section 4.3.

On doit donc calculer les deux termes $n_i \Gamma_i$ et Λ_i . Cette équation est ensuite résolue par une méthode de Runge-Kutta à l'ordre 2 avec une précision relative de 1 %, valeur cohérente avec la précision obtenue lors de la reconstruction des courbes de refroidissement (cf. section 4.2).

Les particules composées uniquement de phase froide ($X_c = 1$) ne sont pas soumises à ces différents phénomènes physiques, dynamiques ou non, puisque la phase froide est isoénergétique. Ces phénomènes seront à nouveau pris en compte si ces particules se trouvent à proximité de particules stellaires jeunes, ces dernières éjectant de la masse dans la phase variable au cours de leur évolution (cf. section 5.2.3).

4.1 Chauffage

Deux mécanismes de chauffage sont pris en compte : le chauffage par effet photoélectrique sur les grains et les PAH et le chauffage dû à l'évolution stellaire (vents stellaires et supernovae).

Le chauffage photoélectrique pour une particule j vaut (Wolfire *et al.*, 1995) :

$$n_j \Gamma_j = 1.0 \times 10^{-24} n_j \varepsilon G_0 \text{ erg s}^{-1}$$

où n_j est la densité numérique (en cm^{-3}) de la particule j , Γ_j son taux de chauffage, ε l'efficacité de chauffage et G_0 le champ de rayonnement UV incident (de 91.2 nm à 210 nm) normalisé à la valeur du champ local de Habing ($= 1.6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Pour des raisons de simplicité, le taux de chauffage est supposé constant. En-dessous de 10^4 K , ε est quasiment constant et vaut 0.05 et au-dessus de 10^4 K , le chauffage devient négligeable devant les pertes radiatives. On choisit donc $\varepsilon = 0.05$ quelque soit la température et $G_0 = 1.7$ (Wolfire *et al.*, 1995).

L'autre source importante de chauffage vient de l'évolution stellaire. Chaque particule stellaire va injecter de l'énergie dans le MIS via les vents stellaires et les supernovae de type II et de type Ia. Cette injection d'énergie est décrite plus loin dans la section 5.2.

4.2 Refroidissement radiatif

Le taux de refroidissement radiatif par unité de volume ($\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$) d'une particule j est donné par :

$$\Lambda_j = \frac{\rho_j^2 \tilde{\Lambda}_j(X_i, T)}{\mu_j^2(X_i) m_p^2}$$

où ρ_j est la densité de la particule, μ_j son poids moléculaire moyen et m_p la masse du proton.

Afin de calculer ce taux de refroidissement, il est nécessaire de calculer $\tilde{\Lambda}_j(X_i, T)$ et $\mu_j(X_i)$.

4.2.1 Taux de refroidissement $\tilde{\Lambda}$

Le refroidissement radiatif $\tilde{\Lambda}_j$ du gaz dépend de sa température et de sa composition chimique : un gaz de composition similaire à celle du voisinage solaire refroidira bien plus efficacement qu'un gaz avec une composition primordiale (cf. Fig. 4.1). Généralement, les taux de refroidissement sont calculés pour différentes métallicités avec des rapports d'abondances solaires (e.g. Boehringer & Hensler, 1989) ou avec des enrichissements fixes pour certains éléments (e.g. Sutherland & Dopita, 1993). Les rapports d'abondances dans le MIS ne sont évidemment pas toujours solaires car le gaz éjecté par les vents stellaires et les supernovae a une composition chimique non-solaire.

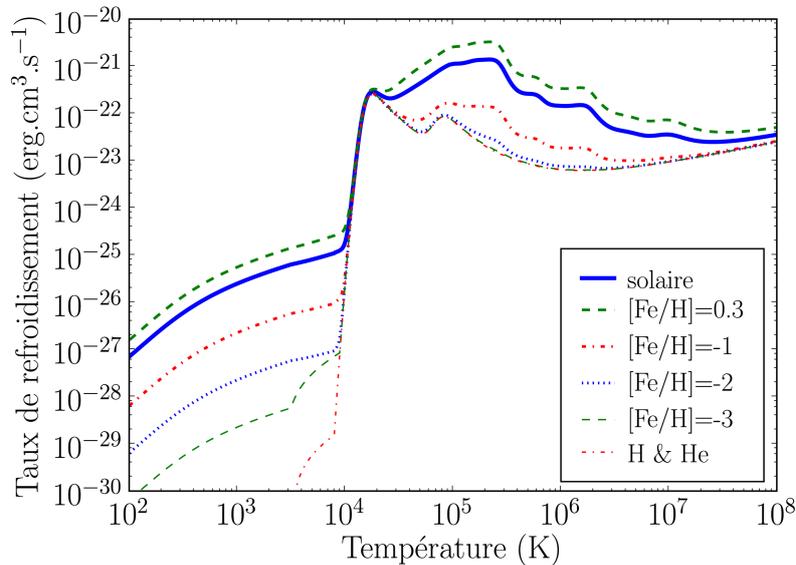


FIG. 4.1 – Taux de refroidissement radiatif en fonction de la température calculés avec Mappings III pour différentes métallicités. Les abondances utilisées sont tirées de [Boehringer & Hensler \(1989\)](#).

Importance de la prise en compte de la composition chimique du gaz

On considère une population stellaire simple caractérisée par une IMF de Kroupa (cf. section 2.3) entre 0.1 et $100 M_{\odot}$. On note m_X la fraction de masse de l'élément X parmi les métaux, c'est-à-dire le rapport entre la masse de l'élément X (M_X) et la masse totale des métaux (M_Z) : $m_X = M_X/M_Z$. $m_X(Z_{\odot})$ correspond au même rapport pour un gaz de composition chimique solaire.

La figure 4.2 montre ces rapports $m_X/m_X(Z_{\odot})$ dans le gaz éjecté pour des populations stellaires de métallicités variées. Si le gaz éjecté avait une composition solaire, ces rapports devraient être égaux à 1 pour tous les éléments. Ce n'est pas le cas et, en particulier, pour les fortes métallicités, le gaz éjecté est fortement enrichi en carbone, silicium et soufre.

Des tests effectués avec un *toy model* statique dans une version préliminaire du module chemodynamique ont montré l'importance de la prise en compte de la composition chimique afin de calculer le refroidissement du gaz¹.

Dans cette version, la phase la plus froide du MIS avait une température constante de 1000 K, l'équilibre de pression entre les deux phases n'était pas imposé, la transition de phase n'était pas prise en compte et les courbes de refroidissement utilisées couvraient une gamme de température plus restreinte (entre 10^4 et 10^8 K). L'évolution stellaire ne comprenait pas les SNIa mais cela n'influence que très faiblement les résultats étant donné la durée limitée des tests effectués (1 Gyr).

On considère un nuage de gaz de $10^7 M_{\odot}$ comprenant 30 % de gaz dans la phase isoénergétique. La densité de la phase variable est fixée à 0.005 cm^{-3} . Le gaz est composé initialement

¹Les résultats de ce *toy model* ont été présentés lors d'un colloque en 2006. La contribution correspondante ([Champavert & Wozniak, 2007b](#)) se trouve en annexe C.

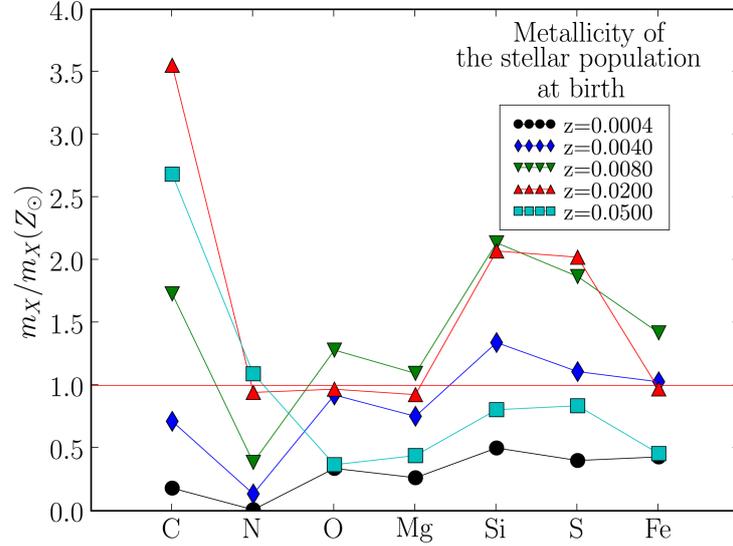


FIG. 4.2 – Rapports des fractions de masse de différents éléments dans le gaz éjecté (m_X) et des fractions de masse des mêmes éléments dans un gaz de composition solaire ($m_X(Z_\odot)$). On prend en compte l'ensemble du gaz éjecté par les vents et les supernovae de type II d'une population stellaire simple depuis sa naissance jusqu'à 5 Gyr. Ces rapports sont calculés pour divers éléments chimiques et pour des SSP de métallicités variées.

de 77 % d'hydrogène et de 23 % d'hélium, sa température est de 10^4 K et une particule stellaire de $1.4 \cdot 10^5 M_\odot$ vient juste d'être formée. Le modèle étant statique, le délai de formation stellaire a été choisi constant (10 Myr) et seul le critère en température est utilisé. De plus, toutes les particules stellaires formées ont la même masse : $1.4 \cdot 10^5 M_\odot$. Deux modèles ont été utilisés. Dans le modèle A, le refroidissement dépend uniquement de la métallicité totale et les rapports d'abondances sont supposés solaires. Dans le modèle B, le refroidissement est calculé en fonction des abondances des différents éléments.

La figure 4.3 montre l'évolution de ces deux modèles. Ces tests montrent clairement que le refroidissement est moins efficace dans le modèle B. Le gaz reste à une température élevée plus longtemps, réduisant de ce fait le SFR car le gaz reste au-dessus de la température critique pour la formation stellaire. À $t = 1$ Gyr, le modèle A a créé 25 % de masse stellaire en plus que le modèle B. Ces tests montrent donc l'importance de la prise en compte des abondances des différents éléments dans le gaz pour l'évolution thermique du gaz et l'évolution du SFR.

Méthode de reconstruction des fonctions de refroidissement

Afin de construire des fonctions de refroidissement plus réalistes, on prend en compte l'abondance des différents éléments chimiques. Le calcul de ces fonctions prend beaucoup de temps, empêchant le calcul en temps réel. On utilise donc une recette afin de les reconstruire².

On considère le MIS comme un gaz optiquement mince en équilibre collisionnel. Les calculs

²Cette recette a été présentée lors d'un colloque en 2006 pour une gamme de température plus restreinte ($[10^4 \text{ K}; 10^8 \text{ K}]$). Le contribution correspondante (Champavert & Wozniak, 2007c) se trouve en annexe C.

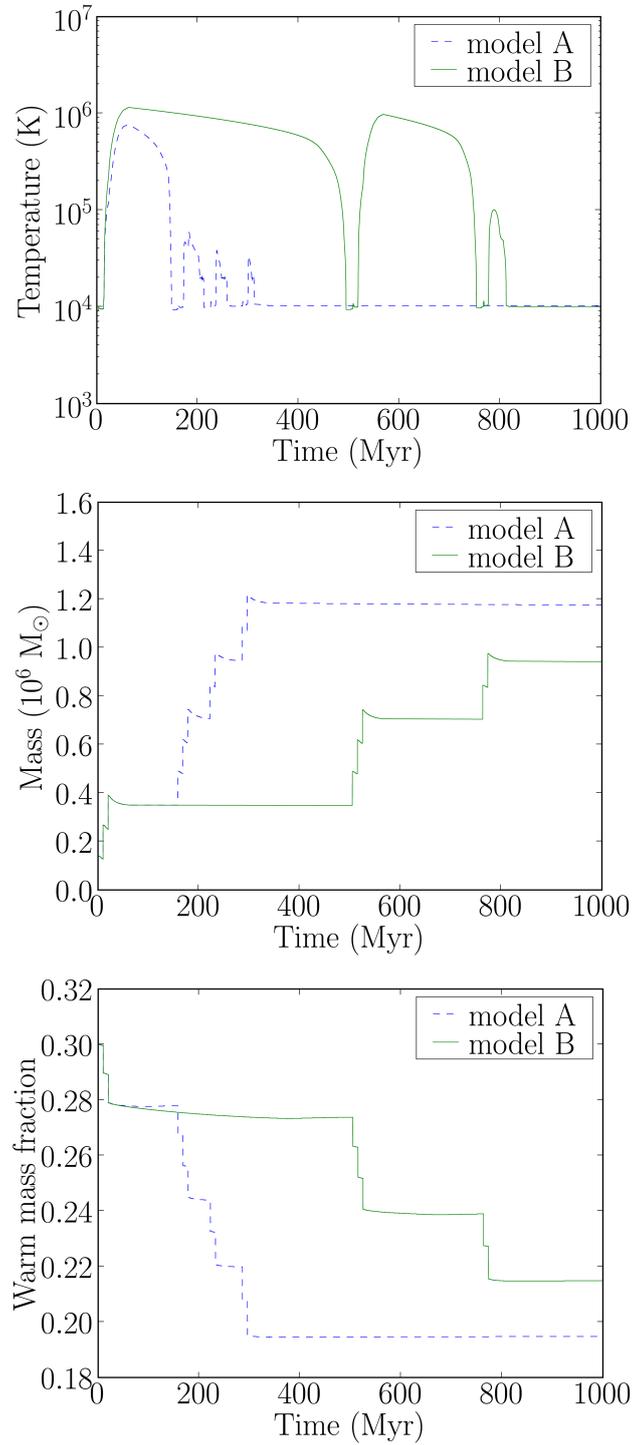


FIG. 4.3 – Évolution de la température moyenne du gaz (*en haut*), de la masse stellaire formée (*au milieu*) et de la fraction de masse dans la phase isoénergétique (appelée *warm phase* à l'époque) (*en bas*) pour les deux modèles. Les courbes en trait plein correspondent au modèle A (suivi de la métallicité totale uniquement) et les tirets correspondent au modèle B (suivi de l'abondance des différents éléments).

sont effectués pour la gamme de température [10^2 K ; 10^9 K] à l'aide de Mappings III, successeur de Mappings II (Sutherland & Dopita, 1993).

De nombreux processus de refroidissement dépendent de la densité d'électrons et de l'abondance des différentes espèces chimiques. L'hypothèse la plus simple consiste à considérer que les taux de refroidissement sont proportionnels à ces deux quantités. Ainsi la fonction de refroidissement total $\Lambda_{tot}(T)$ peut être reconstruite en combinant linéairement les courbes de chaque élément.

Il faut tout d'abord calculer les courbes de refroidissement pour chaque élément. La courbe $\Lambda_H(T)$ est obtenue en considérant un gaz d'hydrogène pur. Pour tous les éléments chimiques plus lourds (He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, Ar, Ca, Fe et Ni), nous avons calculé la courbe de refroidissement pour un mélange d'hydrogène et d'un élément X_i à abondance solaire : $\Lambda_{H,X_i}(T)$. Les courbes de refroidissement par élément ont ensuite été obtenues en soustrayant $\Lambda_H(T)$:

$$\Lambda_{X_i}(T) = \Lambda_{H,X_i}(T) - \Lambda_H(T)$$

Pour une composition chimique donnée, on calcule les coefficients α_{X_i} qui correspondent aux abondances des éléments X_i normalisées à leur abondances solaires (cf. tableau 4.1) : $\alpha_{X_i} = n_{X_i}/n_{X_{i\odot}}$.

Élément	H	He	C	N	O	Ne	Na	Mg	Al
$\log(n_{X_{i\odot}})$	0	-1.01	-3.44	-3.95	-3.07	-3.91	-5.67	-4.42	-5.53
Élément	Si	S	Cl	Ar	Ca	Fe	Ni		
$\log(n_{X_{i\odot}})$	-4.45	-4.79	-6.50	-5.44	-5.64	-4.33	-5.75		

TAB. 4.1 – Abondance en nombre des différents éléments chimiques dans un gaz de composition solaire normalisée par l'abondance de l'hydrogène (valeurs tirées de Sutherland & Dopita (1993)).

Pour l'hélium, cette hypothèse est trop forte et sa fonction de refroidissement ne peut pas simplement être considérée comme proportionnelle à son abondance avec une bonne approximation en raison de non-linéarités trop importantes. La courbe de refroidissement de l'hélium est donc obtenue en interpolant linéairement dans une grille de fonctions précalculées pour différentes abondances α_{He} .

L'hydrogène et l'hélium étant les deux éléments les plus abondants du MIS, on considère que ce sont les seules sources d'électrons et on néglige de ce fait la contribution des métaux à la densité électronique en raison de leur abondance bien plus faible. Par construction, les courbes de refroidissement individuelles prennent en compte les électrons de l'hydrogène et de l'élément considéré. Il faut donc ajouter la contribution des électrons provenant de l'ionisation de l'hélium $ne(He)$. On ajoute les termes correspondant à l'hydrogène, à l'hélium et aux métaux afin d'obtenir $\Lambda_{tot}(T)$:

$$\Lambda_{tot}(T) = \Lambda_H + \Lambda_{He,\alpha_{He}} + (1 + ne(He)) \sum_{\text{métaux}} \alpha_{X_i} \Lambda_{X_i}$$

La précision de cette recette a été testée en comparant des courbes de refroidissement calculées directement avec Mappings III avec celles obtenues avec notre recette pour différentes compositions chimiques. Nous avons choisi un gaz de composition solaire afin de tester une

composition chimique standard. Le carbone, l'oxygène et le fer sont trois des meilleurs « refroidisseurs » du MIS et sont aussi parmi les éléments les plus abondants au sein des ejecta des vents stellaires et des SNe. Nous avons donc augmenté d'un facteur 10 leurs abondances par rapport à l'abondance solaire. Ce facteur 10 est arbitraire et a été choisi dans le but de tester notre recette dans le cas d'un gaz très enrichi. Dans tous les cas, l'erreur relative reste inférieure à quelques pourcents (cf. Fig. 4.4). Cette erreur est comparable aux autres erreurs du code et qui proviennent, par exemple, du schéma hydrodynamique.

4.2.2 Poids moléculaire moyen

La deuxième grandeur nécessaire pour estimer le taux de refroidissement est le poids moléculaire moyen μ qui permet également de calculer la température T du gaz en fonction de son énergie interne u :

$$T = \frac{m_H}{k_B} \mu (\gamma - 1) u$$

où m_H est la masse de l'atome d'hydrogène et k_B la constante de Boltzmann.

Le poids moléculaire moyen dépend de la composition chimique du gaz et de son état d'ionisation. Il correspond à la masse moyenne des particules exprimée en unités de masse de l'atome d'hydrogène : $\mu = \langle m \rangle / m_H$ où $\langle m \rangle$ est la masse moyenne des particules. Pour un gaz contenant n espèces libres différentes (atomes et/ou ions), la masse moyenne s'écrit :

$$\langle m \rangle = \frac{\sum_{k=1}^n N_k (m_k + E_k m_e)}{\sum_{j=1}^n N_j (1 + E_j)}$$

où N_k est le nombre de particules de l'espèce k , m_k la masse de l'atome k , E_k son degré d'ionisation et m_e la masse de l'électron.

La masse des électrons $E_j m_e$ peut être négligée devant celle des atomes m_j car $m_e \ll m_H$:

$$\mu = \frac{\sum_{k=1}^n N_k m_k}{\sum_{j=1}^n m_H N_j (1 + E_j)}$$

En notant A_j la masse d'un atome j rapportée à la masse de l'atome d'hydrogène et X_j la fraction de masse de l'espèce j , on a :

$$A_j = \frac{m_j}{m_H} \quad X_j = \frac{N_j m_j}{\sum_{k=1}^n N_k m_k} = \frac{m_H N_j A_j}{\sum_{k=1}^n N_k m_k}$$

d'où

$$\frac{1}{\mu} = \frac{\sum_{j=1}^n m_H N_j (1 + E_j)}{\sum_{k=1}^n N_k m_k} = \sum_{j=1}^n \frac{m_H N_j (1 + E_j)}{\sum_{k=1}^n N_k m_k} = \sum_{j=1}^n \frac{X_j}{A_j} (1 + E_j)$$

On note X, Y et Z , les fractions de masse respectives de H, He et des métaux. Ces trois fractions vérifient évidemment la relation suivante : $X + Y + Z = 1$.

Pour un *milieu neutre* ($\forall j, E_j = 0$), la formule se réduit à :

$$\frac{1}{\mu_N} = \sum_{j=1}^n \frac{X_j}{A_j} = X + \frac{Y}{4} + \sum_{j=1}^n \frac{Z_j}{A_j}$$

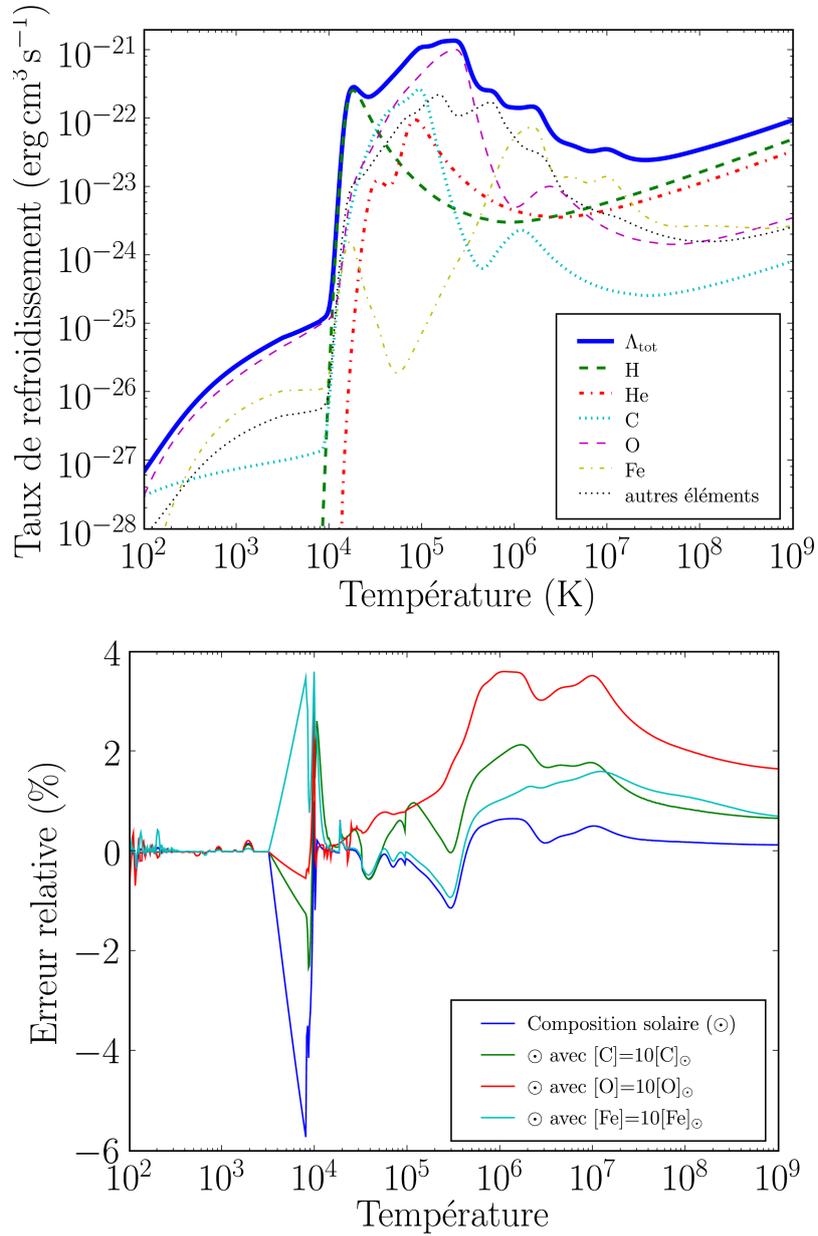


FIG. 4.4 – *En haut* : Taux de refroidissement de différents éléments pour un gaz à composition solaire. La courbe labelisée « autres éléments » correspond à la somme des contributions de N, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, Ar, Ca et Ni. *En bas* : Erreur relative (en %) commise en reconstruisant la fonction de refroidissement pour plusieurs compositions chimiques différentes.

Les termes en Z_j/A_j sont négligeables devant X et $Y/4$. En effet, les abondances des métaux sont généralement inférieures à quelques pourcents dans le milieu interstellaire ($Z_j \leq 10^{-2}$) et $A_j \geq 12$ ($A = 12$ correspond au carbone). Les termes Z_j/A_j sont donc de l'ordre de 10^{-3} , négligeables devant X (de l'ordre de 0.70) et $Y/4$ (de l'ordre de $0.28/4 = 0.07$).

Finalement on obtient :

$$\mu_N = \frac{1}{X + Y/4} = \frac{1}{1 - \frac{3Y}{4} - Z}$$

Pour un milieu complètement ionisé, $E_j = Z_j$ où Z_j est le nombre de protons de l'espèce j et la formule s'écrit :

$$\frac{1}{\mu} = \sum_{j=1}^n \frac{X_j}{A_j} (1 + Z_j)$$

Pour les métaux, le nombre de protons est environ égal au nombre de neutrons d'où $Z_j \approx A_j/2$. En faisant l'hypothèse que pour tous les métaux $(1 + Z_j) \approx \frac{A_j}{2}$ (car $Z_j \geq 6$ pour les éléments plus lourds que le carbone), on a :

$$\frac{1}{\mu_I} = 2X + \frac{3Y}{4} + \frac{Z}{2}$$

d'où comme $X + Y + Z = 1$:

$$\mu_I = \frac{2}{3X + Y/2 + 1}$$

Pour un gaz avec $X = 0.70$ et $Y = 0.28$, on a : $\mu_N \approx 1.30$ et $\mu_I \approx 0.62$.

Le milieu interstellaire ne se trouve pas uniquement sous forme neutre ou sous forme totalement ionisée mais peut aussi être partiellement ionisé. Cela nous amène à faire l'hypothèse qu'il existe 3 régimes en fonction de la température (cf. Fig. 4.5 en haut) :

1. pour $T \leq T_{\mu_N}$, le milieu est complètement neutre ($\mu = \mu_N$) ;
2. pour $T_{\mu_N} < T < T_{\mu_I}$, le milieu est partiellement ionisé et la variation de μ est linéaire avec la température ;
3. pour $T \geq T_{\mu_I}$, le milieu est complètement ionisé ($\mu = \mu_I$).

En calculant la densité électronique (n_e) pour différentes compositions chimiques à l'aide de Mappings III, on observe qu'à 10^4 K, n_e est pratiquement nul et qu'à 10^5 K $n_e/\max(n_e)$ est supérieur à 93% (cf. Fig. 4.5 au milieu et en bas). On prend donc : $T_{\mu_N} = 10^4$ K et $T_{\mu_I} = 10^5$ K.

4.3 Phénomènes d'échange entre les deux phases

Les deux phases (CNP et WHP) peuvent échanger de la matière et de l'énergie au moyen de deux processus physiques : par conduction thermique et par transition de phase.

Pour le premier phénomène, on utilise le modèle de condensation/évaporation de Cowie *et al.* (1981) qui considère le phénomène de conduction pour des nuages froids au sein d'un milieu diffus chaud. Les taux d'évaporation \dot{M} des régimes d'évaporation saturée, d'évaporation classique et de condensation sont respectivement donnés par :

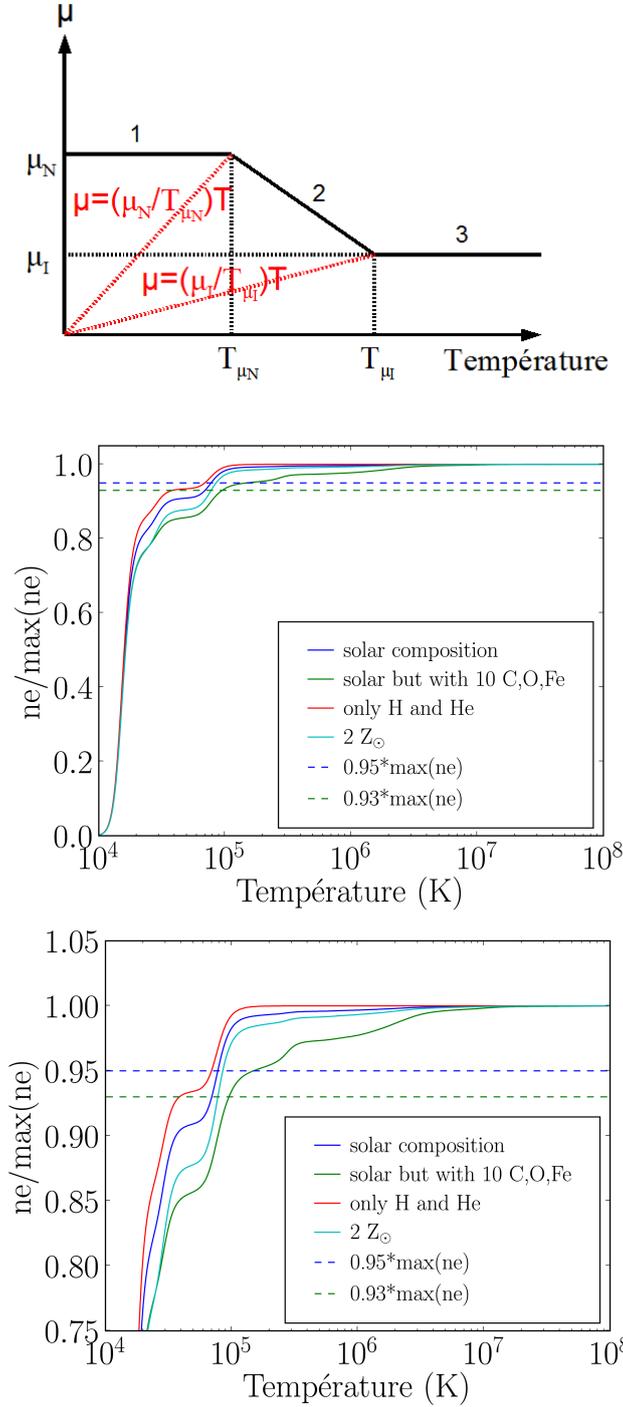


FIG. 4.5 – *En haut* : Approximation utilisée pour le poids moléculaire moyen en fonction de la température. *Au milieu et en bas* : Taux d'ionisation $ne/\max(ne)$ en fonction de la température pour différentes compositions chimiques.

$$\dot{M} = \frac{dM_c}{dt} = -\frac{dM_v}{dt} = \begin{cases} 3.75 \cdot 10^4 T_v^{5/2} r_c(\text{pc}) \sigma_0^{-5/8} & \text{g s}^{-1} (\sigma_0 > 1) \\ 2.75 \cdot 10^4 T_v^{5/2} r_c(\text{pc}) & \text{g s}^{-1} (0.03 < \sigma_0 \leq 1) \\ -8.25 \cdot 10^2 T_v^{5/2} r_c(\text{pc}) \sigma_0^{-1} & \text{g s}^{-1} (\sigma_0 \leq 0.03) \end{cases}$$

où T_v est la température de la phase variable exprimée en kelvins, $r_c(\text{pc})$ le rayon de phase froide exprimé en parsecs ($r_c = hf_c^{1/3}$ avec h la taille de la particule SPH et f_c le facteur de remplissage de la phase froide) et σ_0 est un paramètre qui caractérise le régime dans lequel on se trouve :

$$\sigma_0 \equiv \left(\frac{T(K)}{1.54 \cdot 10^7 n(\text{cm}^{-3}) r_c(\text{pc})} \right)$$

Un taux d'évaporation négatif correspond évidemment à un taux de condensation.

L'énergie moyenne de la particule reste inchangée au cours de ce phénomène. La condensation provoque donc un chauffage de la phase chaude et l'évaporation un refroidissement de celle-ci³. En effet,

$$u_v = \frac{u - X_c u_c}{1 - X_c} \quad \text{d'où} \quad \Delta u_v = \frac{u - u_c}{(1 - X_c)^2} \Delta X_c$$

S'il y a condensation ($\Delta X_c > 0$), alors la phase variable chauffe ($\Delta u_v > 0$) car $(u - u_c) > 0$ et $(1 - X_c) > 0$, et inversement, s'il y a évaporation de la phase froide ($\Delta X_c < 0$), alors la phase variable refroidit ($\Delta u_v > 0$).

La transition de phase, quant à elle, a lieu lorsque l'énergie interne moyenne u d'une particule atteint l'énergie interne fixe de la phase froide u_c ou, en d'autres termes, lorsque l'énergie de la phase variable u_v atteint u_c . À ce moment-là, l'ensemble du gaz de la particule est transformé en phase froide ($X_c = 1$). Les deux phases étant à l'équilibre de pression, seul le paramètre X_c est modifié car les densités ρ_c et ρ_v sont alors égales. En effet, $\rho = (\rho_c u_c)/u$ et, à la transition, $u = u_c$ donc $\rho = \rho_c$. De plus, comme $P_c = P_v$ alors $\rho_c u_c = \rho_v u_v$. Or $u_v = u_c$ donc $\rho_v = \rho_c$.

³On se place dans le cas où X_c n'atteint pas 1. Si tel est le cas, alors la particule est uniquement composée de gaz froid et son énergie moyenne diminue pour atteindre celle de la phase froide. On considère alors que la variation d'énergie est perdue par rayonnement.

Chapitre 5

Implémentation de la formation et de l'évolution des étoiles

5.1 Formation stellaire

Dans le MIS, les étoiles se forment suite à l'effondrement gravitationnel de surdensités dans les nuages moléculaires géants à des températures de l'ordre de 10 K. La formation stellaire a deux impacts principaux sur le milieu interstellaire environnant : tout d'abord, du gaz est prélevé afin de former des étoiles, puis ces dernières rejettent de la masse et de l'énergie au cours de leur évolution par l'intermédiaire des vents stellaires et des supernovae.

Puisque l'on ne décrit pas la formation, la fragmentation et l'effondrement de ces nuages moléculaires dans le code, il est nécessaire de faire appel à des recettes afin d'identifier les régions susceptibles de former des étoiles. Les critères de déclenchement de la formation stellaires choisis sont :

- on impose que la formation stellaire n'ait lieu que dans du gaz froid : $T < T_{\text{crit}}$ avec $T_{\text{crit}} = 10^4$ K. Cette température pouvant sembler élevée, il faut se rappeler qu'il s'agit de la température moyenne du gaz et que la phase froide a toujours une température d'environ 100 K. Ainsi, la formation stellaire n'a lieu que dans du gaz froid (≈ 100 K ce qui est la limite dans notre modèle puisque l'on ne modélise ni le refroidissement au-dessous de cette température ni la formation de gaz moléculaire) entouré de gaz dont la température n'est pas trop élevée.
- la formation stellaire ayant lieu dans du gaz froid, la particule doit posséder une phase froide : $X_c > 0$.
- les étoiles se formant par effondrement gravitationnel du gaz, celui-ci doit donc être instable. On considère la stabilité vis à vis du critère de Jeans : $M_g > M_J$ où M_g est la masse totale de la particule de gaz et M_J est la masse de Jeans :

$$M_J = \frac{\pi \rho_g}{6} \left(\frac{\pi v_s^2}{G \rho_g} \right)^{3/2} = \frac{\pi^{5/2} v_s^3}{6 G^{3/2} \rho_g^{1/2}}$$

- la région doit s'effondrer assez rapidement : $t_{\text{ff}} \leq t_{\text{max}}$ où $t_{\text{ff}} = \sqrt{3\pi/(32G\rho_g)}$ est le temps de chute libre (*free-fall* en anglais). En effet, si t_{ff} est trop long, les propriétés de la particule de gaz peuvent avoir beaucoup changé entre le moment de l'éligibilité et

le moment de la formation stellaire. Pour pallier ce problème, on impose que ce temps soit inférieur à un temps critique $t_{\max} = 10^7$ yr qui correspond au temps d'effondrement d'un GMC massif. Ce critère est équivalent à un critère sur la densité (cf. section 5.1.1).

Tous ces critères d'éligibilité concernent les propriétés moyennes des particules de gaz. Une fois qu'une région est identifiée comme instable, il faut attendre un temps $t_{\text{sf}} = n t_{\text{ff}}$ où n est une constante avant de former une particule représentant à un amas stellaire. Ce temps d'attente t_{sf} permet de prendre en compte les phénomènes physiques qui ne sont pas directement modélisés comme la formation, la fragmentation et l'effondrement des nuages moléculaires, et la durée de la formation stellaire.

Des tests ont montré que, dans les régions centrales où la densité est forte, certaines particules de gaz avaient des temps d'éligibilité si courts qu'elles étaient éligibles et formaient des particules stellaires à tous les pas de temps et quasiment à la même position. Afin d'éviter de former de nombreuses particules stellaires de faible masse quasiment à la même place, on impose un minimum pour le temps de formation stellaire $t_{\min} = 10^6$ yr (ce temps est comparable au temps dynamique dans la région centrale à la résolution de notre code) d'où :

$$t_{\text{sf}} = \max(n t_{\text{ff}}, t_{\min})$$

On remplace ainsi une suite de particules stellaires par une seule particule stellaire de masse plus importante, ce qui est quasiment équivalent du point de vue de la dynamique et de l'évolution stellaire en raison de la proximité spatiale de ces particules et de leurs dates de naissance très proches.

La durée de formation stellaire au sein des amas a été étudié par exemple par [Elmegreen \(2000\)](#) qui a observé que cette durée vaut quelques fois ($\approx 1-2$) le temps dynamique et dépend de la densité du gaz, et cela pour des échelles allant de 1 pc à 10^3 pc. On a choisi $n = 5$ car t_{sf} prend non seulement en compte le temps de formation stellaire mais également le temps nécessaire à la fragmentation et à l'effondrement du gaz.

De plus, le taux de formation stellaire dans les amas ($\text{SFR}_{\text{cluster}}$) est de l'ordre de $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En effet, [Elmegreen & Efremov \(1997\)](#) ont observé qu'un nuage moléculaire de $10^5 M_{\odot}$ formait un amas stellaire en 10^7 yr avec une efficacité de formation stellaire de ~ 0.1 soit un taux de formation stellaire dans les amas de l'ordre de $0.1 \times 10^5 / 10^7 = 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Une particule de gaz, étant donné sa taille (plusieurs parsecs à plusieurs dizaines de parsecs en général pour les particules éligibles), peut contenir un GMC ou correspondre à une partie de GMC à l'intérieur duquel plusieurs fragments peuvent s'effondrer, chacun de ses fragments ayant une masse égale à la masse de Jeans.

Le nombre de fragment s'effondrant au sein d'une particule est donc : $n_{\text{frag}} = [M_g / M_J]$ où $[x]$ est la partie entière par excès de x .

Si une particule de gaz éligible à la formation stellaire vérifie les deux conditions suivantes après un temps $t_{\text{sf}} = \max(n t_{\text{ff}}, t_{\min})$:

$$T < T_{\text{crit}} \quad \text{et} \quad X_c > 0$$

alors elle forme une particule stellaire de masse :

$$M_{\star} = n_{\text{frag}} \times \text{SFR}_{\text{cluster}} \times t_{\text{sf}}$$

Si la particule de gaz ne contient pas suffisamment de masse froide pour former une particule stellaire de la masse désirée, la totalité de la masse froide disponible est alors utilisée : si $M_c < M_{\star}$ alors $M_{\star} = M_c$.

Une particule stellaire hérite des caractéristiques physiques de sa particule de gaz progénitrice au moment de sa naissance, c'est-à-dire de sa position \vec{r}_g , de sa vitesse \vec{v}_g et de sa composition chimique χ_g .

Finalement, on peut résumer notre recette de formation stellaire de la manière suivante. Une particule de gaz est éligible à la formation stellaire si elle vérifie les conditions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} T < T_{\text{crit}} \\ X_c > 0 \\ M_g > M_J \\ t_{\text{ff}} \leq t_{\text{max}} \end{array} \right.$$

Si, après un temps $t_{\text{sf}} = \max(n t_{\text{ff}}, t_{\text{min}})$, la particule de gaz vérifie encore les deux premières conditions ci-dessus alors on forme une particule stellaire de masse M_\star :

$$M_\star = \min(M_c, n_{\text{frag}} \times \text{SFR}_{\text{cluster}} \times t_{\text{sf}})$$

avec les propriétés suivantes à l'instant de la formation stellaire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{r}_\star = \vec{r}_g \\ \vec{v}_\star = \vec{v}_g \\ \chi_\star = \chi_g \end{array} \right.$$

où \vec{r} représente la position d'une particule, \vec{v} sa vitesse et χ sa composition chimique. L'indice \star correspond à la particule stellaire formée et l'indice g à la particule de gaz progénitrice.

5.1.1 Remarques

Le spectre de masse des particules stellaires formées est limité. En effet, on ne peut pas former de particules stellaires plus massives que la plus massive des particules de gaz. Cela se produit uniquement si la particule de gaz est constituée entièrement de phase froide.

Puisque l'on choisit généralement de débiter une simulation avec des particules de gaz de même masse, c'est cette masse initiale $M_g(t=0)$ qui sera la borne supérieure du spectre de masse. Si les particules de gaz n'ont pas toute la même masse initiale alors ce sera la masse maximale des particules de gaz i à $t=0$ ¹ : $M_{\text{max}}^\star = \max(M_g^i(t=0))$.

De même, du côté des faibles masses, la masse minimale est : $M_{\text{min}}^\star = \min(n_{\text{frag}}) \times \text{SFR}_{\text{cluster}} \times \min(t_{\text{sf}})$ où $\min(n_{\text{frag}}) = 1$, $\text{SFR}_{\text{cluster}} = 10^{-3} \text{M}_\odot \text{yr}^{-1}$ et $\min(t_{\text{sf}}) = t_{\text{min}} = 10^6 \text{yr}$ d'où $M_{\text{min}}^\star = 10^3 \text{M}_\odot$ ². Le spectre de masse des particules stellaires formées au cours d'une simulation est donc compris majoritairement dans l'intervalle $[M_{\text{min}}^\star; M_{\text{max}}^\star]$:

$$\left\{ \begin{array}{l} M_{\text{min}}^\star = \text{SFR}_{\text{cluster}} \times \min(t_{\text{sf}}) = 10^3 \text{M}_\odot \\ M_{\text{max}}^\star = \max(M_g^i(t=0)) \end{array} \right.$$

¹Cette borne supérieure peut être légèrement plus grande si une particule de gaz commence par recevoir du gaz de la part de particules stellaires voisines puis se condense entièrement sous forme de gaz froid et se transforme intégralement en étoiles.

²Des particules stellaires de masse inférieure à 10^3M_\odot peuvent tout de même se former. En effet, si à un instant t une particule de gaz possède une phase froide de masse inférieure à 10^3M_\odot , elle ne pourra former qu'une particule stellaire de masse inférieure à 10^3M_\odot .

D'autre part, le critère sur le temps de chute libre (t_{ff}) équivaut à un critère sur la densité. En effet, le temps de chute libre t_{ff} est proportionnel à $\rho^{-1/2}$:

$$t_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{1/2}$$

$$t_{\text{ff}} < t_{\text{max}} \iff \left(\frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{1/2} < t_{\text{crit}} \iff \rho > \rho_{\text{min}} = \frac{3\pi}{32Gt_{\text{max}}^2}$$

$$\frac{\rho}{\text{M}_{\odot}/\text{pc}^3} > 65.13 \left(\frac{\text{Myr}}{t_{\text{max}}} \right)^2$$

Pour $t_{\text{max}} = 10 \text{ Myr}$, on obtient $\rho > 0.65 \text{ M}_{\odot}/\text{pc}^3$ (ou $\rho > 26.40 \text{ cm}^{-3}$ en supposant un gaz composé uniquement d'hydrogène) et pour $t_{\text{max}} = 1 \text{ Myr}$, on obtient $\rho > 65 \text{ M}_{\odot}/\text{pc}^3$ (ou $\rho > 2640 \text{ cm}^{-3}$). La variation de ρ_{min} en fonction de t_{max} est illustrée sur la figure 5.1.

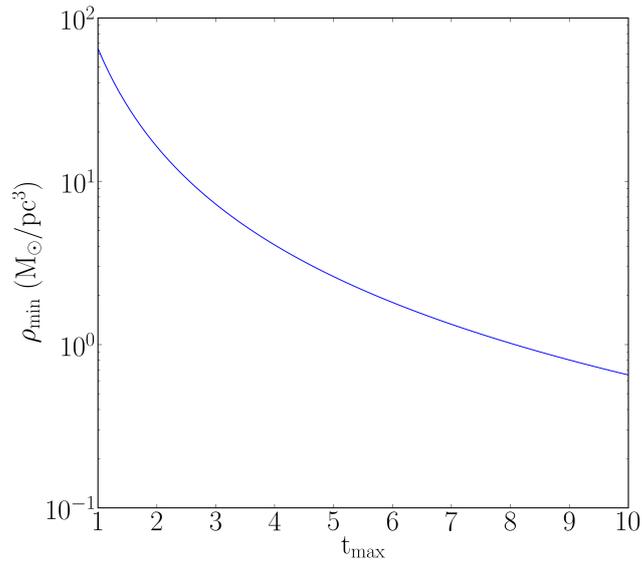


FIG. 5.1 – Densité minimale du gaz ρ_{min} nécessaire afin de déclencher la formation stellaire dans notre modèle en fonction de t_{max} .

5.1.2 Efficacité de formation stellaire

Lorsqu'une particule de gaz est éligible à la formation stellaire (c'est-à-dire lorsqu'elle vérifie les critères énoncés précédemment), celle-ci forme une particule stellaire de masse M_\star au bout d'un temps t_{sf} .

Si $n t_{\text{ff}} > t_{\text{min}}$ alors $t_{\text{sf}} = n t_{\text{ff}}$:

$$\begin{aligned}
 M_\star &= n_{\text{frag}} \times \text{SFR}_{\text{cluster}} \times t_{\text{sf}} \\
 &= \frac{M_g^{\text{E}}}{M_J} \times \text{SFR}_{\text{cluster}} \times n \times t_{\text{ff}} \\
 &= M_g^{\text{E}} \times \frac{6G^{3/2} \rho_g^{1/2}}{\pi^{5/2} v_s^3} \times \text{SFR}_{\text{cluster}} \times n \times \left(\frac{3\pi}{32G\rho_g} \right)^{1/2} \\
 &= \left(\frac{3}{2} \right)^{3/2} \times \frac{G}{\pi^2} \times \frac{n M_g^{\text{E}} \text{SFR}_{\text{cluster}}}{v_s^3} \\
 &= \left(\frac{3}{2} \right)^{3/2} \times \frac{G}{\pi^2} \times \frac{n M_g^{\text{E}} \text{SFR}_{\text{cluster}} \rho_g^{3/2}}{P^{3/2}}
 \end{aligned}$$

L'efficacité de formation stellaire SFE (pour *Star Formation Efficiency*) s'exprime par : $\text{SFE} = M_\star / M_g^{\text{SF}}$ où M_g^{SF} est la masse de la particule de gaz au moment de la formation stellaire par opposition à M_g^{E} , masse de la particule de gaz au moment de l'éligibilité qui est utilisée pour calculer $n_{\text{frag}} = M_g^{\text{E}} / M_J$. $M_g^{\text{E}} \leq M_g^{\text{SF}}$ car une particule de gaz peut gagner de la masse de la part de particules stellaires voisines entre le moment où elle est éligible et le moment où elle forme des étoiles.

Pour $v_s = 6 \text{ km/s}$ (valeur moyenne de la vitesse du son dans le milieu interstellaire), $\text{SFR}_{\text{cluster}} = 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ et $n = 5$, on a $M_\star = 1.8 \cdot 10^{-2} M_g^{\text{E}}$ d'où une efficacité de formation stellaire $\text{SFE} = M_\star / M_g^{\text{SF}} = 0.018 \times (M_g^{\text{E}} / M_g^{\text{SF}}) \leq 1.8 \%$ car $M_g^{\text{E}} / M_g^{\text{SF}} \leq 1$. Cette efficacité de formation stellaire dépend de la température car $v_s^2 \propto T$. Ainsi le SFE augmente quand v_s diminue, ou ce qui est équivalent, quand T diminue. Une efficacité de formation stellaire de 1.8 % est en accord avec les observations où celle-ci est de quelques pourcents dans les GMC et $\approx 10 - 30 \%$ dans les cœurs denses (Lada & Lada, 2003).

Si $n t_{\text{ff}} \leq t_{\text{min}}$ alors $t_{\text{sf}} = t_{\text{min}}$:

$$\begin{aligned}
 M_\star &= \frac{6G^{3/2}}{\pi^{5/2}} \times \frac{M_g^{\text{E}} t_{\text{min}} \text{SFR}_{\text{cluster}} \rho_g^{1/2}}{v_s^3} \\
 &= \frac{6}{\pi^{5/2}} \times \left(\frac{G}{\gamma} \right)^{3/2} \times \frac{M_g^{\text{E}} t_{\text{min}} \text{SFR}_{\text{cluster}} \rho_g^2}{P^{3/2}}
 \end{aligned}$$

Dans ce cas, l'efficacité de formation stellaire s'écrit :

$$\text{SFE} \propto \frac{\rho_g^{1/2}}{v_s^3} \propto \frac{\rho_g^{1/2}}{T^{3/2}}$$

On peut exprimer la densité de formation stellaire locale, c'est-à-dire la densité de formation stellaire pour une particule de gaz :

$$\rho_{\text{SFR}} = -\frac{1}{V_g} \frac{dM_g}{dt} \approx \frac{1}{V_g} \frac{M_\star}{t_{\text{sf}}} \propto \frac{\rho_g^2}{P^{3/2}}$$

On remarque que l'on obtient une loi de Schmidt d'exposant 2 ($\rho_{\text{SFR}} \propto \rho_g^2$) avec une dépendance supplémentaire avec la pression ($\rho_{\text{SFR}} \propto P^{-3/2}$). L'exposant obtenu se situe bien dans l'intervalle généralement admis pour l'exposant de la loi de Schmidt [1; 2] en densité.

Blitz & Rosolowsky (2006) propose une recette de formation stellaire faisant intervenir P_{ext} , la pression hydrostatique en $z = 0$ d'un disque mince d'étoiles et de gaz. Si la pression est faible, $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_g P^{0.92}$, et si la pression est forte, $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_g^{1.4}$. Notre relation fait également intervenir la pression mais avec un exposant de signe opposé. Dans notre cas, il s'agit de la pression à l'intérieur de la particule et non d'une pression extérieure. Un taux de formation stellaire inversement proportionnel à la pression impose que celui-ci diminue quand l'agitation thermique augmente ($P \propto u \propto T \propto v_s^2$). Plus la pression est grande pour une particule, plus celle-ci va avoir tendance à s'étendre (si la pression autour est plus faible), et donc ne va pas avoir tendance à s'effondrer pour former des étoiles.

5.2 Évolution stellaire

La durée de vie et l'évolution d'une étoile dépendent principalement de sa masse. Les étoiles massives brûlent leur carburant très rapidement en raison des fortes pression et température qui règnent dans leur cœur et qui sont nécessaires pour contre-balancer la gravité. Les étoiles de faible masse, quant à elles, sont bien plus économes et peuvent vivre plus de dix milliards d'années. De plus, la durée de vie d'une étoile dépend de sa métallicité, c'est-à-dire de sa teneur en éléments chimiques plus lourds que l'hélium. En effet, les éléments lourds peuvent créer une forte absorption dans l'atmosphère des étoiles de faible masse, diminuant ainsi la perte d'énergie et conduisant à une durée de vie plus longue pour les étoiles de faible masse à forte métallicité.

Dans les simulations, chaque particule stellaire ne représente pas une étoile mais une *population stellaire simple* (SSP en anglais pour *Single Stellar Population*), c'est-à-dire un ensemble d'étoiles formées au même instant et au même endroit et qui ont donc la même composition chimique initiale. L'évolution d'une SSP dépend de deux paramètres : l'IMF et la métallicité.

Les pas de temps typiques des simulations étant inférieurs au temps de vie des étoiles explosant en SNII (une étoile de $8 M_\odot$ a une durée de vie de l'ordre de 40 – 50 Myr), la redistribution de masse et d'énergie de la part des populations stellaires se fait selon un schéma de recyclage non-instantané. Le gaz et l'énergie libérés par une nouvelle particule stellaire (vents et supernovae) ne vont pas être immédiatement redistribués à son environnement. Cette libération va se faire de manière progressive tout au long de l'évolution de la particule stellaire.

5.2.1 Vents stellaires et supernovae de type II

L'évolution stellaire est basée sur le code de synthèse d'évolution stellaire Starburst99 (Leitherer *et al.*, 1999; Vázquez & Leitherer, 2005). D'autres codes de synthèse d'évolution stellaire existent parmi lesquels on peut citer Galaxev (Bruzual & Charlot, 2003a) et Pégase (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997) mais seul Starburst99 fournit dans sa version publique les pertes de masse par élément, ce qui a motivé notre choix. Neuf éléments sont ainsi disponibles : H, He, C, N, O, Mg, Si, S et Fe. Starburst99 ne prend pas en compte les supernovae de type Ia. Leur implémentation est décrite par la suite dans la section 5.2.2.

Starburst99 permet de nombreux choix dans les paramètres d'entrée de la population stellaire que l'on souhaite simuler. Nous récapitulons ici les différents paramètres que nous avons choisis :

- Masse stellaire fixe³. Starburst99 permet également de calculer l'évolution d'une population stellaire avec un taux de formation constant. Comme nous souhaitons simuler l'évolution d'une SSP, c'est-à-dire d'un groupe d'étoiles nées au même instant et au même endroit, nous avons choisi de considérer l'évolution d'une population de masse initiale fixe. La valeur exacte de cette masse est sans importance car toutes les quantités calculées sont proportionnelles à celle-ci. Il suffit donc de normaliser toutes les quantités par cette masse et ensuite de multiplier par la masse de la particule stellaire formée pour obtenir les valeurs désirées.
- Tracés d'évolution stellaire de Padoue. Les tracés d'évolution de Genève sont également disponibles. Notre choix s'est porté sur ceux de Padoue car leur gamme de masse est plus étendue du côté des étoiles de faibles masses. La plus faible masse des tracés de Genève implémentée dans Starburst99 est $0.8 M_{\odot}$ alors que celle des tracés de Padoue est $0.15 M_{\odot}$. Ces tracés sont donc plus adaptés pour simuler l'évolution à long terme d'une population stellaire. La masse maximale est la même pour les deux types de tracés d'évolution : $120 M_{\odot}$.
- Métallicité. Nous avons calculé l'évolution de SSP pour l'ensemble des 5 métallicités proposées pour les tracés d'évolution de Padoue, c'est-à-dire $Z = 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02$ (valeur solaire) et 0.05 .
- IMF de Kroupa (2001) (cf. section 2.3). Chaque particule stellaire représentant une population d'étoiles, son évolution dépend, en plus des tracés d'évolution choisis et de sa métallicité, de sa fonction de masse initiale. Starburst99 permet de choisir n'importe quelle IMF définie par morceaux par des lois de puissance. On a tronqué l'IMF à $0.1 M_{\odot}$ du côté des faibles masses et à $100 M_{\odot}$ du côtés des fortes masses. On a donc une IMF en deux morceaux :

$$\Phi(m) \propto m^{-\gamma_i} \begin{cases} \gamma_1 = 1.3, & 0.10 \leq m/M_{\odot} \leq 0.50 \\ \gamma_2 = 2.3, & 0.50 \leq m/M_{\odot} \leq 100 \end{cases}$$

Même si les étoiles de masse inférieure à $0.1 M_{\odot}$ sont importantes en nombre, elles ne

³Le terme *fixe* ici ne signifie pas qu'il n'y a pas de perte de masse. Il s'oppose à l'autre choix proposé qui est de simuler l'évolution d'une population stellaire dont la masse augmente au cours du temps avec un taux de formation stellaire fixé. Le choix que nous avons fait est d'avoir des particules stellaires de masse fixée au moment de leur naissance, celle-ci pouvant ensuite diminuer avec leur évolution.

représentent que $\approx 5.7\%$ en masse pour l'IMF considérée. De plus, la masse inférieure des tracés d'évolution utilisés est $0.15 M_{\odot}$ donc abaisser la masse minimale de l'IMF revient à bloquer plus de masse sous forme d'étoiles n'évoluant pas. Ainsi les pertes de masse et d'énergie serait réduit de 5.7% environ. Les étoiles de masse supérieure à $100 M_{\odot}$ sont très peu nombreuses et représentent $\approx 2\%$ en masse (si on prend $150 M_{\odot}$ comme masse maximale de la SSP). De plus, les tracés d'évolution ont une masse maximale de $120 M_{\odot}$. On ne pourrait donc pas suivre les pertes de masse et d'énergie de ces étoiles très massives. L'IMF choisie est considérée comme invariante dans l'espace et dans le temps, c'est-à-dire que deux particules stellaires nées à des endroits différents et à des temps différents dans une simulation seront caractérisées par cette même IMF.

- Masse limite pour les supernovae de type II. On a choisit la valeur communément admise de $8 M_{\odot}$. Toutes les étoiles de masse plus importante que $8 M_{\odot}$ vont exploser en SNII.
- Modèle *théorique* pour le modèle des vents. Nous n'avons pas utilisé le modèle *évolution* basé sur les taux de perte de masse des tracés d'évolution car celui-ci donne une évolution avec des à-coups après 10^8 yr (cf. Fig. 5.2 en haut à gauche). Ces à-coups résultent d'une perte de masse non réaliste. En effet, pour certaines étoiles, la perte de masse calculée par le modèle *évolution* est en accord avec l'évolution de la masse de l'étoile (cf. Fig. 5.2 en haut à droite pour une étoile de $40 M_{\odot}$). Pour d'autres en revanche, celle-ci peut être bien plus faible (cf. Fig. 5.2 au milieu à droite pour une étoile de $4 M_{\odot}$) ou bien plus grande. Dans ce dernier cas, la masse perdue estimée à partir des taux de perte de masse peut dépasser la masse totale initiale de l'étoile! Cela se produit notamment pour les étoiles de masses 5 , 4 et $0.9 M_{\odot}$ à des âges respectifs de 100 , 800 et 9000 Myr en accord avec les 3 à-coups observés sur la perte de masse totale de la SSP.

Plusieurs limitations sont liées à l'utilisation de Starburst99⁴ :

- L'évolution des particules stellaires ne dépend que de Z et non de la composition chimique « exacte » car on n'a pas de tracés d'évolution en fonction des abondances des différents éléments.
- Toute particule stellaire avec une métallicité inférieure à 0.0004 évoluera comme une SSP de cette métallicité car il s'agit de la métallicité la plus faible disponible dans les tracés d'évolution utilisés. Le même type de limitation s'applique aux particules dont la métallicité est supérieure à 0.05 .
- Il existe certaines incohérences entre la perte de masse totale et les pertes de masse par éléments. Tout d'abord, Starburst99 se base sur Woosley & Weaver (1995) pour les abondances des éléments éjectés par les SNII. La masse maximale des modèles de Woosley & Weaver (1995) est $40 M_{\odot}$. Ainsi, pour les étoiles plus massives, aucune perte par élément n'est prise en compte, c'est-à-dire que ces étoiles vont perdre de la masse mais que l'on a aucune indication sur les pertes par élément. D'autre part, une autre incohérence vient de l'interpolation et de l'extrapolation des yields des supernovae. En effet, les modèles de Woosley & Weaver (1995) ne couvrent pas toutes les masses et les

⁴La compréhension du code de Starburst99 ainsi que de ses limitations a bénéficié d'interactions par courriel avec Claus Leitherer.

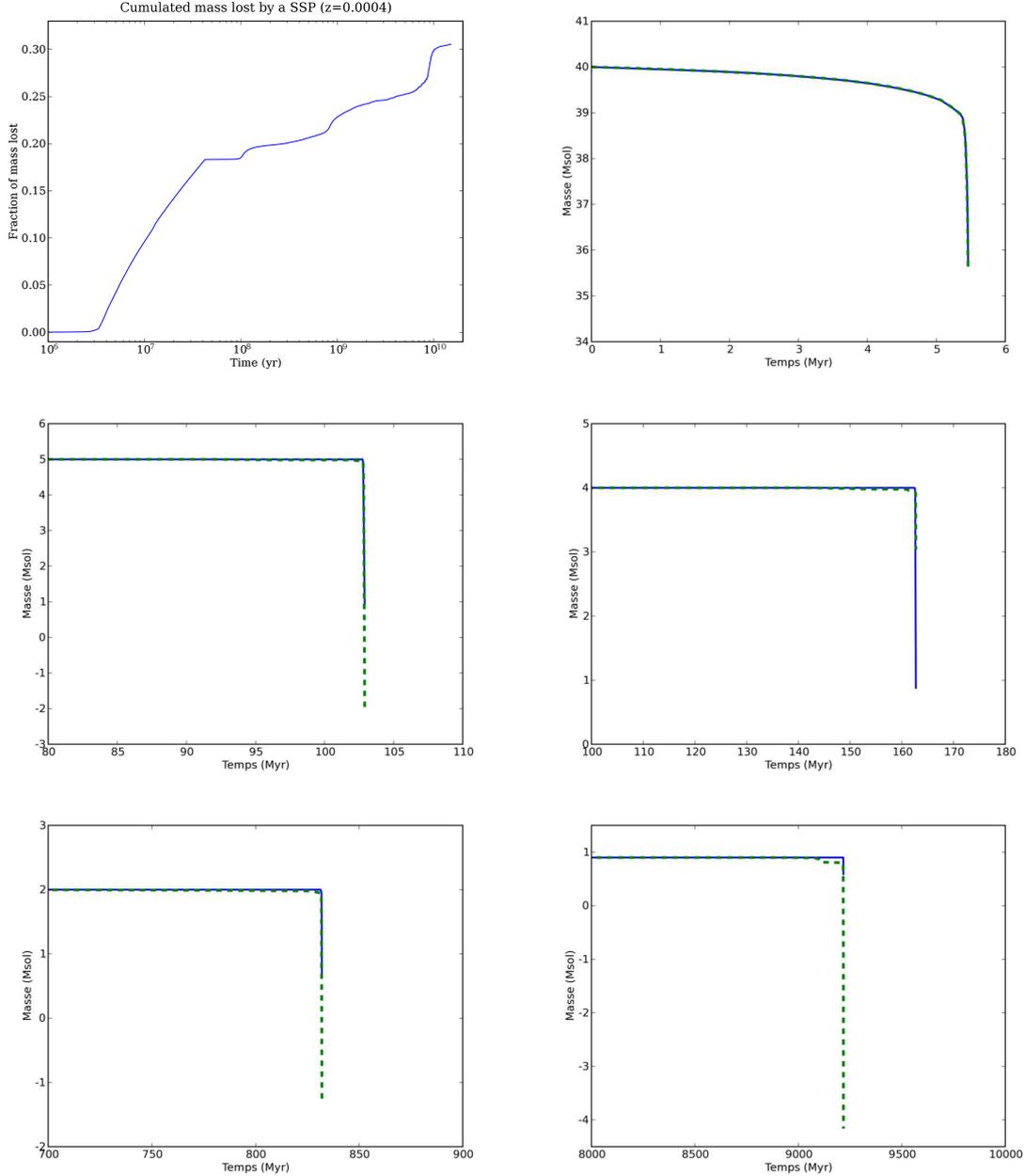


FIG. 5.2 – *En haut à gauche* : Perte de masse cumulée en fonction du temps pour une SSP de métallicité $Z = 0.0004$ et pour le modèle *évolution* pour les vents stellaires. *De gauche à droite et de haut en bas* : Évolution de la masse en fonction du temps pour des étoiles de différentes masses : 40, 5, 4, 2 et 0.9 M_{\odot} . Le trait bleu correspond à l'évolution de la masse donnée dans les tracés d'évolution et le trait vert à celle calculée à partir des taux de perte de masse dans les fichiers d'entrée de Starburst99.

métallicités des tracés d'évolution. De plus, ils ne prennent pas en compte les pertes par vents stellaires. Une étoile de masse initiale m aura une masse plus faible lors de son explosion en supernova en raison des pertes par les vents stellaires. Dans Starburst99, pour une étoile de masse initiale m , c'est le modèle de masse m de [Woosley & Weaver \(1995\)](#) qui est utilisé. Par conséquent, il arrive parfois que la somme des pertes par éléments soient un peu plus importante que la perte de masse totale qui, elle, est calculée correctement à partir des tracés d'évolution.

Le code de Starburst99 étant publique, je l'ai téléchargé et modifié afin de calculer les quantités souhaitées (perte de masse cumulée par éléments, perte de masse totale, perte d'énergie par les vents stellaires, par les supernovae) et créer les fichiers d'entrée pour notre module chemodynamique.

5.2.2 Supernovae de type Ia

Un autre type de phénomène réinjecte beaucoup de masse et d'énergie dans le milieu interstellaire : il s'agit des supernovae de type Ia. Nous avons utilisé le modèle de [Kobayashi et al. \(2000\)](#) afin de les modéliser, celles-ci n'étant pas prises en compte dans Starburst99.

On suppose que les SNIa se produisent au sein de systèmes stellaires binaires constitués d'une étoile principale et d'un compagnon ayant des masses et des métallicités appropriées ($Z/Z_{\odot} \geq 10^{-1.1}$). L'étoile principale a une masse initiale comprise entre $m_{p,l} = 3 M_{\odot}$ et $m_{p,u} = 8 M_{\odot}$ et va évoluer en naine blanche (WD en anglais pour *White Dwarf*). Deux types de système binaires sont alors considérés : une géante rouge (RG en anglais pour *Red Giant*) accompagnée d'une naine blanche (RG+WD) ou une étoile de la séquence principale (MS en anglais pour *Main Sequence*) accompagné d'une naine blanche (MS+WD). Les masses limites pour les étoiles RG sont $m_{c,RG,l} = 0.9 M_{\odot}$, $m_{c,RG,u} = 1.5 M_{\odot}$ et pour les étoiles MS $m_{c,MS,l} = 1.8 M_{\odot}$, $m_{c,MS,u} = 2.6 M_{\odot}$. Le taux cumulé de SNIa au cours du temps est donné par :

$$N_{\text{SNIa}} = m_{\star} \int_{m_{p,l}}^{m_{p,u}} \Phi(m) dm \left(\int_{M_l}^{M_u} m \Phi(m) dm \right)^{-1} \\ \times \left[b_{MS} \frac{\int_{\max(m_{c,MS,l}, m_t)}^{m_{c,MS,u}} \Phi_d(m) dm}{\int_{m_{c,MS,l}}^{m_{c,MS,u}} \Phi_d(m) dm} + b_{RG} \frac{\int_{\max(m_{c,RG,l}, m_t)}^{m_{c,RG,u}} \Phi_d(m) dm}{\int_{m_{c,RG,l}}^{m_{c,RG,u}} \Phi_d(m) dm} \right]$$

où m_{\star} est la masse de la particule stellaire, $\Phi(m)$ est la fonction de masse initiale, m_t masse de l'étoile dont la durée de vie est égale à t , et Φ_d est la fonction de masse des étoiles compagnons ($\Phi_d \propto m^{-1.35}$ en nombre). Le paramètre b_{MS} représente la fraction d'étoiles principales appartenant à des systèmes MS+WD et qui produisent des SNIa. Le paramètre b_{RG} correspond à la même fraction concernant les couples MS+RG. D'après [Kobayashi et al. \(2000\)](#), on prend : $b_{MS} = 0.05$ et $b_{RG} = 0.02$.

On utilise les formules analytiques de [Raiteri et al. \(1996\)](#) pour calculer les durées de vie⁵

⁵La durée de vie d'une étoile est définie comme la somme des durées des phases de combustion de l'hydrogène et de l'hélium.

des étoiles t_* (cf. Fig. 5.3 à gauche) :

$$\log\left(\frac{t_*}{\text{yr}}\right) = a_0(Z) + a_1(Z) \log\left(\frac{M}{M_\odot}\right) + a_2(Z) \left(\log\left(\frac{M}{M_\odot}\right)\right)^2$$

$$\text{avec } \begin{cases} a_0(Z) = 10.13 + 0.07547 \log Z - 0.008084(\log Z)^2 \\ a_1(Z) = -4.424 - 0.7939 \log Z - 0.1187(\log Z)^2 \\ a_2(Z) = 1.262 + 0.3385 \log Z + 0.05417(\log Z)^2 \end{cases}$$

avec Z la métallicité de l'étoile.

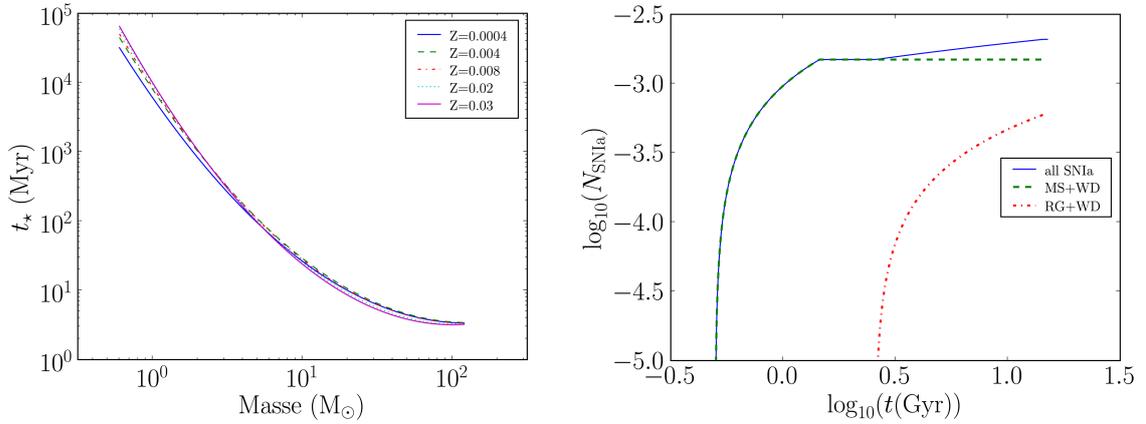


FIG. 5.3 – À gauche : Durée de vie des étoiles t_* en fonction de la masse pour différentes métallicités. À droite : Taux cumulé de SNIa N_{SNIa} et normalisé pour une SSP de $1 M_\odot$ en fonction du temps pour $Z = 0.02$ (métallicité solaire).

Ces formules ont été ajustées sur les durées de vie stellaires tirées des tracés d'évolution de Padoue pour différentes masses et métallicités. Elles reproduisent bien les données pour la gamme de métallicité $Z = [7 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-2}]$. Pour des métallicités supérieures ou inférieures, on prendra les valeurs extrêmes de cet intervalle.

Le taux de SNIa (N_{SNIa}) obtenu est illustré sur la figure 5.3 à droite. Les premières SNIa explosent vers 500 Myr. Il s'agit de celles issues de systèmes MS+WD dont l'effet se fait sentir jusque vers 1.5 Gyr. Ensuite, aucune SNIa n'explose jusqu'à ce que les étoiles des couples RG+WD prennent le relais à partir de 3 Gyr environ.

Au niveau énergétique, toutes les SNIa sont identiques et redistribuent $E_{\text{SNIa}} = 1.5 \cdot 10^{51}$ erg dans le milieu interstellaire. Les SNII, quant à elles, redistribuent chacune $E_{\text{SNII}} = 10^{51}$ erg.

Pour les abondances des différents éléments chimiques, on utilise les yields du modèle W7 de Iwamoto *et al.* (1999) (cf. Tab. 5.1).

5.2.3 Redistribution de masse et d'énergie

La figure 5.4 présente l'évolution de la perte de masse pour différentes SSP en fonction du temps. Quelque soit la métallicité, on peut décomposer cette évolution en deux parties. Tout d'abord, de 0 à 50 Myr, les pertes de masse sont très importantes et sont le résultat des vents stellaires des étoiles massives et des SNII. Durant cette phase, une SSP perd typiquement 15 à

Espèce chimique	Masse produite (M_{\odot})
C	$4.83 \cdot 10^{-2}$
O	$1.43 \cdot 10^{-1}$
Si	$1.566 \cdot 10^{-1}$
S	$8.70 \cdot 10^{-2}$
Ar	$1.57 \cdot 10^{-2}$
Ca	$1.19 \cdot 10^{-2}$
Fe	$7.490 \cdot 10^{-1}$
Ni	$1.257 \cdot 10^{-1}$

TAB. 5.1 – Abondances des principaux éléments chimiques produits lors de l'explosion d'une SNIa d'après le modèle W7 de [Iwamoto *et al.* \(1999\)](#). La masse totale éjectée est de $1.38 M_{\odot}$.

20 % de sa masse (cf. Fig. 5.4 en haut). Ensuite, ce sont les vents stellaires des étoiles de masse intermédiaire qui prennent le relais. Les pertes de masse totale dues aux SNIa sont négligeables (cf. courbe rouge sur la figure 5.4 au milieu). La perte de masse au cours de cette deuxième phase présente un taux beaucoup plus faible mais sur une durée bien plus grande (quelques Gyr) et au final l'importance des deux phases est semblable (cf. Fig. 5.4 au milieu). Au bout de 15 Gyr, une SSP a perdu entre 20 et 40 % de sa masse en fonction de sa métallicité et cela de manière progressive, ce qui justifie l'implémentation d'un recyclage de type non-instantané.

La figure 5.5 présente l'évolution des pertes d'énergie de différentes SSP en fonction du temps. De la même manière que pour la perte de masse, on peut distinguer deux phases. La première, pendant les 50 premiers Myr (cf. Fig. 5.5 en haut), correspond aux pertes d'énergie des vents stellaires des étoiles massives et des explosions de SNII. C'est durant cette phase que la majorité de l'énergie est rejetée (environ les 2/3). Ensuite, après 500 Myr environ, ce sont les SNIa qui explosent et redistribuent de l'énergie au MIS (cf. Fig. 5.5 au milieu), sauf pour la plus faible métallicité car il n'existe pas de SNIa dans ce cas pour notre modèle. Les vents stellaires des étoiles de masse intermédiaire, s'ils sont importants au niveau de la perte de masse totale, sont négligeables au niveau énergétique par rapport aux supernovae. Inversement, la contribution des SNIa à la perte de masse totale est négligeable mais celle à l'énergie rejetée est importante.

La figure 5.6 représente la masse d'oxygène et de fer éjectées par une particule stellaire de $1 M_{\odot}$. L'oxygène est principalement produit par les vents stellaires et les SNII (cf. Fig. 5.6 à gauche). Le fer, quant à lui, est principalement produit lors des explosions des SNIa (cf. Fig. 5.6 à droite). Ainsi, les SNIa sont peut-être négligeable au niveau des pertes de masse totale par rapport aux vents et aux SNII, mais elles sont très importante au niveau énergétique et au niveau de l'enrichissement chimique de certains éléments, notamment le fer.

La phase froide étant isoénergétique, on effectue la redistribution d'énergie et de masse uniquement dans la phase variable. Cependant, la composition chimique est identique pour ces deux phases ce qui signifie que, du point de vue chimique, le mélange est parfait et instantané. Cette redistribution a lieu sur les plus proches voisins gazeux en ce qui concerne les vents stellaires et dans une sphère de rayon 50 pc pour les SNe et, dans les deux cas, avec un poids

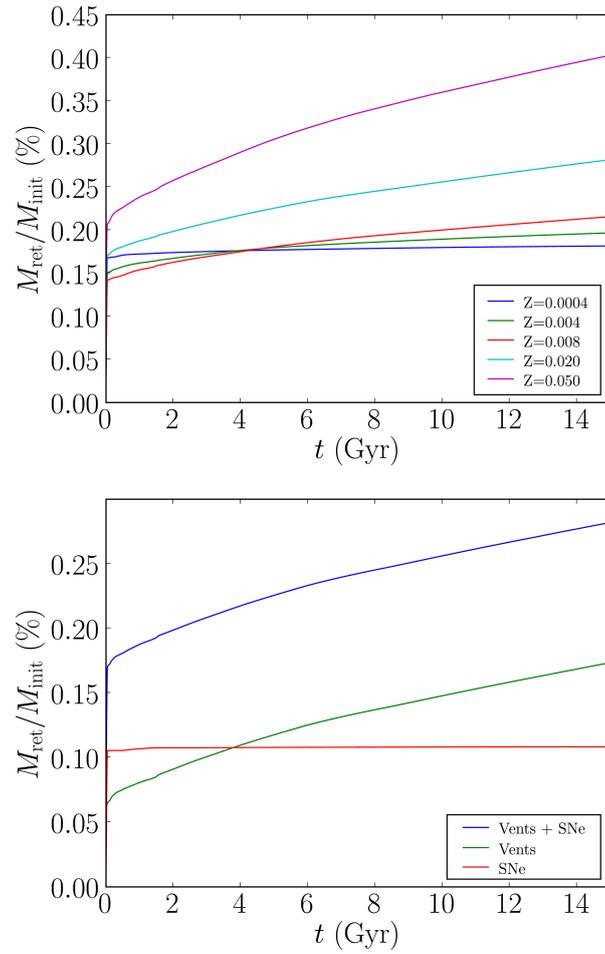


FIG. 5.4 – Évolution de la perte de masse cumulée pour différentes métallicités (*en haut*), de la perte de masse totale cumulée, de celle par les vents stellaires et par les SNe pour une SSP de métallicité solaire (*au milieu* et *en bas* pour un zoom sur les 100 premiers Myr).

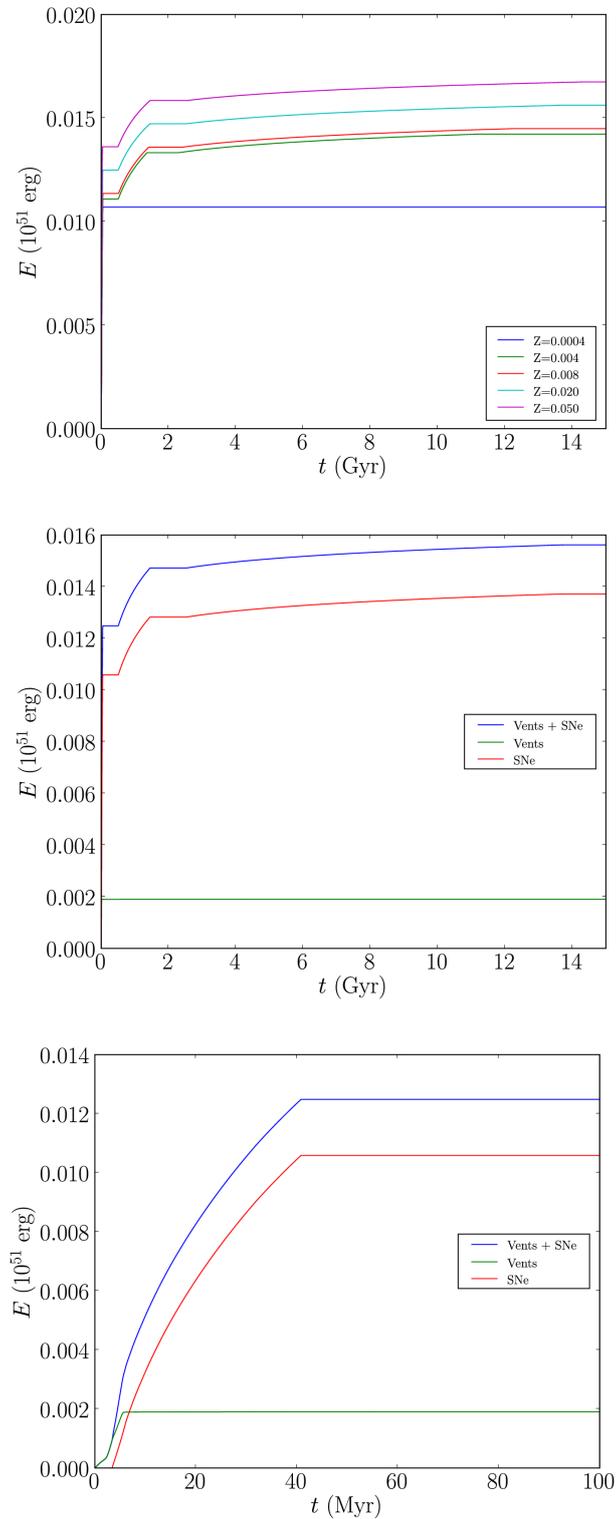


FIG. 5.5 – Évolution de la perte d'énergie cumulée pour différentes métallicités (*en haut*), de la perte totale d'énergie cumulée, de celle par les vents stellaires et par les SNe pour une SSP de métallicité solaire (*au milieu et en bas* pour un zoom sur les 100 premiers Myr).

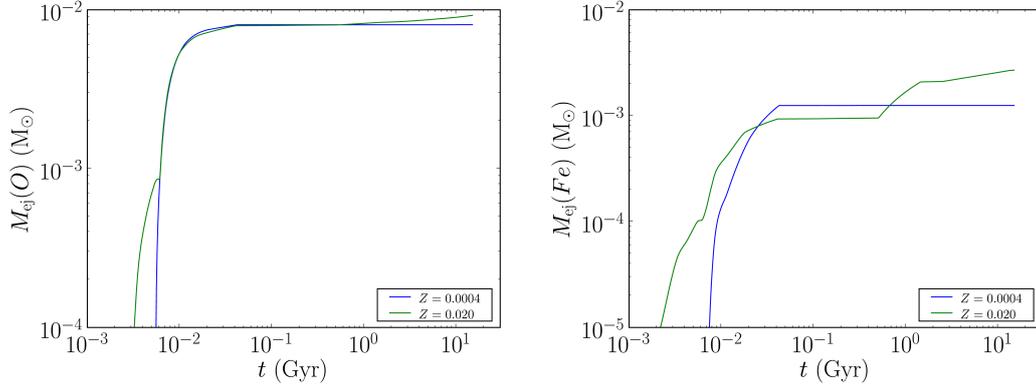


FIG. 5.6 – Évolution de la perte de masse cumulée d’oxygène (à gauche) et de fer (à droite) en fonction du temps pour une SSP de $1 M_{\odot}$ à métallicité $Z = 0.0004$ et pour une SSP à métallicité solaire $Z = 0.02$.

dépendant de la distance selon le noyau SPH utilisé. Cette valeur de 50 pc correspond à la distance caractéristique de la bulle créée par l’explosion de la supernova au bout de $\approx 10^5$ yr (Thornton *et al.*, 1998).

La redistribution d’énergie peut être s’effectuer sous la forme d’énergie thermique et/ou cinétique. Elle fait intervenir un paramètre libre : la fraction d’énergie redistribuée sous forme d’énergie cinétique f_v . On a alors :

$$\Delta E_{\text{cin}} = f_v \Delta E \quad \Delta E_{\text{th}} = (1 - f_v) \Delta E$$

où ΔE est l’énergie libérée par les vents et les supernovae.

Navarro & White (1993) propose deux méthodes pour redistribuer cette énergie sur les vitesses du gaz environnant. La première méthode consiste à écrire :

$$\Delta E_{\text{cin}} = \sum_{\text{voisins}} m_i \left(\vec{v}_i \cdot \Delta \vec{v}_i + \frac{1}{2} \Delta \vec{v}_i^2 \right)$$

où \vec{v}_i est la vitesse relative à la particule stellaire du voisin i et $\Delta \vec{v}_i$ une perturbation radiale de la vitesse dirigée vers l’extérieur et qui a la même amplitude pour tous les voisins. Bien que cette méthode conserve l’énergie, elle a le désavantage de renverser un flot convergent quelque soit la valeur de f_v .

La deuxième méthode consiste à perturber les vitesses des voisins de la particule stellaire d’une quantité calculée grâce à la formule précédente quand tous les \vec{v}_i sont nuls :

$$\Delta \vec{v}_i^2 = \frac{2f_v \Delta E}{\sum_{\text{voisins}} m_i}$$

On peut également prendre en compte la distance des voisins au moyen d’une fonction de pondération W_{ij} calculée grâce au noyau de lissage du SPH w_{ij} :

$$W_{ij} = \frac{w_{ij}}{\sum_{\text{voisins}} w_{ij}}$$

où l'indice j se rapporte à la particule stellaire et j à ses voisins gazeux. On obtient donc pour une particule de gaz i de masse m_i :

$$\Delta \vec{v}_i^2 = \frac{2W_{ij}f_v\Delta E}{m_i}$$

Le paramètre libre f_v étant très mal contraint, nous avons choisi de redistribuer la totalité l'énergie sous forme d'énergie interne contrairement aux anciennes recettes pour lesquelles ce paramètre valait généralement $f_v = 0.01$ (Michel-Dansac & Wozniak, 2004). C'est ensuite le schéma hydrodynamique qui redistribue cette énergie interne sous forme cinétique en perturbant les vitesses des particules de gaz.

5.3 Poussières

La poussière est ajoutée à notre modèle au sein de la phase froide et est caractérisée par une fraction de masse X_d : $X_d = M_g/M_d$ où M_g est la masse de la particule SPH et m_d est la masse de poussière. On a donc une troisième phase au sein de chaque particule SPH et la poussière possède donc la même dynamique que le gaz.

La force de friction entre le gaz et les grains de poussière est modélisée grâce au modèle de Epstein (1924). L'évolution de la vitesse v relative d'un grain par rapport au gaz est alors donnée par :

$$\frac{dv}{dt} = - \left(\frac{4\pi}{3} \rho_g c_{th} \frac{a^2}{m} \right) v$$

où ρ_g est la densité du gaz dans lequel le grain évolue, c_{th} la vitesse d'agitation thermique, a la taille du grain et m sa masse. En intégrant sur la distribution de taille des grains de poussière, on obtient l'évolution de la vitesse moyenne relative de la poussière par rapport au gaz V :

$$\left\langle \frac{dV}{dt} \right\rangle = -\beta V$$

$$V(t) = V_0 e^{-\beta t}$$

où β est une constante qui dépend de ρ_g , de la densité des grains de poussière ρ_d et de la distribution de taille des grains. La variation d'énergie correspondant à la variation de vitesse des grains est :

$$\frac{dE}{dt} = M_d V \left\langle \frac{dV}{dt} \right\rangle$$

et l'énergie ΔE perdue par la poussière pendant un temps Δt est :

$$\Delta E = \frac{M_d V_0^2}{2} (1 - e^{-2\beta \Delta t})$$

Cette énergie est redistribuée dans la phase variable de la particule de gaz.

La poussière est créée lors des explosions de supernovae et durant la phase AGB des étoiles de masse intermédiaire. Pour les SNII, la production de poussière est proportionnelle à la masse de métaux éjectée (Morgan & Edmunds, 2003) et pour les SNIa, elle est proportionnelle à la quantité de fer éjectée (Zhukovska *et al.*, 2007) :

$$M_d(\text{SNII}) = \xi M_Z \quad M_d(\text{SNIa}) = \eta M_{\text{Fe}}$$

où $M_d(\text{SNII})$ est la masse de poussière créée par les SNII, M_Z la masse de métaux éjectée par les SNII, $M_d(\text{SNIa})$ la masse de poussière créée par les SNIa et M_{Fe} la masse de fer créée par les SNIa. Les deux coefficients ξ et η valent : $\xi = 0.22$, $\eta = 0.005$.

La production de poussières par les étoiles en phase AGB, quant à elle, est basée sur le modèle de [Ferrarotti & Gail \(2006\)](#). Elle a été calculée pour les mêmes métallicités que le reste des quantités calculées pour l'évolution des SSP décrite précédemment (cf. Fig. 5.7).

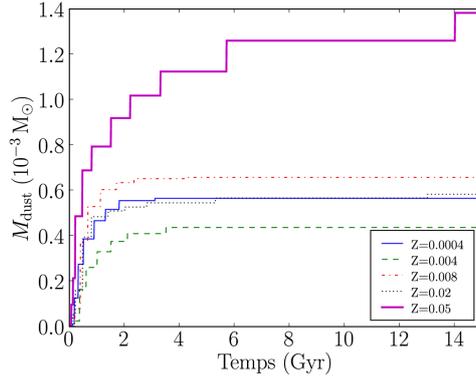


FIG. 5.7 – Évolution de la perte de masse cumulée de poussière en fonction du temps pour des SSP de différentes métallicités.

Lors de la création de poussière, celle-ci hérite de la vitesse de sa particule stellaire progénitrice, c'est-à-dire que sa vitesse relative par rapport au gaz est $\vec{v}_{d,i}$: $\vec{v}_{d,i} = \vec{v}_{\star,j} - \vec{v}_{g,i}$ où $\vec{v}_{\star,j}$ est la vitesse de la particule stellaire progénitrice et $\vec{v}_{g,i}$ la vitesse de la particule de gaz au sein de laquelle la poussière est créée. L'énergie issue de la friction dynamique entre les grains et le gaz est transférée dans la phase chaude sous forme d'énergie interne.

La quantité de poussière peut diminuer de deux façons : elle peut être détruite par les différents phénomènes décrits à la section 2.2.3 et elle peut disparaître en partie lors de la formation stellaire. En effet, dans ce second cas, une partie de la phase froide est prélevée pour former un amas stellaire mais on ne change pas la fraction de poussière X_d ce qui a pour effet net de diminuer la masse de poussière au sein de la particule.

La destruction des poussières peut avoir lieu lors d'interaction entre le rayonnement et les grains de poussière ou lors d'interactions atome/grain ou grain/grain. [Jones \(2004\)](#) donne un temps de vie caractéristique de la poussière de $\tau \approx 10^8$ yr. On modélise cette destruction par une décroissance exponentielle :

$$M_d(t + dt) = M_d(t) \times e^{(-dt/\tau)}$$

Les résultats des premiers tests présentés au chapitre 6 ne prennent pas en compte la poussière.

Chapitre 6

Premiers résultats et validation

Ce chapitre présente les premiers résultats de notre nouveau code chemodynamique. Ces tests ont été effectués sur des galaxies à disque et des galaxies naines.

On utilisera par la suite les termes de *nouvelles étoiles* et *nouvelle population stellaire* pour désigner les étoiles formées au cours de la simulation, et le terme de *population initiale* pour désigner les étoiles présentes à $t = 0$.

6.1 Simulations de galaxies à disques

Nous avons effectué des simulations de galaxies à disque pour lesquelles la population stellaire initiale est représentée par 100000 particules réparties selon une superposition de deux distributions de Miyamoto-Nagai. Leurs échelles de longueurs sont respectivement 3 et 0.5 kpc, leurs masses 10^{11} et $10^{10} M_{\odot}$ et leur échelle de hauteur commune est de 500 pc. Le gaz est représenté au moyen de 5000 particules SPH réparties dans un disque fin d'échelle de longueur de 3 kpc pour une masse totale de $1.1 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, soit 10 % de la masse stellaire. Les distributions de particules sont tronquées à un rayon de 30 kpc. À $t = 0$, le gaz est de composition primordiale (75% de H, 25% de He en masse). Pour les simulations comportant un halo de matière noire, celui-ci est représenté de manière analytique par un Plummer de rayon caractéristique 6 kpc et de masse $6.42 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. La population initiale n'évolue pas, c'est-à-dire qu'elle ne rejette ni masse, ni énergie dans le milieu interstellaire. Le tableau 6.1 présente les paramètres utilisés pour les différentes simulations de galaxies à disque effectuées¹.

Les simulations axisymétriques ne sont pas équivalentes à des simulations 1D. En effet, l'axisymétrisation se fait sur le potentiel gravitationnel, c'est-à-dire qu'à chaque pas de temps, on symétrise selon θ le potentiel créé par les étoiles et le gaz. Cela n'empêche pas le développement de perturbations transitoires locales, c'est-à-dire dont l'échelle de longueur caractéristique est inférieure à la résolution du potentiel, mais bloque le développement de telles perturbations à long terme et à grandes échelles (par exemple, les bras spiraux et les barres). Des différences locales par rapport à une distribution axisymétrique peuvent donc apparaître dans les distributions de masse, d'énergie, . . . Dans le tableau 6.1, l'indication "non" pour le halo désigne des simulations pour lesquelles le tirage des conditions initiales a été fait avec un halo de matière noire mais dont l'évolution a été calculée sans celui-ci. Le critère de formation stellaire intitulé

¹D'autres simulations ont été effectuées mais ne sont pas utilisées dans la présentation de ces premiers résultats.

Simulation	Axisymétrie	X_c^0	Halo	Critère de formation stellaire
JAAA	oui	0.001	oui	Jeans
JAAC	oui	0.1	oui	Jeans
JAAD	oui	0.9	oui	Jeans
JBAA	non	0.001	oui	Jeans
JBBC	non	0.001	"non"	Toomre + anciennes recettes
JCBA	non	0.001	non	Jeans

TAB. 6.1 – Paramètres des différentes simulations de galaxies à disque effectuées. X_c^0 correspond à la fraction de gaz froid à $t = 0$. Voir le texte pour plus de détails.

Jeans correspond à la recette implémentée dans notre nouveau code. La simulation JBBC a été faite avec les anciennes recettes pour la formation, l'évolution stellaire et le refroidissement du gaz (Michel-Dansac & Wozniak, 2004). Dans cette simulation, on utilise le critère de Toomre avec $\lambda = 1.4$ (cf. section 2.3) et une efficacité de formation stellaire constante de 10 %. Le recyclage est instantané et l'énergie rejetée est de $E_{\text{inj}} = 1.9 \cdot 10^{-7} \text{ pc}^2 \text{ an}^{-2}$ par unité de masse formée dont 1 % sous forme mécanique et le reste sous forme d'énergie interne. L'enrichissement du gaz se fait selon les lois de production de Maeder (1992).

Nous décrivons tout d'abord l'évolution globale de la simulation axisymétrique JAAA avant de comparer et d'étudier les autres simulations. Il est important de rappeler que nous ne simulons pas la formation d'une galaxie à partir d'une proto-galaxie gazeuse mais l'évolution d'une galaxie à partir de conditions initiales reproduisant une galaxie à disque déjà formée.

6.1.1 Taux de formation stellaire

Le taux de formation stellaire reste relativement faible au cours des 5 Gyr d'évolution de la simulation JAAA. Il reste inférieur à $1 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ environ (cf. Fig. 6.1 en haut) et environ 10 % en masse du gaz initial est transformé en étoiles (cf. Fig. 6.1 en bas). Le premier pic de formation stellaire ($t < 1 \text{ Gyr}$) se produit dans un disque fin de 4 kpc de rayon (cf. Fig. 6.3). Ensuite, le SFR devient quasiment nul puis un nouveau pic de formation stellaire débute vers 3.5 Gyr et au cours duquel les étoiles se forment principalement dans un disque de 1 kpc de rayon (cf. Fig. 6.1 au milieu), correspondant aux zones de densité les plus élevées.

La figure 6.2 présente la densité des particules de gaz éligibles à la formation stellaire pour JAAA. La densité moyenne des particules éligibles augmente tout au long de la simulation (cf. Fig. 6.2 à gauche). Le premier pic de formation stellaire avant 1 Gyr forme des étoiles dans des régions de densité de l'ordre de $1 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$. Lors du deuxième épisode de formation stellaire, cette densité moyenne est bien plus élevée, de l'ordre de $10^2 - 10^4 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$, car les particules stellaires se forment dans les régions centrales (cf. Fig. 6.1 au milieu), celles-ci étant plus denses que le reste de la galaxie. La coupure basse, vers $0.6 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$ (cf. Fig. 6.14 à gauche), est une conséquence de notre recette de formation stellaire (cf. section 5.1.1). La formation stellaire a toutefois principalement lieu dans des régions de densité moyenne bien plus forte ($10^2 - 10^4 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-3}$) si bien que cette coupure influence de manière limitée la forma-

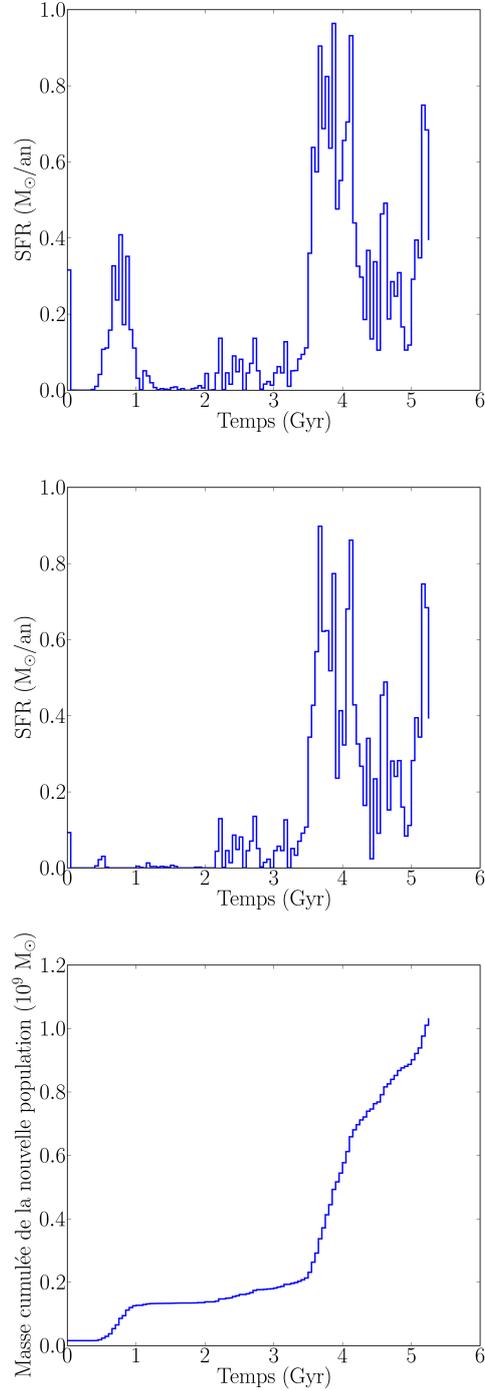


FIG. 6.1 – *En haut* : Taux de formation stellaire en fonction du temps pour l'ensemble de la simulation. *Au milieu* : Taux de formation stellaire en fonction du temps dans une sélection de ± 1 kpc en x et y . *En bas* : Masse stellaire cumulée formée en fonction du temps. Les trois graphiques correspondent à la simulation JAAA.

tion stellaire dans nos simulations. Elle nous permet néanmoins d'éviter la formation d'étoiles au sein de particules de faible densité. De telles particules auraient des temps de formation stellaire très importants ($t_{\text{sf}} > 10^7$ an, cf. section 5.1) et les conditions physiques seraient susceptibles de changer de manière significative au cours de cette période. On utilise la densité moyenne dans nos critères d'éligibilité à la formation stellaire mais c'est au sein de la phase froide, plus dense, que les étoiles se forment. L'évolution moyenne de la densité de la phase froide est semblable à celle de la densité moyenne (cf. Fig. 6.2 à droite). De plus, la coupure basse disparaît, excepté pour quelques particules avant $t = 1$ Gyr (cf. Fig. 6.2 à droite). Enfin, la densité de la phase froide des particules éligibles est de l'ordre de $10^5 - 10^6 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, en accord avec les densités observées dans les cœurs denses des nuages moléculaires où se forment les étoiles (Lada & Lada, 2003).

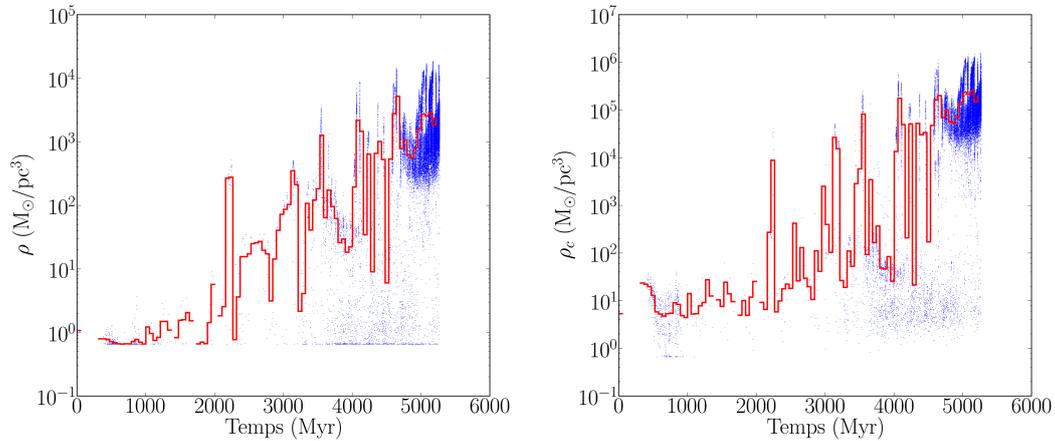


FIG. 6.2 – Densité moyenne (à gauche) et densité de la phase froide (à droite) des particules de gaz éligibles à la formation stellaire en fonction du temps pour la simulation JAAA. La courbe rouge correspond à la valeur moyennée des densités des particules.

Sur la figure 6.3, on a représenté la répartition des nouvelles étoiles à deux instants de la simulations JAAA : 1 Gyr et 5 Gyr. Il ne s'agit pas de la position de naissance des particules mais de la position des particules au moment considéré. Le code de couleurs correspond à la date de naissance des particules. Les étoiles se forment principalement dans la partie centrale de la galaxie car c'est là que le gaz est froid et dense, donc susceptible de former des étoiles. De plus, le disque stellaire s'épaissit avec l'âge (cf. Fig. 6.3 en haut) : les plus anciennes (en rouge) se répartissent selon un disque plus épais que les nouvelles étoiles plus jeunes (en bleu).

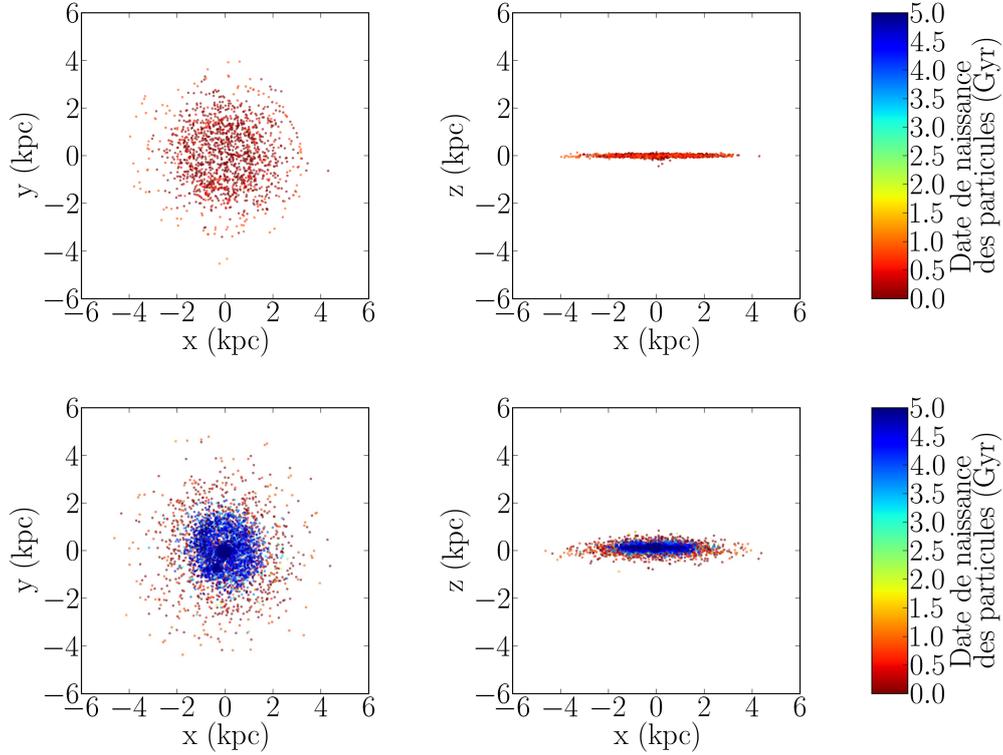


FIG. 6.3 – Distributions des nouvelles étoiles vues de face et par la tranche pour deux instants de la simulation JAAA : 1 Gyr *en haut* et 5 Gyr *en bas*. La couleur correspond à la date de naissance des particules.

6.1.2 Évolution des différentes phases du milieu interstellaire

La fraction de gaz froid évolue depuis sa valeur initiale de 0.1 % jusqu'à une valeur proche de 50 % vers $t \approx 3.5$ Gyr où les deux phases semblent s'auto-réguler avant que la fraction de phase variable n'augmente de manière significative après 4.5 Gyr (cf. Fig. 6.4).

La phase variable se sépare naturellement en deux milieux (cf. Fig. 6.5 en haut) : l'un avec une température moyenne de l'ordre de 10^4 K et l'autre plus chaud avec une température moyenne entre 10^6 et 10^7 K. Notre modélisation du milieu interstellaire à deux phases nous permet de donc de recréer un MIS comportant trois milieux : la phase froide représente le CNM, la phase variable avec une température moyenne de 10^4 K représente le WNM/WIM et la phase variable très chaude à $10^6 - 10^7$ K représente le HIM. On remarque également que le gaz le plus chaud $T > 10^7$ K se situe principalement dans le halo, en dehors des 10 kpc centraux (cf. Fig. 6.5).

À partir de 3.5 – 4 Gyr, la fraction du WNM/WIM diminue au profit de celle du HIM (cf. Fig. 6.5 au milieu et à droite) en raison de l'augmentation du taux de formation stellaire. Celle-ci se produisant dans la région très centrale de la galaxie, elle chauffe très fortement le MIS de cette région transformant le WNM/WIM en HIM et provoquant l'évaporation de la phase froide.

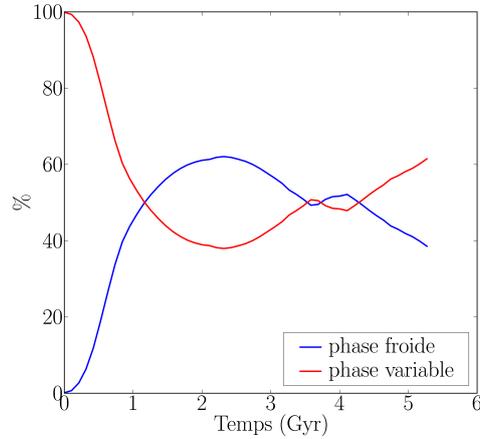


FIG. 6.4 – Évolution de la fraction de la phase froide et de la phase variable au sein du milieu interstellaire en fonction du temps pour la simulation JAAA.

La figure 6.6 montre que la distribution de température suit globalement la distribution de masse. En effet, le refroidissement est d'autant plus efficace que le gaz est dense. La distribution de température vue par la tranche montre un disque de température de quelques dizaines de milliers de kelvins entouré d'un halo bien plus chaud ($T \approx 10^{5.5} - 10^6$ K).

Les distributions de température à plus grande échelle (cf. Fig. 6.7) montrent un disque de gaz froid de 15 kpc de rayon enveloppé d'un halo de gaz très chaud ($T > 10^6$ K). Ce disque froid présente un épaissement quand le rayon augmente (*flaring*). Cet épaissement est nettement visible sur les cartes de température (cf. Fig. 6.6 et Fig. 6.7 en bas à droite).

La figure 6.8 représente la répartition des particules de gaz en fonction de leur température. La partie centrale (≈ 2 kpc centraux), très dense, refroidit efficacement et la température des particules gazeuses reste inférieure à $2 \cdot 10^4$ K (en cyan). En dehors de cette région, les vents stellaires et les explosions de supernovae créent des bulles de gaz chaud (en rouge). En bordure de ces bulles, les particules sont plus denses donc plus froides (en cyan) et la température de certaines atteint même la température plancher de 100 K (en bleu foncé). Ces bulles emportent le gaz chaud hors du plan du disque de la galaxie (cf. les vues par la tranche de la Fig. 6.8).

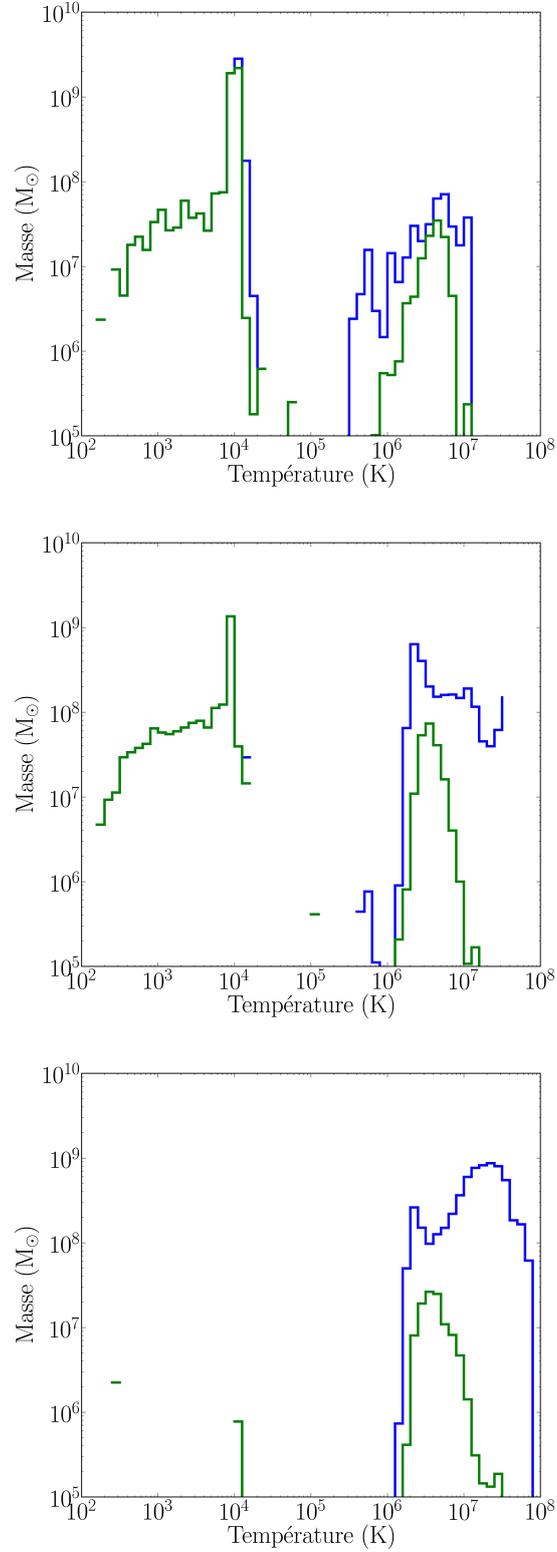


FIG. 6.5 – Distributions de température de la phase variable pour toute la galaxie (en bleu) et pour une sélection de ± 10 kpc en x et y , et ± 2 kpc en z (en vert) pour la simulation JAAA à trois instants différents, respectivement de haut en bas : $t = 1$ Gyr, 3 Gyr et 5 Gyr.

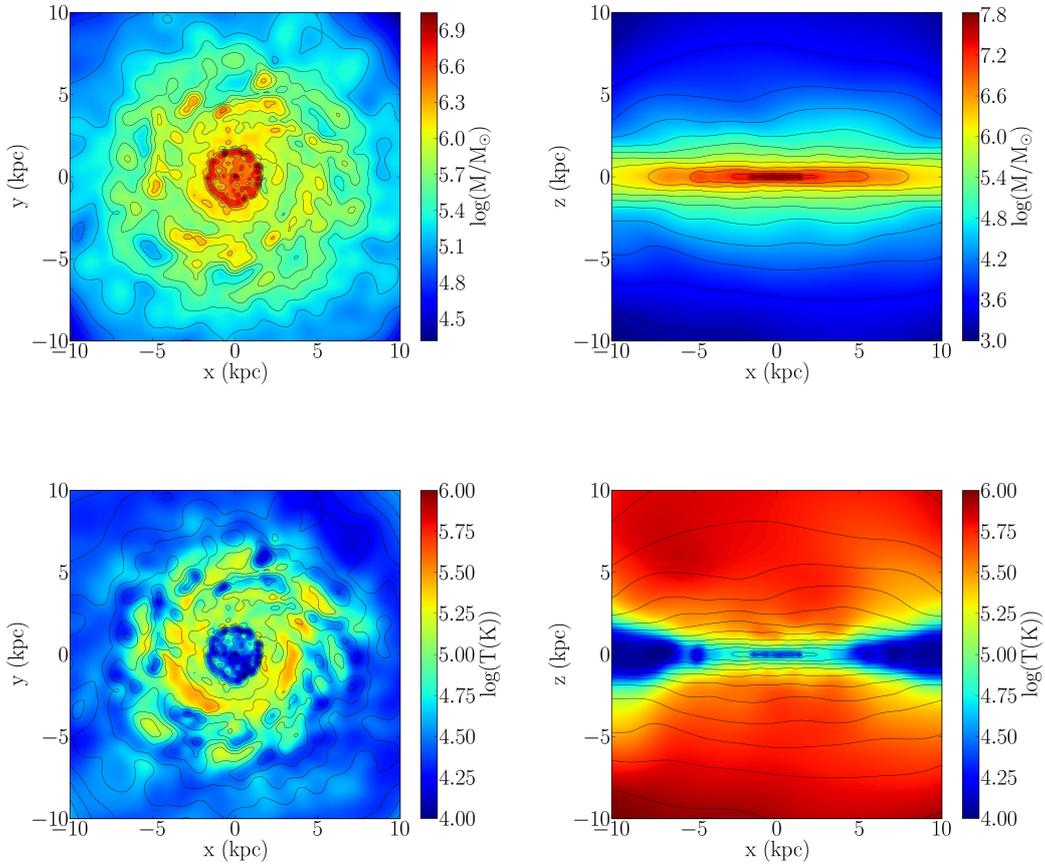


FIG. 6.6 – Cartes de distribution de masse (*en haut*) et de température moyenne (*en bas*) du gaz pour la simulation JAAA à $t = 1$ Gyr pour une sélection de ± 10 kpc en x et y . Les traits noirs correspondent aux isocontours de masse.

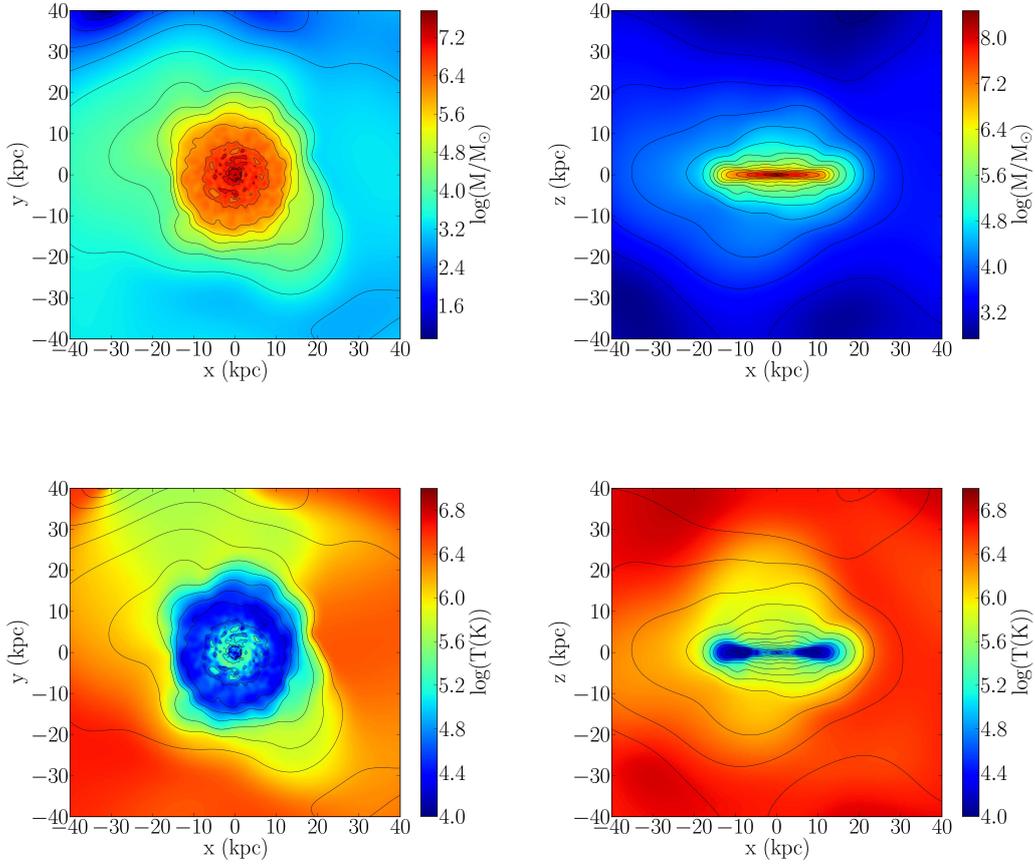


FIG. 6.7 – Cartes de distribution de masse (*en haut*) et de température moyenne (*en bas*) du gaz pour la simulation JAAA à $t = 1$ Gyr pour une sélection de ± 40 kpc en x et y . Les traits noirs correspondent aux isocontours de masse.

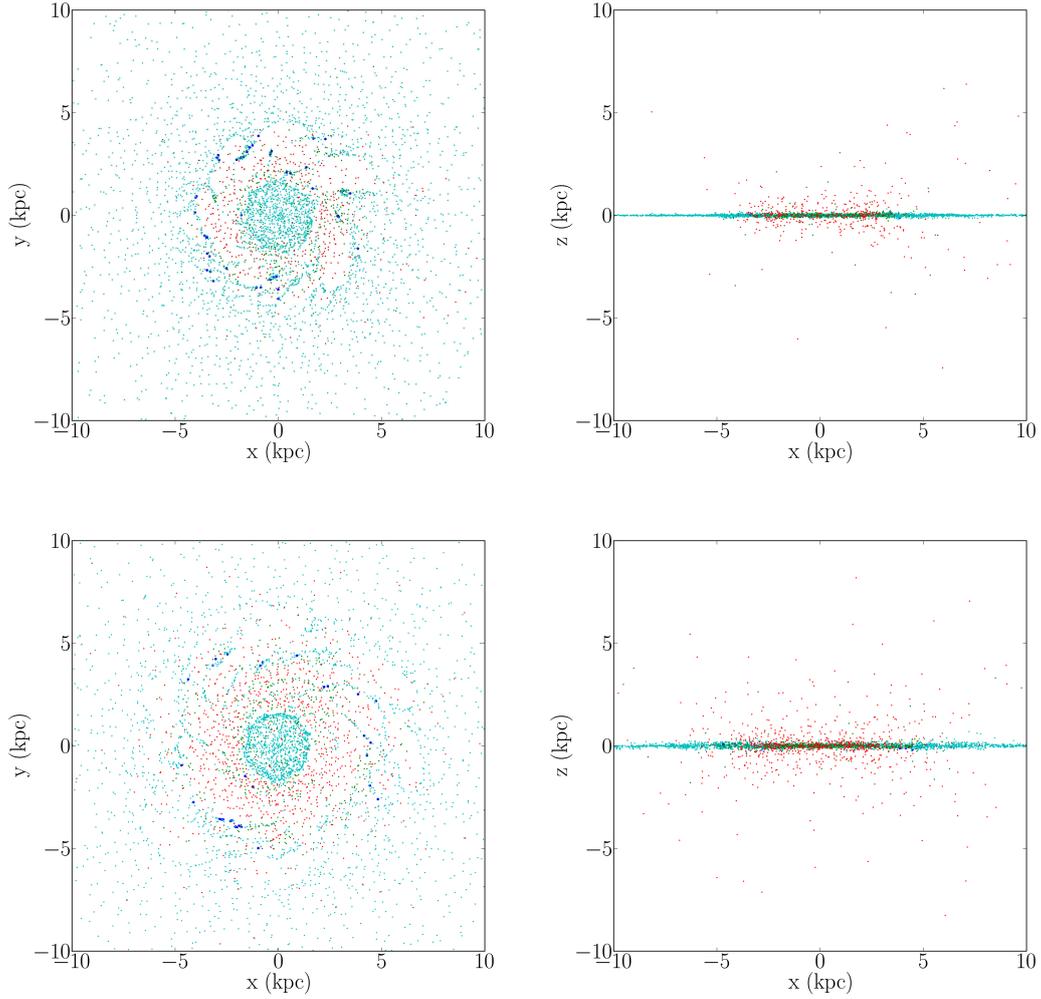


FIG. 6.8 – Distribution des particules de gaz à deux instants différents pour la simulation JAAA : 800 Myr *en haut* et 1 Gyr *en bas*. La taille des particules SPH n'est pas prise en compte. La couleur correspond à la température des particules : bleu pour $T \leq 10^2$ K, cyan pour $10^2 < T \leq 2 \cdot 10^4$ K, vert pour $2 \cdot 10^4 < T \leq 10^5$ K et rouge pour $T > 10^5$ K.

6.1.3 Évolution de la métallicité

La figure 6.9 présente l'évolution de la métallicité moyenne du gaz et de la nouvelle population stellaire. Durant la première partie de la simulation, la métallicité du gaz est supérieure à celle de la nouvelle population stellaire. Cela s'explique par l'enrichissement en métaux dû à la toute première génération d'étoiles nées avant $t = 1$ Gyr. Entre 1 et 2 Gyr, la métallicité n'évolue quasiment pas car la formation stellaire est presque nulle (cf. Fig. 6.1). Celle-ci redémarre peu après 2 Gyr provoquant l'enrichissement rapide de la nouvelle population.

A $t = 5$ Gyr, la métallicité de la nouvelle population est 2 à 3 fois plus grande que celle du gaz (cf. Fig. 6.9 en haut) car une partie du gaz de composition primordiale n'a pas été enrichie puisqu'il se trouve en-dehors des sites de formation stellaire. En effet, si l'on sélectionne uniquement les 10 kpc centraux, on observe que la métallicité du gaz et des nouvelles étoiles sont égales à $t = 5$ Gyr (cf. Fig. 6.9 au milieu). La métallicité moyenne atteinte est de l'ordre de $0.3 Z_{\odot}$ au bout des 5 Gyr d'évolution.

La métallicité du halo augmente jusqu'à $0.1 Z_{\odot}$ en 2 Gyr puis celle-ci diminue lentement (cf. Fig. 6.9 en bas). Il n'y a pas de courbe pour la métallicité des nouvelles étoiles car aucune ne se trouvent en-dehors d'une sélection de ± 10 kpc en x , y et ± 1 kpc z . L'augmentation initiale est due aux outflows provoqués par les supernovae. Ces outflows provoquent un enrichissement relativement homogène en dehors du disque (cf. Fig. 6.10 en haut à droite). La diminution ultérieure de la métallicité est causée par l'éjection de gaz de composition primordiale hors du plan du disque à cause de l'énergie libérée par les vents stellaires et les supernovae. La métallicité moyenne du halo est plus faible même si l'on observe encore un enrichissement dû aux outflows (bulles en rouge sur la carte de métallicité en bas à droite sur la Fig. 6.10) qui proviennent des parties centrales. Cette éjection est le résultat de l'explosion en supernovae des étoiles nées lors du second pic de formation stellaire un peu avant 4 Gyr.

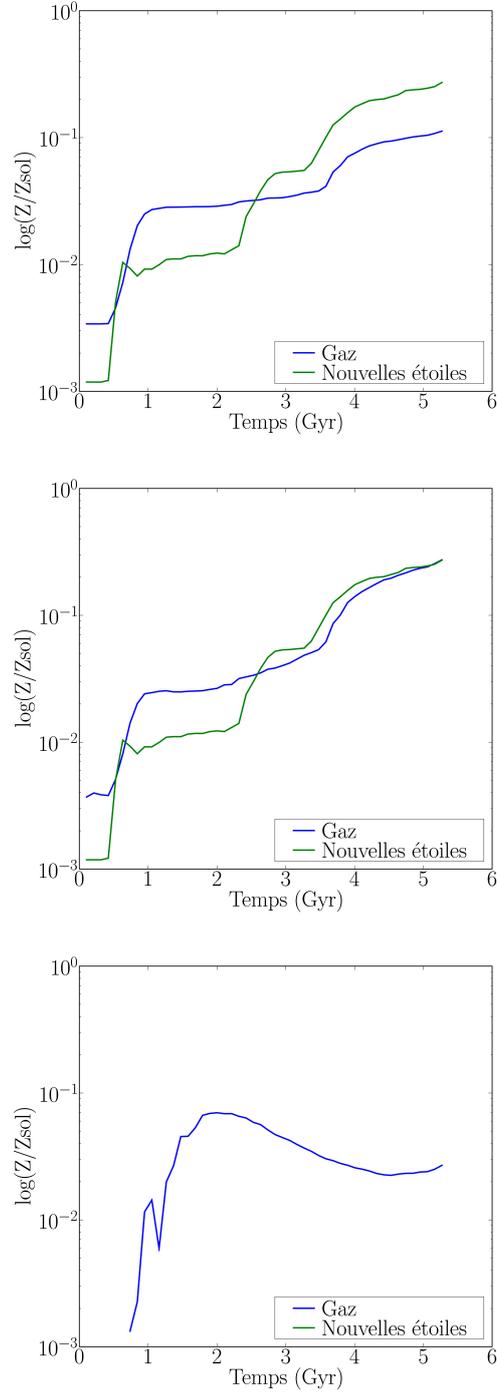


FIG. 6.9 – Évolution de la métallicité moyenne du gaz (en bleu) et de la nouvelle population stellaire (en vert) en fonction du temps pour la simulation JAAA. Le graphique du *haut* correspond à l'ensemble de la simulation, celui du *milieu* à une sélection de ± 10 kpc en x, y et ± 1 kpc z et celui du *bas* à une sélection des particules pour lesquelles $|x| > 10$ kpc, $|y| > 10$ kpc et $|z| > 1$ kpc.

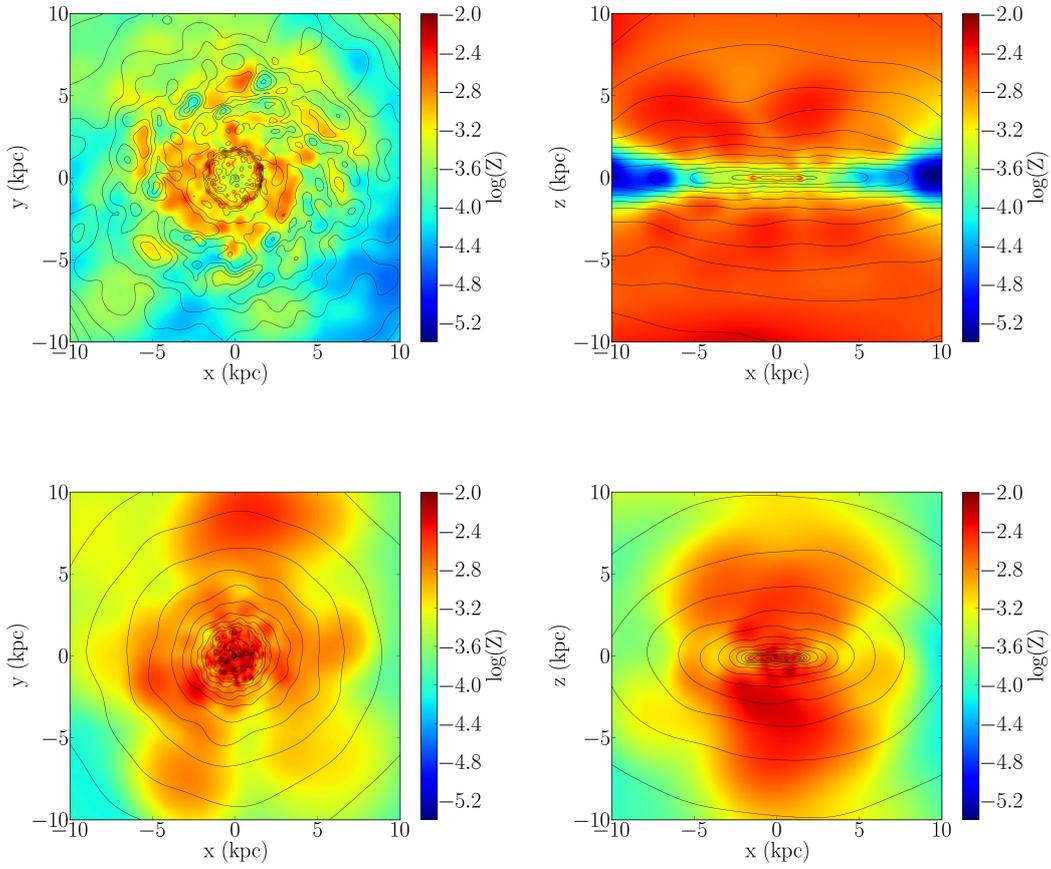


FIG. 6.10 – Cartes de métallicité du gaz pour la simulation JAAA à deux instants différents (1 Gyr *en haut* et 4 Gyr *en bas*) pour une vue de face (*à gauche*) et pour une vue par la tranche (*à droite*). Les traits noirs correspondent aux isocontours de masse.

6.1.4 Influence de la fraction initiale de gaz froid

Les simulations JAAC et JAAD possèdent respectivement 10 % et 90 % à $t = 0$.

Après un pic de formation stellaire initial, le taux de formation stellaire reste du même ordre de grandeur que pour la simulation JAAA (cf. Fig. 6.11 en haut). La présence d'une plus grande quantité initiale de gaz froid explique le pic de formation stellaire car il y a davantage de gaz disponible pour la formation stellaire.

Pour la simulation JAAC, la phase variable se sépare naturellement en deux milieux comme pour JAAA (cf. Fig. 6.11 au milieu à gauche) : un avec une température moyenne de l'ordre de 10^4 K et un autre plus chaud avec une température moyenne de l'ordre de quelques 10^6 K. La température de la phase variable de JAAD, quant à elle, est supérieure à 10^6 K dans toute la simulation. Cette forte température est le résultat de la formation stellaire durant les premiers millions d'années qui a chauffé fortement la phase variable du MIS. Cette phase représentant une faible fraction de la masse du MIS, elle a été chauffée à des températures supérieures à un million de kelvins.

L'évolution des fractions de masse des différentes phases JAAC est semblable à celle de JAAA mais en plus rapide (cf. Fig. 6.11 en bas à gauche) en raison de la plus grande quantité d'étoiles formées initialement. L'évolution de JAAD est différente, le gaz étant très rapidement et très fortement chauffé. Par conséquent, la quantité de phase froide ne fait que décroître au cours du temps (cf. Fig. 6.11 en bas droite).

La figure 6.12 présente les distributions de température moyenne du gaz pour JAAC et JAAD à $t = 1$ Gyr. Les régions avec les températures les plus basses sont associées aux régions les plus denses car le refroidissement radiatif y est bien plus efficace. La température élevée dans l'ensemble de la simulation JAAD est la conséquence de deux facteurs. Tout d'abord, le fort taux de formation stellaire au début de la simulation a créé de nombreuses étoiles qui ont éjecté beaucoup d'énergie dans le MIS ce qui a grandement chauffé la phase variable. De plus, la masse de cette phase était peu importante au début de la simulation si bien qu'elle a été rapidement chauffée à des températures de l'ordre du million de kelvins pour lesquelles le temps de refroidissement devient très grand. La majorité du gaz, excepté dans la partie centrale du disque ($r \lesssim 2$ kpc ; cf. Fig. 6.12 à droite), n'a pas eu encore le temps de refroidir en-dessous de 10^6 K.

Finalement, plus la quantité de gaz froid initiale est grande, plus l'évolution est rapide (JAAC). Si cette fraction est trop importante, on aboutit à un système instable (JAAD) où l'ensemble du gaz est fortement chauffé à des températures supérieures à 10^6 K.

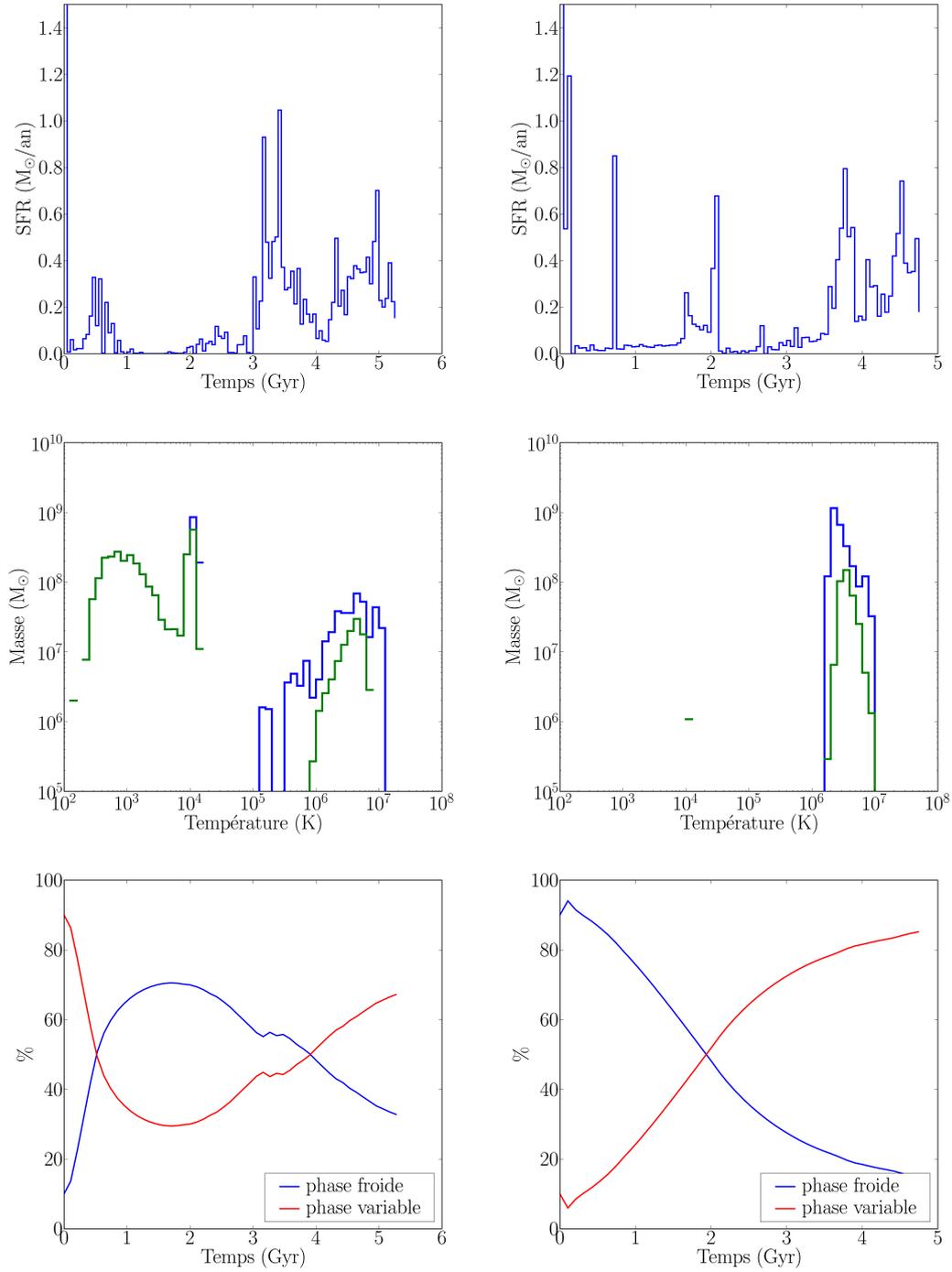


FIG. 6.11 – *En haut* : Taux de formation stellaire en fonction du temps. Le taux de formation stellaire pendant les 50 premiers Myr vaut $8.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ pour JAAC et $9.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ pour JAAD. *Au milieu* : Distributions de température de la phase variable pour toute la galaxie (en bleu) et pour les 10 kpc centraux (en vert) à $t = 1.0$ Gyr. *En bas* : Évolution de la fraction de la phase froide et de la phase variable au sein du MIS en fonction du temps. Les graphiques de gauche concernent la simulation JAAC et ceux de droite la simulation JAAD.

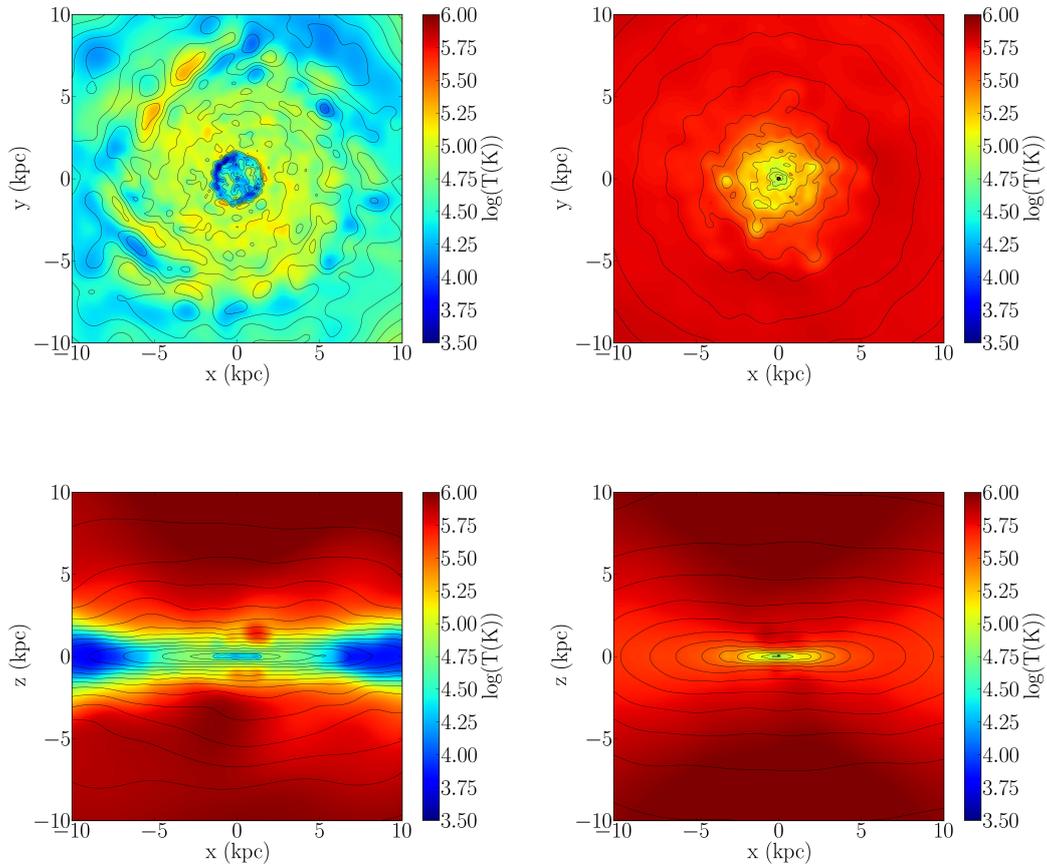


FIG. 6.12 – Cartes de la température moyenne du gaz pour les simulations JAAC (à gauche) et JAAD (à droite) pour une vue de face (*en haut*) et par la tranche (*en bas*) à $t = 1$ Gyr. Les distributions de masse sont superposées avec des contours noirs.

6.1.5 Simulations non-axisymétriques

Le taux de formation stellaire des simulations non-axisymétriques est plus important que celui des simulations axisymétriques (cf. Fig. 6.13).

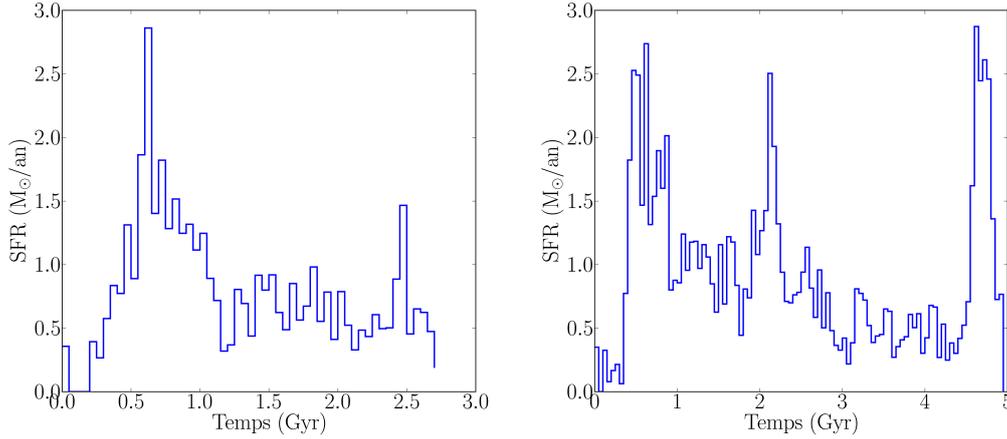


FIG. 6.13 – Taux de formation stellaire en fonction du temps pour les simulations JBAA (à gauche) et JCBA (à droite).

Une petite structure spirale se forme après quelques centaines de millions d’années. Cette structure est visible à la fois dans le gaz (cf. Figs. 6.15 et 6.16 en haut) et dans la nouvelle population stellaire (cf. Figs. 6.15 et 6.16 en bas). Cette structure disparaît assez rapidement (≈ 200 Myr). La disparition de cette structure dans le gaz est due en partie aux supernovae qui déstabilise la spirale en créant des bulles de gaz chaud et qui éjectent une partie de ce gaz hors du plan du disque. De plus, la formation stellaire ultérieure a lieu dans une région centrale petite ce qui crée une concentration de masse centrale qui tend à faire disparaître la structure spirale dans la composante stellaire également.

La figure 6.14 présente la densité des particules de gaz éligibles à la formation stellaire pour la simulation JCBA. Comme pour la simulation JAAA, on observe une coupure basse pour la densité moyenne vers $0.6 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ (cf. Fig. 6.14 à gauche). La densité moyenne est bien plus élevée ($\approx 10^4 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ après quelques centaines de Myr) que dans la simulation JAAA, conséquence d’une augmentation de densité des parties centrales de la galaxie plus rapide. La formation stellaire a toutefois principalement lieu dans des régions de densité moyenne bien plus forte ($\rho \approx 10^4 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$) si bien que cette coupure influence de manière limitée la formation stellaire dans nos simulations. De plus, cette coupure disparaît lorsque l’on considère la densité de la phase froide des particules éligibles à la formation stellaire (cf. Fig. 6.14 à droite). La densité moyenne des particules éligibles est de l’ordre de $10^5 - 10^6 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, en accord avec les densités observées dans les cœurs denses des nuages moléculaires où se forment les étoiles (Lada & Lada, 2003). Un deuxième mode est visible sur la figure 6.14 à droite : on observe de la formation stellaire pour des particules ayant $\rho_c \approx 10^4 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$.

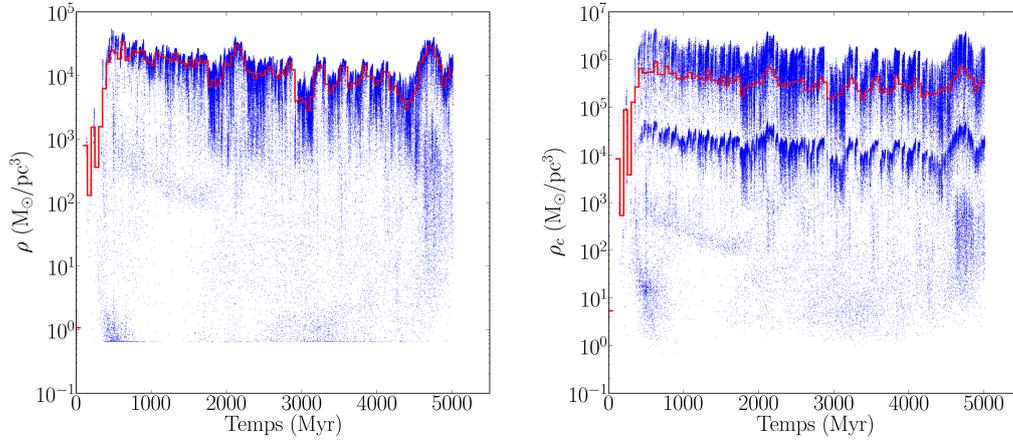


FIG. 6.14 – Densité moyenne (à gauche) et densité de la phase froide (à droite) des particules de gaz éligibles à la formation stellaire en fonction du temps pour la simulation JCBA. La courbe rouge correspond à la valeur moyennée des densités des particules.

Les simulations non-axisymétriques montrent l'apparition d'une structure spirale flocculante après 1 Gyr environ dans la phase froide et tiède (cf. Fig. 6.17). Cette structure est semblable à celle obtenue dans les simulations de [Gerritsen & Icke \(1997\)](#). Elle se développe uniquement dans le gaz froid et tiède qui se trouve sous la forme d'un disque fin. Le gaz plus chaud se trouve sous la forme d'un disque plus épais et ne présente pas de trace de structure spirale (cf. Fig. 6.18).

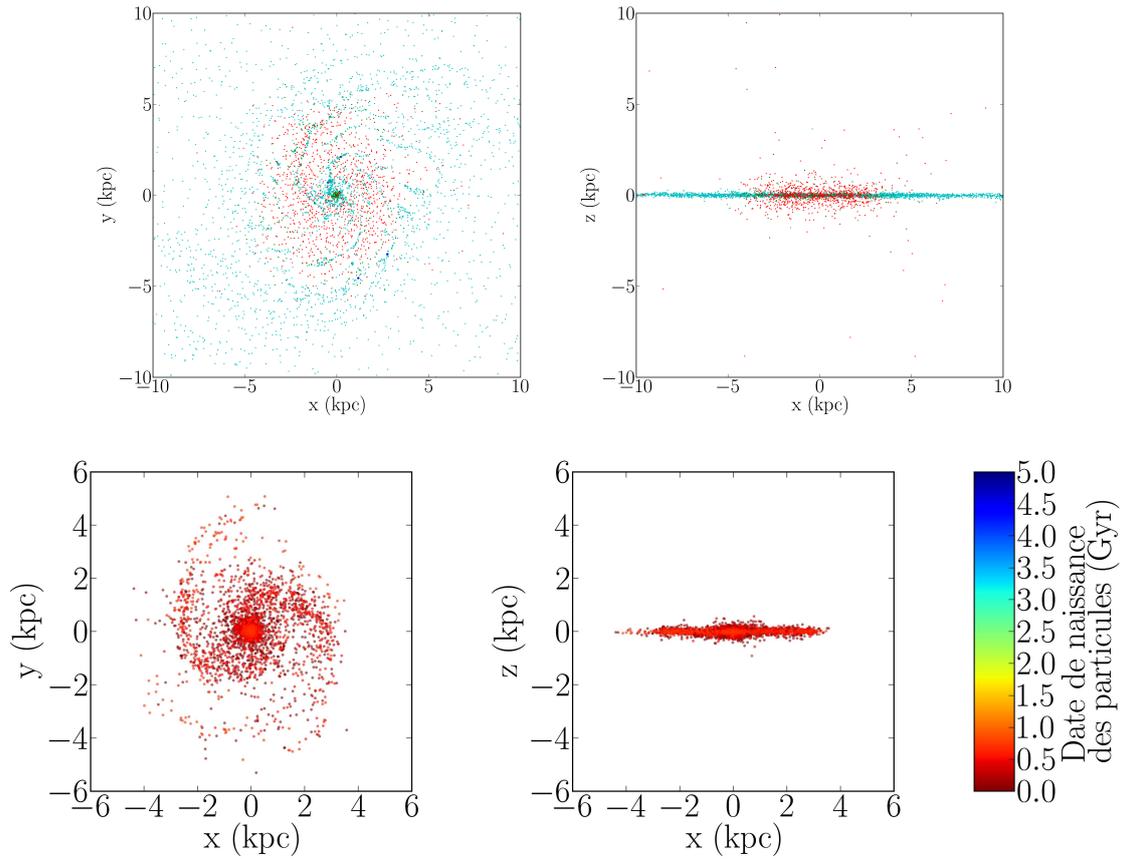


FIG. 6.15 – *En haut* : Distribution des particules de gaz pour la simulation JBAA à 700 Myr. La taille des particules SPH n'est pas prise en compte. La couleur correspond à la température des particules : bleu pour $T \leq 10^2$ K, cyan pour $10^2 < T \leq 2 \cdot 10^4$ K, vert pour $2 \cdot 10^4 < T \leq 10^5$ K et rouge pour $T > 10^5$ K. *En bas* : Distribution des nouvelles étoiles pour la simulation JBAA à 700 Myr. La couleur indique à la date de naissance des particules.

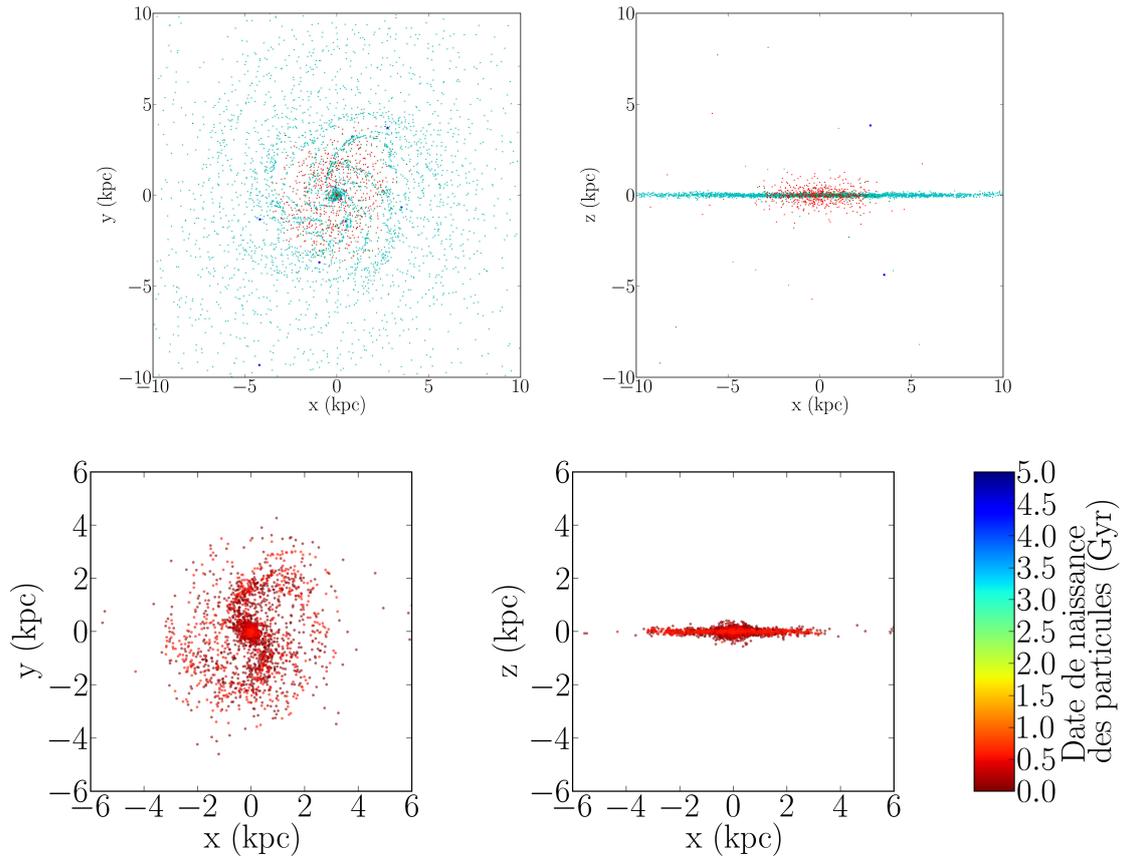


FIG. 6.16 – *En haut* : Distribution des particules de gaz pour la simulation JCBA à 600 Myr. La taille des particules SPH n'est pas prise en compte. La couleur correspond à la température des particules : bleu pour $T \leq 10^2$ K, cyan pour $10^2 < T \leq 2 \cdot 10^4$ K, vert pour $2 \cdot 10^4 < T \leq 10^5$ K et rouge pour $T > 10^5$ K. *En bas* : Distribution des nouvelles étoiles pour la simulation JCBA à 600 Myr. La couleur indique à la date de naissance des particules.

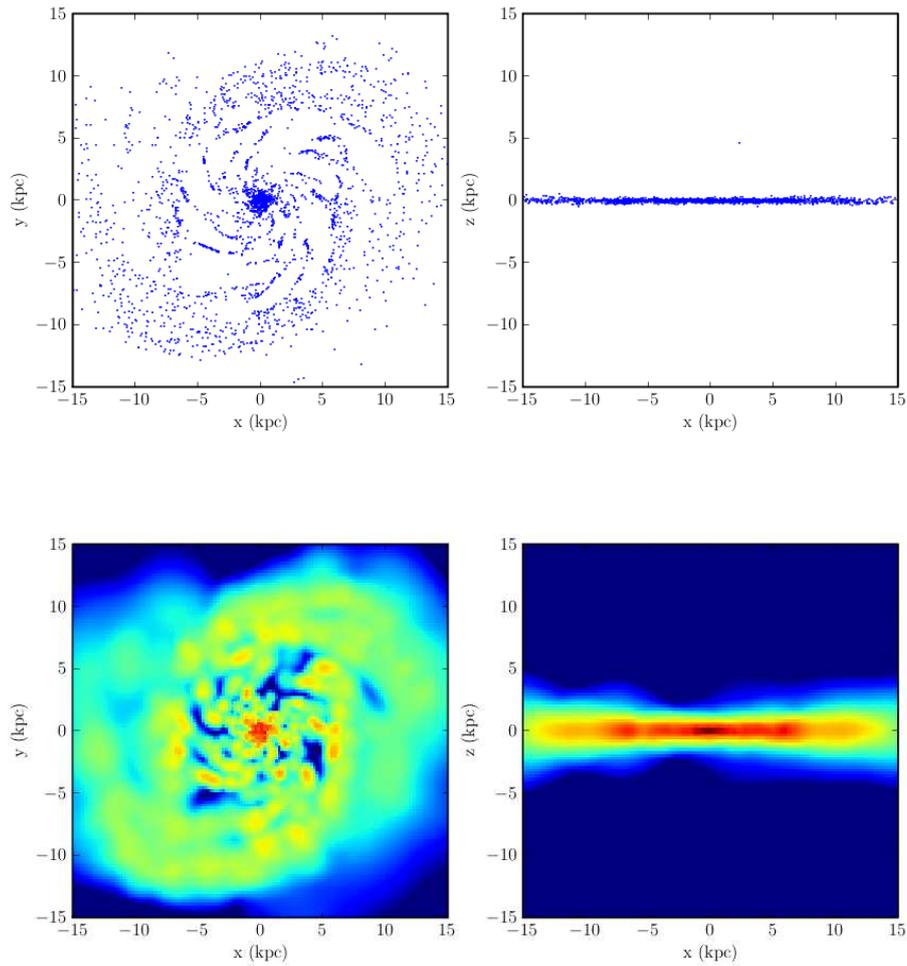


FIG. 6.17 – Distribution des particules (*en haut*) et carte de masse (*en bas*) pour les particules de température $T \leq 2 \cdot 10^4$ K pour la simulation JBAA à $t = 1$ Gyr. La carte de masse prend en compte le noyau de lissage des particules SPH.

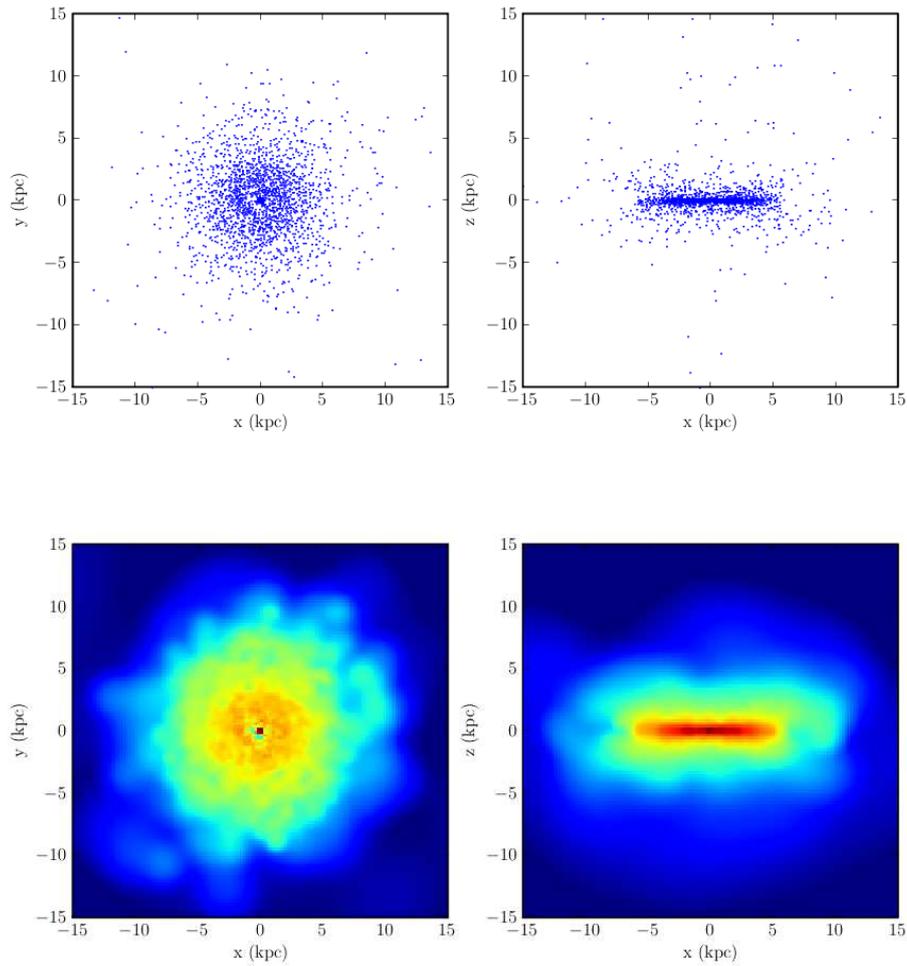


FIG. 6.18 – Distribution des particules (*en haut*) et carte de masse (*en bas*) pour les particules de température $T > 2 \cdot 10^4$ K pour la simulation JBAA à $t = 1$ Gyr. La carte de masse prend en compte le noyau de lissage des particules SPH.

6.1.6 Différences avec les anciennes recettes

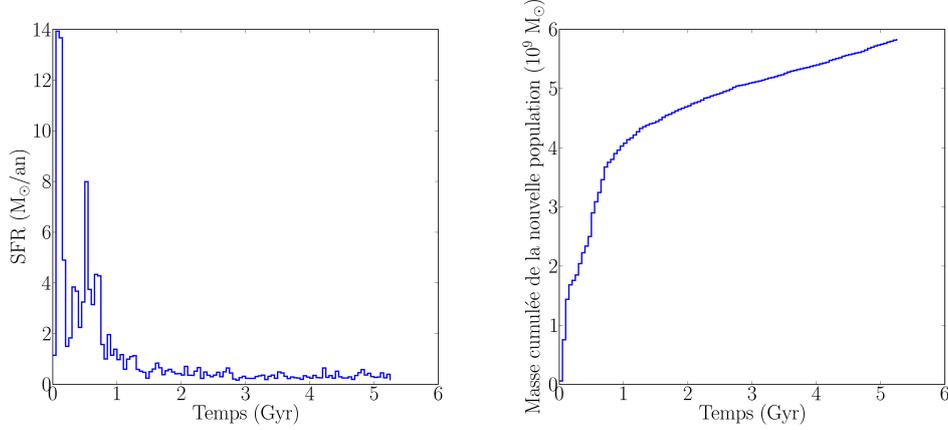


FIG. 6.19 – Taux de formation stellaire (*à gauche*) et masse cumulée formée (*à droite*) en fonction du temps pour la simulation JBBC.

Le taux de formation stellaire dans la simulations JBBC effectuée avec les anciennes recettes de formation stellaire est plus important, notamment en début de simulation (cf. Fig. 6.19 à gauche). Au bout de 5 Gyr, environ 50 % du gaz initial a été convertit en étoiles (cf. Fig. 6.19 à droite). Cette différence s’explique par un critère différent pour l’éligibilité des particules de gaz (critère de Toomre) et d’une efficacité de formation stellaire fixe (10 %).

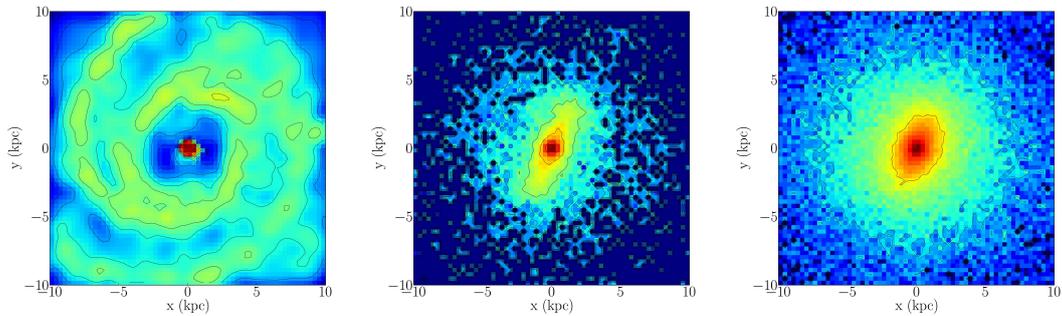


FIG. 6.20 – Carte de masse du gaz (*à gauche*), des nouvelles étoiles (*au milieu*) et des étoiles de la population initiale (*à droite*) pour la simulation JBBC à $t = 2$ Gyr. Les traits noirs correspondent aux isocontours de masse.

La simulation JBBC forme rapidement une spirale barrée dans le gaz. Cette structure spirale perdure plusieurs Gyr (cf. Fig. 6.20 à gauche) et provoque l’apparition d’une barre stellaire dans la nouvelle population (cf. Fig. 6.20 au milieu) ainsi que dans la population initiale (cf. Fig. 6.20 à droite). On ne voit pas l’apparition de spirale flocculente comme dans les simulations avec le nouveau code chemodynamique. En effet, cette structure apparaît essentiellement au sein du gaz froid or il n’y pas de gaz aussi froid dans cette simulation. Le gaz est plus chaud car la température plancher de l’ancien code est 10^4 K.

6.1.7 Fonction de masse initiale des amas stellaires et évolution dans le diagramme masse-métallicité

Les simulations non-axisymétriques possèdent une fonction de masse des amas stellaires de pente environ -2 (cf. Fig. 6.21). Cette pente est en accord avec la fonction de masse des amas stellaires observées dans la Voie Lactée et les galaxies proches (Weidner & Kroupa, 2005). La fonction de masse est tronquée vers les fortes masses à $\approx 2 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Cette troncature provient de la masse initiale des particules de gaz (cf. section 5.1.1) : $M_g(t = 0) = 2.2 \cdot 10^6 M_{\odot}$. La fonction est également tronquée du côté des faibles masses légèrement au-dessus de $10^3 M_{\odot}$. Ceci est dû à notre recette de formation stellaire (cf. section 5.1.1). Les amas stellaires de forte masse sont formés avant les amas stellaires de plus faibles masse ce qui s'explique en partie par la diminution de la masse des particules de gaz qui forment des générations successives d'étoiles au cours du temps. De plus, les amas stellaires de faible masse ($10^3 - 10^4 M_{\odot}$) sont la conséquence de la formation stellaire nucléaire.

La figure 6.22 présente l'évolution des simulations JAAA, JBAA et JCBA dans le diagramme masse-métallicité. Les résultats montrent l'enrichissement progressif du gaz par les populations stellaires successives et sont cohérentes avec les données de Brooks *et al.* (2007) pour des galaxies à $z > 2$. La simulation JAAA a tourné pendant 5 Gyr, JBAA pendant 2.5 Gyr et JCBA pendant 4.7 Gyr. Les simulations non-axisymétriques (JBAA et JCBA) montrent une évolution un peu différente de JAAA : malgré une masse stellaire formée plus grande dans JBAA et JCBA, la métallicité atteinte est quasiment la même pour les trois simulations, ce qui montre un enrichissement plus lent vis à vis de la masse stellaire formée dans les simulations non-axisymétriques.

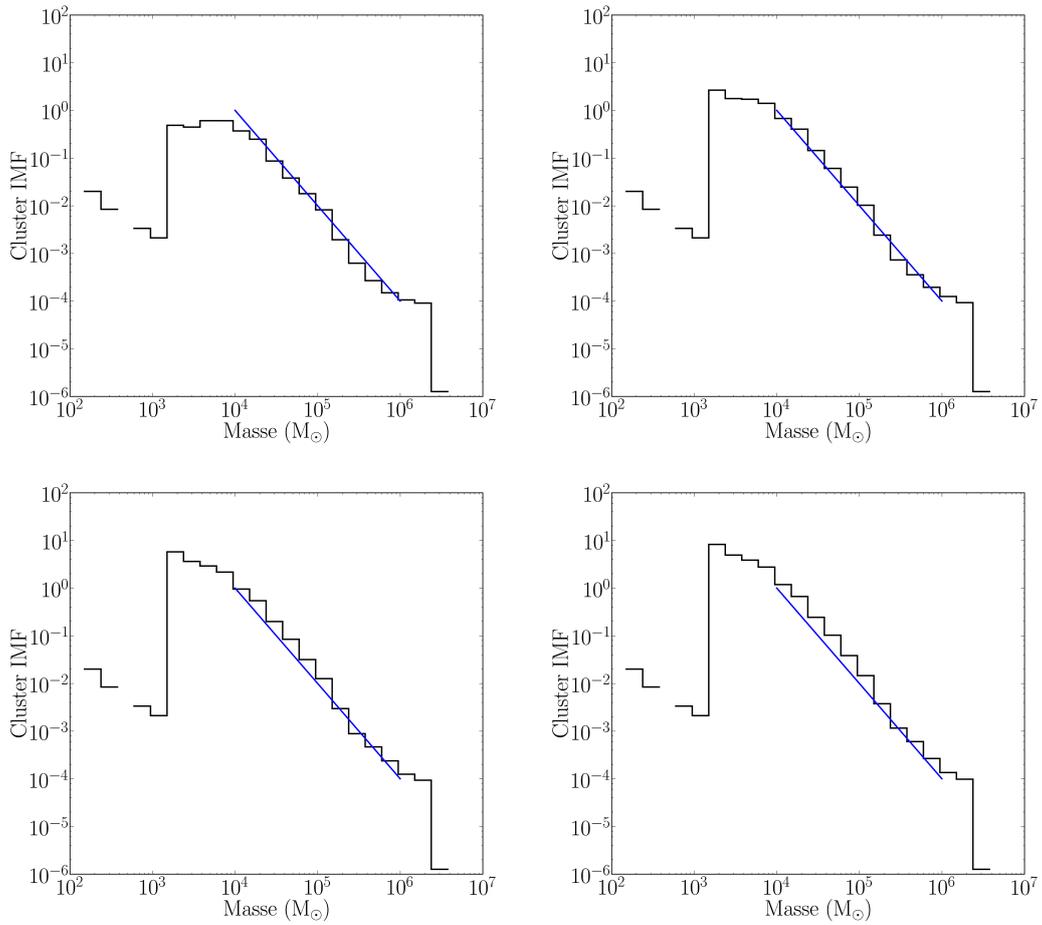


FIG. 6.21 – Fonction de masse des amas stellaires pour la simulation JBAA pour différents instants, respectivement de gauche à droite et de haut en bas : 1.0, 1.5, 2.0 et 2.5 Gyr. Le trait bleu correspond à une droite de pente -2.

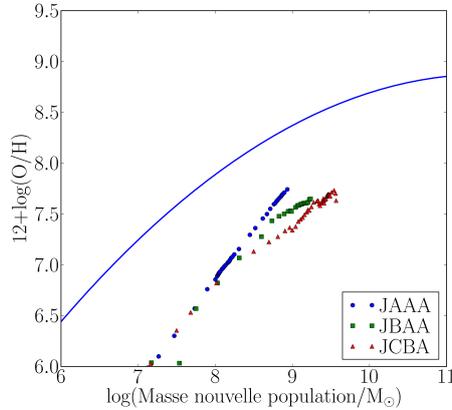


FIG. 6.22 – Relation masse-métallicité pour les simulations JAAA, JBAA, JCBA. Le rapport $12 + \log(O/H)$ est calculé pour le gaz. La courbe bleue correspond à un ajustement observationnel (Brooks *et al.*, 2007).

6.2 Simulations de galaxies naines

Nous avons effectué des simulations de galaxies naines pour lesquelles la population stellaire initiale est représentée par 100000 particules réparties selon une distribution de Miyamoto-Nagai d'échelle de longueur 0.5 kpc avec une troncature à 6 kpc, d'échelle de hauteur 0.2 kpc et de masse $1.5 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Le gaz est représenté au moyen de 20000 particules SPH réparties dans un disque fin d'échelle de longueur de 0.75 kpc pour une masse totale de $2 \cdot 10^8 M_{\odot}$. À $t = 0$, le gaz est de composition primordiale (75% de H, 25% de He en masse). Le halo de matière noire est représenté de manière analytique par un Plummer de rayon caractéristique 2 kpc et de masse $1.5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Ces conditions initiales sont inspirées de Pelupessy *et al.* (2004).

On a laissé évoluer ce système pendant 1 Gyr sans activer la formation stellaire afin que le disque de gaz s'équilibre dynamiquement. La figure 6.23 (en haut) montre la distribution de gaz au moment où la formation stellaire est enclenchée. Deux simulations ont été effectuées et ont évoluées pendant 5 Gyr : l'une forcée axisymétrique (NPAA) et l'autre libre (NPAB).

La formation stellaire s'arrête très rapidement (cf. Fig. 6.24) car les premières générations d'étoiles chauffent le gaz de la phase variable qui ne représente qu'une faible fraction en masse du MIS (cf. Fig. 6.25 à gauche). L'ensemble du gaz de la simulation a une température supérieure à 10^4 K (cf. Fig. 6.25 à droite). Les nouvelles étoiles provoquent également l'apparition d'outflows (cf. Fig. 6.23 en bas) : des particules de gaz très chaudes sont éjectées hors du plan du disque par l'énergie injectée par les supernovae. En conséquence, la masse de la phase variable augmente rapidement jusqu'à représenter plus de 95% de la masse du gaz après 600 Myr (cf. Fig. 6.25 à gauche).

Il est nécessaire de continuer les simulations au-delà de 5 Gyr afin de voir si le gaz peut refroidir et si la formation stellaire peut redémarrer avant $t = 13$ Gyr. Si tel est le cas, on pourrait avoir une population stellaire ancienne (âgée de plus de 10 Gyr) et une population stellaire plus jeune comme cela est observée pour certaines galaxies naines (par exemple Leo A, cf. Grebel (1998)).

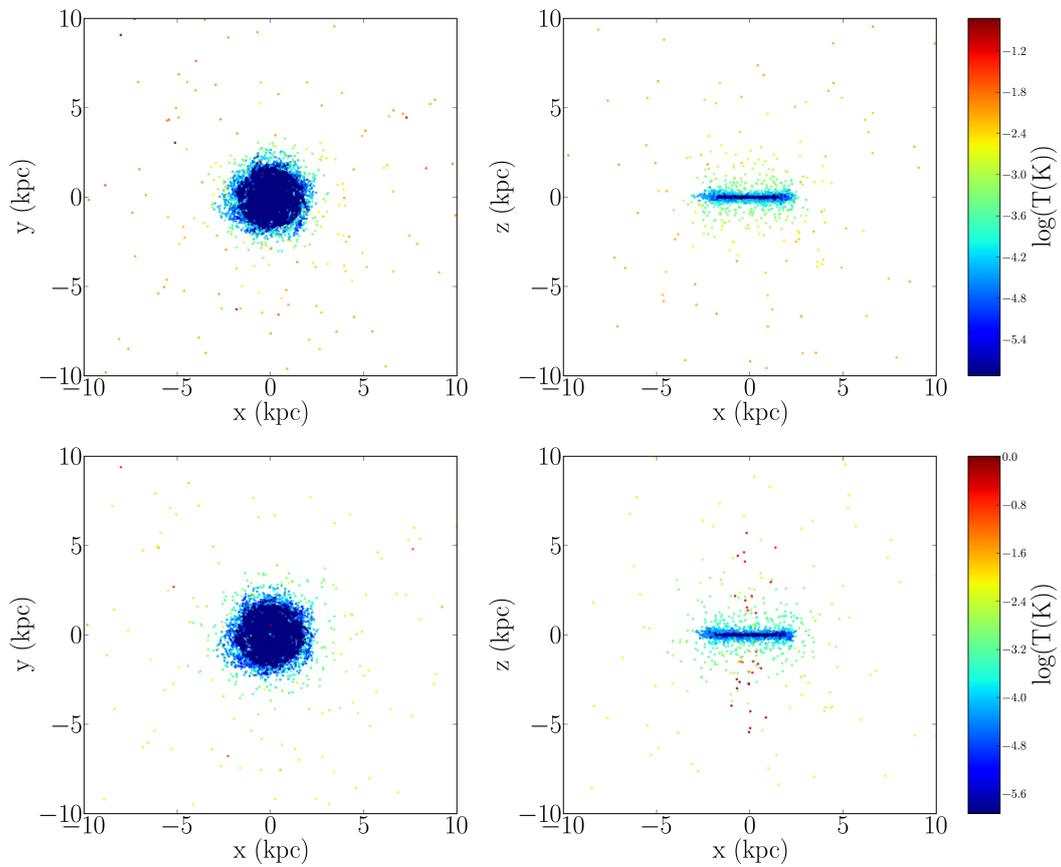


FIG. 6.23 – Distribution des particules à $t = 1$ Gyr (*en haut*) et $t = 1.015$ Gyr (*en bas*) pour la simulation NPAA. Le code de couleur représente la température moyenne des particules ($\log(T(K))$).

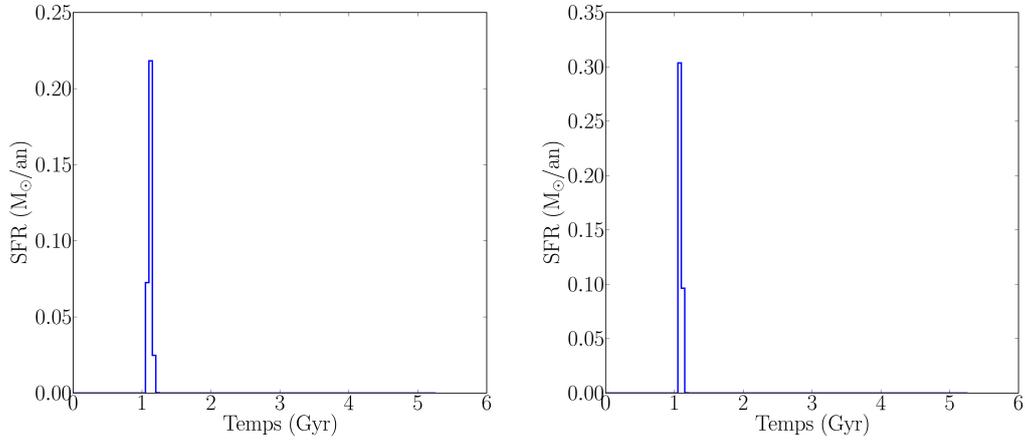


FIG. 6.24 – Taux de formation stellaire en fonction du temps pour les simulations NPAA (à gauche) et NPAB (à droite).

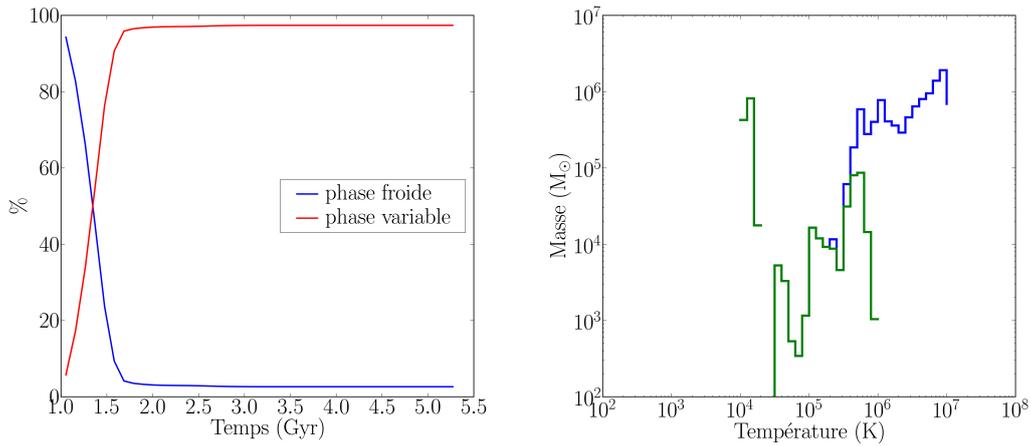


FIG. 6.25 – À gauche : Évolution de la fraction de gaz froid et de gaz chaud dans le milieu interstellaire en fonction du temps pour la simulation NPAA. À droite : distribution de température de la phase variable pour toute la galaxie (en bleu) et pour une sélection de ± 10 kpc en x et y (en vert) à $t = 1$ Gyr pour la simulation NPAA.

Chapitre 7

Conclusions

7.1 Bilan

Grâce au nouveau module chemodynamique que nous avons développé, nous avons montré l'importance du suivi des abondances individuelles des éléments car celles-ci influent sur le refroidissement du gaz et donc l'histoire de la formation stellaire et de l'enrichissement chimique.

De plus, notre module chemodynamique permet de reproduire une structure à trois milieux du MIS à partir de notre modèle bi-phasique.

Nous montrons également que la fonction de masse initiale des amas stellaires de pente ≈ -2 peut être reproduite.

Notre code nous permet de suivre l'évolution chimique aussi bien dans le disque des galaxies que dans le halo. On observe notamment l'enrichissement de ce halo par les explosions de supernovae.

Mais encore, nous sommes en mesure de créer une structure spirale flocculente dans le gaz froid de galaxies à disque.

Les simulations de galaxies naines montrent des outflows de gaz très chaud, conséquence d'un pic de formation stellaire.

Enfin, grâce à ce nouveau code chemodynamique, nous sommes en mesure d'étudier les différents mécanismes physiques conduisant à l'évolution des galaxies aussi bien du point de vue dynamique que du point de vue chimique.

7.2 Amélioration du code

Diverses pistes peuvent être envisagées afin d'améliorer la modélisation physique dans notre code chemodynamique. Nous en décrivons brièvement quelques-unes :

- Tout d'abord, la composition chimique de la phase froide et de la phase chaude pourraient être suivies de manière indépendante. Les vents stellaires et les supernovae éjectant de la matière dans la phase chaude, celle-ci serait enrichie plus rapidement que la phase froide. Le transfert de masse d'une phase à l'autre pourrait se faire au moyen du phénomène de condensation/évaporation. Il serait ainsi possible d'étudier séparément l'évolution de l'enrichissement chimique de ces deux phases.
- L'amélioration de la modélisation de MIS peut se faire en effectuant une modélisation multi-fluide, c'est-à-dire que en traitant les différentes phases du MIS (phase froide,

phase variable et poussière) avec des fluides différents. Cela nécessite le traitement de leur différentes interactions dynamiques. Une telle modélisation permettra d'étudier séparément la dynamique des différentes phases.

- On peut envisager d'introduire une dépendance du champ de rayonnement en fonction de la position (position radiale r et position azimutale z) afin d'améliorer le traitement du chauffage du MIS. On peut également penser à utiliser le champ de rayonnement des populations stellaires tiré de Starburst99 afin de traiter le chauffage de manière auto-cohérente au sein de notre code.
- Quand des tracés d'évolution stellaire pour des compositions avec des rapports d'abondances non-solaires seront disponibles, on pourra les utiliser afin de pouvoir traiter l'évolution stellaire de manière auto-cohérente. En effet, pour le moment, l'évolution stellaire ne dépend que de la métallicité totale Z et non des abondances des différents éléments chimiques alors que l'on suit ces abondances dans le gaz. Signalons que des modèles avec des enrichissements en éléments α commencent à être développés (Coelho *et al.*, 2007).
- Une dépendance du rayon de la sphère de redistribution des supernovae en fonction du pas de temps pourrait être implémentée. Ce rayon est actuellement fixé à 50 pc.
- Actuellement, le temps de formation stellaire pour une particule de gaz est fixé lors de son éligibilité. Un contrôle de ce temps de formation pourrait être introduit en calculant à nouveau t_{sf} entre le moment de l'éligibilité et le moment de la création de la particule stellaire. Si t_{sf} diminue, la particule de gaz pourrait former un amas d'étoiles au bout d'un temps plus court que celui initialement calculé.
- On peut également envisager de faire varier la fonction de masse initiale, c'est-à-dire d'utiliser une IMF variable spatialement et temporellement.

7.3 Perspectives scientifiques

Cette thèse présente les premiers résultats de notre code chemodynamique. L'analyse des simulations effectuées se poursuit encore actuellement. Les domaines d'étude envisagés par la suite sont :

- l'étude de l'évolution chimique de galaxies isolées (galaxies à disque, galaxies naines), notamment l'évolution des gradients d'abondance chimique ;
- l'influence de l'accrétion de gaz sur cette évolution, les contraintes sur l'accrétion de gaz pouvant être fournies par des simulations cosmologiques à grande échelle ;
- l'étude des outflows et l'enrichissement chimique des halos de gaz galactiques.

Annexe A

Durée de vie des creux de dispersions de vitesses stellaires au centre des galaxies barrées

Cette annexe présente des travaux qui ont été commencés lors de mon stage de Master2 et terminés lors de ma thèse.

Ces dernières années, des creux de dispersion de vitesses stellaires dans les régions centrales (ou σ -drop) ont été observés dans plusieurs dizaines de galaxies (Emsellem *et al.*, 2001; Márquez *et al.*, 2003). Ce comportement va à l'encontre du comportement attendu. Bottema & Gerritsen (1997) ont réussi à reproduire le σ -drop observé dans NGC 6503 grâce à un modèle *ad hoc* statique comprenant un disque stellaire et un bulbe plus froid dynamiquement. Wozniak *et al.* (2003) ont montré grâce à des simulations numériques que les σ -drops étaient la signature cinématique d'étoiles nées au sein d'un gaz dynamiquement froid. Malgré cette première explication, des questions demeuraient. Ces σ -drops sont observés de plus en plus de galaxies. Il ne s'agit donc pas *a priori* d'un phénomène rare mais le nombre d'observations de celui-ci dépend de sa durée de vie.

Nous avons donc étudié cette durée de vie au moyen de simulations numériques N-corps de galaxies à disque avec et sans formation stellaire¹. Nous avons confirmé le fait que l'apparition d'un σ -drop est inévitable si l'on prend en compte la formation stellaire. En effet, du gaz dynamiquement froid s'accumule dans les régions centrales grâce à l'action gravitationnelle de la barre. Celui-ci donne naissance à des étoiles qui héritent de la dispersion de vitesse du gaz. Un σ -drop est ainsi rapidement formé en quelques centaines de Myr après l'apparition de la barre. De plus, nous avons montré qu'un σ -drop n'est pas un phénomène transitoire. L'arrêt de la formation stellaire provoque la disparition progressive du σ -drop mais un taux de formation stellaire faible ($1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) dans la région centrale suffit à le faire perdurer en remplaçant les particules qui ont chauffés dynamiquement par de nouvelles particules froides. Finalement, la visibilité σ -drop dépend du rapport de masse entre l'ancienne population stellaire chaude dynamiquement et la nouvelle population froide. Ces σ -drops peuvent être relativement communs dans les galaxies barrées. En effet, ceux-ci peuvent se former rapidement car un taux de formation stellaire de quelques $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (facilement atteint dans les galaxies barrées) permet de créer une nouvelle population froide qui domine en masse dans les régions centrales.

¹Ces simulations ont été effectuées avec les anciennes recettes de formation, d'évolution stellaire, d'enrichissement chimique et de refroidissement radiatif.

ANNEXE A. DURÉE DE VIE DES CREUX DE DISPERSIONS DE VITESSES
STELLAIRES AU CENTRE DES GALAXIES BARRÉES

Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* ([Wozniak & Champavert, 2006](#)). Celle-ci est présentée dans la suite de cette annexe.

Lifetime of nuclear velocity dispersion drops in barred galaxies

Hervé Wozniak[★] and Nicolas Champavert

Centre de Recherche Astronomique de Lyon, 9 avenue Charles André, F-69561 Saint-Genis Laval cedex, France

Accepted 2006 March 15. Received 2006 March 7; in original form 2005 August 23

ABSTRACT

We have made hydro/ N -body simulations with and without star formation to shed some light on the conditions under which a central kinematically cold stellar component (characterized by a velocity dispersion drop or σ -drop) could be created in a hot medium (e.g. a bulge) and survive enough time to be observed. We found that the time-scale for a σ -drop formation could be short (less than 500 Myr), whereas its lifetime could be long (more than 1 Gyr) provided that the central region is continuously or regularly fed by fresh gas which leads to a continuous star formation activity. Star formation in the central region, even at a low rate as $1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, is mandatory to sustain a permanent σ -drop by replacing heated particles by new low- σ ones. We moreover show that as soon as star formation is switched off, the σ -drop begins to disappear.

Key words: galaxies: active – galaxies: evolution – galaxies: kinematics and dynamics – galaxies: nuclei – galaxies: Seyfert – galaxies: spiral.

1 INTRODUCTION

The discovery of a subkpc central drop in stellar velocity dispersion (σ -drop in short) in three Seyfert galaxies with double bars (Emsellem et al. 2001, hereafter Paper I) has brought this phenomenon to the foreground. In fact, a σ -drop was previously observed in a single object (NGC 6503) by Bottema (1989). To explain the low velocity dispersion in the centre, Bottema & Gerritsen (1997) had to build up a model with a distinct dynamically cold and compact isothermal nucleus in addition to the large-scale stellar disc with the same mass-to-light ratio. Others examples can be found in a few papers (Jarvis et al. 1988; Héraudeau & Simien 1998; Héraudeau et al. 1999, for instance) but have been most probably overlooked because of the low signal-to-noise ratio of these observations. More recent observations of larger sample and better signal-to-noise ratio have confirmed (Márquez et al. 2003; Emsellem et al. 2004, Emsellem et al., in preparation) the presence of σ -drop in several single-barred galaxies. However, it is still premature to attempt to make statistics on the frequency of σ -drops in galaxies since a complete and systematic survey is not yet available. More challenging and not yet explained is the observation of σ -drops in elliptical galaxies (e.g. NGC 1404, Graham et al. 1998). The occurrence of σ -drops in such objects should deserve a detailed study.

Wozniak et al. (2003) (hereafter Paper II) found that the stellar σ_{los} drop is the kinematical signature of stars born from a dynamically cold gaseous component. The origin of the drop results from the conspiracy of two factors. First, the new stars are concentrated toward the centre, and since they are just born from the low-dispersion gas component, their dispersion is much lower than for the old stars component. But secondly, the effect is amplified by the fact that the

gas dispersion is also dropping towards the centre (and therefore the new stellar component too). This is due to the strong accumulation of gas toward the centre, in a nuclear disc, where dissipation is stronger than elsewhere, and where the gas is therefore cooling down efficiently.

The existence of flattened and rapidly rotating nuclear stellar discs has been predicted by Shlosman & Begelman (1989) and further studied by Shlosman, Begelman & Frank (1990). They showed that such stellar discs could remain flattened for a long time since two-body relaxation is a slow process.

Thus, a few issues remain opened as follows.

(i) The frequency of σ -drop in galaxies depends on the lifetime of the phenomenon. In Paper II, we were not able to give such an estimate. However, even if the frequency of this kinematical effect is still under unknown, it can be firmly stated that it is not a peculiar phenomenon since it is observed in an increasing number of ‘normal’ galaxies. We give in Table 1 an updated list of σ -drop observations. It is worth noting that σ -drops have been detected using a number of absorption lines from the optical to the near-infrared (Mg line triplet at $\lambda\lambda$ 5164, 5173, 5184 Å, Ca II triplet at λ 8542 and 8662 Å, ^{12}CO molecular bands at roughly 2.29 μm , etc.), which traces various ages of stellar populations. Moreover, σ -drops cannot be data reduction artefacts since stellar kinematics has been retrieved from absorption lines using various techniques.

(ii) Other mechanisms could be at work to remove some kinetic energy from the stellar component. For instance, a massive and concentrated dark halo seems to be able to generate a σ -drop in one of the simulations of Athanassoula & Misiriotis (2002) (their fig. 13).

(iii) Beyond its intrinsic dynamical lifetime, the detectability of any σ -drop should be also limited by the lifetime of the stellar populations that have been used to trace the kinematics. For instance,

[★]E-mail: herve.wozniak@obs.univ-lyon1.fr

Table 1. List of confirmed or suspect σ -drops in the literature.

Object	Morphological type	Nucleus	Reference	Main abscissa lines	Technique
NGC 1068	SA(rs)b	Sy 1/2	Emsellem et al. (2006)	Mg b	pPXF ^b
NGC 1097	SB(s)b	Sy 1	Emsellem et al. (2001)	¹² CO 2.3 μ m	pPXF
NGC 1138	SBO		Simien & Prugniel (2002)	Mg b	FFM ^c
NGC 1808	SAB(s):b	Sy 2	Emsellem et al. (2001)	¹² CO 2.3 μ m	pPXF
NGC 2639	SA(r)a	Sy 1.9	Márquez et al. (2003)	Ca II T	CCF
NGC 3021	SAbc		Héraudeau et al. (1999)	Mg b	FFM
NGC 3412	SB0(s)		Aguerri, Debattista & Corsini (2003)	Mg b	FCQ ^d
NGC 3623	SAB(rs)a	Liner	De Zeeuw et al. (2002)	Mg b	FCQ
NGC 3627	SBb	Liner/Sy 2	Héraudeau & Simien (1998)	Mg b	FFM
NGC 4303	SBbc	Sy 2	Héraudeau & Simien (1998)	Mg b	FFM
NGC 4579	SBb	Liner/Sy 1.9	Héraudeau & Simien (1998)	Mg b	FFM
NGC 4594	SA(s)a	Sy 1.9	Jarvis & Dubath (1988)	Mg b	CCF ^e
NGC 4725	SBab	Sy 2	Héraudeau et al. (1999)	Mg b	FFM
NGC 4477	SBO	Sy 2	Jarvis et al. (1988)	Fe, Mg b	CCF
NGC 5728	SABb(r)	Sy 2	Emsellem et al. (2001)	¹² CO 2.3 μ m	pPXF
NGC 6503	SA(s)cd	Liner/H II	Bottema (1989); Bottema & Gerritsen (1997)	Fe, Mg b	CCF
NGC 6814	SAB(rs)bc	Sy 1.5	Márquez et al. (2003)	Ca II T	CCF
NGC 6951	SAB(rs)bc	Sy 2	Márquez et al. (2003)	Ca II T	CCF
NGC 7177	SBb	Liner/H II	Héraudeau et al. (1999)	Mg b	FFM
IC 184	SB(r)a	Sy 2	Márquez et al. (2003)	Ca II T	CCF
Circinus	SAb	Sy 2	Maiolino et al. (1998)	¹² CO 2.3 μ m	CCF
NGC 3593 ^a	SA(s)0/a	Sy 2	Bertola et al. (1996)	5200–6200 Å	FCQ

^aEdge-on galaxy; ^bpenalized pixel fitting (Cappellari & Emsellem 2004); ^cFourier fitting method (Franx, Illingworth & Heckman 1989); ^dFourier correlation quotient (Bender 1990); ^ecross-correlation function (e.g. Bottema 1988, and references therein).

in Paper I, σ -drops have been detected using the ¹²CO bandhead at 2.29 μ m.

In this paper, we will specifically address the problem of σ -drop lifetime using a new set of N -body experiments.

2 DESCRIPTION OF THE NUMERICAL EXPERIMENTS

An initial stellar population is set up to reproduce a typical disc galaxy. Positions and velocities for 2.5×10^6 particles are drawn from a superposition of two axisymmetric Miyamoto & Nagai (1975) discs of mass, respectively, M_1 and M_2 (cf. Table 2), of scalelengths, respectively, 1 and 3.5 kpc and common scaleheight of 0.5 kpc. Initial velocity dispersions are computed solving numerically the Jeans equations. The initial disc radius is 30 kpc except for run H for which the truncation radius is 50 kpc. The gaseous component of runs A^{sf}, A₄₀₀^{sf}, A₆₀₀^{sf} and A₁₀₀₀^{sf} is represented by 50 000 particles for a total mass of $1.1 \times 10^{10} M_\odot$ distributed in a 6-kpc scalelength Miyamoto–Nagai disc. For the collisionless run A^{nosf} M_1 and M_2 have been proportionally scaled so as to keep the same total mass as A^{sf}.

Table 2. List of runs.

Model	Code	End (Myr)	SF stop (Myr)	M_1	M_2	M_g
A ^{nosf}	PM	2100	No SF	0.055	0.55	...
A ^{sf}	PMSPH	2100	On	0.05	0.5	0.055
A ₄₀₀ ^{sf}	PMSPH	643	400	"	"	"
A ₆₀₀ ^{sf}	PMSPH	801	600	"	"	"
A ₁₀₀₀ ^{sf}	PMSPH	1612	1000	"	"	"
H	GADGET	5350	No SF	"	"	"

Evolution is computed with a particle–mesh N -body code which includes stars, gas and recipes to simulate star formation when necessary. The broad outlines of the code are the following: the gravitational forces are computed with a particle–mesh method using a 3D polar grid with $(N_R, N_\phi, N_z) = (31, 32, 64)$ active cells, the hydrodynamics equations are solved using the smoothed particle hydrodynamics (SPH) technique and the star formation process is based on Toomre’s criterion for the radial instability of gaseous discs (cf. Michel–Dansac & Wozniak 2004 for more details). Since we used a log–polar grid, we have improved the pre-computation of self-forces by subdividing each cell in $(n_r, n_\phi, n_z) = (32, 6, 6)$ subcells. Self-forces are then linearly interpolated before being subtracted from gravitational forces.

When star formation is active, the radiative cooling of the gas has been computed assuming a solar metallicity. We have also checked that our results are independent of the radial resolution in the central 100 pc by using $N_R = 40$ cells. In Fig. 1, we display the region of the bar for various snapshots. More details on the global evolution of such kind of simulations, with similar initial conditions and star formation on a longer time-scale can be found in Michel–Dansac & Wozniak (2004) for instance.

Compared to the simulations used in Paper II, those described in this paper are much more accurate since we have used five times more stellar particles and an improved N -body code. We will only deal with a case extract from a dozen of such simulations of various resolutions and initial set-up. However, all our simulations display σ -drops. The generic simulation A^{sf} is thus representative of our data base. Another example of simulations with σ -drops are given in Emsellem et al. (2004) for a study of NGC 1068.

Apart from the smaller number of stellar particles (1.1×10^6 particles), the set-up of the stellar and gas distribution of run H is similar to others runs. It includes an additional live dark halo made of 2.2×10^6 live particles distributed in a Plummer sphere of scalelength 50 kpc and mass $6.46 \times 10^{11} M_\odot$. As our intention

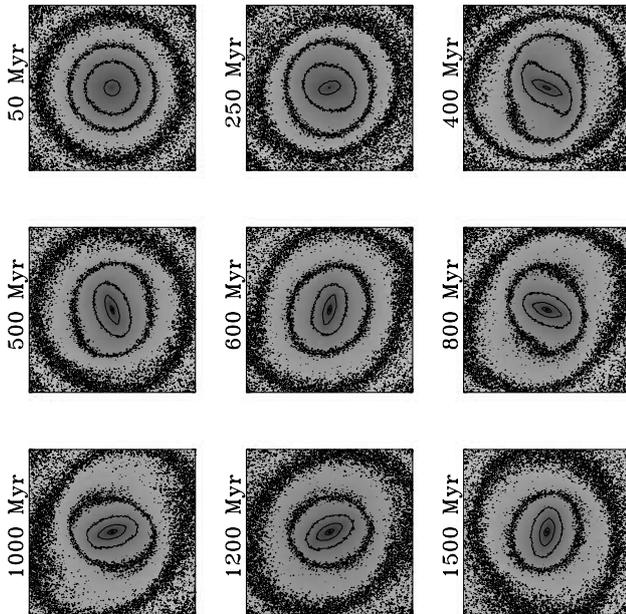


Figure 1. Evolution of the central ± 12 kpc of A^{sf} .

is to check the robustness of our results against the presence of the massive dark halo, a Plummer sphere is a simple but sufficient description of the halo. The set-up of initial velocities and velocity dispersions of disc particles is made consistently with the dark matter distribution. Since the interaction between the extended live dark matter spheroid and the stellar/gaseous disc cannot be computed with our particle–mesh code because of the limited vertical range of the grid code, run H has been evolved with GADGET, the tree-based N -body plus SPH code developed by Springel, Yoshida & White (2001). We used an adaptive time-step based on the dynamical time and limited by the Courant–Friedrichs–Levy condition.

H does not exhibit any significant stellar σ -drop up to 5.35 Gyr although others kinematical and morphological stellar properties are roughly similar to halo-dominated models as those described by Athanassoula & Misiriotis (2002) (e.g. flat rotation curve, stellar ring encircling the bar, etc.). The stellar radial velocity dispersion is indeed rather flat, at $\approx 180 \text{ km s}^{-1}$ in the central 2 kpc at $t = 5.35$ Gyr. On the contrary, the radial velocity dispersion of the gas drops by 20 km s^{-1} in the central 8 kpc, approximately the diameter of the stellar bar. Others runs, not displayed here, with more massive and/or more extended haloes do not develop stellar σ -drops either. Since our star formation recipes have not yet been implemented in GADGET, we are not able to check the combined effect of a live dark halo and star formation. The effect of a halo on the σ -drop formation thus deserves a much more in-depth study than the present one. This will be discussed in a future paper.

3 LONG-TERM EVOLUTION OF A σ -DROP

To estimate the amplitude of a σ -drop (hereafter $\Delta\sigma$), we have chosen to express it as the difference between two representative or mean values of σ : one outside the drop in the kinematically hot part of the bulge (σ_R^{max}) and one inside the drop, that is, the central mean σ (σ_R^{min}). Moreover, we will only deal with σ_R for the sake of simplicity since the other two components of the stellar velocity dispersion (σ_θ , σ_z) also display the same effects (cf. Paper II).

Every value of σ_R is obviously a mass-weighted average since new particles may have different mass than initial ones.

To determine the value of σ_R^{min} , we have selected a central cylinder of radius 100 pc (i.e. the central 200 pc) at each time. We made several trials with height-limited disc instead of a cylinder but we found no significant differences apart from a higher noise due to lower numbers of particles. The selection typically leads to particle numbers between 4000 and 10 000 particles in the central 200 pc.

After some trials, we decided to compute σ_R^{max} in two annuli. The first one, between 450 and 550 pc, represents a ‘quiet’ region, outside the drop and the close surrounding region, but still in the region that could be considered as the bulge of the galaxy. The second one has been chosen between 250 and 350 pc as being representative of the maximum value of σ_R outside the central drop. The difference between σ_R^{max} in such a region and σ_R^{min} give an extreme value of σ -drop. However, the radius of the maximum σ_R slightly increases during the evolution. We thus found more practical to only use the first annulus (450–550 pc) to analyse into some details of the typical σ -drop evolution although it slightly underestimates the real σ_R^{max} and thus the real depth of the σ -drop.

$\Delta\sigma$ is displayed in Fig. 2. Its evolution could be roughly separated into three phases. Boundaries of these phases are approximately defined since they should depend on the details of the star formation history in the central region.

3.1 0–300 Myr

$\Delta\sigma$ remains approximately constant at 25 km s^{-1} . The comparison with the pure N -body run A^{nosf} shows that such an amplitude is expected in case of a low star formation rate (SFR) or no star formation at all. Indeed, it has been shown in Paper II that an artificial σ -drop of such a small amplitude is expected because of N -body softening effects. However, the amplitude of such a numerical σ -drop is much lower than those observed and should fully disappear after convolution by any realistic point spread function.

The SFR inside the central 200 pc is displayed in Fig. 3. For $t < 300$ Myr, the central SFR remains below $1 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ while most

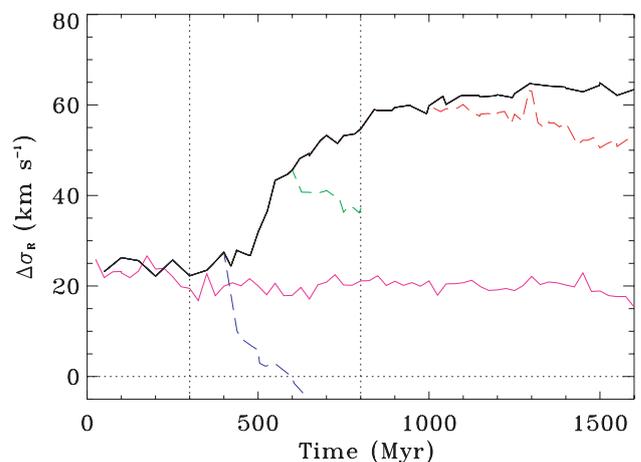


Figure 2. Evolution of the σ -drop amplitude estimated as the difference between σ_R averaged between 450 and 550 pc and the mean σ_R inside the central 200 pc. The reference run A^{sf} is plotted as a full black line. Star formation has been switched off for runs A_{400}^{sf} (blue), A_{600}^{sf} (green) and A_{1000}^{sf} (red) at, respectively, 400, 600 and 1000 Myr (dashed lines). Vertical dotted lines show where star formation has been switched off. Run A^{nosf} is also plotted as a full magenta line for reference.

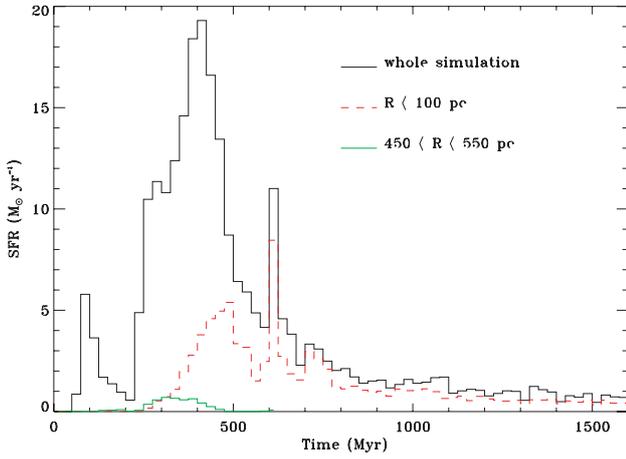


Figure 3. Evolution of the SFR for run A^{sf}. SFR is displayed for the whole simulation (full line), the central 200 pc (dashed line) and the annulus of radii 450–550 pc (dashed–dotted line).

of the new particles are created in the large-scale disc. Thus, at $t = 300$ Myr, the mass of the new population roughly amounts to that of the gaseous component but remains an order of magnitude lower than the old population (cf. Fig. 4).

3.2 300–800 Myr

The σ -drop increase is now very significant so that $\Delta\sigma$ reaches $\approx 55 \text{ km s}^{-1}$. This is the σ -drop growth phase which corresponds to the burst of star formation in the central region. However, such phase could be due either to the decrease of σ_R^{\min} or to an increase of σ_R^{\max} .

To disentangle both effects, we display in Fig. 5 the distribution of σ_R as a function of the epoch of particle formation for several selected times, up to $t = 800$ Myr. The two regions of reference are separately displayed. The old population is included in the first bin

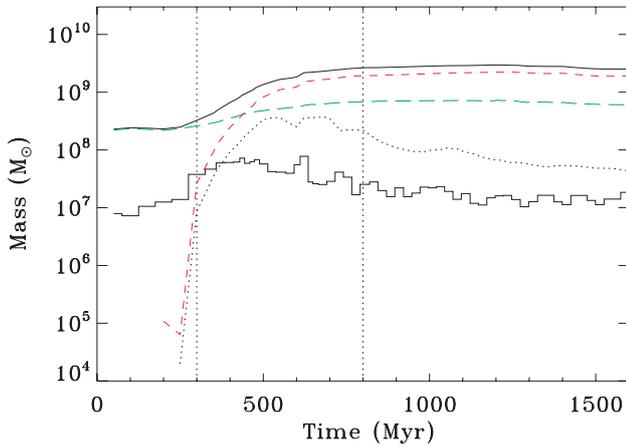


Figure 4. Evolution of the mass inside the central 200 pc for run A^{sf}. The black line is the total mass, the green long-dashed line is the mass of the old population, the red short-dashed line is the mass of the new population, the histogram-like curve is the mass of the gas. The black dotted line is the mass of the new population that is born inside the central 200 pc and is still in this region for the time given in abscissa. Vertical dotted lines show the three phases discussed in the text.

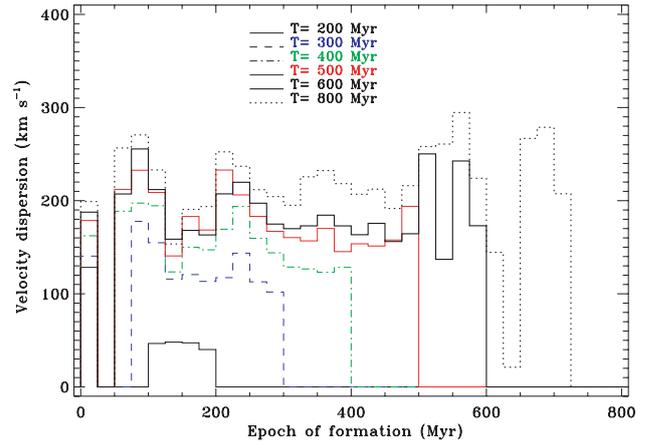
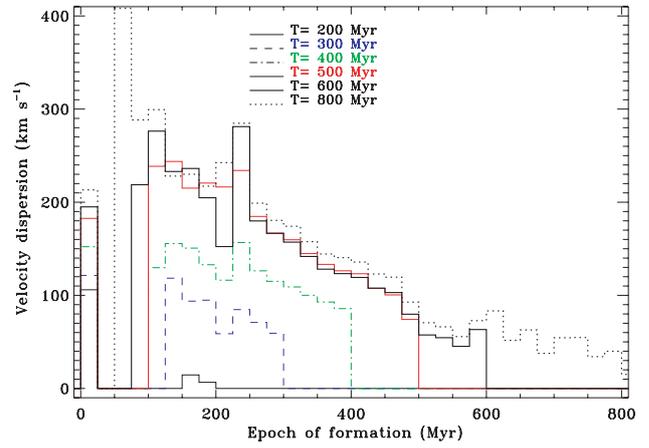


Figure 5. Distribution of σ_R as a function of the epoch of formation for particles selected within a radial range $[0, 100]$ pc (top panel) and $[450, 550]$ pc (bottom panel). Bin size is 25 Myr.

(0–25 Myr). For each curve, the last bin represents the mean σ_R of the newest particle born during 25 Myr before the corresponding time.

The σ_R distribution in the central 200 pc clearly shows an increase with time between $t = 200$ and 600 Myr, for all generation of particles. The newest particles have a lower σ_R than the old population as expected. At each time, the shape of the histogram is roughly a linear relationship between σ_R and the epoch of particle formation. In first approximation, the rate of heating is independent of the epoch of formation, that is, the age of particles. This heating process stops around $t = 600$ Myr. The σ_R distribution then does not evolve any more for particles born between $t = 100$ and 600 Myr. A number of particles born for $50 < t < 100$ Myr gets into the central region from the outside; these particles have a very high σ_R , greater than the old population, but their total mass is not high enough to increase σ_R^{\min} .

Another way to represent σ_R^{\min} evolution is to display separately the evolution of σ_R for the two particle populations of run A^{sf} (σ_R^{old} for the initial or ‘old’ particles and σ_R^{new} for the ‘new’ particles, i.e. for particles born during the run) and for all the particles (Fig. 6). The control run A^{nosf} is also plotted to show the heating of collisionless particles for $t \gtrsim 250$ Myr. Such heating is mainly due the development of the stellar bar perturbation which increases the mass in the central region (cf. Paper II). Run A^{nosf} cannot develop a

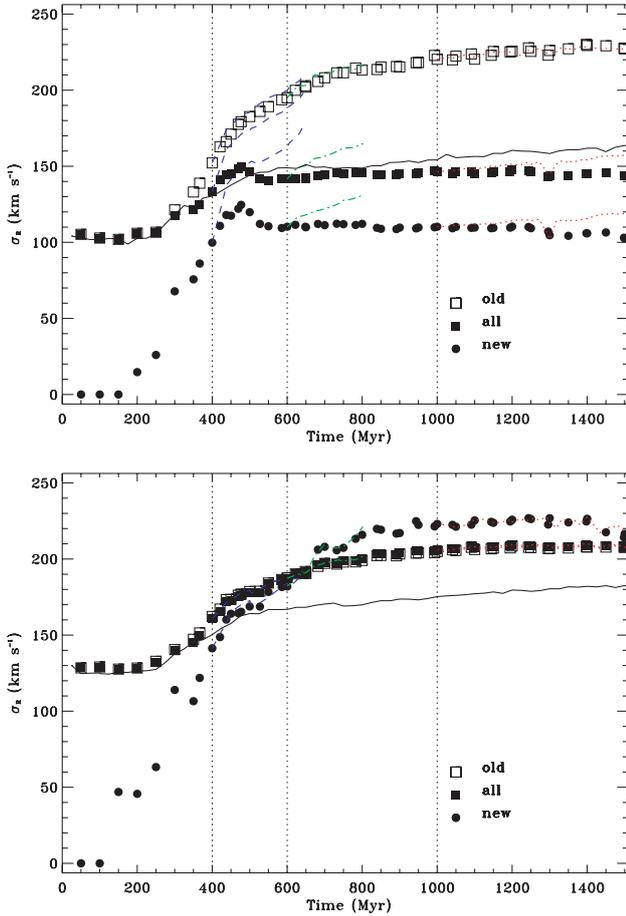


Figure 6. Evolution of σ_R for particles selected within a radial range $[0, 100]$ pc (top panel) and $[450, 550]$ pc (bottom panel). Symbols represent A^{sf} . Opened squares are the velocity dispersion of the initial population (σ_R^{old}), full squares are the total σ_R and full circles are the velocity dispersion of the new particles (σ_R^{new}) created by star formation during the simulation. Runs A_{400}^{sf} (blue dashed lines), A_{600}^{sf} (green dot-dashed lines) and A_{1000}^{sf} (red dotted lines) can only differ from A^{sf} when star formation is switched off after, respectively, $t = 400, 600$ and 1000 Myr (times are marked by dotted vertical lines). σ_R for the pure N -body run A^{nosf} is plotted as a full line.

σ -drop. However, this run allows us to estimate the increase of σ_R due to the secular heating of the central region.

Fig. 6 (top panel) shows that σ_R^{min} clearly increases until $t \approx 475$ Myr and then slightly decreases to reach a plateau around $\sigma_R^{\text{min}} \approx 140 \text{ km s}^{-1}$. The stellar mass in the central 200 pc is mainly made out of new particles, especially for $t \gtrsim 400$ Myr (Fig 4). σ_R^{min} variations are thus strongly correlated to σ_R^{new} ones. The population of new particles responsible for this plateau (those that are born at $600 < t < 800$ Myr) is made out in part of particles born inside the central 200 pc and in part of low σ_R particles that have migrated from the outside. The fraction of new particles which is born and stays in the central region vary from 25 to 10 per cent between $t = 600$ and 800 Myr. Thus, the migration of low σ_R particles from outside the central 200 pc takes over from particles born inside the central region when the local SFR strongly decreases after $t = 475$ Myr (cf. Fig. 3). This dynamical effect is obviously due to the strong growth of the central total mass which sinks the potential well.

The evolution of σ_R^{max} is not driven by the same causes. Indeed, the σ_R distribution in the 450–550 pc annulus (Fig. 5, bottom panel)

does not show any saturation of the heating process. On the contrary to the central region, there is no clear relationship between σ_R and the epoch of formation. This is obviously due to the fact that new particles that are born in the annulus region cannot stay there. Thus, both σ_R^{old} and σ_R^{new} increase. As a consequence, σ_R^{max} continuously grows (Fig. 6, bottom panel), its values being moreover greatly dominated by σ_R^{old} since the old population represents most of the mass in the annulus.

The σ -drop growth is thus due in great part to the heating of the surrounding region, since σ_R^{min} reaches a plateau.

3.3 >800 Myr

During this phase, the σ -drop development seems to saturate. Indeed, $\Delta\sigma$ gains only 10 km s^{-1} in roughly 700 Myr. In the central 200 pc, after $t = 800$ Myr, the slope of the relationship between σ_R and the epoch of formation changes for particles born after $t \approx 500$ Myr (cf. Fig. 7). During this phase, the heating is less efficient so that particles born after $t \approx 500$ Myr keep a low σ_R . Moreover, most of the mass in the central region is due to particles born between 250 and 600 Myr, that is, during the burst of star formation (Fig. 3). Thus, σ_R^{min} does not evolve (cf. Fig 6), as σ_R^{new} , even if σ_R^{old} continues to slightly increase.

The 450–550 pc annulus being dominated by the old population, σ_R^{max} is driven by the behaviour of σ_R^{old} which slightly increases by a few km s^{-1} . It is noteworthy that σ_R^{new} is greater than σ_R^{old} during this phase. This effect is mainly due to particles born between

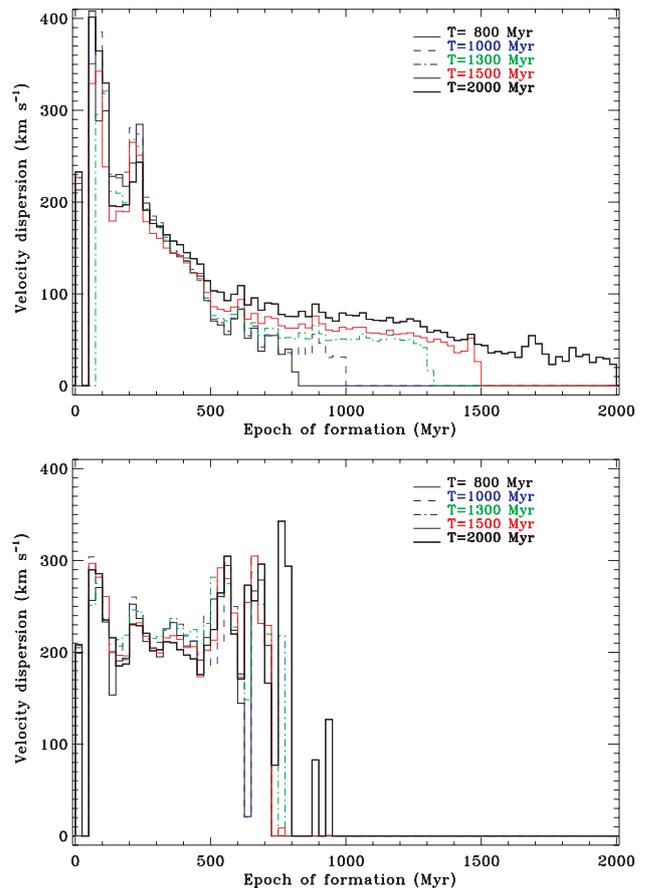


Figure 7. Same as Fig. 5 but for $t \geq 800$ Myr. The $t = 800$ Myr curve is the same as that for Fig. 5.

50 and 625 Myr which cross this region. Finally, since σ_R^{\min} does not evolve, the small σ -drop fluctuations are again mainly due to the weak heating of the surrounding region.

For $t > 1300$ Myr, $\Delta\sigma$ fluctuates around a mean value of 65 km s^{-1} , with no significant sign of increase or decrease. Thus, a σ -drop is not a transient feature.

4 EFFECT OF SWITCHING STAR FORMATION OFF

To throw some light on the matter of σ -drop lifetime, we have switched off the star formation process at three different times of run A^{sf} and pursued the runs (runs are named A_{400}^{sf} , A_{600}^{sf} and A_{1000}^{sf}) for a while. For A_{400}^{sf} , star formation has been stopped at $t = 400$ Myr, when the total SFR is maximum (roughly $20 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, cf. Fig. 3). The simulation was then proceeded until $t \approx 650$ Myr. For A_{600}^{sf} , star formation has been stopped in the middle of the σ -drop growing phase ($t = 600$ Myr) whereas it has been switched off at $t = 1000$ Myr for A_{1000}^{sf} , when the σ -drop is well developed and closed to be stable.

The first obvious effect of switching off the star formation is the decrease of $\Delta\sigma$ for all the three runs (cf. Fig. 2). For run A_{400}^{sf} , $\Delta\sigma$ becomes even negative for $t > 600$ Myr which means that the central region becomes hotter than the rest of the galaxy. The heating time-scale is very short.

As in Section 3, we need to disentangle σ_R variations for both representative regions and thus come back to Fig. 6 where σ_R^{\min} and σ_R^{\max} of A_{400}^{sf} , A_{600}^{sf} and A_{1000}^{sf} are compared to those of A^{sf} , as well as the contribution of σ_R^{old} and σ_R^{new} to σ_R^{\min} and σ_R^{\max} .

For $t > 400$ Myr, the mass in the central 200 pc is dominated by the new population when star formation is active, so that σ_R^{\min} closely follows σ_R^{new} . Indeed, the mass of the new population continuously increases when star formation is active (Fig. 4) so as to equals the mass of the old population at $t \approx 440$ Myr. Then, the new population dominates the central region. Obviously, this is no more the case when star formation is switched off. Indeed, between $t = 400$ and 600 Myr, σ_R^{\min} of A_{400}^{sf} increases by $\approx 55 \text{ km s}^{-1}$. The rate at which σ_R^{new} increases is higher ($\approx 0.8 \text{ km s}^{-1} \text{ Myr}^{-1}$) during the first ≈ 50 Myr than the following 150 Myr ($\approx 0.1 \text{ km s}^{-1} \text{ Myr}^{-1}$, very close to the rate of run A^{nosf}). A marginal effect is the small heating of the old population ($\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ at $t = 600$ Myr). The heating of the new population is also very efficient in the 450–550 pc annulus but, since this region is dominated by the old population, the effect on σ_R^{\max} is limited to $\approx 25 \text{ km s}^{-1}$. Thus, the heating of the central region is mainly responsible to the σ -drop disappearance. This heating has mainly two causes:

(i) the rapid gas accumulation in the central region strongly increases the central mass and makes local perturbations of the gravitational potential;

(ii) low- σ particles that escape from the central region are not replaced by new ones. Indeed, the new population is made only in part of particles which are born and remain inside the 200 pc. We show in Fig. 4, how the mass of this subpopulation evolves. It clearly decreases which means that a fraction of low- σ particles could be heated outside the central region, during their escape. When star formation is active, they are replaced at each time-step by the last generation of particles. This is no more the case for A_{400}^{sf} , A_{600}^{sf} and A_{1000}^{sf} .

For A_{600}^{sf} and A_{1000}^{sf} , the decrease of $\Delta\sigma$ has a longer time-scale than for A_{400}^{sf} even though the same mechanism than for A_{400}^{sf} comes into play when the star formation is switched off. The amplitude of

the decrease of $\Delta\sigma$ is therefore smaller for A_{600}^{sf} than for run A_{400}^{sf} , and even smaller for A_{1000}^{sf} . Since the central σ_R^{new} is roughly constant for $600 < t < 1000$ Myr for A^{sf} (cf. Fig. 6), one cannot invoke the effect of a colder population which needs more energy to be heated. In fact, the heating of the central region is much more difficult at $t = 600$ or 1000 Myr essentially because the mass of the new low- σ population is greater than the old one (Fig. 4). Another cause is the bar itself. For $t > 475$ Myr, the gravitational perturbations made by the formation of the stellar bar have vanished. Finally, there is also less gas accumulation in the centre than for A_{400}^{sf} since star formation has consumed a significant fraction of the available reservoir in the central region.

5 CONCLUSIONS

We confirm the result found in Paper II that the appearance of a stellar σ -drop in hydro plus N -body simulations is unavoidable on the condition that star formation is taken into account. Indeed, low- σ gas accumulates into a central disc because of the gravitational torques induced by the stellar bar. It gives raise to a new stellar population with the same velocity dispersion. Therefore, the σ -drop appears quickly after the beginning of the bar formation, that is, ≈ 300 Myr for our simulation A^{sf} . It takes roughly 1 Gyr to reach the maximum amplitude. Then, the amplitude of the σ -drop remains constant ($\gtrsim 65 \text{ km s}^{-1}$) until the end of the simulation (2.1 Gyr). Time-scales could, however, strongly depend on the SFR in the central region.

A σ -drop is thus not a transient feature. However, all stellar populations, even low- σ particles, are heated, probably by fluctuations in the central region of the gravitational potential field as those described by, for instance, (Carlberg & Sellwood 1985), or stochastic heating made by resonances between several density waves (Minchev & Quillen 2005). However, in this paper, we did not investigate into details what could be the heating mechanisms since this deserves a dedicated study. The σ -drop persistence is thus not due to some improbable cooling mechanism. Our experiments of switching off the star formation recipes at various epoch prove the relationship between this long lifetime and the refurbishment of the new stellar population of low- σ . An SFR as low as $1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ in the central 200 pc is enough to sustain a permanent σ -drop by replacing heated particles by new low- σ ones. Such a rate is not uncommon in barred galaxies provided that the central region is regularly fed by fresh gas. Moreover, when the SFR is too low, it will take several hundred Myr for the σ -drop to disappear. This could explain why σ -drops are still observable in early-type galaxies with no sign of nuclear star formation (e.g. NGC 4477).

The visibility of a σ -drop as well as its opposition to heating mechanisms, strongly depends on the mass ratio between the old ‘hot’ population and the ‘new’ cold one. For A^{sf} , the central SFR reaches $5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ during the bar formation phase so as to create a new population which becomes more massive than the initial one at $t \approx 440$ Myr, thus on a rather short time-scale. σ -drops should thus be rather common in barred galaxies in the local Universe. A systematic survey of the central kinematics in barred galaxies could confirm these results.

ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful to E. Emsellem and P. Ferruit for fruitful discussions. Our computations were partly performed on the IBM-SP4 hosted by IDRIS/CNRS and the CRAL 18 nodes cluster of PC funded by the INSU/CNRS (ATIP # 2JE014 and Programme National Galaxie).

REFERENCES

- Aguerri J. A. L., Debattista V. P., Corsini E. M., 2003, *MNRAS*, 338, 465
 Athanassoula E., Misiriotis A., 2002, *MNRAS*, 330, 35
 Bender R. 1990, *A&A*, 229, 441
 Bertola F., Cinzano P., Corsini E. M., Pizzella A., Persic M., Salucci P., 1996, *ApJ*, 458, L67
 Bottema R., 1988, *A&A*, 197, 105
 Bottema R., 1989, *A&A*, 221, 236
 Bottema R., Gerritsen J. P. E., 1997, *MNRAS*, 290, 585
 Carlberg R. G., Sellwood J. A., 1985, *ApJ*, 292, 79
 Cappellari M., Emsellem E., 2004, *PASP*, 116, 138
 De Zeeuw P. T. et al., 2002, *MNRAS*, 329, 513
 Emsellem E., Greusard D., Combes F., Friedli D., Leon S., Pécontal E., Wozniak H., 2001, *A&A*, 368, 52 (Paper I)
 Emsellem E., Kambiz F., Wozniak H., Ferruit P., Mundell C., Schinnerer E. 2006, *MNRAS*, 365, 367
 Franx M., Illingworth G., Heckman T., 1989, *ApJ*, 344, 613
 Graham A. W., Colless M. M., Busarello G., Zaggia S., Longo G., 1998, *A&AS*, 133, 325
 Héraudeau P., Simien F., 1998, *A&AS* 133, 317
 Héraudeau P., Simien F., Maubon G., Prugniel P., 1999, *A&AS*, 136, 509
 Jarvis B. J., Dubath P., 1988, *A&A*, 201, L33
 Jarvis B. J., Dubath P., Martinet L., Bacon R., 1988, *A&AS*, 74, 513
 Maiolino R., Krabbe A., Thatte N., Genzel R., 1998, *ApJ*, 493, 650
 Márquez I., Masegosa J., Durret F., González Delgado R. M., Moles M., Maza J., Pérez E., Roth M., 2003, *A&A*, 409, 459
 Michel-Dansac L., Wozniak H., 2004, *A&A*, 421, 863
 Minchev I., Quillen A. C., 2005, *MNRAS*, submitted (astro-ph/0511037)
 Miyamoto M., Nagai R., 1975, *PASJ*, 27, 533
 Shlosman I., Begelman M. C., 1989, *ApJ*, 341, 685
 Shlosman I., Begelman M. C., Frank J., 1990, *Nat*, 345, 679
 Simien F., Prugniel P., 2002, *A&A*, 384, 371
 Springel V., Yoshida N., White S., 2001, *New Astron.*, 6, 79
 Wozniak H., Combes F., Emsellem E., Friedli D., 2003, *A&A*, 409, 469 (Paper II)

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

*ANNEXE A. DURÉE DE VIE DES CREUX DE DISPERSIONS DE VITESSES
STELLAIRES AU CENTRE DES GALAXIES BARRÉES*

Annexe B

Calibration spectroscopique des simulations

Dans le but de comparer les résultats des simulations numériques avec les observations et de fabriquer des « fausses » observations pour des simulateurs d'instruments (en particulier, pour le spectrographe intégral de champ MUSE¹), j'ai développé un outil de calibration spectroscopique des simulations. Une présentation de l'instrument MUSE et de ses buts scientifiques lors d'un colloque SPIE en 2006 a fait l'objet d'une publication ([Bacon *et al.*, 2006a](#)). Un article décrivant cet instrument a également publié dans la revue *The Messenger* ([Bacon *et al.*, 2006b](#)). Ces deux contributions sont attachées à la fin de cette annexe.

La calibration spectroscopique consiste à attribuer à chaque particule de la simulation (particules stellaires et particules gazeuses) un spectre en fonction de ses caractéristiques physiques afin d'obtenir, pour un instant donné, un cube de spectres semblables à ceux obtenus par les spectrographes intégral de champ ou spectrographes 3D.

B.1 Caractéristiques du code GALAXEV

Pour réaliser cette calibration, nous avons utilisé le code de synthèse d'évolution de population stellaire GALAXEV (version 2003, [Bruzual & Charlot, 2003b](#)).

L'évolution des étoiles dépend de deux caractéristiques physiques : leur masse et leur métallicité initiales. À partir de ces deux paramètres, il est possible de construire des tracés d'évolution stellaire, c'est-à-dire l'évolution temporelle dans le diagramme couleur-magnitude d'étoiles de différentes masses et de différentes compositions chimiques initiales. Il faut ensuite attribuer des spectres tout au long de ces tracés. On obtient alors une librairie de spectres stellaires échantillonnée en temps, masse et métallicité. La dernière étape consiste à assembler ces spectres afin de modéliser l'évolution spectroscopique d'une population stellaire. Une population stellaire est définie par deux paramètres : sa fonction de masse initiale (ou IMF en anglais pour *Initial Mass Function*) et son historique de formation stellaire. Le premier caractérise la distribution en masse des étoiles d'une population stellaire simple (SSP en anglais pour *Single Stellar Population*), c'est-à-dire des étoiles nées au même moment et au même endroit (donc avec la même métallicité). Le second décrit la masse de population stellaire simple formée à chaque instant.

¹Multi Unit Spectroscopic Explorer ; MUSE est un instrument de seconde génération du VLT développé par un consortium de laboratoires de recherche européens dont le CRAL est le laboratoire pilote.

La version 2003 de GALAXEV fournit l'évolution spectrale et temporelle de populations stellaires simples dans une large gamme d'âges, pour différentes métallicités et différentes IMF. Pour notre calibration, nous avons utilisé les spectres de populations stellaires simples calculés à partir des tracés d'évolution de Padoue (version 1994 ; voir [Bruzual & Charlot, 2003b](#), pour les références) et pour une IMF de Salpeter entre 0.1 et 100 M_{\odot} . Ces spectres sont définis entre 91 nm et 160 μm avec une résolution de 3 \AA dans l'intervalle [3 200 \AA ; 9 500 \AA] et une résolution plus faible en dehors de celui-ci. Six métallicités différentes ($Z = 0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02$ (solaire) et 0.05) sont disponibles pour des âges allant de 0 à 20 milliards d'années.

B.2 Calibration spectroscopique des simulations

La première étape de la calibration consiste à choisir l'orientation de la galaxie, c'est-à-dire son angle de position et son inclinaison. On projette ensuite les coordonnées des particules sur une grille bidimensionnelle carrée et on attribue un spectre à chacun des éléments de résolution de cette grille (ou pixels) en fonction de leur contenu en particules stellaires et gazeuses.

B.2.1 Spectres de la composante stellaire

Dans nos simulations, chaque particule stellaire représente une SSP caractérisée par son âge et sa métallicité.

Le spectre stellaire $S_j^*(\lambda, t)$ du j-ème pixel à l'instant t se calcule de la manière suivante :

$$S_j^*(\lambda, t) = \sum_{i=1}^{N_j} m_i^* s_i^*(t - t_i^{\text{born}}, Z_i^{\text{born}}, v_i^{\text{los}})$$

où N_j est le nombre de particules stellaires contenues dans le j-ème pixel, m_i^* la masse de la i-ème particule stellaire et s_i^* son spectre normalisé. Ce spectre est calculé en fonction de son âge ($t - t_i^{\text{born}}$) et de sa métallicité initiale (Z_i^{born}) par une interpolation bilinéaire. De plus, l'effet Doppler est pris en compte grâce à la vitesse de la particule selon l'axe de visée (v_i^{los}).

B.2.2 Spectres de la composante gazeuse

Le traitement des particules de gaz diffère de celui des particules stellaires car le gaz est représenté par des particules SPH. Elles ont donc une extension spatiale contrairement aux particules stellaires qui sont considérées comme ponctuelles.

La masse d'une particule SPH peut, du fait sa taille, peut se répartir sur plusieurs pixels de la grille. La distribution de masse du gaz sur la grille (m_j^g) est obtenue en effectuant la convolution des positions des particules pondérées par leur masse avec le noyau SPH utilisé. La même opération est effectuée sur les vitesses et les vitesses au carré afin d'obtenir les cartes de vitesse (v_j^g) et de dispersion de vitesse (σ_j) du gaz.

Le spectre non élargi dans le référentiel au repos de la galaxie est :

$$S_j^0(\lambda) = m_j^g s^g(\lambda)$$

où m_j^g est la masse de gaz contenu dans le j-ème pixel et $s^g(\lambda)$ est le spectre d'émission du gaz.

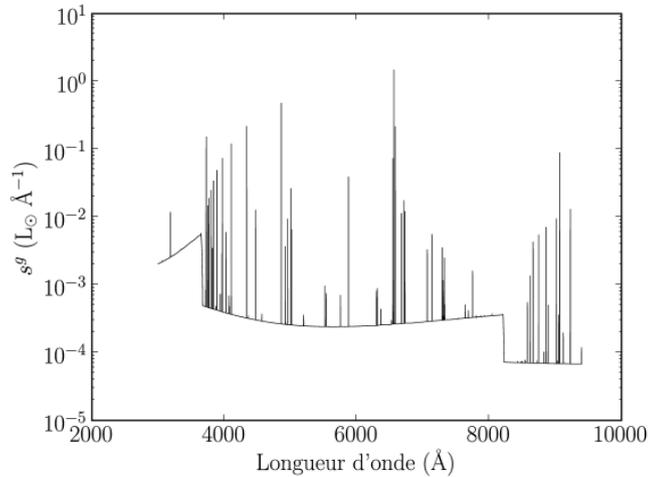


FIG. B.1 – Spectre d'émission $s^g(\lambda)$ du gaz normalisé à $1 M_\odot$ et utilisé pour la calibration.

Pour des raisons de simplicité, tout le gaz est considéré émissif et possède le même spectre $s^g(\lambda)$ qui ne dépend pas du temps t ni de la composition chimique du gaz. Ce spectre d'émission (cf. Fig. B.1) a été calculé au moyen de l'interface web Starburst99-Mappings III (<http://www.stsci.edu/science/starburst99/mappings/>). Celui-ci correspond l'émission d'un gaz de composition solaire excité par une population stellaire jeune âgée de 2.51 Myr.

Ce spectre est ensuite élargi en fonction de la dispersion de vitesse du gaz (σ_j) :

$$S_j^{\text{VD}}(\lambda) = \frac{1}{\sigma_j \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} S_j^0 \left(\lambda \left(1 + \frac{v}{c} \right)^{-1} \right) \exp \left(-\frac{v^2}{2\sigma_j^2} \right) dv$$

où v est la vitesse et c la vitesse de la lumière.

Finalement, le spectre est décalé par effet Doppler en fonction de la vitesse du gaz. On obtient donc le spectre du gaz du j -ème pixel :

$$S_j^g(\lambda) = S_j^{\text{VD}} \left(\lambda \left(1 + v_j^g/c \right)^{-1} \right)$$

B.2.3 Décalage vers le rouge et spectre final

Le spectre du j -ème pixel $S_j(j)$ est obtenu en sommant les spectres stellaires et gazeux :

$$S_j(\lambda, t) = S_j^*(\lambda, t) + S_j^g(\lambda)$$

En prenant en compte le décalage vers le rouge de la galaxie z , on obtient le spectre définitif :

$$S_j(\lambda, t, z) = \frac{S_j(\lambda(1+z)^{-1}, t)}{1+z}$$

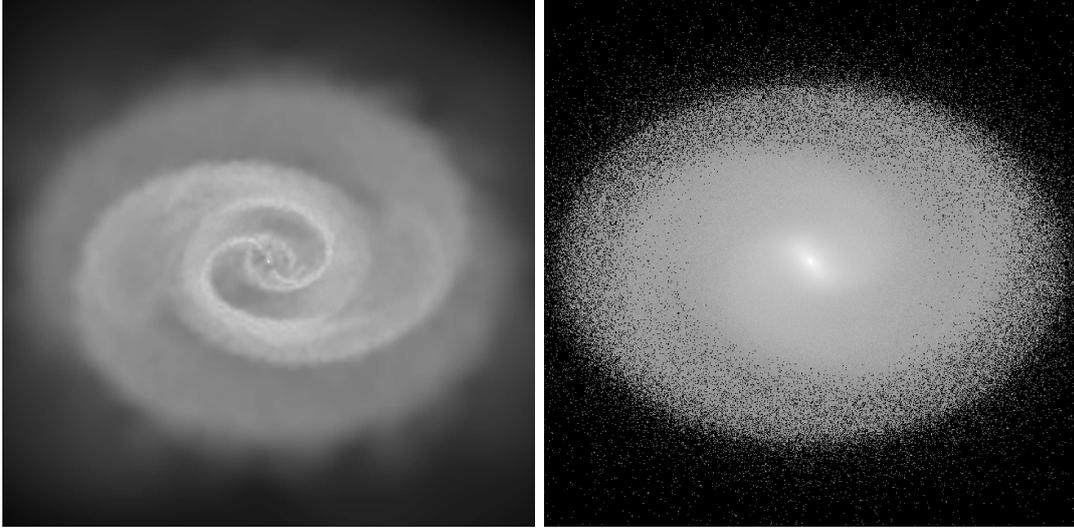


FIG. B.2 – Distribution de masse du gaz (à gauche) et des étoiles (à droite) de la simulation.

B.2.4 Exemple de calibration

La calibration d’une simulation a été effectuée afin d’être exploitée par le simulateur d’instrument de MUSE. La simulation utilisée est une simulation de galaxie disque ayant évolué 1 Gyr.

Pour la calibration, la galaxie a été inclinée à un angle de 45° . Son redshift est de 0.00477 et le champ de vue est de 60×60 kpc (ou 65×65 arcsec). Les distributions de masse gazeuse et stellaire sont représentés sur la figure B.2.

La grille utilisée a une taille de 650×650 pixels et une résolution de 92.31 kpc/pixel ou 0.1 arcsec/pixel. L’âge de la population initiale a été fixée à 3 Gyr et sa métallicité à la valeur solaire ($Z = 0.02$).

Grâce à cette calibration, on peut observer l’effet de la longueur d’onde sur les images. On remarque notamment que la structure spirale du gaz ressort beaucoup plus nettement à 6500 Å (cf. Fig. B.3 à gauche) qu’à 9000 Å (cf. Fig. B.3 à droite).

Sur la figure B.4, on a représenté un spectre d’une région pauvre en gaz donc qui possède principalement des raies d’absorption stellaires (à gauche), et un spectre d’une région riche en gaz sur lequel sont présentes des raies d’émission en plus des raies d’absorption (à droite).

Afin d’améliorer la calibration actuelle et la rendre encore plus réaliste, on pourra dans l’avenir utiliser plusieurs spectres d’émission pour le gaz (différentes compositions chimiques, différents âges pour la population stellaire excitant le gaz) et modéliser l’effet d’extinction dû à l’absorption par les poussières.

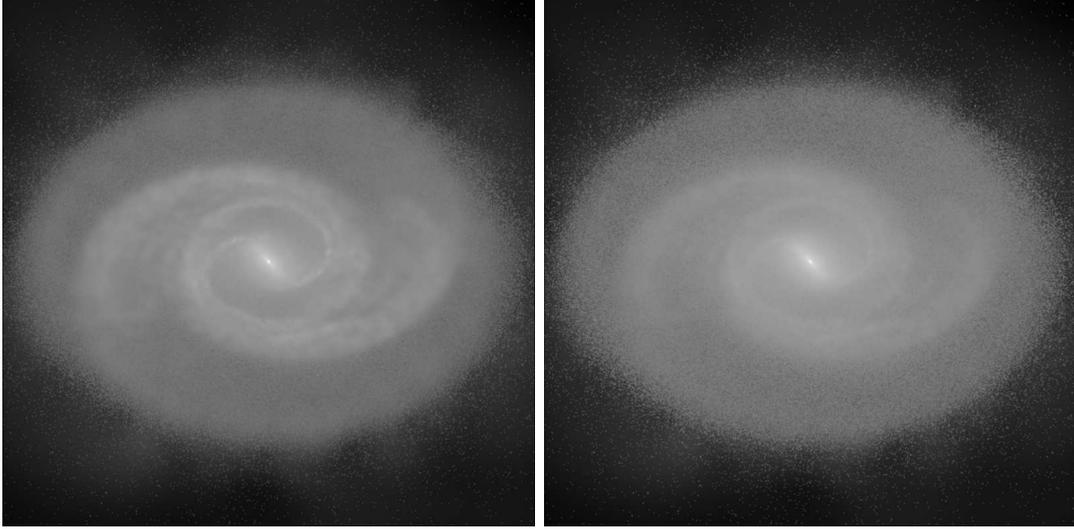


FIG. B.3 – Exemple d’une image à 6500 \AA (à gauche) et d’une image à 9000 \AA (à droite) issues d’une simulation d’une galaxie à disque après 1 Gyr d’évolution. Le champ de vue est de $60 \text{ kpc} \times 60 \text{ kpc}$ avec une résolution spatiale de 92.31 pc (650×650 pixels).

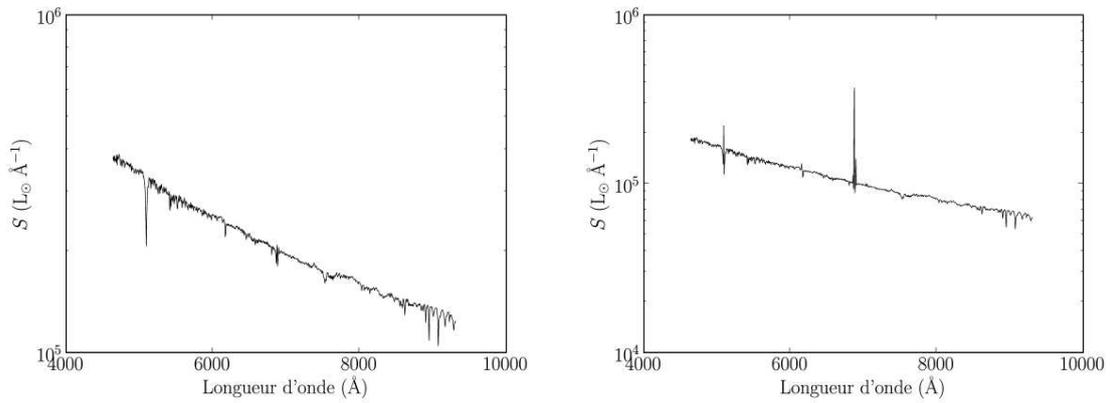


FIG. B.4 – Exemples de spectres après calibration.

Probing unexplored territories with MUSE: a second generation instrument for the VLT

Bacon R.¹, Bauer S.², Boehm P.², Boudon D.¹, Brau-Nogu e S.⁶, Caillier P.¹, Capoani L.¹, Carollo C.M.³, Champavert N.¹, Contini T.⁶, Dagu s e E.¹, Dall e D.¹, Delabre B.⁴, Devriendt J.¹, Dreizler S.⁵, Dubois J.¹, Dupieux M.⁶, Dupin J.P.⁶, Emsellem E.¹, Ferruit P.¹, Franx M.⁷, Gallou G.⁶, Gerssen J.², Guiderdoni B.¹, Hahn T.², Hofmann D.⁵, Jarno A.¹, Kelz A.², Koehler C.⁵, Kollatschny W.⁵, Kosmowski J.¹, Laurent F.¹, Lilly S.J.³, Lizon J.⁴, Loup as M.¹, Lynn S.¹, Manescau A.⁴, McDermid R.M.⁷, Monstein C.³, Nicklas H.⁵, Par s L.⁶, Pasquini L.⁴, Pécontal-Rousset A.¹, Pécontal E.¹, Pello R.⁶, Petit C.¹, Picat J-P.⁶, Popow E.², Quirrenbach A.⁷, Reiss R.⁴, Renault E.¹, Roth M.², Schaye J.⁷, Soucail G.⁶, Steinmetz M.², Stroebele S.⁴, Stuik R.⁷, Weibacher P.², Wozniak H.¹, de Zeeuw P.T.⁷

- (1) CRAL – Observatoire de Lyon, 9 avenue Charles Andrée, 69230 Saint-genis-Laval, France
- (2) Astrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany
- (3) ETH Zurich, Institute of Astronomy, ETH Zentrum, 8092 Zürich, Switzerland
- (4) European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching, Germany
- (5) Institute for Astrophysics Göttingen, Friedrich-Hund-Platz 1, 37077 Göttingen, Germany
- (6) LAOMP – Observatoire Midi Pyrénées, 14, avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France
- (7) Sterrewachte Leiden, Postbus 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

Summary: The Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) is a second-generation VLT panoramic integral-field spectrograph under preliminary design study. MUSE has a field of 1x1 arcmin² sampled at 0.2x0.2 arcsec² and is assisted by the VLT ground layer adaptive optics ESO facility using four laser guide stars. The simultaneous spectral range is 0.465-0.93 μm , at a resolution of R~3000. MUSE couples the discovery potential of a large imaging device to the measuring capabilities of a high-quality spectrograph, while taking advantage of the increased spatial resolution provided by adaptive optics. This makes MUSE a unique and tremendously powerful instrument for discovering and characterizing objects that lie beyond the reach of even the deepest imaging surveys. MUSE has also a high spatial resolution mode with 7.5x7.5 arcsec² field of view sampled at 25 milli-arcsec. In this mode MUSE should be able to obtain diffraction limited data-cubes in the 0.6-0.93 μm wavelength range. Although the MUSE design has been optimized for the study of galaxy formation and evolution, it has a wide range of possible applications; e.g. monitoring of outer planets atmosphere, environment of young stellar objects, super massive black holes and active nuclei in nearby galaxies or massive spectroscopic surveys of stellar fields in the Milky Way and nearby galaxies.

1. Imager or spectrograph?

Imagers and spectrographs are the most common tools of optical astronomers. In most cases, astronomical observations start with imaging surveys in order to find the interesting targets and then switch to spectrographic observations in order to study the physical and/or dynamical properties of the selected object. Thanks to the excellent throughput and large format of today's detectors, large fractions of the sky can be surveyed in depth with imagers. The most limiting factor is the spectroscopic observations, which are time consuming and tend to have small multiplex capabilities. Recent development of large multi-object spectrographs such as VIMOS at VLT [LeFevre O. et al, 2003] or DEIMOS at Keck [Fabers, S. et al, 2003] has somewhat improved the situation. However the total number of sources in a typical imaging survey is much larger than what is possible to observe with spectroscopy. The selection of sources is then mandatory. Usually the selection criterion is based on a series of multi-color images and is intended to select the appropriate spectral

characteristics of the population of the searched objects. This incurs a direct cost in telescope time since more than one exposure must be made at each sky location. As another disadvantage, the selection process is never 100% efficient, and thus a fraction of time of the follow-up spectroscopy is lost due to misidentifications.

The major weakness of this approach, however, is probably not the relatively low efficiency of the method, but the a priori selection of targets. This pre-selection severely biases the spectrographic observations and limits considerably the discovery space.

2. Imager and spectrograph

An alternative to the classical approach is to perform simultaneously imaging **and** spectroscopy. The idea is to merge into one instrument the best of the two capabilities: from the imaging world its field of view and high spatial resolution; and from the spectrograph's world its high resolving power and large spectral range.

Such an instrument will overcome the difficulty inherent to the classical method. Because there is no longer the need to pre-select the sources, one can even detect objects that would not have been found or pre-selected in the pre-imaging observations. In the most extreme case, such as object with very faint continuum but relatively bright emission lines, the objects can only be detected with this instrument, however not with direct imaging techniques.

A simple computation shows that such an ideal instrument will necessarily need a lot of detector pixels. For example let's take a spatial field of view corresponding to a standard 2048x4096 pixels detector and a wavelength range of 0.4-0.8 μm with a spectral resolution of 3000, which translate to 4000 spectral pixels. The total number of pixels is then 16×10^9 . Given that some optics is needed in front of these pixels, one can immediately see the feasibility problem.

3. MUSE wide field mode

The Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) for the ESO/VLT telescope is a major step towards this ideal instrument. It is an integral field spectrograph (or IFU) which combines large field of view, high spatial resolution, medium resolving power and large simultaneous spectral range. Nowadays, integral field spectroscopy is part of the panoply of modern telescopes. However, most of the currently operating integral field

Simultaneous spectral range	0.465-0.93 μm
Resolving power	2000@0.46 μm
	4000@0.93 μm
Wide Field Mode	
Field of view	1x1 arcmin ²
Spatial sampling	0.2x0.2 arcsec ²
Spatial resolution @ 0.75 μm (median seeing)	0.46 arcsec (AO)
	0.65 arcsec (non AO)
AO condition of operation	70%-ile
Sky coverage with AO	70% at galactic pole
	99% at galactic equator
Limiting magnitude in 80h	$I_{AB} = 25.0$ (full Res)
	$I_{AB} = 26.7$ (R=180)
Limiting Flux in 80h	$3.9 \cdot 10^{-19}$ erg.s ⁻¹ .cm ⁻²
Narrow Field Mode	
Field of view	7.5x7.5 arcsec ²
Spatial sampling	0.025x0.025 arcsec ²
Spatial resolution @ 0.75 μm (median seeing)	0.042 arcsec
Strehl ratio@0.75 μm	5% (10% goal)
Limiting magnitude in 1h	$R_{AB}=22.3$
Limiting flux in 1h	$2.3 \cdot 10^{-18}$ erg.s ⁻¹ .cm ⁻²
Limiting surface brightness	$R_{AB}=17.3$ arcsec ⁻²

Table 1 : MUSE Observational Parameters

spectrographs have only a small field of view and are thus devoted to the detailed physical study of single objects. Some multi-IFUs, like Giraffe at VLT [Pasquini et al. 2002], have multiplex capabilities of a dozen objects, which increase their efficiency. This however does not break the operational three steps (imaging, selection and spectrography) paradigm.

MUSE has three operating modes: a wide field mode (WFM) with and without adaptive optics correction and a narrow field mode (NFM) with adaptive optics. The observational parameters are given in table 1.

The total number of information elements is given by the product of the number of spaxels¹ (90,000) with the number of spectral pixels (4,000), resulting in 360 million elements in the final data-cubes. Such a large number of pixels is not feasible with a single piece of optics and a single detector. MUSE is thus composed of 24 identical modules, each one consisting of an advanced slicer, a spectrograph and a (4k)² detector. A series of fore-optics and splitting and relay optics is in charge of derotating and splitting the square field of view into 24 sub-fields. These are placed on the Nasmyth platform between the VLT Nasmyth focal plane and the 24 IFU modules. AO correction will be performed by the VLT deformable secondary mirror [Arsenault R. et al, SPIE 6272-29]. Four sodium laser guide stars are used, plus a natural star for tip/tilt correction. All guide stars are taken outside the scientific field of view in order to minimize the amount of scattered light, while the only additional optic located within the scientific field of view is a Na notch filter, revolutionary reducing transmission losses with respect to traditional AO systems. This complex AO system is part of the VLT AO facility described elsewhere at this meeting [Stroebele S. et al, SPIE 6272-11, Stuik R. et al, SPIE 6272-33].

4. MUSE narrow field mode

The MUSE narrow field mode uses an additional optical system inserted into the fore-optics to change the spatial sampling from 0.2 arcsec to 0.025 arcsec. The field of view is proportionally reduced to 7.5x7.5 arcsec². The most significant change is in the AO optimization and configuration (laser guide star are moved closer) and the tip/tilt, which is performed at IR wavelengths on either a natural guide star within the field of view or the object itself. With such a configuration, the AO facility is expected to deliver a diffraction-limited image with a Strehl ratio of 5% (goal 10%) at 0.75 μ m.

5. Science case

MUSE has a broad range of astrophysical applications, ranging from the spectroscopic monitoring of solar system's outer planets to very high redshift galaxies. We give in the following sections a few examples of scientific applications that are considered to be important instrument drivers.

5.1 Wide-Field Mode

The most challenging scientific and technical application, and the most important driver for the instrument design, is the study of the progenitors of normal nearby galaxies out to redshifts $z > 6$. These systems are extremely faint and can only be found by their Ly α emission. MUSE will be able to detect these in large numbers (~15,000) through a set of nested surveys of different area and depth (figure 1). The deepest survey will require very long integration (80 hrs each field, figure 2) to reach

¹ Spatial elements (to be distinguished from detector *pixels*)

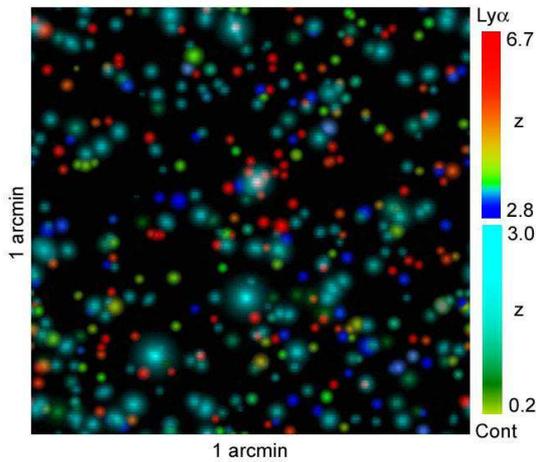


Fig 1: Simulated MUSE deep field. Galaxies are coloured according to their apparent redshift. Galaxies detected by their continuum ($I_{AB} < 26.7$) and/or by their $Ly\alpha$ emission ($Flux > 3.9 \times 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) are shown.

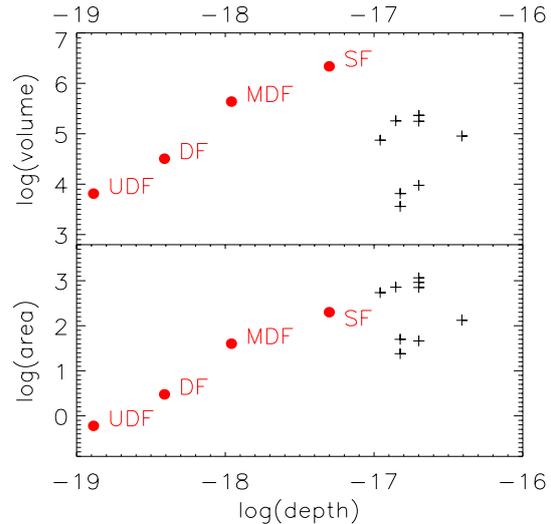


Fig 2: Sampled area (in arcmin²) and sampled volume (comoving Mpc³) of MUSE deep fields (red circles) versus the current $Ly\alpha$ surveys

a limiting flux of $3.9 \times 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, a factor of 100 times better than what is currently achieved with narrow band imaging. These surveys will **simultaneously** address the following science goals:

- Study of intrinsically faint galaxies at high redshift, including determination of their luminosity function and clustering properties,
- Detection of $Ly\alpha$ emission out to the epoch of reionization, study of the cosmic web, and determination of the nature of reionization,
- Study of the physics of Lyman break galaxies, including their winds and feedback to the intergalactic medium,
- Spatially resolved spectroscopy of luminous distant galaxies, including lensed objects
- Search of late-forming population III objects,
- Study of active nuclei at intermediate and high redshifts,
- Mapping of the growth of dark matter haloes,
- Identification of very faint sources detected in other bands, and
- Serendipitous discovery of new classes of objects.

Multi-wavelength coverage of the same fields by MUSE, ALMA, and JWST will provide nearly all the measurements needed to answer the key questions of galaxy formation.

At lower redshifts, MUSE will provide exquisite two-dimensional maps of the kinematics and stellar populations of normal, starburst, interacting and active galaxies in all environments, probing sub-kiloparsec scales out to well beyond the Coma cluster. These will reveal the internal substructure, uncovering the fossil record of their formation, and probe the relationship between super massive black holes and their host galaxy.

MUSE will enable massive spectroscopy of the resolved stellar populations in the nearest galaxies, outperforming current capabilities by factors of over 100. This will revolutionize our understanding

of stellar populations, provide a key complement to GAIA studies of the Galaxy, and a preview of what will be possible with an ELT (Fig.3).

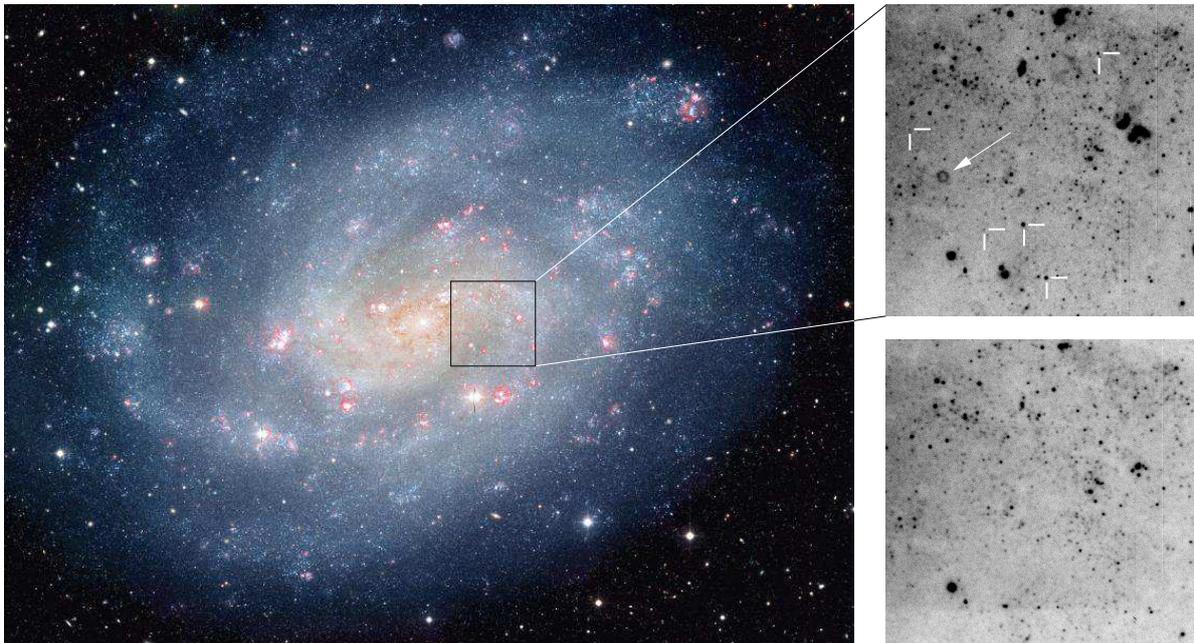


Fig. 3: Left: composite image of the southern spiral galaxy NGC300, illustrating the power of massive spectroscopy with MUSE. The frames to the right are a narrowband [O III] 5007 exposure (top), and a corresponding nearby continuum exposure (bottom), obtained with the NTT over a FOV of $2.2 \times 2.2 \text{ arcmin}^2$ (Soffner et al. 1996). MUSE will cover the same field in a total of 4 exposures. Unlike the narrowband imaging example (intended for the purpose of discovering planetary nebulae), the MUSE datacube will provide full spectral information for each spatial element, with a huge discovery potential for massive stars, super bubbles, H II regions, PNe, SNRs, novae —virtually the full inventory of the stellar and gaseous constituents of the galaxy. As a complement to GAIA, application to LMC/SMC and the bulge of the MW will provide kinematics and abundance information for the detailed study of stellar populations and the formation history of the host galaxy, similar to e.g. the RAVE survey (Steinmetz 2002), albeit orders of magnitude more efficiently.

5.2 Narrow-Field Mode

Contrary to the Wide Field Mode, the Narrow Field mode science is dedicated to detailed study of single objects at very high spatial resolution. We give in the following a few examples.

The study of super massive black holes: During galaxy mergers, super massive black holes sink to the bottom of the potential well, forming binary systems which ‘scour out’ lower-density cores in the central regions of the remnant. Such processes should leave detectable signatures in the environment of the SMBH. Likewise, accretion of mass onto super massive black holes should trigger activity and feedback to the local regions and beyond. However, observationally, very little is known about this environment, either in terms of stellar orbital structure or chemical enrichment history.

Young stellar objects: The key contribution from MUSE will be both in spectral grasp (covering key diagnostics of density, temperature and ionization) and the ability to provide very high spatial resolution over a relatively large field of view. This will allow the physical processes involved in the formation and structure of the jets to be investigated in detail

Solar system: MUSE NFM would allow observation of various bodies within our solar system at a spatial resolution approaching that of more costly space missions. Applications are: monitoring volcanic activity on the Galilean satellites, spectral monitoring of Titan's atmosphere, global monitoring of the atmospheres of Uranus and Neptune, internal structure and composition of comets and mineralogical surface heterogeneities of asteroids.

6. Opto-mechanical concept

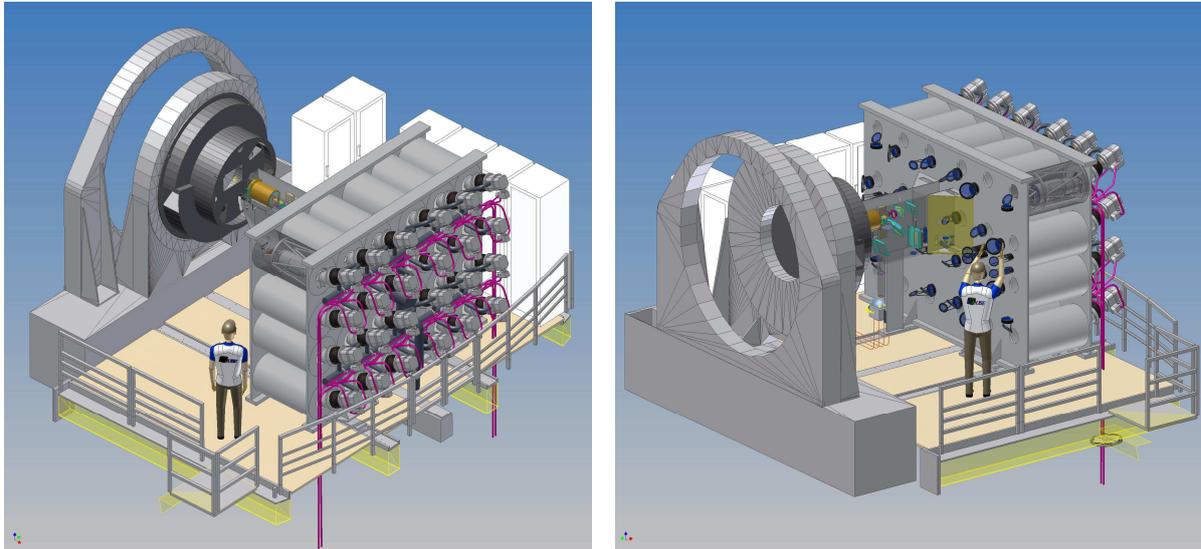


Fig 4: Instrument overview at the VLT Nasmyth platform.

The opto-mechanical concept has to fulfill the following challenging requirements:

- Replication of modules at low cost in order to achieve the required number of spatial and spectral elements.
- High throughput despite the required number of optical surfaces
- High image quality in order to optimally use the image quality deliver by the AO facility
- High stability and reliability over long exposures
- Maintain cost, mass and volume

The 24 IFUs are central to MUSE. They have been designed to achieve an excellent image quality (85% enclosed energy within a $15 \times 30 \mu\text{m}^2$ in the detector plane), and make use of innovative slicer and spectrograph concepts. The slicer is an evolution of the advanced slicer concept proposed by R. Content [Content R. et al, 1997]. It is based on a 2-mirror compact design, suitable for diamond machining. Recent progress of the manufacturing process has enabled high precision metal surfacing with good surface roughness (3 nm RMS). Such mirrors are now compatible with optical wavelength requirements and are much more cost effective than other approaches for the large-scale production foreseen for MUSE. Further details of the MUSE slicer are presented elsewhere at this conference [Laurent F. et al, SPIE 6273]. The compact spectrograph design achieves an excellent image quality over the large spectral bandwidth of MUSE. In this design, the tilt of the detector compensates for the axial chromatism, which then does not need to be corrected optically. This is a cost effective solution, avoiding the use of expensive optical materials, e.g. CaF₂.

To maintain a high throughput (40% for the whole instrument) despite the relatively large number of required surfaces, attention is paid to use state-of-the art transmission and reflection coatings. Detectors are 4kx4k 15 μ m deep depletion devices with improved quantum efficiency in the red. Furthermore we will use new volume phase holographic gratings with a high efficiency over the large (one octave) spectral range.

To simplify the interfaces between GALACSI and MUSE, all AO components, including the tip/tilt sensor, are mounted in the Nasmyth derotator. There is however a risk of misalignment of the AO reference system with respect to MUSE, which is located on the platform. To mitigate this risk and to maintain the optical axis within the tight tolerances required by the spatial performances and stability, a metrology system has been designed. It is a close loop system based on four reference light sources located in the fore-optics and imaged into the AO system.

The cryogenic system is based on pulse tubes, which are compact and which avoid to refill 24 dewars with liquid nitrogen. The accompanying compressors are located outside the Nasmyth platform on the telescope floor which avoids any possible transmittance of vibrations onto the instrument.

The instrument weight is approaching 8 metric tonnes in total and its size will fill basically the entire volume of the Nasmyth platform of roughly 50 m³. This outnumbers every instrument that was built so far for the VLT and will make of MUSE an impressive instrument (Fig.4). With these dimensions, assembling and providing the necessary access to all the components is a challenge. The main instrument structure is designed as a single unit to fulfil the highly demanded stability of all optical components regarding each other in order to maintain the superb image quality given by GALACSI on long exposures.

The latter is done with a complex optical system that has to derotate and to split the observing field and to distribute and feed the spectrographic units with these sub-fields. Despite its 24 spectrographs mounted into a monolithic structure, MUSE will act as a single instrument with respect to the telescope and the AO system. Nevertheless, the instrument is set up with a highly modular character for the assembly, maintenance and any operational exchange.

7. Operation and data reduction

Despite its impressive number of optomechanical elements, MUSE shall be an instrument easy to operate. There are no moving parts in the 24 modules and the switch between wide to narrow field mode implies only the addition of some optics within the fore-optics train. MUSE has only three operating modes: non-AO and AO wide field mode, and AO narrow-field mode. The three modes differ only by the presence of AO and the spatial sampling. In the wide field non-AO mode, operation shall be limited to the simple point-and-shoot scheme. In the other modes, the complexity is related to the operation of AO including the lasers. All modes share the same spectroscopic configurations (wavelength range and resolution).

On the other hand, with 1.6 Gb per single exposure, the data reduction is a challenge, not only because of this data volume, but also because of its 3D characteristics. The handling of such large data cubes is not straightforward. As an example, one can mention the optimal summation of a series of data cubes obtained with AO and different atmospheric conditions. This is intrinsically a 4-dimensional problem because the AO-delivered PSF changes with time, location within the field of view, and wavelength.

8. Project status

The MUSE Consortium consists of groups at Lyon (PI institute, CRAL), Göttingen (IAG), Potsdam (AIP), Leiden (NOVA), Toulouse (LAOMP), Zurich (ETH) and ESO. The project is currently in its preliminary design phase. In July 2006, the optical preliminary design review will be the starting point for the manufacturing of a complete breadboard consisting of a slicer, a spectrograph and a detector, while the full preliminary design review is scheduled for early 2007. Results of the breadboard will be analyzed for the final design review in July 2008. Manufacturing, assembly and integration will then take place up to mid 2011. First light is scheduled on Paranal early 2012.

9. Conclusions

Astronomy is to a significant degree still driven by unexpected discovery (e.g. dark matter and dark energy). These discoveries are often made by pushing the limit of observations with the most powerful telescopes and/or opening a new area of instrumental parameter space. MUSE is designed to push the VLT to its limit and to open a new parameter space area in sensitivity, spatial resolution, field of view and simultaneous spectral coverage. We are convinced that it fulfils all the required conditions to have a large potential of discoveries:

- It will be the first spectrograph that could blindly observe a large volume of space, without any imaging pre-selection.
- It will be the first optical AO-assisted IFU working at improved spatial resolution in most atmospheric conditions with large sky coverage.
- It will be the first spectrograph optimized to work with very long integration times and to reach extremely faint emission line detection.

MUSE will thus be able to discover objects that have measurable emission lines, but with a continuum that is too faint to be detected in broad-band imaging. For example, the deepest broad-band imaging available today is the HST Ultra Deep Field (UDF) with $I_{AB} < 29$. According to CDM simulations, however, only 15% of MUSE high- z Ly $_{\alpha}$ emitters ($z > 5.5$) will have a continuum bright enough to be detected in the UDF. MUSE is also the only instrument capable of detecting faint diffuse ionized gas, like extended halos or filaments. Finally, objects with unusual spectral features should also be detected by MUSE, whatever their broad band magnitude and colors are. The unprecedented capabilities of MUSE should also lead to discoveries far away from our present expectations.

By many aspects, MUSE is a precursor of future ELT instrumentations. For example manufacturing, integration and maintenance of a large number of identical, high performance optical systems at low cost and on reasonable time scale will be a critical aspect for most of ELT instruments. MUSE will also be the first AO-assisted IFU to address a key science case of future ELTs: massive spectroscopy of resolved stellar populations in nearby galaxies, employing crowded field 3D spectroscopy over a large field-of-view.

MUSE public web site: <http://muse.univ-lyon1.fr>

References

- Arsenault R. et al, SPIE 6272-29
Content R. et al, 1997, SPIE, 2871, 1295
Fabers, S. et al, 2003, SPIE 4841, 1657
Laurent F. et al, SPIE 6273
LeFevre O. et al, 2003, SPIE 4841, 1670
Pasquini et al. 2002, The Messenger 110,1
Soffner, T. et al. 1996, A&A 306, 9
Steinmetz, M. 2002, ASP Conf. Ser. 298, 381
Stroebele S. et al, SPIE 6272-11
Stuik R. et al, SPIE 6272-33

Probing Unexplored Territories with MUSE: a Second-Generation Instrument for the VLT

Roland Bacon¹
Svend-Marian Bauer²
Petra Böhm²
Didier Boudon¹
Sylvie Brau-Nogué⁶
Patrick Caillier¹
Lionel Capovani¹
C. Marcella Carollo³
Nicolas Champavert¹
Thierry Contini⁶
Eric Daguise¹
Didier Dallé¹
Bernard Delabre⁴
Julien Devriendt¹
Stefan Dreizler⁵
Jean-Pierre Dubois¹
Michel Dupieux⁶
Jean-Pierre Dupin⁶
Eric Emsellem¹
Pierre Ferruit¹
Marijn Franx⁷
Gérard Gallou⁶
Joris Gerssen²
Bruno Guiderdoni¹
Thomas Hahn²
Denni Hofmann⁵
Aurélien Jarno¹
Andreas Kelz²
Christof Koehler⁵
Wolfram Kollatschny⁵
Johan Kosmalski¹
Florence Laurent¹
Simon J. Lilly³
Jean-Louis Lizon⁴
Magali Loupiaz¹
Stéphanie Lynn¹
Antonio Manescau⁴
Richard M. McDermid⁷
Christian Monstein³
Harals Nicklas⁵
Laurent Parès⁶
Luca Pasquini⁴
Emmanuel Pécontal¹
Arlette Pécontal-Rousset¹
Roser Pello⁶
Chantal Petit¹
Jean-Pierre Picat⁶
Emil Popow²
Andreas Quirrenbach⁷
Roland Reiss⁴
Edgar Renault¹

Martin Roth²
Joop Schaye⁷
Geneviève Soucaill⁶
Matthias Steinmetz²
Stefan Ströbele⁴
Remko Stuik⁷
Peter Weilbacher²
Herve Wozniak¹
P. Tim de Zeeuw⁷

¹ CRAL – Observatoire de Lyon, France

² Astrophysikalisches Institut Potsdam, Germany

³ ETH Zürich, Institute of Astronomy, Zürich, Switzerland

⁴ ESO

⁵ Institute for Astrophysics Göttingen, Germany

⁶ LAOMP – Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, France

⁷ Sterrewacht Leiden, the Netherlands

The Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) is a second-generation VLT panoramic integral-field spectrograph presently under preliminary design study. MUSE has a field of 1×1 arcmin² sampled at 0.2×0.2 arcsec² and is assisted by the VLT ground layer adaptive optics ESO facility using four laser guide stars. The simultaneous spectral range is 0.465–0.93 μ m, at a resolution of $R \sim 3000$. MUSE couples the discovery potential of a large imaging device to the measuring capabilities of a high-quality spectrograph, while taking advantage of the increased spatial resolution provided by adaptive optics. MUSE has also a high spatial resolution mode with 7.5×7.5 arcsec² field of view sampled at 25 milli-arcsec. In this mode MUSE should be able to obtain diffraction-limited data cubes in the 0.6–0.93 μ m wavelength range.

Imager or spectrograph?

Imagers and spectrographs are the most common tools of optical astronomers. In most cases, astronomical observations start with imaging surveys in order to find the interesting targets and then switch to spectrographic observations in order to study the physical and/or dynamical properties of the selected object. Thanks to the excellent throughput and large for-

mat of today's detectors, large fractions of the sky can be surveyed in depth with imagers. As far as spectroscopic follow-up is concerned, this is still a very time-consuming task, given the relatively small multiplex capabilities available. Recent development of large multi-object spectrographs such as VIMOS at VLT (Le Fèvre et al. 2003) or DEIMOS at Keck (Fabers et al. 2003) has somewhat improved the situation. However, the total number of sources in a typical imaging survey is much larger than what is possible to observe with spectroscopy. The selection of sources is then mandatory. Usually the selection criterion is based on a series of multi-colour images and is intended to select the appropriate spectral characteristics of the population of the searched objects. This incurs a direct cost in telescope time since more than one exposure must be made at each sky location. As another disadvantage, the selection process is never 100% efficient, and thus a fraction of time of the follow-up spectroscopy is lost due to misidentifications.

The major weakness of this approach, however, is probably not the relatively low efficiency of the method, but the *a priori* selection of targets. This pre-selection severely biases the spectrographic observations and limits considerably the discovery space.

Imager and spectrograph

The ideal instrument is one which simultaneously performs both imaging and spectroscopy. The idea is to merge into one instrument the best of the two capabilities: for imaging it is field of view and high spatial resolution; and for spectrography it is high resolving power and large spectral range.

Such an instrument will overcome the difficulty inherent to the classical method. Because there is no longer the need to pre-select the sources, one can even detect objects that would not have been found or pre-selected in the pre-imaging observations. In the most extreme case, such as objects with very faint continuum but relatively bright emission lines, the objects can only be detected with this instrument, not with direct imaging techniques.

A simple computation shows that such an ideal instrument will necessarily need a lot of detector pixels. For example consider a spatial field of view corresponding to a standard 2048×4096 pixel detector and a wavelength range of $0.4\text{--}0.8\ \mu\text{m}$ with a spectral resolution of 3000, which translate to 4000 spectral pixels. The total number of pixels is then 16×10^9 . Given that some optics are needed in front of these pixels, one can immediately see the feasibility problem.

The Multi Unit Spectroscopic Explorer

The Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) for the ESO/VLT telescope is a major step towards this ideal instrument. MUSE is being studied and built by a consortium consisting of six major European institutes, at Lyon (PI institute, CRAL, France), Göttingen (IAG, Germany), Potsdam (AIP, Germany), Leiden (NOVA, Netherlands), Toulouse (LATT, France), Zurich (ETH, Switzerland) and ESO. It is an integral-field spectrograph (or IFU) which combines large field of view, high spatial resolution, medium resolving power and large simultaneous spectral range.

Nowadays, integral-field spectroscopy is part of the panoply of modern telescopes. However, most of the currently operating integral-field spectrographs have only a small field of view and are thus devoted to the detailed physical study of single objects. Some multi-IFUs, like Giraffe at the VLT (Pasquini et al. 2002), have multiplex capabilities of a dozen objects, which increase their efficiency. This however does not break the operational three steps (imaging, selection and spectrography) paradigm.

MUSE has three operating modes: a wide-field mode which can work with and without adaptive optics correction and a narrow-field mode with high spatial resolution. The observational parameters are given in Table 1.

The total number of information elements is given by the product of the number of spaxels¹ (90000) with the num-

¹ Spatial elements (to be distinguished from detector pixels).

Table 1: MUSE Observational Parameters

Simultaneous spectral range	0.465–0.93 μm
Resolving power	2000 at 0.46 μm 4000 at 0.93 μm
Wide-Field Mode	
Field of view	$1 \times 1\ \text{arcmin}^2$
Spatial sampling	$0.2 \times 0.2\ \text{arcsec}^2$
Spatial resolution at 0.75 μm (median seeing)	0.46 arcsec (AO) 0.65 arcsec (non AO)
AO condition of operation	70th percentile
Sky coverage with AO	70 % at galactic pole 99 % at galactic equator
Limiting magnitude in 80 h	$I_{\text{AB}} = 25.0$ (full Res) $I_{\text{AB}} = 26.7$ (R = 180)
Limiting flux in 80 h	$3.9 \cdot 10^{-19}\ \text{erg s}^{-1}\ \text{cm}^{-2}$
Narrow-Field Mode	
Field of view	$7.5 \times 7.5\ \text{arcsec}^2$
Spatial sampling	$0.025 \times 0.025\ \text{arcsec}^2$
Spatial resolution at 0.75 μm (median seeing)	0.042 arcsec
Strehl ratio at 0.75 μm	5 % (10 % goal)
Limiting magnitude in 1 h	$R_{\text{AB}} = 22.3$
Limiting flux in 1 h	$2.3 \cdot 10^{-18}\ \text{erg s}^{-1}\ \text{cm}^{-2}$
Limiting surface brightness (mag)	$R_{\text{AB}} = 17.3\ \text{arcsec}^{-2}$

ber of spectral pixels (4000), resulting in 360 million elements in the final data cubes. Such a large number of pixels is not feasible with a single piece of optics and a single detector. MUSE is thus composed of 24 identical modules, each one consisting of an advanced slicer, a spectrograph and a $(4k)^2$ detector. A series of fore-optics and splitting and relay optics derotates and splits the square field of view into 24 subfields. These are placed on the Nasmyth platform between the VLT Nasmyth focal plane and the 24 IFU modules. AO correction will be performed by the VLT deformable secondary mirror. Four sodium laser guide stars are used, plus a natural star for tip/tilt correction. All guide stars are taken outside the scientific field of view in order to minimise the amount of scattered light, while the only additional optic located within the scientific field of view is a revolutionary Na notch filter, reducing transmission losses with respect to traditional AO systems. This complex AO system is part of the general VLT AO facility (Arsenault et al. 2006). The part specific to MUSE is called GALACSI.

The MUSE narrow-field mode uses an additional optical system inserted into the fore-optics to change the spatial sam-

pling from 0.2 arcsec to 0.025 arcsec. The field of view is proportionally reduced to $7.5 \times 7.5\ \text{arcsec}^2$. The most significant change is in the AO optimisation and configuration (laser guide stars are moved closer) and the tip/tilt, which is performed at IR wavelengths on either a natural guide star within the field of view or the object itself. With such a configuration, the AO facility is expected to deliver a diffraction-limited image with a Strehl ratio of 5 % (goal 10 %) at 0.75 μm .

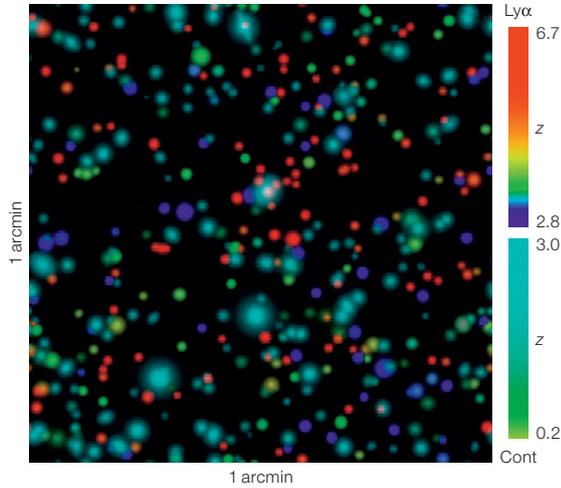
Science with the Wide-Field Mode

MUSE has a broad range of astrophysical applications, ranging from the spectroscopic monitoring of the Solar System's outer planets to very high-redshift galaxies. We give in the following sections a few examples of scientific applications that are considered to be important instrument drivers.

The most challenging scientific and technical application, and the most important driver for the instrument design, is the study of the progenitors of normal nearby galaxies out to redshifts $z > 6$. These systems are extremely faint and can only be found by their Ly α emission. MUSE will be able to detect these in large numbers (~ 15000) through a set of nested surveys of different area and depth (Figure 1). The deepest survey will require very long integration (80 hrs per field) to reach a limiting flux of $3.9 \times 10^{-19}\ \text{erg s}^{-1}\ \text{cm}^{-2}$, a factor of 100 times better than what is currently achieved with narrow-band imaging. These surveys will simultaneously address the following science goals:

- Study of intrinsically faint galaxies at high redshift, including determination of their luminosity function and clustering properties,
- Detection of Ly α emission out to the epoch of reionisation, study of the cosmic web, and determination of the nature of reionisation,
- Study of the physics of Lyman break galaxies, including their winds and feedback to the intergalactic medium,
- Spatially resolved spectroscopy of luminous distant galaxies, including lensed objects (Figure 2)
- Search of late-forming population III objects,

Figure 1: Simulated MUSE deep field. Galaxies are coloured according to their apparent redshift. Galaxies detected by their continuum ($I_{AB} < 26.7$ mag) and/or by their Ly α emission (Flux $> 3.9 \times 10^{-19}$ erg $s^{-1} cm^{-2}$) are shown.



- Study of active nuclei at intermediate and high redshifts,
- Mapping of the growth of dark matter haloes,
- Identification of very faint sources detected in other bands, and
- Serendipitous discovery of new classes of objects.

Multi-wavelength coverage of the same fields by MUSE, ALMA, and JWST will provide nearly all the measurements needed to answer the key questions of galaxy formation.

At lower redshifts, MUSE will provide exquisite two-dimensional maps of the kinematics and stellar populations of normal, starburst, interacting and active galaxies in all environments, probing sub-kiloparsec scales out to well beyond the Coma cluster. These will reveal the internal substructure, uncovering the fossil record of their formation, and probe the relationship between super massive black holes and their host galaxies (Figure 3).

MUSE will enable massive spectroscopy of the resolved stellar populations in the nearest galaxies, outperforming current capabilities by factors of over 100. This will revolutionise our understanding of stellar populations, provide a key complement to GAIA studies of the Galaxy, and a preview of what will be possible with an ELT (Figure 4).

Science with the Narrow-Field Mode

In contrast to the Wide-Field Mode, the Narrow-Field mode science is dedicated to detailed studies of single objects at very high spatial resolution. We give in the following a few examples.

The study of supermassive black holes: During galaxy mergers, supermassive black holes sink to the bottom of the potential well, forming binary systems which ‘scour out’ lower-density cores in the central regions of the remnant. Such processes should leave detectable signatures in the environment of the SMBH. Likewise, accretion of mass onto supermassive black holes should trigger activity and feedback to the local regions

and beyond. However, observationally very little is known about this environment, either in terms of stellar orbital structure or chemical enrichment history.

Young stellar objects: The key contribution from MUSE will be both in spectral grasp (covering key diagnostics of density, temperature and ionisation) and the ability to provide very high spatial resolution over a relatively large field of view. This will allow the physical processes involved in the formation and structure of the jets to be investigated in detail.

Solar System: MUSE NFM would allow observations of various bodies within our Solar System at a spatial resolution approaching that of more costly space

Figure 2: An HST-ACS image of the lensing cluster Abell 1689 (Broadhurst et al. 2005). This cluster is a prime candidate for strong lensing studies with MUSE, given its very large Einstein radius, and the large number of arcs identified. Broadhurst et al. identified at least seven systems which were multiply imaged. The upper panel shows the full image, the lower panels show some of the strongly lensed galaxies.

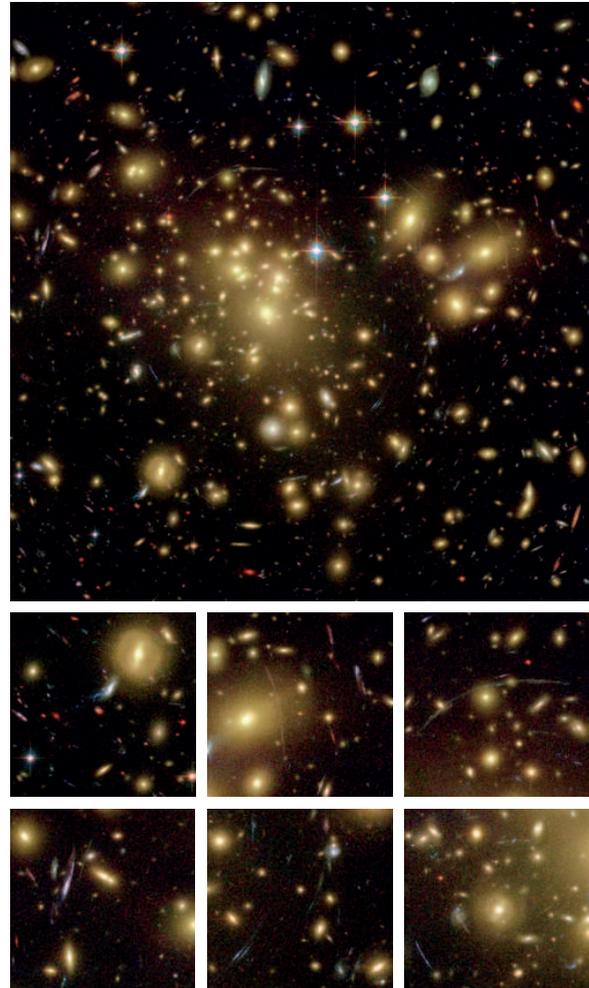


Figure 3: Selection of nearby early-type galaxies observed with SAURON (de Zeeuw et al. 2002). Top row shows the reconstructed images, which are regular and smooth. The middle row shows the velocity field, and the bottom row shows the distribution of Mg_b absorption strength. MUSE will be able to expand this pilot study at larger distance and in different cluster environments.

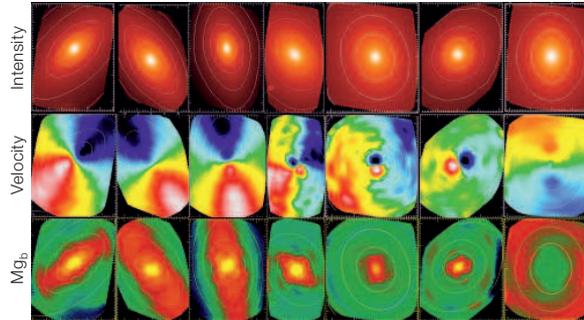
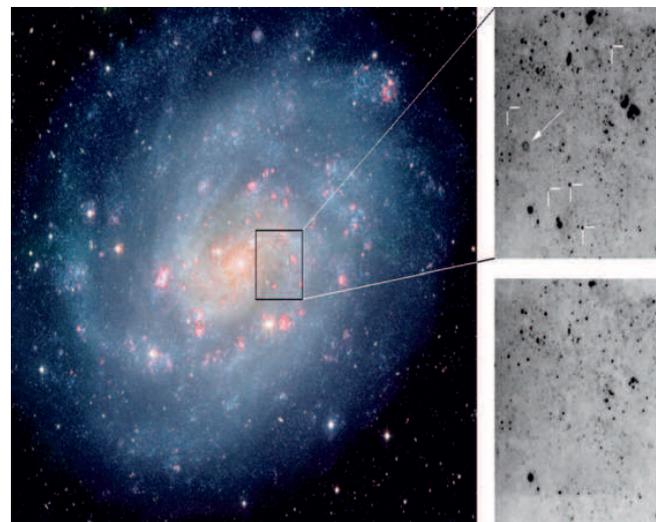


Figure 4: Left: Composite image of the southern spiral galaxy NGC 300, illustrating the power of massive spectroscopy with MUSE. The frames to the right are a narrowband [O III] 5007 exposure (top), and a corresponding nearby continuum exposure (bottom), obtained with the NTT over a FOV of 2.2×2.2 arcmin² (Soffner et al. 1996). MUSE will cover the same field in a total of four exposures. Unlike the narrowband imaging example, the MUSE data cube will provide full spectral information for each spatial element, with a huge discovery potential for massive stars, super bubbles, H II regions, PNe, SNRs, novae – virtually the full inventory of the stellar and gaseous constituents of the galaxy.



missions. Applications are: monitoring volcanic activity on the Galilean satellites, spectral monitoring of Titan’s atmosphere, global monitoring of the atmospheres of Uranus and Neptune, internal structure and composition of comets and mineralogical surface heterogeneities of asteroids.

Opto-mechanical concept

The opto-mechanical concept has to fulfil the following challenging requirements:

- Replication of modules at low cost in order to achieve the required number of spatial and spectral elements.
- High throughput despite the required number of optical surfaces
- High image quality in order to optimally use the image quality delivered by the AO facility

- High stability and reliability over long exposures
 - Maintain cost, mass and volume
- The 24 IFUs are central to MUSE. They have been designed to achieve an excellent image quality (85 % enclosed energy within $15 \times 30 \mu\text{m}^2$ in the detector plane), and make use of innovative slicer and spectrograph concepts. The slicer is based on a two-mirror compact design, suitable for diamond machining (Figure 5 and 6). Recent progress of the manufacturing process has enabled high-precision metal surfacing with good surface roughness (3 nm rms). Such mirrors are now compatible with optical wavelength requirements and are much more cost effective than other approaches for the large-scale production foreseen for MUSE. The compact spectrograph design achieves an excellent image quality over the large spectral bandwidth of MUSE. In this design, the tilt of the detector com-

pensates for the axial chromatism, which then does not need to be corrected optically. This is a cost-effective solution, avoiding the use of expensive optical materials, e.g. CaF2.

To maintain a high throughput (40 % for the whole instrument) despite the relatively large number of required surfaces, attention is paid to use state-of-the-art transmission and reflection coatings. Detectors are $4\text{k} \times 4\text{k}$ $15 \mu\text{m}$ deep depletion devices with improved quantum efficiency in the red. Furthermore we will use new volume phase holographic gratings with a high efficiency over the large (one octave) spectral range.

To simplify the interfaces between GAL-ACSI and MUSE, all AO components, including the tip/tilt sensor, are mounted in the Nasmyth derotator. There is therefore a risk of misalignment of the AO

Figure 5: Each MUSE slicer consists of four stacks of 12 slit-mirror arrays (right side of the figure) and four stacks of 12 pupil-mirror arrays (left side). This gives a total of 2304 spherical mirrors for the full instrument.

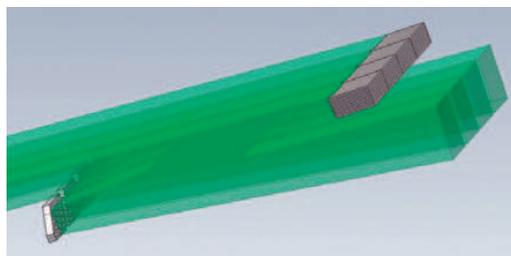


Figure 6: Breadboard slit (bottom) and pupil mirror array (top) in test at CRAL.

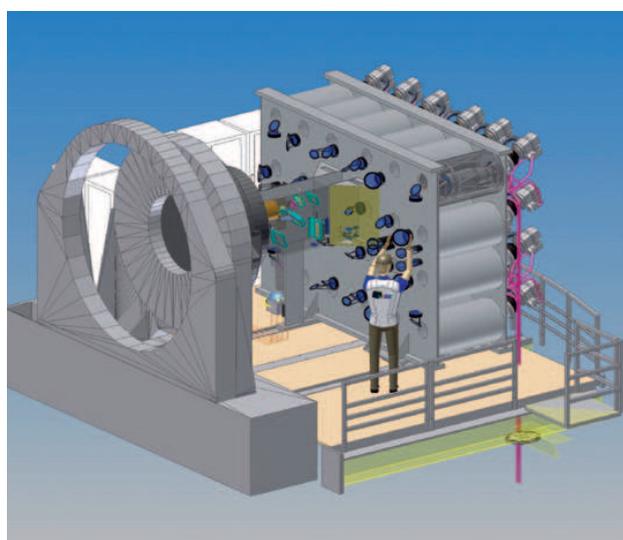
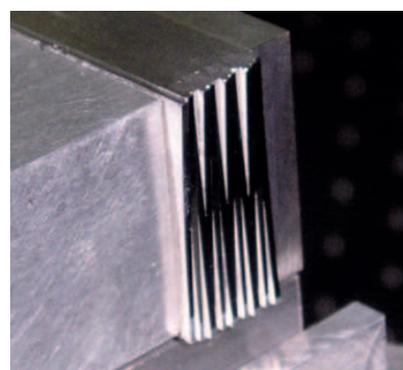
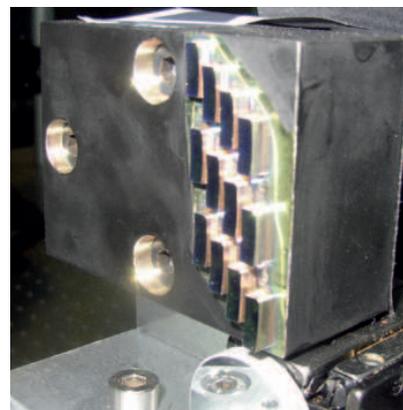


Figure 7: General view of MUSE at the VLT Nasmyth platform.

reference system with respect to MUSE, which is located on the platform. To mitigate this risk and to maintain the optical axis within the tight tolerances required by the spatial performances and stability, a metrology system has been designed. It is a closed-loop system based on four reference light sources located in the fore-optics and imaged into the AO system.

The cryogenic system is based on pulse tubes, which are compact and which avoid refilling 24 dewars with liquid nitrogen. The accompanying compressors are located outside the Nasmyth platform on the telescope floor to avoid any possible transmittance of vibrations onto the instrument.

The instrument weight is approaching eight metric tons in total and its size will fill basically the entire volume of the

Nasmyth platform of roughly 50 m³. This is bigger than every instrument that has been built so far for the VLT and will make MUSE an impressive instrument (Figure 7 and 8). With these dimensions, assembling and providing the necessary access to all the components is a challenge. The main instrument structure is designed as a single unit to fulfil the highly demanded stability of all optical components with respect to each other in order to maintain the superb image quality given by GALACSI on long exposures.

The latter is done with a complex optical system that has to derotate and to split the observing field and to distribute and feed the spectrographic units with these sub-fields. Despite its 24 spectrographs mounted into a monolithic structure, MUSE will act as a single instrument with respect to the telescope and the AO system. Nevertheless, the instrument is set

up with a highly modular character for the assembly, maintenance and any operational exchange.

Operations and data reduction

Despite its impressive number of opto-mechanical elements, MUSE will be easy to operate. There are no moving parts in the 24 modules and the switch between wide to narrow-field mode implies only the addition of some optics within the fore-optics train. MUSE has only three operating modes: non-AO and AO wide field mode, and AO narrow-field mode. The three modes differ only by the presence of AO and the spatial sampling. In the wide-field non-AO mode, operations will be limited to the simple point-and-shoot scheme. In the other modes, the complexity is related to the operations of AO including the lasers. All modes share

the same spectroscopic configurations (wavelength range and resolution).

On the other hand, with 1.6 Gb per single exposure, the data reduction is a challenge, not only because of this data volume, but also because of its 3D characteristics. The handling of such large data cubes is not straightforward. As an example, one can mention the optimal summation of a series of data cubes obtained with AO and different atmospheric conditions. This is intrinsically a 4-dimensional problem because the AO-delivered PSF changes with time, location within the field of view, and wavelength.

Project status

The project is currently in its preliminary design phase. In July 2006, the optical preliminary design review will be the starting point for the manufacturing of a complete breadboard consisting of a slicer, a spectrograph and a detector, while the full preliminary design review is scheduled for early 2007. Results of the breadboard will be analysed for the final design review in July 2008. Manufacturing, assembly and integration will then take place up to mid 2011. First light is scheduled on Paranal in early 2012.

Conclusions

Astronomy is to a significant degree still driven by unexpected discovery (e.g. dark matter and dark energy). These discoveries are often made by pushing the limit of observations with the most powerful telescopes and/or opening a new area of instrumental parameter space. MUSE is designed to push the VLT to its limit and to open a new parameter space area in sensitivity, spatial resolution, field of view and simultaneous spectral coverage. We are convinced that it fulfils all the required conditions to have a large potential of discoveries:

- It will be the first spectrograph that can blindly observe a large volume of space, without any imaging pre-selection.
- It will be the first optical AO-assisted IFU working at improved spatial resolution in most atmospheric conditions with large sky coverage.

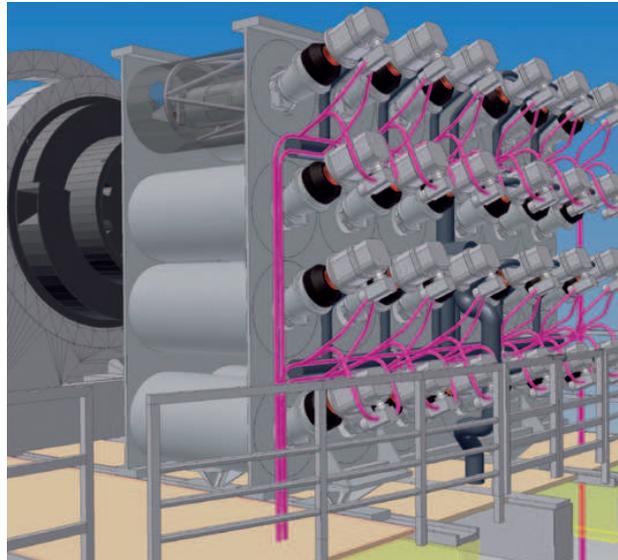


Figure 8: MUSE view from the back of the Nasmyth platform. One can see the 24 spectrograph cameras and the cryogenic systems.

- It will be the first spectrograph optimised to work with very long integration times and to reach extremely faint emission-line detection.

MUSE will thus be able to discover objects that have measurable emission lines, but with a continuum that is too faint to be detected in broad-band imaging. For example, the deepest broad-band imaging available today is the HST Ultra Deep Field (UDF) with $I_{AB} < 29$. According to CDM simulations, however, only 15% of MUSE high- z Ly α emitters ($z > 5.5$) will have a continuum bright enough to be detected in the UDF. MUSE is also the only instrument capable of detecting faint diffuse ionised gas, like extended halos or filaments. Finally, objects with unusual spectral features should also be detected by MUSE, whatever their broad-band magnitude and colours are. The unprecedented capabilities of MUSE should also lead to discoveries far away from our present expectations.

In many aspects, MUSE is a precursor of future ELT instrumentation. For example, manufacturing, integration and maintenance of a large number of identical, high-performance optical systems at low cost and on reasonable time scale will be a critical aspect for most of the ELT instruments.

Acknowledgements

MUSE is funded by ESO and the following funding agencies and Universities:

- The *Institut National des Sciences de l'Univers* (INSU) of CNRS, the University Claude Bernard Lyon I, the University Paul Sabatier Toulouse III and the *Ministère de la Recherche et de la Technologie* for the French participation
 - The *Verbundforschung* of the Federal Ministry for Education and Research (BMBF), managed by PT-DESY, by the Astrophysical Institut Potsdam and by the University of Göttingen for the German participation
 - The Netherlands Research School for Astronomy (NOVA) and the Netherlands Organisation for Scientific Research (NOW) for the Dutch participation
 - The Swiss Federal Institute of Technology Zürich (ETH) and the Swiss National Science Foundation through the FINES fund for the Swiss participation
- A dedicated integration hall for MUSE will be build at CRAL. This building is funded by the *Région Rhône-Alpes*, the CNRS, the city of Lyon, the *Ministère de la Recherche et de la Technologie*, the University Claude-Bernard Lyon I, the Grand Lyon, the town of Saint-Genis-Laval and the Rhône department.

MUSE public web site: <http://muse.univ-lyon1.fr>

References

- Arsenault R. et al. 2006, *The Messenger* 123, 6
 Broadhuust T. et al. 2005, *ApJ* 621, 53
 Fabers S. et al. 2003, *SPIE* 4841, 1657
 Le Fèvre O. et al. 2003, *SPIE* 4841, 1670
 Pasquini L. et al. 2002, *The Messenger* 110, 1
 Soffner T. et al. 1996, *A&A* 306, 9
 de Zeeuw P. T. et al. 2002, *MNRAS* 329, 513

Annexe C

Proceedings

Cette annexe présente trois contributions présentées lors de colloques internationaux.

La première contribution ([Champavert & Wozniak, 2007b](#)) a été présentée lors d'une présentation orale lors du colloque intitulé « CRAL-2006. Chemodynamics : from First Stars to Local Galaxies » en juillet 2006 à Lyon. J'ai également participé à l'organisation de ce colloque en tant que membre du *Comité Local d'organisation* et à l'édition des actes du colloque en tant que membre des éditeurs. Nous avons montré dans ce compte-rendu que les ejecta des vents stellaires et des supernovae de type II n'ont pas des compositions avec des rapports d'abondances solaires. La prise en compte de ces abondances dans le milieu interstellaire permet le calcul des fonctions de refroidissement plus réalistes. Nous avons montré que cela influence l'évolution de la température et donc l'histoire de formation stellaire et l'histoire de l'enrichissement chimique du milieu interstellaire.

La seconde ([Champavert & Wozniak, 2007c](#)) et la troisième contribution ([Champavert & Wozniak, 2007a](#)) ont été présentées sous forme de poster respectivement lors du colloque intitulé « Heating versus Cooling in Galaxies and Clusters of Galaxies » en août 2006 à Garching et lors du Symposium n°235 de l'UAI « Galaxy Evolution across the Hubble Time » en août 2006 à Prague. La seconde contribution présente la technique utilisée afin de reconstruire les courbes de refroidissement pour un gaz de composition chimique quelconque à partir des courbes de refroidissement par élément. La troisième contribution présente l'organisation générale du module chemodynamique.

A NEW CHEMODYNAMICAL TOOL TO STUDY THE EVOLUTION OF GALAXIES IN THE LOCAL UNIVERSE

Nicolas Champavert¹ and Hervé Wozniak¹

Abstract. We present some preliminary results obtained with a new galactic chemodynamical tool under development. In the framework of non-instantaneous recycling approach, we follow the interactions due to star formation and feedback processes. One of the main original features of our code is that we record the abundance evolution of several chemical elements. This allows us to build cooling functions dependent on the real abundances of individual elements. We illustrate the need for such metal-dependent cooling functions using a toy model made of a star cluster embedded in a two-phase gas cloud. Our results suggest that computing cooling rates according to individual abundances of chemical elements can influence the star formation rate.

1 Introduction

Dynamical and chemical evolution of galaxies are closely related. The complex spatial distribution of metals in galaxies reflect strong ties. Indeed, heavy elements, synthesized by successive generations of stars, enrich the interstellar medium (ISM) through stellar winds and supernova explosions. Density waves, shear, gravitational perturbations are then responsible to mix the ISM and dissolve young stellar clusters. Furthermore the metal enrichment affects the thermal evolution of the gas because cooling rates are very sensitive to the chemical composition. Besides mass feedback, stars are also responsible for energy feedback which both influences the dynamics and the temperature of the gas. Therefore we need to compute chemical and dynamical evolution self-consistently.

Figure 1 shows the different physical interactions between the stars and the ISM handled with our tool. It is designed to be coupled with an hybrid particle-mesh N-body + smooth particle hydrodynamics (SPH) code to compute high-resolution chemodynamical simulations of galaxies. We will describe the two components (star and gas) and the different aspects of the interplay between them.

¹ Université Lyon 1; CRAL, Observatoire de Lyon, 9 avenue Charles André, Saint-Genis Laval cedex, F-69561, France; e-mail: champavert@obs.univ-lyon1.fr

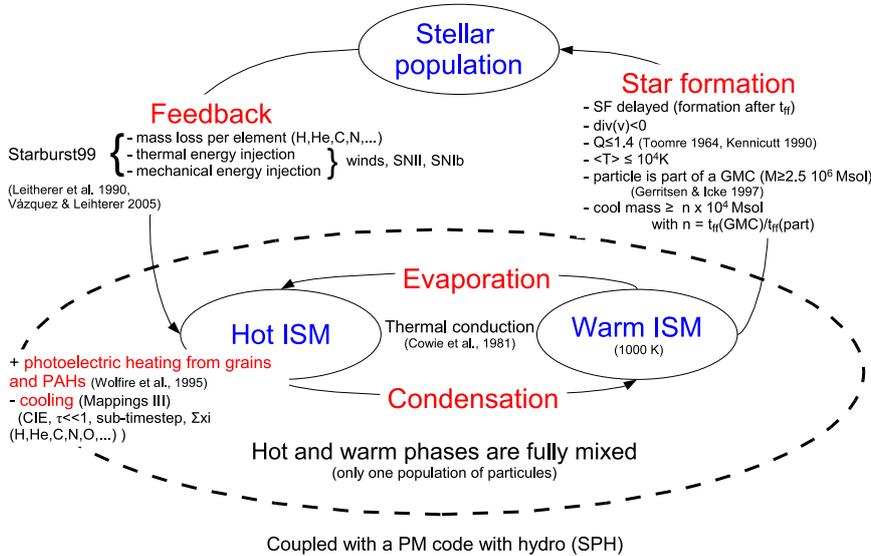


Fig. 1. Schematic presentation of our new chemodynamical tool

2 Evolution of stellar populations

In our simulations, stars are in fact collisionless particles of masses comparable to typical stellar clusters. The mass and energy released from stellar particles are distributed to the neighbouring gas particles. Energy feedback from both the stellar winds and the supernovae is considered. The time evolution of all relevant quantities is computed with the evolutionary synthesis code Starburst99 v5.1 (Leitherer et al. 1999, Vázquez & Leitherer 2005). The choice of Starburst99 was motivated by the possibility to obtain the time evolution of mass lost by a single stellar population (SSP) for several individual chemical elements, namely H, He, C, N, O, Mg, Si, S and Fe. Starburst99 is, at our knowledge, the only public code to provide them. Moreover, it offers a large choice of inputs and outputs. We can choose, in particular, the timescale of star formation (instantaneous in our case), the IMF (a multi-power-law), the metallicity of the SSP (5 metallicities are available from 0.02 to 2.5 solar metallicity), the stellar evolutionary tracks (Padova or Geneva). We can obtain the time evolution of SNe rates, the energy losses from stellar winds and SNe, the mass losses for several chemical elements, the number of ionizing photons, the SSP spectra. Only SNI and SNIb losses are provided by Starburst99 but feedback from SNIa will be soon implemented directly in our code with different recipes.

Let us consider a stellar population characterized by a Kroupa IMF with exponents (1.3, 2.3) and mass boundaries (0.1, 0.5, 100 M_{\odot}). We consider all the gas

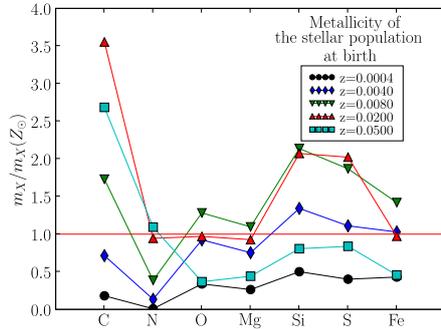


Fig. 2. Ratios of the mass fraction of elements in the ejected gas (m_X) and of the mass fraction of the same elements in gas with solar chemical composition ($m_X(Z_\odot)$). We consider all the gas ejected from birth to 5 Gyr. These ratios are shown for several chemical elements and for SSP of different initial metallicities.

released by the stellar population (stellar winds and SNe) from birth to 5 Gyr. m_X is the mass fraction of the element X among all the metals i.e. the ratio between the mass of the element X (M_X) and the total mass of metals (M_Z). $m_X(Z_\odot)$ is the same ratio but for a gas with solar metallicity. Typical mass fraction at solar metallicity are H ($7.06 \cdot 10^{-1}$), He ($2.75 \cdot 10^{-1}$), C ($3.03 \cdot 10^{-3}$), N ($1.11 \cdot 10^{-3}$), O ($9.59 \cdot 10^{-3}$), Mg ($5.15 \cdot 10^{-4}$), Si ($6.53 \cdot 10^{-4}$), S ($3.96 \cdot 10^{-4}$) and Fe ($1.17 \cdot 10^{-3}$).

In Fig. 2, we display the ratio $m_X/m_X(Z_\odot)$ in the released gas for several elements and for different initial metallicities of the stellar population. By definition, if the abundance ratios of metals in the released gas are the same as for solar composition, $m_X/m_X(Z_\odot)$ should be equal to 1. However, the metal abundance ratios are not solar in the released gas. In particular, for high metallicities the released gas is particularly enriched in carbon, silicon and sulfur. This gas will be mixed with the rest of the ISM resulting in a gas with non-solar abundance ratios.

3 Interstellar medium description

The ISM is approximated by a two-phase model: an isothermal warm phase (10^3 K) and a hot phase whose temperature is allowed to vary between 10^4 K and 10^8 K. We assume that the two phases are fully mixed because the typical size of SPH particles (several parsecs) does not allow to resolve them. Thus, each SPH particle contains both a warm and a hot phase. The warm ISM mass fraction can increase (condensation) or decrease (evaporation) due to thermal conduction (Cowie et al. 1981). It also obviously decreases when star formation operates because star particles are created in the warm phase. The hot phase is heated by the photoelectric heating from grains and PAHs (Wolfire et al. 1995) and by stellar feedback

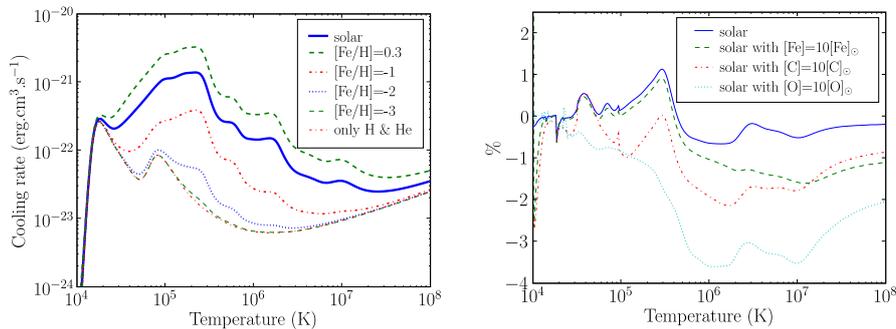


Fig. 3. Left panel: Cooling rates as a function of temperature computed with Mappings III for different metallicities. The abundances used in calculations are taken from Sutherland & Dopita (1993). **Right panel:** Percentage of relative errors made when reconstructing cooling function with our recipe for different chemical compositions.

due to stellar winds and supernovae. We decide to inject all the released mass and energy from stars into the *hot* phase of the gaseous neighbouring particles. The redistribution of energy between the two phases is achieved at the next timestep thanks to all physical processes described above. Moreover, a fraction of the stellar energy feedback can be converted to mechanical energy that can affect directly the velocity field of the surrounding gas.

It is well known that cooling rates are sensitive to the chemical composition of the gas. At solar composition the cooling rate is greater by more than an order of magnitude for some temperatures than for a gas without metals (Fig. 3, left panel). As for SSP evolution, standard cooling functions used in chemodynamical studies are generally computed for different metallicities but keeping solar abundance ratios (e.g. Boehringer & Hensler, 1989) or with solar abundance ratios and enhanced abundances for some specific elements (e.g. Sutherland & Dopita, 1993). Hence we need to take into account the real abundances of each element in the gas to build more realistic cooling functions whichever the chemical composition. We thus consider the hot phase of the ISM as an optically thin gas in collisional ionization equilibrium. Cooling calculations are performed in the temperature range 10⁴ K to 10⁸ K. Computing cooling rates with Mappings III for each gas particle at each timestep of a chemodynamical simulation is a very CPU time consuming task. Therefore we use a recipe to reconstruct cooling rates on the fly from individual abundances of elements (see Champavert & Wozniak, 2007, for a full description). In short, this recipe comes down to a linear combination of individual cooling curves precomputed with Mappings III. The relative errors between our reconstructed cooling curves and those calculated with Mappings III remain below a few percent (Fig. 3, right panel). Thus, they are comparable to others coming from, for instance, the hydrodynamical scheme.

4 Star formation recipes

We assume that star formation occurs if the following criteria are satisfied. The region must be contracting ($\text{div}(v) < 0$). It has to be unstable according to the Toomre's instability criterion (Toomre, 1964): $Q \leq \lambda$. We take $\lambda = 1.4$ derived from observation by Kennicutt (1990). The gas must be cold enough: $T < 10^4$ K with T the mean gas temperature of a SPH particle. This threshold has been chosen because of our cooling functions which are only available for $T \geq 10^4$ K for the moment. Finally the gas particle must belong to a giant molecular cloud (Gerritsen & Icke, 1997). A gas particle is assumed to be part of a giant molecular cloud (GMC) if the mass of the cloud containing this particle, i.e. the mass of this particle with its gaseous neighbours, is larger than $2.5 \cdot 10^6 M_\odot$, typical mass of a big GMC. When a gas particle fulfills all these conditions, it becomes eligible for star formation. However, a stellar particle is formed only after a delay equal to a free-fall time ($t_{\text{ff}}(\text{part})$) to mimic the gravitational collapse of the molecular cloud. The mass of the new stellar particle is set to $n \times 10^4 M_\odot$ where $n = t_{\text{ff}}(\text{GMC})/t_{\text{ff}}(\text{part})$ is the number of elemental stellar clusters formed in the GMC. We obviously need a warm phase more massive than $n \times 10^4 M_\odot$ because the mass needed to form stars is deducted only from the warm phase. Each new stellar particle inherits the chemical composition from the gas in which it was born.

However, the evolution of a SSP, as predicted by Starburst99, only depends on the global metallicity Z because stellar evolutionary tracks are generally computed with solar abundance ratios or with a particular enhancement for some elements which is unavoidably different from what we obtain with our code. In order to be able to self-consistently compute the chemical evolution of individual elements in the future, we will obviously need data from evolutionary tracks including variations on the abundances of individual elements. At the moment, when a gas particle should form a new stellar particle, we have to assign the global metallicity of the gas to the new particle. For a given metallicity and IMF, we compute linear interpolations between values pre-calculated with Starburst99 to obtain the mass and energy losses of the SSP.

5 A test model

Let us now illustrate one of the main properties of our tool. We consider a gas particle of $10^7 M_\odot$ with 30% of mass in the warm phase. The density of the hot phase is 0.005 cm^{-3} . At $t = 0$, the gas is made of hydrogen (77%) and helium (23%), its temperature is 10^4 K and a stellar particle of $1.4 \cdot 10^5 M_\odot$ is born. The star formation delay is constant (10 Myr) and all the subsequent stellar particles formed have the same mass ($1.4 \cdot 10^5 M_\odot$). All other parameters are described in Sect. 2. We have calculated the evolution for 2 models. In model A, the cooling rate depends only on Z with solar abundance ratios. In model B, cooling rates are obtained according to the real abundances of chemical elements.

Figure 4 shows the evolution of the mean temperature of the warm and hot phase (left panel), of the stellar mass (middle panel) and of the warm mass frac-

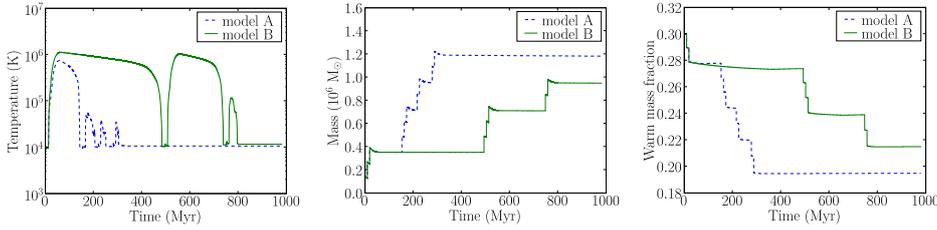


Fig. 4. Evolution of the mean gas temperature (**left panel**), the stellar mass (**middle panel**) and the warm mass fraction (**right panel**) for the 2 models. Solid line is for model A (only global metallicity is calculated) and dashed line is for model B (abundances for each chemical element are calculated).

tion (right panel) for both models.

Cooling is clearly less efficient when we handle the abundances of elements leading to an higher mean gas temperature. This therefore leads to a lower star formation rate since the mean temperature remains for a longer time above the temperature threshold for star formation (10^4 K for our models). At $t = 1$ Gyr, the cumulated stellar mass formed in model A is about 1.25 times greater than for model B. As this longer timescale alters the star formation history, the warm gas mass fraction also evolves differently.

References

- Boehringer, H. and Hensler, G. 1989, *A&A*, 215, 147
 Champavert, N. and Wozniak, H. 2007, in: *Heating vs. Cooling in Galaxies and Clusters of Galaxies*, ESO Astrophysics Symposia Series, H. Boehringer, P. Schuecker, G. W. Pratt and A. Finoguenov (eds.), in press
 Cowie, L.L., McKee, C.F. and Ostriker, J.P. 1981, *ApJ*, 247, 908
 Gerritsen J.P.E. and Icke, V. 1997, *A&A*, 325, 972
 Kennicutt, R.C. 1990, in: *The Interstellar Medium in Galaxies*, ASSL vol.61, H.A. Thronson and J.M. Shull (eds.), Dordrecht, p.405
 Leitherer, C. *et al.* 1999, *ApJS*, 123, 3
 Sutherland, R.S. and Dopita, M. A. 1993, *ApJS*, 88, 253
 Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
 Vázquez, G.A. and Leitherer, C. 2005, *ApJ*, 621, 695
 Wolfire, M.G. *et al.* 1995, *ApJ*, 443, 152

A new chemodynamical tool to study the evolution of galaxies in the local Universe: a quick and accurate numerical technique to compute gas cooling rate for any chemical composition

Nicolas Champavert¹ and Hervé Wozniak¹

Université Lyon 1, CRAL, Observatoire de Lyon, 9 avenue Charles André,
Saint-Genis Laval cedex, F-69561, France champavert@obs.univ-lyon1.fr

Summary. We have developed a quick and accurate numerical tool to compute gas cooling whichever its chemical composition.

1 Introduction

Metal abundances in galaxies vary from place to place and with time. These variations reflect the star formation history within galaxies because the chemical enrichment results from synthesis of heavy elements by successive generations of stars. Gas radiative cooling is very sensitive to the ISM chemical composition. Cooling influences both the gas dynamics and the star formation rate. Therefore we need to follow self-consistently dynamical and chemical evolution. We have developed a method to compute in a very short CPU time accurate cooling functions dependent on the exact abundances of elements. It will be used in high resolution chemodynamical simulations of galaxies.

2 Description of the method

It is well known that cooling rates depend on gas chemical composition. A gas with solar composition has a cooling rate greater than without metals by more than an order of magnitude for some temperatures (Fig. 1). Cooling rates are generally interpolated between rates computed for different metallicities with solar abundance ratios (see [1] for instance) or with solar abundance ratios and enhanced abundances for some elements (see [2] for instance). The gas abundances are obviously not always solar because the gas ejected from stars by winds and SNe has a non-solar composition. Hence we need to take into

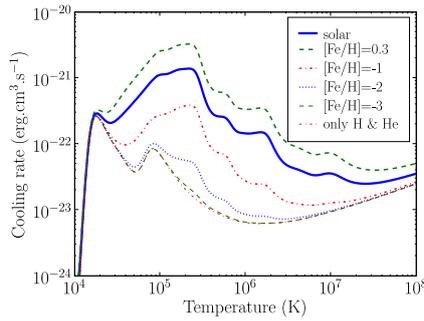


Fig. 1. Cooling rates as a function of temperature for different metallicities computed with Mappings III. The abundances used in calculations are taken from [2]

account the real abundances of each element in the gas to build more realistic cooling functions whichever the chemical composition. However, computing cooling rates with Mappings III for each gas particle at each timestep of a chemodynamical simulation is a very CPU time consuming task. We thus have developed a recipe to reconstruct the cooling curve on the fly.

We consider the ISM as an optically thin gas in collisional ionization equilibrium. Calculations are performed in the temperature range 10^4 K to 10^8 K using Mappings III, successor of Mappings II whose cooling computations details are described in [2]. All the abundances of elements are relative to hydrogen. The hydrogen density is 1.0 cm^{-3} , independent of temperature. We drop the temperature dependence of cooling rates ($\Lambda(T)$) for the sake of legibility.

Many cooling processes depend on the density of electrons and on the abundances of elements. A simple hypothesis is to suppose that cooling rates are proportional to these two quantities. Thus, we can try to reconstruct the total cooling curve Λ_{tot} with a linear combination of individual curves for each element. We first need to compute these individual curves. We obtain Λ_H with a purely hydrogen gas. For all the heavier elements used for calculations in Mappings III (He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, Ar, Ca, Fe, Ni), we have calculated cooling rates for mixtures of hydrogen and one element X_i at its solar abundance $\Lambda_{X_i,H}$. Individual cooling curves Λ_{X_i} have then been obtained subtracting Λ_H from each Λ_{H,X_i} : $\Lambda_{X_i} = \Lambda_{H,X_i} - \Lambda_H$. For a given chemical composition, we then compute the quantity α_{X_i} for all the elements previously listed, where α_{X_i} is the abundance of element X_i normalized by its solar abundance: $\alpha_{X_i} = n_{X_i}/n_{X_i\odot}$. For helium, our hypothesis is too simple. Its cooling rate cannot be considered proportional to its abundance with a good approximation as there are too strong non-linearities. We choose to linearly interpolate in a grid of precomputed curves for different abundances to obtain the helium cooling curve $\Lambda_{He,\alpha_{He}}$. As hydrogen and helium are the two most abundant elements, we assume that they are the only sources of electrons.

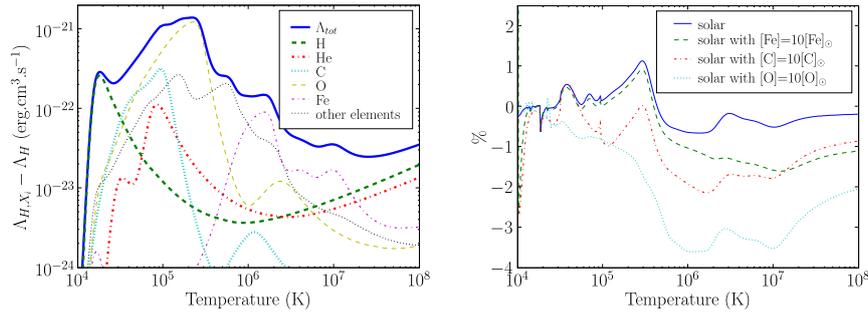


Fig. 2. (left panel) Cooling rates for several elements at solar abundances. The curve for other elements is the sum of the contributions of N, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, Ar, Ca and Ni. The solid broad line Λ_{tot} is the cooling curve for solar abundances reconstructed using our recipe. (right panel) Percentage of relative error made when reconstructing cooling functions with our recipe for different compositions

We indeed consider that the contribution of the metals are negligible because of their much lower abundances in the ISM. By construction, our individual cooling functions for metals take into account the electrons of the element and hydrogen. Thus we only need to add the contribution of electrons provided by the ionization of helium $ne(He)$. We add the terms for hydrogen, helium and metals to build Λ_{tot} so that we finally obtain the following approximation:

$$\Lambda_{tot} \approx \Lambda_H + \Lambda_{He, \alpha_{He}} + (1 + ne(He)) \sum_{metals} \alpha_{X_i} \Lambda_{X_i}$$

To check the accuracy of our tool, we have compared cooling curves computed with Mappings III and the ones reconstructed with our recipe for various chemical compositions. We choose a solar composition to test a well-known chemical composition. Carbon, oxygen and iron are three of the most important coolants (Fig. 2, left panel). Furthermore, they are three of the most abundant elements in stellar winds and supernovae ejecta. Thus, we increase by a factor of 10 the abundance of these three important coolants. This factor is somewhat arbitrary and was only chosen to test the accuracy of our recipe in the case of a very high-enhanced gas. In all cases, the relative errors remain below a few percent (Fig. 2, right panel). The errors due to the computation of cooling rates are thus comparable to the others coming from, for instance, the hydrodynamical scheme.

References

1. Boehringer, H. and Hensler, G.: A&A **215**, 147 (1989)
2. Sutherland, R.S. and Dopita, M. A.: ApJS **88**, 253 (1993)

A new chemo-dynamical tool to study the evolution of galaxies in the local Universe

Nicolas Champavert¹, Hervé Wozniak¹

¹ Centre de Recherche Astronomique de Lyon, France; email: champavert@obs.univ-lyon1.fr

Abstract.

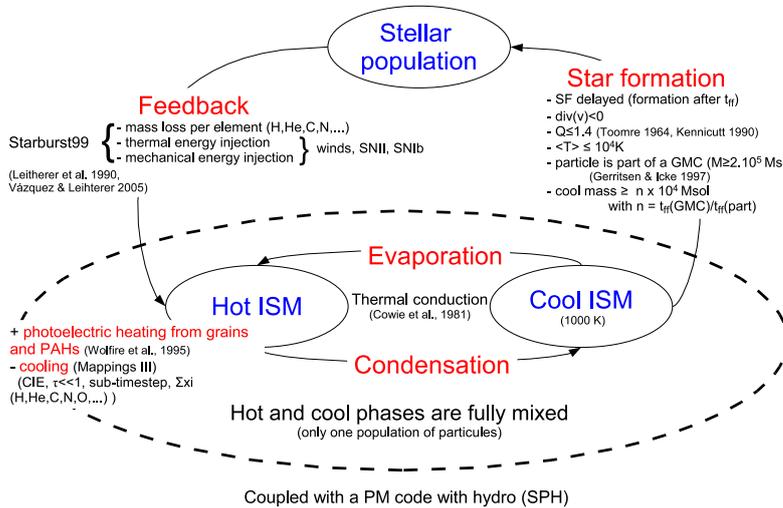


Figure 1. Schematic presentation of our new chemo-dynamical tool. See Champavert & Wozniak (2007a) for full details and references.

Keywords. galaxies: evolution, ISM: evolution

Fig. 1 displays the main recipes of our new chemodynamical tool developed to describe the evolution of galaxies using a non-instantaneous recycling approach (Champavert & Wozniak, 2007a). We follow individual abundances for several elements very important for the reconstruction of accurate cooling functions in real time (Champavert & Wozniak, 2007b). The ISM thermal state and enrichment by SN feedback and stellar winds is thus accurately computed.

Using a toy model, we have shown that compared to another code that only used tabulated cooling curves at fractional solar metallicity, the cooling timescales are longer leading to lower star formation rate.

References

- Champavert, N. and Wozniak H. 2007a, in: *Chemodynamics: from first stars to local galaxies*, CRAL Conference Series I, Emsellem *et al.* (eds), in press
 Champavert, N. and Wozniak H. 2007b, in: *Heating vs. Cooling in Galaxies and Clusters of Galaxies*, ESO Astrophysics Symposia Series, Garching, Boehringer *et al.* (eds), in press

Bibliographie

- BACON, R., BAUER, S., BOEHM, P., BOUDON, D., BRAU-NOGUÉ, S., CAILLIER, P., CAPOANI, L., CAROLLO, C. M., CHAMPAVERT, N., CONTINI, T., DAGUISÉ, E., DALLÉ, D., DELABRE, B., DEVRIENDT, J., DREIZLER, S., DUBOIS, J., DUPIEUX, M., DUPIN, J. P., EMSELLEM, E., FERRUIT, P., FRANX, M., GALLOU, G., GERSSEN, J., GUIDERDONI, B., HAHN, T., HOFMANN, D., JARNO, A., KELZ, A., KOEHLER, C., KOLLATSCHNY, W., KOSMALSKI, J., LAURENT, F., LILLY, S. J., LIZON, J., LOUPIAS, M., LYNN, S., MANESCAU, A., MCDERMID, R. M., MONSTEIN, C., NICKLAS, H., PARÈS, L., PASQUINI, L., PÉCONTAL-ROUSSET, A., PÉCONTAL, E., PELLO, R., PETIT, C., PICAT, J.-P., POPOW, E., QUIRRENBACH, A., REISS, R., RENAULT, E., ROTH, M., SCHAYE, J., SOUCAIL, G., STEINMETZ, M., STROEBELE, S., STUIK, R., WEILBACHER, P., WOZNIAK, H. & DE ZEEUW, P. T. (2006a). Probing unexplored territories with MUSE : a second generation instrument for the VLT. *In* McLEAN, Ian S. ; Iye, M., éditeur : *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy*, volume 6269 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Proceedings*.
- BACON, R., BAUER, S., BÖHM, P., BOUDON, D., BRAU-NOGUE, S., CAILLIER, P., CAPOANI, L., CAROLLO, C. M., CHAMPAVERT, N., CONTINI, T., DAGUISE, E., DALLE, D., DELABRE, B., DEVRIENDT, J., DREIZLER, S., DUBOIS, J.-P., DUPIEUX, M., DUPIN, J.-P., EMSELLEM, E., FERRUIT, P., FRANX, M., GALLOU, G., GERSSEN, J., GUIDERDONI, B., HAHN, T., HOFMANN, D., JARNO, A., KELZ, A., KOEHLER, C., KOLLATSCHNY, W., KOSMALSKI, J., LAURENT, F., LILLY, S. J., LIZON, J.-L., LOUPIAS, M., LYNN, S., MANESCAU, A., MCDERMID, R. M., MONSTEIN, C., NICKLAS, H., PERÈS, L., PASQUINI, L., PÉCONTAL, E., PÉCONTAL-ROUSSET, A., PELLO, R., PETIT, C., PICAT, J.-P., POPOW, E., QUIRRENBACH, A., REISS, R., RENAULT, E., ROTH, M., SCHAYE, J., SOUCAIL, G., STEINMETZ, M., STRÖBELE, S., STUIK, R., WEILBACHER, P., WOZNIAK, H. & DE ZEEUW, P. T. (2006b). Probing Unexplored Territories with MUSE : a Second-Generation Instrument for the VLT. *The Messenger*, 124:5–+.
- BLITZ, L. & ROSOLOWSKY, E. (2006). The Role of Pressure in GMC Formation II : The H₂-Pressure Relation. *ApJ*, 650:933–944.
- BOEHRINGER, H. & HENSLER, G. (1989). Metallicity-dependence of radiative cooling in optically thin, hot plasmas. *A&A*, 215:147–149.
- BOTTEMA, R. & GERRITSEN, J. P. E. (1997). An investigation of the structure and kinematics of the spiral galaxy NGC 6503. *MNRAS*, 290:585–597.
- BROOKS, A. M., GOVERNATO, F., BOOTH, C. M., WILLMAN, B., GARDNER, J. P., WADSLEY, J., STINSON, G. & QUINN, T. (2007). The Origin and Evolution of the Mass-Metallicity

BIBLIOGRAPHIE

- Relationship for Galaxies : Results from Cosmological N-Body Simulations. *ApJ*, 655:L17–L20.
- BRUZUAL, G. & CHARLOT, S. (2003a). Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *MNRAS*, 344:1000–1028.
- BRUZUAL, G. & CHARLOT, S. (2003b). Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *MNRAS*, 344:1000–1028.
- CHAMPAVERT, N. & WOZNIAK, H. (2007a). A New Chemo-Dynamical Tool to Study The Evolution of Galaxies in the Local Universe. *In* COMBES, F. & PALOUS, J., éditeurs : *IAU Symposium*, volume 235 de *IAU Symposium*, pages 306–306.
- CHAMPAVERT, N. & WOZNIAK, H. (2007b). A new chemodynamical tool to study the evolution of galaxies in the local Universe. *In* EMSELLEM, E., WOZNIAK, H., MASSACRIER, G., GONZALES, J.-F., DEVRIENDT, J. & CHAMPAVERT, N., éditeurs : *CRAL-2006. Chemodynamics : From First Stars to Local Galaxies*, volume 24 de *EAS publication series*, pages 21–26.
- CHAMPAVERT, N. & WOZNIAK, H. (2007c). A new chemodynamical tool to study the evolution of galaxies in the local Universe : a quick and accurate numerical technique to compute gas cooling rate for any chemical composition. *In* BÖHRINGER, H., PRATT, G., FINOGUENOV, A. & SCHUECKER, P., éditeurs : *Heating versus Cooling in Galaxies and Clusters of Galaxies*, ESO Astrophysics Symposia.
- COELHO, P., BRUZUAL, G., CHARLOT, S., WEISS, A., BARBUY, B. & FERGUSON, J. (2007). Spectral models for solar scaled and alpha-enhanced stellar populations. *ArXiv e-prints*, 708.
- COWIE, L. L., MCKEE, C. F. & OSTRICKER, J. P. (1981). Supernova remnant evolution in an inhomogeneous medium. I - Numerical models. *ApJ*, 247:908–924.
- ELMEGREEN, B. G. (2000). Star Formation in a Crossing Time. *ApJ*, 530:277–281.
- ELMEGREEN, B. G. & EFREMOV, Y. N. (1997). A Universal Formation Mechanism for Open and Globular Clusters in Turbulent Gas. *ApJ*, 480:235–245.
- EMSELLEM, E., GREUSARD, D., COMBES, F., FRIEDLI, D., LEON, S., PÉCONTAL, E. & WOZNIAK, H. (2001). Dynamics of embedded bars and the connection with AGN. I. ISAAC/VLT stellar kinematics. *A&A*, 368:52–63.
- EPSTEIN, P. S. (1924). On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases. *Physical Review*, 23:710–733.
- FERRAROTTI, A. S. & GAIL, H.-P. (2006). Composition and quantities of dust produced by AGB-stars and returned to the interstellar medium. *A&A*, 447:553–576.
- FERRIÈRE, K. M. (2001). The interstellar environment of our galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 73:1031–1066.
- FIOC, M. & ROCCA-VOLMERANGE, B. (1997). PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts. *A&A*, 326:950–962.

- GERRITSEN, J. P. E. & ICKE, V. (1997). Star formation in N-body simulations. I. The impact of the stellar ultraviolet radiation on star formation. *A&A*, 325:972–986.
- GINGOLD, R. A. & MONAGHAN, J. J. (1977). Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars. *MNRAS*, 181:375–389.
- GREBEL, E. K. (1998). Star Formation Histories of Local Group Dwarf Galaxies. *Highlights of Astronomy*, 11:125–+.
- GREBEL, E. K. (2001a). Star Formation Histories of Nearby Dwarf Galaxies. *Astrophysics and Space Science Supplement*, 277:231–239.
- GREBEL, E. K. (2001b). The Local Group. In MENZIES, J. W. & SACKETT, P. D., éditeurs : *Microlensing 2000 : A New Era of Microlensing Astrophysics*, volume 239 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 280–+.
- HOLMBERG, E. (1941). On the Clustering Tendencies among the Nebulae. II. a Study of Encounters Between Laboratory Models of Stellar Systems by a New Integration Procedure. *ApJ*, 94:385–+.
- IWAMOTO, K., BRACHWITZ, F., NOMOTO, K., KISHIMOTO, N., UMEDA, H., HIX, W. R. & THIELEMANN, F.-K. (1999). Nucleosynthesis in Chandrasekhar Mass Models for Type IA Supernovae and Constraints on Progenitor Systems and Burning-Front Propagation. *ApJS*, 125:439–462.
- JONES, A. P. (2004). Dust Destruction Processes. In WITT, A. N., CLAYTON, G. C. & DRAINE, B. T., éditeurs : *Astrophysics of Dust*, volume 309 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 347–+.
- KENNICUTT, Jr., R. C. (1989). The star formation law in galactic disks. *ApJ*, 344:685–703.
- KENNICUTT, Jr., R. C. (1990). Large scale star formation and the interstellar medium. In THRONSON, Jr., H. A. & SHULL, J. M., éditeurs : *The Interstellar Medium in Galaxies*, volume 161 de *Astrophysics and Space Science Library*, pages 405–435.
- KENNICUTT, Jr., R. C. (1998). The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *ApJ*, 498:541–+.
- KOBAYASHI, C., TSUJIMOTO, T. & NOMOTO, K. (2000). The History of the Cosmic Supernova Rate Derived from the Evolution of the Host Galaxies. *ApJ*, 539:26–38.
- KROUPA, P. (2001). On the variation of the initial mass function. *MNRAS*, 322:231–246.
- KROUPA, P. (2005). The initial mass function of simple and composite stellar populations. In *Resolved Stellar Populations*.
- LADA, C. J. & LADA, E. A. (2003). Embedded Clusters in Molecular Clouds. *ARA&A*, 41:57–115.
- LEITHERER, C., SCHAEERER, D., GOLDADER, J. D., DELGADO, R. M. G., ROBERT, C., KUNE, D. F., DE MELLO, D. F., DEVOST, D. & HECKMAN, T. M. (1999). Starburst99 : Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation. *ApJS*, 123:3–40.

BIBLIOGRAPHIE

- LEQUEUX, J. (2002). *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences/CNRS Éditions.
- LUCY, L. B. (1977). A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *AJ*, 82:1013–1024.
- MAEDER, A. (1992). Stellar yields as a function of initial metallicity and mass limit for black hole formation. *A&A*, 264:105–120.
- MÁRQUEZ, I., MASEGOSA, J., DURRET, F., GONZÁLEZ DELGADO, R. M., MOLES, M., MAZA, J., PÉREZ, E. & ROTH, M. (2003). The detection of stellar velocity dispersion drops in the central regions of five isolated Seyfert spirals. *A&A*, 409:459–467.
- McKEE, C. F. & OSTRICKER, J. P. (1977). A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *ApJ*, 218:148–169.
- MICHEL-DANSAC, L. & WOZNIAK, H. (2004). Photometric and dynamic evolution of an isolated disc galaxy simulation. *A&A*, 421:863–876.
- MORGAN, H. L. & EDMUNDS, M. G. (2003). Dust formation in early galaxies. *MNRAS*, 343:427–442.
- NAVARRO, J. F. & WHITE, S. D. M. (1993). Simulations of Dissipative Galaxy Formation in Hierarchically Clustering Universes - Part One - Tests of the Code. *MNRAS*, 265:271–+.
- PELUPESSY, F. I., VAN DER WERF, P. P. & ICKE, V. (2004). Periodic bursts of star formation in irregular galaxies. *A&A*, 422:55–64.
- PFENNIGER, D. & FRIEDLI, D. (1993). Computational issues connected with 3D N-body simulations. *A&A*, 270:561–572.
- RAITERI, C. M., VILLATA, M. & NAVARRO, J. F. (1996). Simulations of Galactic chemical evolution. I. O and Fe abundances in a simple collapse model. *A&A*, 315:105–115.
- SALPETER, E. E. (1955). The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121:161–+.
- SCHMIDT, M. (1959). The Rate of Star Formation. *ApJ*, 129:243–+.
- SUTHERLAND, R. S. & DOPITA, M. A. (1993). Cooling functions for low-density astrophysical plasmas. *ApJS*, 88:253–327.
- THEIS, C., BURKERT, A. & HENSLER, G. (1992). Chemo-dynamical evolution of massive spherical galaxies. *A&A*, 265:465–477.
- THORNTON, K., GAUDLITZ, M., JANKA, H.-T. & STEINMETZ, M. (1998). Energy Input and Mass Redistribution by Supernovae in the Interstellar Medium. *ApJ*, 500:95–+.
- TOOMRE, A. (1964). On the gravitational stability of a disk of stars. *ApJ*, 139:1217–1238.
- VÁZQUEZ, G. A. & LEITHERER, C. (2005). Optimization of Starburst99 for Intermediate-Age and Old Stellar Populations. *ApJ*, 621:695–717.
- WEIDNER, C. & KROUPA, P. (2004). Evidence for a fundamental stellar upper mass limit from clustered star formation. *MNRAS*, 348:187–191.

- WEIDNER, C. & KROUPA, P. (2005). The Variation of Integrated Star Initial Mass Functions among Galaxies. *ApJ*, 625:754–762.
- WOLFIRE, M. G., HOLLENBACH, D., MCKEE, C. F., TIELENS, A. G. G. M. & BAKES, E. L. O. (1995). The neutral atomic phases of the interstellar medium. *ApJ*, 443:152–168.
- WOOSLEY, S. E. & WEAVER, T. A. (1995). The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis. *ApJS*, 101:181–235.
- WOZNIAK, H. & CHAMPAVERT, N. (2006). Lifetime of nuclear velocity dispersion drops in barred galaxies. *MNRAS*, 369:853–859.
- WOZNIAK, H., COMBES, F., EMSELLEM, E. & FRIEDLI, D. (2003). Numerical simulations of central stellar velocity dispersion drops in disc galaxies. *A&A*, 409:469–477.
- ZHUKOVSKA, S., GAIL, H.-P. & TRIELOFF, M. (2007). Evolution of interstellar dust and stardust in the solar neighbourhood. *ArXiv e-prints*, 706.

BIBLIOGRAPHIE

Simulations numériques chemodynamiques de la formation et de l'évolution des galaxies

Les galaxies sont des systèmes complexes où la dynamique et l'évolution chimique sont intimement liées. Afin d'étudier la formation et l'évolution des galaxies, nous avons développé un nouveau code chemodynamique nous permettant de traiter simultanément et de manière cohérente la dynamique et l'évolution chimique. Notre code décrit le milieu interstellaire et les principaux processus physiques y prenant place. La formation et l'évolution stellaire sont traitées selon un schéma de recyclage non-instantané. Une des originalités du code réside dans le suivi des abondances individuelles de plusieurs éléments chimiques. Celui-ci permet le calcul du refroidissement du gaz conformément à sa composition chimique, l'étude de l'évolution de celle-ci et des gradients d'abondances, aussi bien spatialement que temporellement.

Les premiers tests effectués montrent l'importance du suivi des abondances individuelles des éléments, car celles-ci influent sur le refroidissement du gaz et par conséquent sur l'historique de formation stellaire et de l'enrichissement chimique. Notre description à deux phases du milieu interstellaire nous permet de reproduire trois milieux distincts en accord avec les observations. La pente de la fonction de masse initiale des amas stellaires est semblable à celle observée. Finalement, grâce à ce nouveau code chemodynamique, nous sommes en mesure d'étudier les différents mécanismes physiques impliqués dans l'évolution des galaxies aussi bien du point de vue dynamique que chimique.

Mots-clefs : galaxies : évolution, MIS, spirale, naine — MIS : évolution, abondances — méthode : simulations N-corps, hydrodynamique, chemodynamique

Chemodynamical simulations of the formation and the evolution of galaxies

Galaxies are complex systems where dynamics and chemical evolution are closely linked. In order to study the formation and the evolution of galaxies, we have developed a new chemodynamical code in which dynamics and chemical evolution are modelled in a self-consistent way. Our code describes the interstellar medium, the main physical processes of the ISM and the interaction with stars. Stellar evolution and feedback are modelled with a non-instantaneous recycling approach. One original feature of our code is the record of the evolution of individual abundances for several chemical elements. This allows us to compute the radiative cooling of the gas according to its chemical composition. We can also study the temporal and spatial evolution of chemical composition and chemical gradients.

The first tests highlight the importance of individual chemical abundances tracking and its influence on gas cooling, and also on star formation and chemical enrichment histories. Furthermore, with our two-phased ISM model, we can reproduce a three-media ISM matching the observations. The slope of the cluster initial mass function is also close to observations. Finally, our new chemodynamical code allows us to study the different physical processes leading to the evolution of galaxies on both dynamical and chemical points of view.

Keywords : galaxies: evolution, ISM, spiral, dwarf — ISM: evolution, abundances — method: N-body simulations, hydrodynamics, chemodynamics
