Évolution cosmologique des propriétés physiques des galaxies

Fabrice Lamareille

▶ **To cite this version:**

Fabrice Lamareille. Évolution cosmologique des propriétés physiques des galaxies. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. NNT : . tel-00090655

HAL Id: tel-00090655
https://theses.hal.science/tel-00090655

Submitted on 1 Sep 2006

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

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

UNIVERSITÉ TOULOUSE III – PAUL SABATIER

U.F.R. PHYSIQUE CHIMIE AUTOMATIQUE

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III (SCIENCES)

Discipline : Astrophysique - physique des galaxies

par

Fabrice LAMAREILLE

Évolution cosmologique des propriétés physiques des galaxies.

Soutenue le 20 juillet 2006 devant le Jury :

Pr P. Von Ballmoos	Président
Dr P. Jablonka	Examinateur
Dr O. Le Fèvre	Examinateur
Dr F. Combes	Rapporteur
Pr J. Gallego	Rapporteur
Dr T. Contini	Directeur de thèse

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et de Tarbes – UMR 5572
Observatoire Midi-Pyrénées
14 avenue Édouard Belin
31400 Toulouse – FRANCE

À mamie Ginette.

Remerciements

Je tiens à remercier en tout premier lieu mon directeur de thèse, THIERRY CONTINI, pour m'avoir proposé ce sujet passionant, après m'avoir déjà supporté à deux reprises en stages de maîtrise et de DEA. Je tiens à saluer tout particulièrement son implication constante dans tous mes projets de recherche, sa disponibilité, ses bons conseils et bien sûr son soutient sans faille sans lesquels rien n'aurait été possible. Je lui apporte toute ma reconnaissance.

Je remercie aussi tout particulièrement EMMANUEL DAVOUST pour avoir été le premier à m'accueillir au sein du laboratoire, en plein mois d'août 2001, pour rechercher des étoiles variables sur les plaques photographiques centenaires de la "Carte du Ciel", travail qui me vaudra mon premier article dans la revue "Astronomy & Astrophysics". Je remercie avant tout Emmanuel pour ses nombreux conseils prodigués tout au long de mon parcour initiatique, ainsi que pour la confiance qu'il m'a accordé en me permettant à trois reprises d'animer des conférences grand public dans le cadre de "l'Université du temps libre".

Je remercie ROSER PELLÓ et JEAN-FRANÇOIS LE BORGNE, de l'équipe "Galaxies", et HERVÉ CARFANTAN de l'équipe "Signal" qui ont toujours répondu présents à mes nombreuses sollicitations tout au long de ma thèse, avec une pensée plus particulière pour Roser dont les cours de "physique des galaxies" en maîtrise ont été à la base de mon intérêt pour ce domaine de l'astrophysique.

Je remercie STÉPHANE CHARLOT pour son très bon accueil au Max Planck Insitut für Astrophysik de Garching, et pour tout ce qu'il a apporté à mon travail de thèse. Je remercie aussi JARLE BRINCHMANN avec qui j'ai beaucoup de plaisir à travailler, MUSTAPHA MOUHCINE pour sa collaboration fructueuse, et OLIVIER LE FÈVRE qui a toute mon admiration pour son parcours et sa détermination à mener à bien le projet VVDS. Je pense aussi très fort à *tous* les membres du projet VVDS qui m'ont tous beaucoup apporté, aussi bien en amitié qu'en travail, et que je ne citerai un à un pour ne pas manquer de place ici. Je donne quand même une mention spéciale à MARIE LEMOINE BUSSEROLE pour son extraordinaire bonne humeur et son amitié. Je remercie ISABELLE GAVIGNAUD pour m'avoir permis de partir observer au VLT. Je remercie finalement GIANNI ZAMORANI pour m'avoir offert un post-doc après cette thèse et au contact de qui j'espère apprendre beaucoup.

J'adresse un merci tout particulier à SYLVIE ROQUES, directrice du laboratoire, ainsi qu'à SYLVIE VAUCLAIR, qui a été ma tutrice de monitorat, pour leur soutient et leur confiance qui m'ont beaucoup touchés. Je remercie aussi Sylvie V. pour nos discussions et ses conseils au sujet de mon avenir après la thèse, mais aussi pour avoir été celle qui m'a, sans le savoir, donné envie de faire de l'astronomie lorsque

j'étais plus jeune à travers ses interventions télévisées avec son collègue HUBERT REEVES.

Je n'oublie pas JOSIANE JOBARD, ÉRIC BRUNE, DOMINIQUE LULLIER et ANNE-MARIE COUSIN, de l'équipe administrative, et CATHY MENDIBOURE FLYE SAINTE MARIE et PHILIPPE SASSIM, de l'équipe informatique, pour leur accueil très chaleureux et leur aide. Je salue aussi PHILIPPE SABY, FRÉDÉRIC SOULIER et NICOLAS PÉREZ, qui forment la nouvelle équipe informatique depuis que j'ai commencé ma thèse, et qui m'ont été d'un très grand secours à de nombreuses reprises .

Je remercie ANA GOMEZ, directrice du DEA "Dynamique des systèmes gravitationnels" de l'Observatoire de Paris, pour son travail remarquable qui a contribué à faire de cette année de DEA mon meilleur souvenir d'études. Je remercie tous les professeurs de l'Observatoire de Paris, de Meudon et de l'Institut d'Astrophysique de Paris pour leurs cours passionnants. Mais je remercie aussi et surtout *tous* les élèves de ma promotion pour les très bons moments passés ensemble.

Je remercie aussi tous les professeurs de l'Université Paul Sabatier, dont certains ont su me donner une très bonne image du métier d'enseignant-chercheur. Je n'oublie pas mes professeurs de physique du lycée St-Sernin, qui m'ont donné le goût de l'expérimentation et de l'esprit scientifique. Je salue notamment MME BÉGUET pour son rôle particulier.

Je remercie les enseignants de l'Université Paul Sabatier qui m'ont confié des séances de travaux pratiques, et plus particulièrement MICHEL NÈGRE et PIERRE JEAN.

Je remercie mes camarades du laboratoire, dont les deux premiers sont de véritables amis, pour leur compagnie, leur amitié, leur bonne humeur, leur aide, tout simplement pour l'ambiance agréable : MARION TKACZUK, RUBEN TKACZUK, JOHAN RICHARD, DENIS SERRE, CINDY COUDERC, ANGELA BONGIORNO, LUIS FERRAMACHO, MATHILDE TREGUER, FLORENCE IENNA, CHRISTOPHE LEROY et tous les autres.

Je remercie aussi mes amis internationaux du Max Planck Insitut für Astrophysik de Garching sans qui mon séjour à Munich n'aurait pas été aussi enrichissant : ARY RODRIGUEZ, MARTIN TOPINKA, ANALIA SMITH et JORGE CUADRA.

Je salue mes tous premiers élèves : BÉRENGÈRE ARGENCE, élève de master, COLIN BELLONE, élève de troisième, et ARIANE SALVANS et JOHANNA MEY, élèves de première, à qui je souhaite de réussir tout ce qu'ils entreprendront.

Je remercie mes parents et toute ma famille pour leurs encouragements.

Je remercie mes amis pour leur amitié et leur soutient : ROMAIN CÉOLATO, CHRISTOPHE FARGES, THIBAULT GUÉRAÇAGUE, MOHAMED RACHED, WILFRID FAILLY, CÉCILE BOREL et CÉLINE MERLHE.

Pour finir en beauté je remercie ANISS GAAYA pour son amour, pour m'avoir donné la motivation d'entreprendre cette thèse et de tout faire pour réussir dans ce métier que j'aime, et pour m'avoir supporté tout au long de ses trois ans malgré les difficultés.

Table des matières

1 Introduction générale **15**

I Problématique scientifique **17**

2 Galaxies et populations d'étoiles **21**
2.1 Les étoiles 22
2.1.1 Propriétés physiques des étoiles 22
2.1.2 Le diagramme "HR" 23
2.2 Les galaxies 27
2.2.1 Le gaz interstellaire 28
2.2.2 Propriétés physiques et types morphologiques 31
2.3 La synthèse de populations d'étoiles 33
2.3.1 Les fonctions de synthèse de population 34
2.3.2 Le problème inverse 36

3 Observer les propriétés spectrophotométriques des galaxies **41**
3.1 La photométrie 42
3.1.1 Principe 42
3.1.2 La "Répartition Spectrale d'Énergie" 45
3.2 La spectroscopie 48
3.2.1 Principe 48
3.2.2 Les signatures spectrales 52
3.3 L'étude spectrophotométrique 57
3.3.1 Le "décalage spectral" (ou "redshift") 57
3.3.2 Calcul d'une luminosité absolue 63
3.3.3 Autres propriétés spectrophotométriques 67

4 Étudier la formation et l'évolution des galaxies **73**
4.1 Les modèles de formation et d'évolution des galaxies 74
4.1.1 L'assemblage de la masse stellaire 74
4.1.2 Le modèle hiérarchique 77
4.2 Les outils statistiques 79
4.2.1 Fonction de sélection et complétude 80
4.2.2 Les relations d'échelles 83

II Données et outils **89**

5 Observations **93**
5.1 L'Univers local . . . 94
5.1.1 Le grand relevé "2dFGRS" . . . 94
5.1.2 Le grand relevé "SDSS" . . . 94
5.2 L'Univers distant . . . 95
5.2.1 L'échantillon "LCL05" . . . 95
5.2.2 Le grand relevé "VVDS" . . . 95

6 Outils d'analyse pour les grands échantillons **97**
6.1 Mesure automatique des signatures spectrales . . . 98
6.1.1 Adaptation du logiciel "platefit" . . . 98
6.1.2 Contrôle des résultats . . . 105
6.2 Détermination des propriétés physiques des galaxies à partir de la composante stellaire . . . 116
6.2.1 L'optimisation "bayésienne" . . . 118
6.2.2 Estimation des paramètres . . . 122

III Analyse des résultats **131**

7 L'Univers local **135**
7.1 Classification spectrale . . . 136
7.1.1 Sélection de l'échantillon . . . 136
7.1.2 Nouvelles calibrations . . . 140
7.2 La relation luminosité-métallicité . . . 147
7.2.1 Métallicités . . . 147
7.2.2 Résultats . . . 152
7.3 Le taux de formation d'étoiles . . . 155
7.3.1 Calibrations du taux de formation d'étoiles . . . 157
7.3.2 Dépendance en fonction de la métallicité du gaz . . . 161

8 L'Univers distant **167**
8.1 La relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédiaire . . . 168
8.1.1 Analyse préliminaire des données . . . 168
8.1.2 Résultats . . . 175
8.2 Évolution de la relation masse-métallicité . . . 182
8.2.1 Sélection de l'échantillon . . . 183
8.2.2 La relation masse-métallicité . . . 187

9 Conclusions et perspectives **195**

Bibliographie **201**

IV Annexes **209**

A Les unités de mesure **211**
A.1 Les unités du système international . . . 211
A.2 La notation scientifique . . . 211
A.3 Unités utilisées en astrophysique . . . 212
A.4 Les constantes fondamentales . . . 212

B Lexique des termes anglo-saxons **213**

C Le spectre de l'atome d'hydrogène **215**

D Calculs sur les fonctions de répartition discrètes **217**

E Articles liés à ce travail de thèse **221**
E.1 Lamareille et al. 2004 221
E.2 Lamareille et al. 2006a 233
E.3 Lamareille et al. 2006b 248

Table des figures

2.1 Courbes théoriques de corps noirs. 24
2.2 Diagramme HR synthétique d'une population d'étoiles. 25
2.3 Exemples d'étoiles en phase terminale. 27
2.4 Exemples de galaxies. 32
2.5 Dégénérescence âge-métallicité-poussière 39

3.1 Principe du capteur CCD. 43
3.2 Exemples de courbes de réponses de filtres. 44
3.3 Principe du spectre à deux dimensions. 50
3.4 Profil gaussien d'une raie d'émission. 55
3.5 Illustration du décalage spectral. 58
3.6 Différentes définition de la distance des galaxies. 61
3.7 Mesure du décalage spectral d'une galaxie. 62
3.8 Mesure du décalage spectral photométrique d'une galaxie. 63

4.1 Exemples de galaxies en intéraction avec le milieu extérieur. 76
4.2 Réduction de masse caractéristique dans le VVDS. 78
4.3 Fonction de masse du relevé VVDS. 82

5.1 Distribution des décalages spectraux de l'échantillon LCL05. 96

6.1 Ajustement de la composante stellaire avec le logiciel "platefit". 101
6.2 Ajustement des raies d'émission avec le logiciel "platefit". 103
6.3 Mesure des indices d'absorption avec le logiciel "platefit". 105
6.4 Résidus du logiciel "platefit". 107
6.5 Comparaison des mesures manuelles des raies d'émission avec le logiciel "platefit". 108
6.6 Comparaison des mesures manuelles des raies d'émission avec le logiciel "platefit". 109
6.7 Comparaison des mesures manuelles des raies d'émission avec le logiciel "platefit". 110
6.8 Utilisation du logiciel "platefit" sur des spectres à basse résolution. . . . 112
6.9 Comparaison de la mesure des raies d'émission avec le logiciel "platefit" en fonction de la résolution. 113
6.10 Comparaison de la mesure des raies d'émission avec le logiciel "platefit" en fonction de la résolution. 114
6.11 Mesure des indices d'absorption sur les spectres à basse résolution. . . 115

6.12 Simulations des spectres du relevé VVDS et mesures avec “platefit”. . . 117
6.13 Exemples d’ajustement des répartitions spectrales d’énergie avec le VVDS. 121
6.14 Moyenne et médiane d’une distribution de probabilités. 126
6.15 Ajustement d’une répartition spectrale d’énergie moyenne à une population de galaxies. 128

7.1 Largeurs à mi-hauteur des raies d’émission du 2dFGRS. 137
7.2 Classification spectrale “rouge” des galaxies du 2dFGRS. 139
7.3 Absorption de Balmer de la raie Hβ dans le 2dFGRS. 141
7.4 Classification spectrale “bleue” des galaxies du 2dFGRS. 142
7.5 Calcul des rapports de raies de l’échantillon LCL05 avec ou sans correction de l’extinction interstellaire. 143
7.6 Classifications intermédiaires des galaxies du 2dFGRS. 145
7.7 Calibration semi-empirique de la métallicité avec les paramètres R_{23} et O_{32}. 149
7.8 Relation entre les deux raies de [OIII] dans le 2dFGRS. 150
7.9 Levée de la dégénérescence de l’oxygène dans le 2dFGRS. 151
7.10 La relation luminosité-métallicité déterminée à partir du 2dFGRS. 153
7.11 Relation entre masse-métallicité du SDSS. 155
7.12 Relation entre le taux de formation d’étoiles et la luminosité Hα. 159
7.13 Relation entre le taux de formation d’étoiles et la luminosité [OII]λ3727. 160
7.14 Relation entre le rapport $R\alpha_2$ et la métallicité. 162
7.15 Relation entre les paramètres $R_{\alpha 2}$ et R_2 163
7.16 Comparaison entre les taux de formation d’étoiles de référence et la calibration R_2. 164

8.1 Répartition des couleurs des galaxies LCL05. 169
8.2 Classifications spectrales des galaxies LCL05. 170
8.3 Levée de la dégénérescence de l’abondance en oxygène avec le diagnostique L et les galaxies LCL05. 172
8.4 Calcul des métallicités des galaxies LCL05 avec la méthode CL01. 174
8.5 Comparaison des estimations des métallicités des galaxies LCL05. . . . 175
8.6 Relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05. 176
8.7 Effets de sélection en magnitude et métallicité des galaxies LCL05. . . . 177
8.8 Relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05 avec d’autres échantillons. 178
8.9 Ajustement épais de la relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05. 179
8.10 Évolution en fonction du décalage spectral de la relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05. 180
8.11 Classifications spectrales des galaxies VVDS. 184
8.12 Sélection d’un échantillon limité en volume avec le VVDS. 185
8.13 Recalibration des estimateurs de métallicité à l’aide du SDSS. 186
8.14 Relation masse-métallicité des galaxies du VVDS. 188
8.15 Relation masse-métallicité des galaxies du VVDS. 189
8.16 Relation masse-métallicité des galaxies du VVDS. 190
8.17 Relation entre masse stellaire et taux de formation d’étoiles pour les galaxies VVDS. 193
8.18 Relation entre masse stellaire et taux de formation d’étoiles spécifique pour les galaxies VVDS. 194

D.1 Calcul de la médiane et de l’intervalle de confiance. 218

Liste des tableaux

3.1 Caractéristiques de quelques filtres courants. 44
3.2 Conversion entre le système AB et le système Véga pour quelques filtres courants. 47
3.3 Longueurs d'ondes des signatures spectrales d'une galaxie. 61

6.1 Définitions de quelques indices. 106
6.2 Facteurs correctifs du rapport signal sur bruit avec "platefit" dans le VVDS. 116
6.3 Erreurs photométriques dans le VVDS. 119

7.1 Taux de succès de la classification "bleue" sur les galaxies du 2dFGRS. 144
7.2 Contamination de la classification "bleue" sur les galaxies du 2dFGRS. . 145
7.3 Taux de succès des classifications Hα et Hβ sur les galaxies du 2dFGRS. 146
7.4 Contamination de la classification Hβ sur le 2dFGRS. 147

8.1 Évolution en fonction du décalage spectral de la relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05. 181
8.2 Évolution de la métallicité moyenne des galaxies LCL05 en fonction du décalage spectral. 182
8.3 Évolution en fonction du décalage spectral de la relation masse-métallicité des galaxies VVDS. 187
8.4 Évolution en fonction du décalage spectral de la relation masse-métallicité médiane des galaxies VVDS. 191
8.5 Évolution en fonction du décalage spectral du taux de formation d'étoiles spécifique des galaxies VVDS. 194

CHAPITRE 1

Introduction générale

Les atomes sont les briques de la matière, les cellules sont les briques du vivant, les étoiles sont les briques des galaxies, et les galaxies sont les briques de l'Univers à grande échelle. Pratiquement au sommet des échelles de la nature, les galaxies sont donc sans aucun doute les objets les plus complexes de notre Univers. Les galaxies n'ont pas de nature solide et sont liées par la gravitation. Ainsi chacun des éléments qui constitue le système peut vivre et évoluer indépendamment des autres. En particulier les distances entre les étoiles sont si grandes que leurs intéractions sont anecdotiques, même si elles tournent toutes collectivement autour du centre de masse de la galaxie.

Depuis quelques années, l'étude de la formation et de l'évolution des galaxies est une thématique en pleine effervescence. L'arrivée des nouveaux télescopes de grands diamètres, équipés d'instruments performants permettant d'observer simultanément un grand nombre de galaxies lointaines, donne une opportunité nouvelle d'étudier les propriétés physiques des galaxies sur des échelles de temps cosmologiques. Au même moment, plusieurs centaines de milliers de galaxies proches ont été observées dans le cadre de deux grands relevés. Ces données, désormais publiques, peuvent être utilisées pour établir un grand nombre de relations de références entre les propriétés physiques des galaxies. Ces références pourront être ensuite comparées aux observations des galaxies lointaines, donc ayant émis leur lumière à une époque où l'Univers était plus jeune.

Ce travail de thèse est très clairement orienté vers l'observation, plutôt que vers la théorie ou la simulation qui sont les deux autres techniques de base de la recherche en physique des galaxies. Notre équipe est très fortement impliquée dans un grand relevé en cours portant sur les galaxies lointaines, et une part importante de ce travail de thèse aura consisté à développer ou à adapter les outils et les méthodes pour analyser, en un temps raisonnable, les propriétés d'un grand nombre de galaxies. L'autre partie de ce travail de thèse aura consisté au début de l'exploitation de ces données, afin de donner notre vision de l'évolution des propriétés physiques des galaxies.

Dans une première partie, nous donnerons un panorama de la thématique scientifique : propriétés physiques des galaxies, méthodes d'observations et modèles de formation et d'évolution des galaxies. Puis nous décrirons, dans une deuxième partie, les données à notre disposition et les outils que nous avons adaptés ou développés pour les analyser. Finalement, la troisième partie présentera nos premiers résultats et nos conclusions sur l'évolution des galaxies.

Première partie

Problématique scientifique

Introduction

Le but de cette première partie est de présenter un panorama général des thèmes et des différentes notions physiques qui seront abordés dans cette thèse.

Le chapitre 2 présente le contexte scientifique : les galaxies et les étoiles qui les composent. Le chapitre 3 présente les techniques d'observations auxquelles nous ferons appel : la photométrie et la spectroscopie. Enfin nous présentons dans le chapitre 4 les questions sur la formation et l'évolution des galaxies auxquelles cette thèse tentera de répondre.

CHAPITRE 2

Galaxies et populations d'étoiles

Sommaire

2.1 Les étoiles 22
2.1.1 Propriétés physiques des étoiles 22
2.1.2 Le diagramme "HR" 23
2.1.2.1 La séquence principale 24
2.1.2.2 Les géantes rouges 26
2.1.2.3 Les cadavres stellaires 26
2.2 Les galaxies 27
2.2.1 Le gaz interstellaire 28
2.2.1.1 La métallicité 28
2.2.1.2 Les différents états du gaz interstellaire 28
2.2.1.3 Les poussières 30
2.2.2 Propriétés physiques et types morphologiques 31
2.2.2.1 Les galaxies irrégulières 31
2.2.2.2 Les galaxies spirales 31
2.2.2.3 Les galaxies elliptiques 32
2.3 La synthèse de populations d'étoiles 33
2.3.1 Les fonctions de synthèse de population 34
2.3.1.1 Le taux de formation d'étoiles 34
2.3.1.2 La fonction de masse initiale 35
2.3.1.3 La fonction de métallicité 35
2.3.2 Le problème inverse 36
2.3.2.1 Les méthodes analytiques 37
2.3.2.2 Les méthodes numériques 37
2.3.2.3 La dégénérescence âge-métallicité-poussière 38

2.1 Les étoiles

Les étoiles sont les briques élémentaires de l'Univers. De la Terre aux plus grandes structures de l'Univers, la lumière qu'elles produisent constitue le vecteur essentiel grâce auquel nous observons le monde qui nous entoure.

Avant de parler des galaxies, ces immenses agglomérations d'étoiles, il est donc essentiel de bien comprendre la physique élémentaire des étoiles.

2.1.1 Propriétés physiques des étoiles

Une étoile est une boule de plasma, au centre de laquelle se produisent des réactions de fusion nucléaire. Ces réactions sont rendues possibles par la forte température (de plusieurs dizaines de millions à plusieurs milliards de degrés) et la haute pression (plusieurs millions d'atmosphères) qui y règnent. Les étoiles sont constituées d'environ 70% d'hydrogène et 30% d'hélium, ainsi que de petites quantités de métaux[1]. Les réactions nucléaires qui se produisent en leur coeur ont pour finalité la fusion de l'hydrogène en hélium, mais elles font aussi intervenir des produits intermédiaires comme le deutérium, le béryllium, ou même le carbone, l'azote et l'oxygène pour les étoiles les plus chaudes.

La première propriété physique d'une étoile est sa *masse*, c'est-à-dire la quantité de gaz qu'elle a accrété au moment de sa formation. C'est la masse d'une étoile qui détermine l'ensemble de ses propriétés physiques par un ensemble de relations faisant appel à des notions physiques relativement simples :

- La *température* et la *pression* du coeur de l'étoile sont dues à la pression gravitationnelle excercée par les couches externes, donc à la masse de l'étoile.
- De ces deux paramètres découle directement la quantité d'énergie produite par fusion nucléaire, donc la *luminosité* de l'étoile car l'essentiel de cette énergie est évacuée sous forme de lumière (une petite partie s'échappe sous forme de neutrinos). En moyenne la relation entre la luminosité L et la masse M d'une étoile s'écrit[2] :

$$L \propto M^3 \tag{2.1}$$

- Le *rayon* de l'étoile est déterminé par l'équilibre entre les forces de pression gravitationelle centripètes et les forces de pression radiative centrifuges. Ces dernières sont produites par la propagation de l'énergie produite au centre vers les couches extérieures. En moyenne la relation entre le rayon R et la masse M d'un étoile s'écrit :

$$R \propto \sqrt{M} \tag{2.2}$$

- La *température de surface* (ou *température effective*) est reliée à la luminosité et au rayon de l'étoile. Ainsi une étoile plus lumineuse aura une surface plus chaude, mais une étoile plus grosse aura aussi une surface plus froide car la même quantité d'énergie sera d'autant plus diluée. La relation entre la température de surface $T_{\rm e}$, le rayon R et la luminosité L d'une étoile s'écrit :

$$\boxed{T_{\rm e}^4 \propto \frac{L}{4\pi R^2}} \tag{2.3}$$

[1] En astrophysique, on désigne couramment par le terme "métaux" tous les éléments chimiques plus lourds que l'hélium.

[2] Notons que toutes les relations de proportionnalité entre les paramètres physiques des étoiles peuvent être transformées en égalités si on utilise les unités solaires (par exemple la luminosité solaire $L_\odot$ ou la masse solaire $M_\odot$, voir l'annexe A)

Cette relation, aussi appelée “relation du corps noir”, s’applique à tous les corps en équilibre thermique (à condition de remplacer le terme $4\pi R^2$ par la surface du corps émetteur). Contrairement aux deux relations précédentes, il ne s’agit pas d’une relation moyenne valable sur un échantillon statistique mais d’une relation exacte dictée par les lois fondamentales de la physique. La constante de proportionnalité est la constante de Stefan σ (voir l’annexe A).
Notons qu’il est possible de réunir les relations 2.1, 2.2 et 2.3 pour obtenir la relation moyenne entre la température de surface et la masse M d’une étoile :

$$T_{\mathrm{e}} \propto \sqrt{M} \tag{2.4}$$

– La *couleur* d’une étoile est directement reliée à sa température de surface par la loi du corps noir. Cette loi dit qu’un corps plus chaud, en plus d’être globalement plus lumineux qu’un corps froid, émet l’essentiel de son énergie dans des longueurs d’onde plus courtes donc plus énergétiques. La figure 2.1 montre la “courbe de corps noir” de plusieurs étoiles à différentes températures. L’équation de cette courbe est donnée par la “loi de Planck”, qui relie la luminance monochromatique[3] $L_\lambda(\lambda)$ à la longueur d’onde λ de la lumière émise et la température de surface T_{e} du corps noir (h, c et k sont des constantes fondamentales, cf annexe A) :

$$L_\lambda(\lambda) = \frac{2hc^2\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} \tag{2.5}$$

La relation entre la longueur d’onde du maximum d’émission λ_{m} et la température de surface d’une étoile est dictée par la “loi de Wien” (voir l’annexe A). Cette loi nous dit que les étoiles les plus chaudes sont bleues, que les étoiles les plus froides sont rouges, et que les étoiles de température intermédiaire comme le Soleil (environ $5800\,\mathrm{K}$) sont blanches car elles émettent sensiblement autant de lumière dans tout le domaine visible, même si le maximum d’émission est situé dans le vert[4].

– Finalement la *durée de vie* d’une étoile est aussi directement déterminée par sa masse. En effet les réactions de fusion nucléaire consistent à convertir la masse en énergie. Les étoiles les plus massives ont donc plus de carburant, mais il ne faut pas oublier la relation 2.1 qui nous dit que la puissance des réactions nucléaires est proportionnelle au cube de la masse. Finalement les étoiles plus massives vivent donc moins longtemps car elles brûlent plus vite leurs réserves d’énergie. La relation moyenne entre la durée de vie τ et la masse M d’une étoile s’écrit :

$$\boxed{\tau \propto \frac{1}{M^2}} \tag{2.6}$$

La durée de vie du Soleil est d’environ 10 milliards d’années.

2.1.2 Le diagramme “HR”

À partir des relations entre les paramètres physiques des étoiles énoncées ci-dessus, il est possible d’établir deux relations simples entre la couleur d’une étoile et ses propriétés :

[3] La luminance monochromatique correspond à la puissance lumineuse émise par unité de surface, par unité d’angle solide et par unité de longueur d’onde.

[4] Le domaine de la lumière visible s’étend de $400\,\mathrm{nm}$ (violet) à $700\,\mathrm{nm}$ (rouge) de longueurs d’onde. Le vert se situe aux alentours de $550\,\mathrm{nm}$.

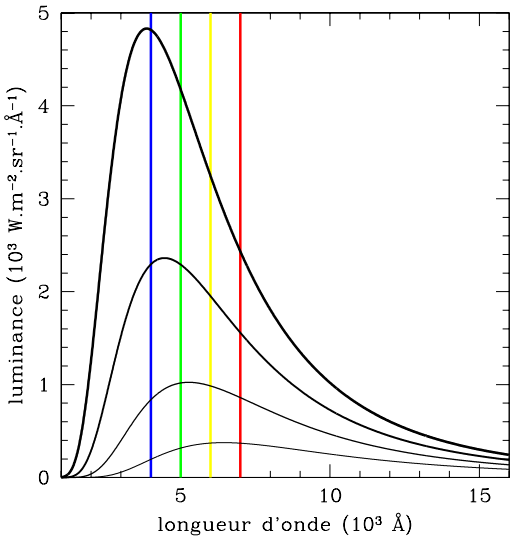


FIG. 2.1 – Courbes théoriques de corps noirs.
Cette figure représente la luminance monochromatique, donnée par la relation 2.5, d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde d'émission, et de la température : 4500 K, 5500 K, 6500 K et 7500 K de la courbe la plus fine à la plus épaisse. Les droites bleue, verte, jaune et rouge représentent la position approximative des couleurs correspondantes. Les domaines ultraviolet et infrarouge sont situés de part à d'autre.

- Les étoiles bleues sont les étoiles les plus chaudes, les plus lumineuses, les plus grosses, les plus massives, et celles qui ont la plus courte durée de vie. Il s'agit donc nécessairement d'étoiles jeunes.
- Les étoiles rouges sont les étoiles les plus froides, les moins lumineuses, les plus petites, les moins massives, et celles qui ont la plus longue durée de vie. Il s'agit donc plus souvent d'étoiles vieilles.

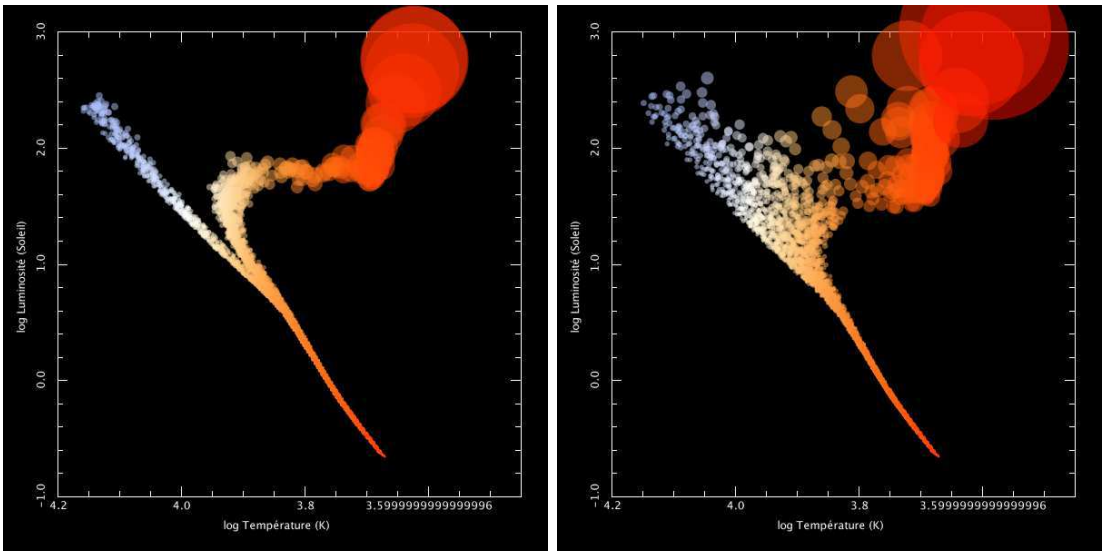
Par extension, ces deux points sont à la base de la relation entre la couleur et l'âge d'une galaxie, comme nous le verrons plus loin (voir la section 2.3).

2.1.2.1 La séquence principale

Il est aussi possible de résumer toutes les propriétés physiques des étoiles sur un seul diagramme. Le diagramme de Hertzsprung et Russell ou diagramme "HR" est l'outil principal de l'étude des étoiles. Il consiste à positionner les étoiles sur un graphique donnant leur luminosité en fonction de leur température, comme le montre la figure 2.2.

Traditionnellement, l'axe des températures est gradué en sens inverse : les étoiles chaudes sont à gauche et les froides à droite. La température peut être mesurée très facilement grâce à la loi de Wien. Notons enfin que la mesure de la luminosité d'une étoile suppose de connaître sa distance car la quantité de lumière reçue décroît avec le carré de cette dernière. Il existe plusieurs méthodes pour mesurer la distance des étoiles que nous ne détaillerons pas ici. Historiquement le diagramme HR était réalisé sans faire de mesure de distance, il reliait la classe de luminosité (I, II, III, IV, V) à la classe spectrale (des plus chaudes aux plus froides : O, B, A, F, G, K, M) des étoiles. Ces deux paramètres étaient déterminés directement à partir du spectre des étoiles (voir la section 3.2), grâce respectivement à la largeur des raies d'absorption puis au nombre et à l'intensité de ces dernières.

Le diagramme HR correspond en fait à la représentation graphique directe de la



(a) (b)

FIG. 2.2 – Diagramme HR synthétique d'une population d'étoiles.
Relation entre logarithme de la luminosité (en luminosités solaires) et logarithme de la température de surface (en kelvins) pour une population synthétique d'étoiles. Les couleurs des points sont représentatives des couleurs réelles des étoiles et leurs tailles respectives sont à l'échelles. Ce diagramme a été calculé à l'aide de la méthode développée à la section 2.3 et avec les modèles de Padova (Alongi et al., 1993; Bressan et al., 1993; Fagotto et al., 1994a,b; Girardi et al., 1996, 2000).
(a) Les âges moyens des étoiles présentent deux pics à 10 et à 565 millions d'années. La métallicité moyenne est la métallicité solaire.
(b) Les étoiles peuvent avoir n'importe quel âge inférieur à 1 milliards d'années.

loi du corps noir (cf relation 2.3). On y trouve les étoiles chaudes à gauche, les étoiles froides à droite, les étoiles géantes donc lumineuses en haut, et les étoiles naines donc peu lumineuses en bas. Étant donné que tous les paramètres physiques des étoiles sont déterminés par leur seule masse, on s'attend à retrouver toutes les étoiles sur une droite. L'équation reliant la luminosité L à la température de surface $T_{\rm e}$ est obtenue en réunissant les relations 2.1 et 2.4 :

$$L \propto T_{\rm e}^{6} \tag{2.7}$$

Cette droite, bien visible sur la figure 2.2(a), est appelée la "séquence principale". Sur la séquence principale, la masse des étoiles augmente vers le coin supérieur-gauche et leur durée de vie vers le coin inférieur-droit. La dispersion observée autour de cette droite théorique est due à l'effet de la métallicité[5] sur la luminosité des étoiles. En effet, les étoiles plus métalliques sont moins lumineuses à températures de surface égales. À cela il faut ajouter l'augmentation de la luminosité, à masses égales, pour des étoiles de plus en plus vieilles. Ces deux effets d'âge et de métallicité seront d'une grande importance dans la suite de cette thèse pour l'étude des propriétés physiques des galaxies.

2.1.2.2 Les géantes rouges

Dans une galaxie normale, constituée d'étoiles d'âges divers, environ 80% des étoiles appartiennent à la séquence principale. Cette observation n'est que la conséquence statistique du fait que chaque étoile passe environ 80% de sa vie dans la séquence principale.

Lorsque tout l'hydrogène disponible au coeur de l'étoile a été transformé en hélium, celle-ci entre dans une nouvelle phase où les relations décrites dans la section 2.1.1 ne s'appliquent plus (à l'exception de la loi universelle du corps noir). Durant cette nouvelle phase, le coeur d'hélium se contracte en libérant une grande quantité d'énergie gravitationnelle et de nouvelles réactions de fusion de l'hydrogène s'amorcent sur les couches périphériques.

Cet apport en énergie a pour conséquence une dilatation des couches externes. L'étoile devient une géante et, en conséquence, sa luminosité augmente et sa température de surface diminue, d'où sa couleur rouge. Les géantes rouges sont donc situées dans le coin supérieur droit du diagramme HR (voir la figure 2.2). Notons que les géantes rouges se subdivisent en plusieurs catégories en fonction des réactions nucléaires qui se produisent en leur coeur et de leur position sur le diagramme HR. Une géante rouge au coeur de laquelle l'hélium est transformé en carbone appartient à la "branche horizontale". Puis, si l'étoile est suffisamment massive, la fusion des éléments plus lourds que l'hélium s'amorce successivement. Elle passe alors dans la "branche asymptotique des géantes".

Les étoiles de la "branche asymptotique des géantes" posent actuellement certains problèmes pour leur modélisation. Cela peut s'avérer crucial pour l'étude de certaines galaxies d'âge intermédiaire dont la lumière est dominée par ces géantes rouges très lumineuses (Charlot et al., 1996; Yi, 2003; Maraston, 2005).

2.1.2.3 Les cadavres stellaires

Lorsque les conditions de température et de pression au coeur d'un étoile ne sont plus suffisantes pour amorcer la fusion des éléments lourds qu'il contient, cette étoile

[5]La métallicité d'une étoile est le rapport entre la quantité d'éléments lourds et la quantité d'éléments légers (hydrogène et hélium) qu'elle contient.

meurt. Libéré de la pression de radiation, le coeur se contracte sous la seule influence de la gravité tandis que les couches extérieures sont éjectées. Selon la masse de l'étoile, cette phase peut être plus ou moins violente et aller de la simple libération des couches externes sous forme de nébuleuse planétaire à une explosion en supernova (voir la figure 2.3).

(a) M57 (b) M1

FIG. 2.3 – Exemples d'étoiles en phase terminale.
Images réalisées lors d'un stage à l'Observatoire de Haute-Provence.
(a) Nébuleuse planétaire produite par l'éjection lente des couches externes de la géante rouge.
(b) Résidus de l'explosion d'une étoile en supernova.

Toujours selon la masse de l'étoile, le cadavre de l'étoile résultant de la contraction de son coeur peut prendre plusieurs formes. Pour les étoiles de masse inférieure ou égale à celle du Soleil, la contraction est stoppée par la répulsion électromagnétique entre les protons et les électrons. Le cadavre de l'étoile prend la forme d'un objet très compact (d'une taille équivalente à celle de la Terre) appelé "naine blanche". Les naines blanches occupent le coin inférieur gauche du diagramme HR à cause de leur faible luminosité due à leur petite taille, combinée à une forte température de surface provenant de la grande quantité d'énergie gravitationnelle libérée lors de la contraction.

Pour les étoiles les plus massives, protons et électrons fusionnent sous forme de neutrons. Le cadavre stellaire associé, de quelques kilomètres de diamètre, est une "étoile à neutron" ou un "pulsar" lorsqu'il possède une importante vitesse de rotation.

De par leur faible luminosité, les cadavres stellaires présentent peu d'intérêt pour l'étude des galaxies. Au contraire, les processus de "nébuleuses planétaires" ou de "supernovae" jouent un rôle très important dans l'évolution du milieu interstellaire en contribuant à son enrichissement en métaux, comme nous le verrons plus loin.

2.2 Les galaxies

Les galaxies, objets d'étude de cette thèse, sont des objets autogravitants dont la masse varie de plusieurs centaines de milliers à plusieurs milliards de fois la masse du Soleil. Un objet autogravitant est un objet non solide dont l'équilibre est assuré

par l'opposition entre son propre poids, qui le pousse à s'effondrer, et le mouvement de rotation de ses éléments. Le système solaire, les galaxies et les amas de galaxies sont des exemples d'objets autogravitants, au contraire des étoiles ou des planètes dont l'équilibre est assuré par l'opposition entre la force de gravité et la force électromagnétique.

Les galaxies sont avant tout composées d'étoiles, ces dernières produisant l'essentiel de la lumière. Mais, dans certains cas, une part non négligeable de la masse des galaxies se trouve dans une autre composante : le gaz interstellaire. Comme nous allons le voir dans cette section, la quantité et le type de gaz interstellaire présent varient beaucoup d'un type de galaxie à un autre. Signalons aussi les poussières interstellaires, dont la masse est négligeable, mais qui peuvent jouer un rôle très important dans les propriétés de la lumière émise par une galaxie.

Notons enfin l'existence d'objets ou de particules pas ou peu lumineux (planètes, trous noirs, neutrinos, etc...) dont la masse peut parfois contribuer de manière significative à la masse totale de la galaxie.

2.2.1 Le gaz interstellaire

Tout comme les étoiles, qui se forment à partir de celui-ci, le gaz interstellaire est composé d'environ 70% d'hydrogène, 30% d'hélium, et de petites quantités de métaux.

2.2.1.1 La métallicité

Cette composition est commune à toutes les galaxies de l'Univers car elle a été fixée une bonne fois pour toute au moment du Big-Bang (voir la section 3.3.1), lorsque l'Univers était assez dense pour être le siège de réactions de fusion nucléaire. Notons que l'hélium fabriqué au coeur des étoiles reste pour l'essentiel piégé dans les cadavres stellaires et ne modifie donc pas sensiblement la composition du milieu interstellaire. De même, une grande partie des métaux synthétisés durant la phase géante rouge restent piégés eux aussi. Mais, contrairement à l'hélium, la faible quantité de métaux éjectés en nébuleuse planétaire ou après une supernova est loin d'être négligeable devant la faible quantité de métaux déjà présents dans le milieu interstellaire (on parle de métallicité). Les étoiles ont donc une grande influence sur la métallicité du gaz interstellaire, mais aussi par extension sur celle des futures générations d'étoiles qui se formeront à partir de ce gaz.

2.2.1.2 Les différents états du gaz interstellaire

Le gaz interstellaire est présent dans les galaxies sous différents états physiques qui dépendent de trois paramètres : la température, la densité et l'environnement stellaire.

Le gaz moléculaire Ce type de gaz est présent dans les galaxies sous forme de nuages, les "nuages moléculaires". Ces nuages sont des systèmes autogravitants caractérisés par une faible température (une dizaine de degrés) et une densité (quelques milliers à quelques millions de particules par centimètre cube) suffisante pour permettre la formation de molécules. Ils sont majoritairement composés de dihydrogène (invisible), mais aussi d'hélium (à l'état atomique[6]) et de molécules formées à partir d'éléments plus lourds comme le monoxyde de carbone ou le cyanure par exemple.

[6]L'hélium est un gaz inerte qui ne participe pas à la formation de molécules.

Les nuages moléculaires se forment par effondrement d'une certaine quantité de gaz neutre (voir ci-dessous), sous l'effet d'une onde de densité comme l'explosion d'une supernova à proximité. Ils atteignent l'équilibre lorsque les forces d'inertie, dues au mouvement des particules qu'ils contiennent, deviennent suffisantes pour contrecarrer la gravité. Ils ne peuvent subsister que dans un environnement composé uniquement d'étoiles froides car le rayonnement ultraviolet des étoiles chaudes détruit les molécules.

Les nuages moléculaires sont le siège de la formation stellaire, ce qui est une conséquence de leur forte densité. En effet cette dernière favorise l'effondrement du gaz sous forme d'étoiles au gré des instabilités gravitationnelles. De plus, dans les galaxies où il est présent, le gaz moléculaire représente une fraction parfois majoritaire de la masse totale de gaz interstellaire. Ces deux observations font du gaz moléculaire une composante importante de l'évolution des galaxies.

Le gaz neutre La majorité de l'hydrogène dans l'Univers est disponible sous forme de gaz neutre, c'est-à-dire du gaz à l'état atomique aussi appelé "gaz HI". Le gaz neutre est présent aussi bien dans l'environnement intra- qu'intergalactique, où il se distribue uniformément avec des températures de quelques milliers de degrés et des densités de l'ordre du dizième d'atome par centimètre cube. Il se regroupe parfois sous la forme de nuages froids (une centaine de degrés) et légèrement plus denses (une dizaine d'atomes par centimètre cube). Tout comme le dihydrogène, l'hydrogène neutre est invisible à l'exception d'un faible rayonnement à 21cm de longueur d'onde (domaine radio) dû à une transition hyperfine[7].

Ce rayonnement est le plus souvent exploité pour connaître la masse de gaz présent dans une galaxie, ou encore la rotation de cette dernière grâce à l'effet Doppler[8]. Mis à part ces deux cas, qui ne seront pas abordés dans cette thèse faute d'observation dans le domaine radio, le gaz neutre ne présente que peu d'intérêt pour l'étude de l'évolution des galaxies. Notons tout de même que le gaz neutre absorbe tout le rayonnement ultraviolet à des longueurs d'onde plus courtes que $91\,\mathrm{nm}$, ce dernier le transformant en gaz ionisé (voir ci-dessous) s'il est suffisamment intense.

Le gaz ionisé Il est l'élément de base des différents travaux qui seront présentés dans cette thèse. Le gaz ionisé, aussi appelé "gaz HII" est constitué d'ions (des atomes ayant perdu un ou plusieurs électrons) et d'électrons libres. Il est caractérisé par une forte température (de plusieurs dizaines de milliers à plusieurs dizaines de millions de degrés) et de très faibles densités (de moins d'une à quelques particules par centimètre cube). On trouve du gaz ionisé dans le milieu interstellaire, mais les régions de gaz HII les plus extrêmes (très forte température et très faible densité) se situent dans le milieu intergalactique des amas et superamas de galaxies.

Les régions HII interstellaires, qui sont celles qui nous intéressent dans cette thèse, se forment à proximité des étoiles jeunes et chaudes dont le rayonnement a trois effets : il dissocie le gaz moléculaire et ionise le gaz neutre, il réchauffe le gaz, et finalement le disperse, ce qui rend difficile la recombinaison des ions et des électrons. Comme nous le verrons plus loin dans la section 3.2.2, la présence de rayonnement ionisant, la haute température et la faible densité des régions HII sont les trois éléments clés grâce auxquels ces régions émettent de grandes quantités de rayonnements qui les rendent facilement détectables.

[7] Les transitions hyperfine de l'atome d'hydrogène sous dues au couplage entre le moment magnétique des éléctrons et celui du noyau atomique.

[8] Dans un gaz en mouvement, l'effet Doppler modifie la longueur d'onde apparente du rayonnement émis proportionnellement à la vitesse du gaz.

Le gaz ionisé est principalement constitué de noyaux d'hydrogène mais aussi, en fonction de l'intensité de la source ionisante, d'hélium ionisé voir d'ions lourds. Dans le cas des éléments lourds, on peut observer plusieurs états d'ionisation en fonction du nombre d'électrons perdus, comme par exemple l'oxygène ionisé une fois (OII) ou l'oxygène ionisé deux fois (OIII).

Les régions HII sont intimement liées aux nuages moléculaires. En effet, les étoiles se forment au sein des nuages moléculaires et ce sont les étoiles jeunes qui génèrent les régions HII (rappelons que les étoiles chaudes susceptibles d'ioniser le gaz ont une durée de vie très courte). La formation d'étoiles au sein des nuages moléculaires est donc un frein naturel au développement de ces premiers. Les régions HII se forment par dissociation et ionisation du gaz moléculaire. Elles forment d'abord des sphères autour des étoiles chaudes puis, à mesure que le nombre d'étoiles augmente, ces sphères fusionnent jusqu'à la disparition totale du gaz moléculaire qui met fin au processus de formation stellaire.

Le phénomène d'amortissement rétroactif de la formation d'étoiles, par la transformation du gaz moléculaire en gaz ionisé, explique le fait que les étoiles jeunes soient regroupées en amas baignés dans de vastes régions HII où ont disparu toutes traces de formation stellaire. Mais ce phénomène est surtout d'une grande importance pour comprendre l'évolution des galaxies car il explique, comme nous le verrons plus loin, que le taux de formation d'étoiles dans les galaxies décroît toujours avec le temps (sauf en cas d'événement particulier comme la collision de deux galaxies), et ce d'autant plus vite que cette formation est intense à un moment donné.

2.2.1.3 Les poussières

Dans certaines conditions de basse température et de densité suffisante, les éléments lourds présents dans le gaz interstellaire peuvent se condenser à l'état solide. Il se forme alors des petits grains, au maximum de quelques microns de diamètre, qu'on appelle les poussières interstellaires. Les poussières sont formées dans l'atmosphère des géantes rouges ou directement dans les nuages moléculaires auxquels elles sont généralement associées. En effet les poussières sont détruites dans les même conditions que le gaz moléculaire, mais notons surtout l'effet primordial des poussières comme catalyseur de la formation de dihydrogène.

Lorsqu'elles sont présentes en quantité suffisante, les poussières jouent un rôle extrêmement important dans le bilan de la lumière émise par les galaxies, bien qu'ayant toujours une contribution négligeable à la masse du milieu interstellaire. En effet les poussières absorbent très fortement le rayonnement ultraviolet, mais aussi le rayonnement visible dans une moindre mesure et surtout dans le bleu. En contrepartie, l'énergie absorbée aux courtes longueurs d'onde est réémise sous forme de rayonnement infrarouge. Par conséquent, la poussière a pour effet de rougir la couleur des galaxies : on parle de "rougisemment interstellaire" (ou "reddening" en anglais). Cet effet très important doit être pris en compte pour l'étude des galaxies car il interfère avec la relation entre la couleur d'une galaxie et l'âge des étoiles qu'elle contient (voir la section 2.3.2).

De plus, la poussière peut jouer un rôle positif dans l'évolution des galaxies en rendant les nuages moléculaires opaques aux rayonnements ionisants, s'opposant ainsi à l'amortissement rétroactif de la formation d'étoiles. Signalons enfin l'effet de la poussière sur la métallicité du gaz interstellaire qui diminue avec la quantité de poussières, les métaux étant piégés sous forme de grains et non plus à l'état gazeux. Cet effet est bien sûr amoindri en fonction de la quantité d'hydrogène lui aussi piégé dans les grains de poussière (rappelons que la métallicité est le rapport entre la quantité d'éléments lourds et la quantité d'hydrogène).

2.2.2 Propriétés physiques et types morphologiques

Contrairement aux étoiles dont toutes les propriétés physiques, et même leur destin, sont déterminés par leur seule masse, les galaxies sont des objets beaucoup plus complexes. Les propriétés physiques des galaxies varient considérablement d'un objet à l'autre, même si elles peuvent sembler similaires au premier abord (même luminosité ou même couleur par exemple). Elles sont déterminées par leurs conditions de formation, mais aussi et surtout par leur évolution, elle-même conditionnée par leur histoire de formation stellaire et par leurs intéractions avec leur environnement.

Il existe cependant des corrélations entre les propriétés physiques des galaxies et leur forme, c'est-à-dire leur type morphologique.

2.2.2.1 Les galaxies irrégulières

Les galaxies irrégulières, comme leur nom l'indique, n'ont pas de forme ni de structure particulière. Elles ont souvent une faible masse (quelques centaines de millions de masses solaires) et une petite taille (quelques dizaines de milliers d'années-lumière). Elles sont caractérisées par une population d'étoiles jeunes et un taux de formation d'étoiles relativement élevé par rapport à leur masse. Leur lumière est donc dominée par les étoiles bleues, à courte durée de vie mais très lumineuses. Corrolaire de la formation stellaire, on y trouve aussi des nuages moléculaires géants juxtaposant de vastes régions HII. Elles sont aussi caractérisées par une faible métallicité mais sont parfois relativement riches en poussières.

Les galaxies irrégulières sont les galaxies les plus nombreuses dans l'Univers, mais elles sont pratiquement absentes des amas et superamas de galaxies. En effet les nombreuses intéractions entre galaxies au sein des amas font que les galaxies irrégulières sont rapidement absorbées par les galaxies plus massives.

2.2.2.2 Les galaxies spirales

Près de 80% de la masse stellaire de l'Univers en dehors des amas de galaxies est concentrée dans les galaxies spirales. La galaxie spirale est l'archétype de la galaxie massive avec une masse de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de milliards de masses solaires, et un diamètre de l'ordre de la centaine de milliers d'années-lumière. Notre propre galaxie, la Voie Lactée, est elle-même une galaxie spirale. Elles sont composées d'un disque en rotation de quelques milliers d'années-lumière d'épaisseur dans lequel se concentre l'essentiel de la masse stellaire, le gaz et les poussières. Le reste de la masse stellaire est située dans le bulbe central et dans le halo galactique (une composante sphérique très ténue dont le diamètre peut atteindre plusieurs fois celui du disque).

Les galaxies spirales sont le siège d'une formation stellaire active. Les étoiles du disque sont principalement des étoiles jeunes, ce qui confère leur couleur plutôt bleue aux galaxies spirales mais d'autres effets sont à prendre en compte. Ainsi le disque est aussi très riche en poussières, à tel point qu'une galaxie spirale vue par la tranche paraît très sombre, la poussière masquant l'essentiel de la lumière émise par les étoiles. Or cette poussière a aussi pour effet de rougir la lumière des galaxies spirales qui paraissent ainsi moins bleues que les galaxies irrégulières. De plus, le bulbe des galaxies spirales est constitué essentiellement d'étoiles vieilles donc rouges. Notons que les étoiles du halo, principalement des étoiles naines rouges, contribuent de manière extrêmement marginale à la luminosité totale de la galaxie.

Les bras spiraux Le disque est le siège d'ondes de densité en forme de spirales à l'origine du nom donné à ce type de galaxies, on parle de "bras spiraux". Les trajectoires des étoiles ne sont pas liées aux bras spiraux, elles vont et viennent au contraire à travers les bras spiraux successifs en suivant une orbite en forme d'ellipse autour du centre galactique. C'est justement la rotation des axes principaux des orbites stellaires les unes par rapport aux autres qui crée naturellement des zones de forte densité, les bras spiraux, et des zones de vide relatif (voir la figure 2.4(a)). Dans certaines galaxies comme la nôtre, les bras spiraux sont caractérisés par la présence d'une ou plusieurs barres centrales, dont la présence est la conséquence dynamique d'une intéraction récente avec une autre galaxie.

(a) M100 (b) Amas de Coma

FIG. 2.4 – Exemples de galaxies.
Images réalisées lors d'un stage à l'Observatoire de Haute-Provence.
(a) Galaxie spirale.
(b) Galaxie elliptique géante ("cD") au centre d'un amas de galaxies.

Du fait de leur plus grande densité, les bras spiraux favorisent la création de nuages moléculaires qui, en s'effondrant à la suite d'instabilités, vont permettre la formation d'étoiles. C'est ainsi que les bras spiraux concentrent l'essentiel de la formation stellaire de ces galaxies. Par conséquent les bras spiraux deviennent facilement détectables, même à grande distance, grâce à la présence des régions HII et des étoiles bleues et lumineuses caractéristiques d'une formation stellaire récente. Remarquons à cet effet que les régions HII, comme les étoiles bleues, ont une durée de vie trop courte pour avoir le temps d'orbiter à l'extérieur du bras spiral où elles se sont formées, au contraire des étoiles rouges.

Le passage de ces ondes de densité dans un disque riche en gaz neutre permet donc d'entretenir durablement la formation stellaire dans les galaxies spirales.

2.2.2.3 Les galaxies elliptiques

La classification de Hubble des galaxies répertorie les galaxies spirales en fonction de la proportion du bulbe central par rapport au disque. On parle de type "tardif" ("late-type" en anglais) lorsque le disque est prédominant, et de type "précoce" ("early-type" en anglais) lorsque c'est le bulbe qui domine. On sait maintenant que l'évolution des galaxies se fait plutôt dans le sens type tardif vers type précoce, au contraire de

ce que pensait Hubble lorsqu'il a élaboré cette classification. À l'extrêmité du type précoce, lorsque le disque a totalement disparu pour ne laisser place qu'à une composante sphéroïdale, on ne parle plus de galaxies spirales mais de galaxies elliptiques. Les galaxies lenticulaires sont un type intermédiaire avec la présence d'un petit disque mais pas de bras spiraux.

Les galaxies elliptiques concentrent environ 70% de la masse stellaire à l'intérieur des amas de galaxies. Elles doivent leur nom à leur forme sphéroïdale, sans mouvement de rotation d'ensemble (les orbites des étoiles n'ont pas d'orientation privilégiée comme dans le disque d'une galaxie spirale). La classification de Hubble différencie les galaxies elliptiques selon leur degré de sphéricité. Contrairement aux galaxies spirales qui sont toutes relativement similaires en masse et en luminosité, les galaxies elliptiques couvrent la plus vaste variété de dimensions possibles. Elles vont des galaxies naines sphéroïdales (par opposition aux irrégulières) avec une masse de l'ordre de cent milles masses solaires et un rayon de quelques dizaines d'années-lumière, aux galaxies elliptiques supergéantes (les galaxies "cD" de l'anglais "core Dominent", voir la figure 2.4(b)) que l'on trouve au centre des amas de galaxies et qui regroupent jusqu'à dix mille milliards de masses solaires dans un rayon de plusieurs millions d'années-lumière.

Outre leur forme, les galaxies elliptiques ont une composition similaire. Tout comme les bulbes des galaxies spirales, elles sont composées d'une population d'étoiles vieilles donc rouges et relativement peu lumineuses. Les galaxies elliptiques sont donc caractérisées par un taux de formation d'étoiles anecdotique par rapport à leur masse corellé avec l'absence de nuages moléculaires ou de régions HII importants. Elles contiennent aussi relativement peu de poussières mais sont caractérisées par une forte métallicité, signe d'une intense formation stellaire passée. Comme semble l'indiquer la comparaison avec les galaxies spirales, l'absence relative de formation d'étoiles dans les galaxies elliptiques est à mettre en relation avec l'absence de disque et d'ondes de densité.

2.3 La synthèse de populations d'étoiles

Nous avons vu que les galaxies sont des objets complexes, dont les paramètres physiques ne sont pas dictés par la seule masse de départ (contrairement aux étoiles), mais dont les propriétés générales sont assez bien corellées avec le type morphologique, c'est-à-dire la forme des galaxies (irrégulière, spirale ou elliptique). Nous avons vu aussi que les types morphologiques sont assez bien corellés avec l'environnement des galaxies, c'est-à-dire l'appartenance ou pas à un amas de galaxies ou autrement dit la probabilité d'intéraction avec une autre galaxie.

Bien comprendre une galaxie c'est avant tout bien comprendre son évolution, car c'est son passé qui induit les propriétés physiques observées aujourd'hui. Or pour comprendre l'évolution des galaxies, il est nécessaire d'étudier l'évolution des populations d'étoiles qui les composent. Avant d'introduire les méthodes d'observations au chapitre 3, et avant de revenir aux modèles d'évolution des galaxies dans le chapitre 4, nous allons traiter dans cette section des outils développés pour l'étude des populations stellaires. Notons que ces outils, qui sont d'une grande utilité pour l'étude des galaxies dans leur ensemble, s'appliquent aussi très bien à plus petite échelle aux amas d'étoiles à partir desquels ils ont d'ailleurs été élaborés.

2.3.1 Les fonctions de synthèse de population

Les étoiles sont très bien décrites à partir de paramètres physiques fixés à de petites variations près. Leur évolution sur le diagramme HR (voir la section 2.1.2) est entièrement prédéterminée par la physique stellaire. Pour étudier les galaxies, nous avons besoin de connaître cette évolution des étoiles qui les composent, mais il faut aussi ajouter un élément important qui est la façon dont ces étoiles se forment en fonction du temps, et éventuellement en fonction de leur position dans la galaxie lorsqu'on étudie cette dernière plus en détail (ce qui ne sera pas le cas dans cette thèse).

Les galaxies sont donc entièrement décrites non pas par des paramètres physiques mais par des fonctions physiques.

2.3.1.1 Le taux de formation d'étoiles

Le taux de formation d'étoiles donne la masse de gaz transformée en étoiles par unité de temps et à un instant donné[9]. Le taux de formation d'étoiles dépend du temps. Il a tendance à diminuer avec l'âge des galaxies à cause de l'effet d'amortissement rétroactif de la formation stellaire (voir plus haut), et à condition qu'aucun effet dynamique ne vienne le perturber. Mais il est tout de même durablement entretenu dans les galaxies spirales grâce au brassage permanent du gaz interstellaire par les bras spiraux. De même, il peut être relancé par une intéraction avec une autre galaxie mais, comme nous le verrons plus loin, une collision trop violente peut au contraire le stopper brusquement. De plus, dans tous les cas, la diminution de la masse de gaz disponible, à mesure que celui-ci est transformé en étoiles, provoque une diminution inévitable du taux de formation d'étoiles sur de grandes échelles de temps.

Si on note $\psi(t)$ le taux de formation d'étoiles à l'instant t, la masse de gaz dm effondrée sous forme d'étoiles pendant la durée dt (autrement dit entre les instants t et $t + dt$) est égale à :

$$dm = \psi(t)dt \tag{2.8}$$

La forme mathématique la plus couramment utilisée pour le taux de formation d'étoiles est l'exponentielle décroissante paramétrée qui s'écrit en fonction de la constante de normalisation A et du taux d'amortissement caractéristique γ :

$$\psi(t) = A \cdot e^{-\gamma t} \tag{2.9}$$

On peut aussi ajouter à ce taux de formation d'étoiles continu des épisodes de "sursaut de formation d'étoiles", généralement provoqués par une collision avec une autre galaxie. Un sursaut est paramétré par son amplitude B, le moment où il se produit $t_{\rm s}$ et sa durée caractéristique $\sigma_{\rm s}$:

$$\psi_{\rm s}(t) = B \cdot e^{-\frac{(t-t_{\rm s})^2}{2\sigma_{\rm s}^2}} \tag{2.10}$$

La figure 2.2 montre les diagrammes HR obtenus pour des populations d'étoiles formées à partir d'un taux de formation d'étoiles continu (b) ou de plusieurs sursauts de formation d'étoiles (a). On voit clairement apparaître sur ces deux diagrammes le "coude de sortie" ("turnoff" en anglais). Il correspond aux étoiles les plus vieilles, et donc les moins massives, qui quittent la séquence principale pour rejoindre la branche des géantes à la fin de leur vie. Le coude de sortie est très important pour l'étude d'une population d'étoiles car il nous indique l'âge de formation de celle-ci.

[9]Nous parlons ici du taux de formation d'étoiles instantané, à ne pas confondre avec le taux de formation d'étoiles intégré que nous définirons au chapitre 3.

En effet, les étoiles qui quittent la séquence principale sont celles dont la durée de vie est égale à leur âge. Notons que le coude de sortie est plus facilement repérable sur le diagramme HR de la population à sursaut de formation d'étoiles, car toutes les étoiles on sensiblement le même âge : le coude de sortie correspond à la limite supérieure-gauche de la séquence principale.

2.3.1.2 La fonction de masse initiale

La fonction de masse initiale donne le nombre d'étoiles de masse donnée formées par unité de masse stellaire et par unité de masse de gaz effondré. Contrairement au taux de formation d'étoiles qui varie beaucoup d'une galaxie à l'autre, la fonction de masse initiale a plutôt un caractère universel. Elle est en effet directement déterminée par la physique du gaz interstellaire, ce qui la rend peut dépendante des propriétés de la galaxie dans son ensemble. Les deux paramètres qui ont le rôle le plus important sur la fonction de masse initiale, bien que toujours marginal, sont la métallicité du gaz et la concentration en poussières.

Si on note $\phi(m)$ la fonction de masse initiale, le nombre dN d'étoiles de masse comprise entre m et $m + dm$ formées à partir d'une masse m de gaz effondré est égal à :

$$dN = m\phi(m)dm \tag{2.11}$$

La fonction de masse initiale universelle est une loi de puissance de la forme :

$$\phi(m) \propto m^{-\alpha} \tag{2.12}$$

Elle favorise la formation d'étoiles légères par opposition aux étoiles massives. Rappelons cependant que même si une population d'étoiles jeunes est dominée en masse, selon cette loi, par les étoiles froides et peu massives, sa luminosité reste dominée par les étoiles chaudes et massives qui sont proportionellement beaucoup plus lumineuses. Notons aussi que cet effet est accentué par l'utilisation d'un coefficient α qui augmente avec l'intervalle de masse considéré.

2.3.1.3 La fonction de métallicité

La fonction de métallicité donne la métallicité moyenne du gaz interstellaire, c'est-à-dire le rapport entre la masse de métaux et la masse d'hydrogène et d'hélium, à un instant donné. Elle dépend des générations d'étoiles précédentes car les métaux y sont fabriqués durant la phase géante rouge, et elle joue un rôle sur les générations d'étoiles futures qui vont se former à partir d'un gaz déjà enrichi en métaux. La fonction de métallicité est donc importante pour comprendre l'évolution des galaxies car, comme nous l'avons vu plus haut, la principale conséquence sur la luminosité des galaxies est que les étoiles plus métalliques sont moins lumineuses.

La fonction de métallicité est directement reliée au taux de formation d'étoiles, à la fonction de masse initiale et aux lois de la nucléosynthèse stellaire. Ces dernières donnent la fraction de masse $p_Z(m)$ de métaux produits par une étoile de masse de m. Pour comprendre la relation entre la fonction de métallicité et la fonction de masse initiale, il faut introduire deux nouvelles grandeurs :

- La *fraction de masse restituée* donne, pour une génération d'étoiles, le rapport entre d'une part la masse de gaz restitué au milieu interstellaire après les phases de nébuleuses planétaires et les supernovae, et d'autre part la masse de gaz restée piégée au sein des étoiles à longue durée de vie ou au sein des cadavres stellaires. On donne la relation entre la fraction de masse restituée R, la masse des étoiles du coude de sortie m_t (la plus petite masse des étoiles dont la durée

de vie est supérieure ou égale à l'âge de la population), la masse des cadavres stellaires $\omega(m)$, et la fonction de masse initiale $\phi(m)$:

$$R = \int_{m_t}^{\infty} (m - \omega(m))\, \phi(m)\, dm \tag{2.13}$$

– Le *taux de production total* ("yield" en anglais) donne, pour une génération d'étoiles, le rapport entre la masse de métaux produits et éjectés par la formation d'étoiles, et la masse de métaux piégés dans les étoiles à longue durée de vie et les cadavres stellaires (signalons que la fraction de masse de gaz piégée par les étoiles est égale à $1 - R$). On donne la relation entre le taux de production total y, la fraction de masse restituée R, la masse des étoiles du coude de sortie m_t, la fraction de masse de métaux produits $p_Z(m)$ et la fonction de masse initiale $\phi(m)$:

$$y = \frac{1}{1-R} \cdot \int_{m_t}^{\infty} m\, p_Z(m)\, \phi(m)\, dm \tag{2.14}$$

Ces deux grandeurs sont définies pour une génération d'étoiles donnée. Il suffit donc finalement d'introduire le taux de formation d'étoiles $\psi(t)$ pour décrire l'évolution de la fonction de métallicité $Z(t)$. Si on note M_g la masse de gaz, on a l'équation suivante[10] :

$$\boxed{M_g \frac{dZ(t)}{dt} = y \cdot (1 - R) \cdot \psi(t)} \tag{2.15}$$

La fraction de masse restituée et le taux de production total ne dépendent que de la physique des étoiles et de la fonction de masse initiale, qui ne dépend elle-même que de la physique du gaz interstellaire. Les différences observées entre les fonctions de métallicités de différentes galaxies ne dépendent donc que de leurs taux de formation d'étoiles et de leurs intéractions avec leur environnement. La métallicité est donc, comme nous le verrons plus loin, un excellent moyen d'étudier l'histoire de formation stellaire d'une galaxie.

2.3.2 Le problème inverse

Comme nous l'avons vu ci-dessus, l'étude de la métallicité d'une galaxie est une bonne méthode pour décrire l'histoire d'une galaxie. Mais les deux fonctions "taux de formation d'étoiles" $\psi(t)$ et "fonction de masse initiale" $\phi(m)$ suffisent à décrire l'histoire de formation stellaire d'une galaxie. On peut ainsi calculer le nombre N d'étoiles de masse comprise entre m_1 et m_2 et d'âge compris entre t_1 et t_2, si t_g est l'âge de la galaxie, en utilisant la formule suivante :

$$N = \int_{m_1}^{m_2} \int_{t_g - t_2}^{t_g - t_1} \phi(m)\psi(t)\, dm\, dt \tag{2.16}$$

Il est donc possible, en réalisant des comptages d'étoiles, de retrouver le produit $\phi(m)\psi(t)$ et donc, en supposant connue la fonction de masse initiale, de remonter au taux de formation d'étoiles. Notons que la fonction de masse initiale peut être déterminée à partir de populations d'étoiles bien particulières dont on connaît le taux de formation d'étoiles comme, par exemple, les amas globulaires dont toutes les étoiles se sont formées au même moment.

[10] Cette équation ne tient pas compte des possibles échanges de gaz avec le milieu intergalactique.

2.3.2.1 Les méthodes analytiques

La première méthode pour déterminer le taux de formation d'étoiles à partir d'un nombre d'étoiles d'âge et de masse connues, consiste à calculer analytiquement la relation entre ces deux grandeurs. En dérivant deux fois la relation 2.16, on obtient notamment l'équation suivante :

$$\psi(t) = \frac{1}{\phi(m)} \cdot \frac{d^2N(m,t)}{dm\,dt} \tag{2.17}$$

Pour compter les étoiles de masse m et d'âge t donnés, il faut pouvoir les observer individuellement, déterminer leur distance et les placer sur un diagramme HR, ce qui pose de nombreux problèmes observationnels pour l'étude des galaxies. Notons de plus que l'âge des étoiles reste une donnée indéterminée sur toute la séquence principale, et que les étoiles déjà mortes ne sont plus observées alors qu'elles devraient en toute rigueur être intégrées dans le comptage. Néanmoins, cette méthode a tout de même démontré son efficacité sur des amas d'étoiles proches.

Pour palier aux problèmes observationnels, qui empêchent la réalisation du diagramme HR d'une galaxies lointaine, il est possible d'utiliser des relations intermédiaires entre le comptage direct des étoiles et l'observation de la luminosité et de la couleur moyenne de la population dans son ensemble. Il existe notamment des relations théoriques, moyennant certaines approximations que nous n'allons pas développer dans cette thèse, qui relient la couleur d'une galaxie au nombre d'étoiles par unité de masse et sa luminosité au nombre d'étoiles formées par unité de temps. En effet la couleur d'une galaxie dépend directement des proportions relatives des étoiles massives donc bleues par rapport aux étoiles légères donc rouges. Nous pouvons donc écrire la relation suivante, si on note L_B et L_R les luminosités bleue et rouge de la galaxie, et $F()$ une fonction à déterminer :

$$\frac{dN(m,t)}{dm} \propto F(\frac{L_B}{L_R}) \tag{2.18}$$

La luminosité totale d'une galaxie est à mettre en relation avec le nombre total d'étoiles formées au cour de sa vie, sans oublier le fait que la couleur des étoiles les plus lumineuses est un très bon indicateur de l'âge de la galaxie : une galaxie jeune sera dominée par la lumières des étoiles bleues, une galaxie plus vieille sera dominée par la lumière des géantes rouges. Nous pouvons donc écrire la relation suivante, si on note L la luminosité totale de la galaxie, et $G()$ une fonction à déterminer :

$$\frac{dN(m,t)}{dt} \propto G(L, \frac{L_B}{L_R}) \tag{2.19}$$

2.3.2.2 Les méthodes numériques

La méthode numérique, utilisée pour retrouver le taux de formation d'étoiles d'une galaxie à partir de ses propriétés observées, consiste à réaliser un grand nombre de simulations et à les comparer aux observations. Il s'agit de simuler le diagramme HR d'une population d'étoiles avec un taux de formation d'étoiles, une fonction de masse initiale et une fonction de métallicité théoriques, puis d'ajouter numériquement la luminosité de chacune des étoiles pour obtenir les propriétés lumineuses d'une galaxie synthétique. Chaque galaxie synthétique avec un taux de formation d'étoiles différent est appelée un modèle.

Pour comparer les observations aux modèles et trouver le meilleur ajustement, on utilise des méthodes d'optimisation. Ces méthodes sont nombreuses et certaines

d'entre elles seront développées à divers moments dans cette thèse. Les plus connues sont la minimisation du χ^2, les moindes carrés, le maximum de vraissemblance ou encore l'optimisation "bayésienne". Dans le cas le plus simple de la minimisation du χ^2 ("best-fit" en anglais), on calcule le χ^2 de chaque modèle qui est une mesure de la différence entre les caractéristiques des observations et celles des modèles, puis on garde le modèle qui a le plus petit χ^2. Le taux de formation d'étoiles du modèle choisi sera notre estimation du taux de formation d'étoiles de la galaxie observée. Si on a une série L_i de luminosités observées dans différentes couleurs, avec les erreur $\sigma(L_i)$ associées, et qu'on note L_i^0 la luminosité du modèle dans les même couleurs, le χ^2 se calcule de la façon suivante (voir la section 6.2.1) :

$$\boxed{\chi^2 = \sum_i \frac{(L_i - L_i^0)^2}{\sigma(L_i)^2}} \tag{2.20}$$

En pratique il n'est possible de synthétiser qu'un nombre fini de populations d'étoiles dont les propriétés lumineuses seront toutes sensiblement différentes, et ce nombre augmente avec la précision des observations. Il est donc nécessaire de construire une bibliothèque de modèles adaptée à la nature et à la qualité des observations disponibles (voir la section 6.2.2).

2.3.2.3 La dégénérescence âge-métallicité-poussière

Les méthodes numériques comme les méthodes analytiques sont limitées par le phénomène de dégénérescence entre certains paramètres ou fonctions physiques des galaxies. La dégénérescence de deux paramètres signifie que la modification de l'un d'eux a la même conséquence observationnelle que la modification de l'autre. Autrement dit, plusieurs galaxies avec des caractéristiques physiques différentes peuvent avoir une seule et même caractéristique lumineuse. Il devient alors impossible, à partir des observations, de choisir parmi plusieurs solutions possibles au problème inverse.

Dans le cas de la synthèse de populations stellaires, il existe une dégénérescence bien connue entre trois paramètres : l'âge des étoiles, leur métallicité et la quantité de poussières présentes dans le milieu interstellaire. Cette dégénérescence s'applique à la couleur observée des galaxies. Examinons l'effet de chacun des paramètres :

- Plus l'âge des étoiles est élevé plus la galaxie semble rouge, car seules les étoiles jeunes sont bleues.
- Plus la métallicité des étoiles augmente moins la galaxie semble bleue, car les étoiles plus métalliques sont moins lumineuses et que cet effet est plus visible sur la population d'étoiles bleues que sur la population d'étoiles rouges. En effet les étoiles bleues sont forcément des étoiles jeunes, donc métalliques, alors que les étoiles rouges peuvent être aussi bien jeunes que plus vieilles, donc avec une métallicité plus faible et une luminosité plus forte.
- Plus la quantité de poussières augmente moins la galaxie semble bleue, car les poussières absorbent plus de lumière dans la partie bleue que dans la partie rouge du domaine visible.

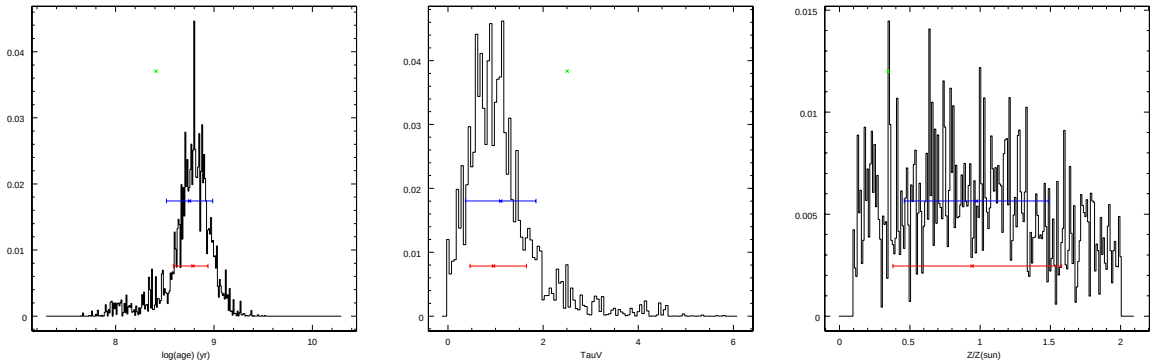
A la lumière de ces différents phénomènes physiques, il apparaît :

- Que la couleur bleue d'une galaxie peut s'expliquer aussi bien par la jeunesse de ces étoiles, que par une faible métallicité, ou par une faible quantité de poussière.
- Que la couleur rouge d'une galaxie peut s'expliquer aussi bien par la vieilleisse des ces étoiles, que par une forte métallicité, ou par une forte quantité de poussière.

– Que la couleur neutre d'une galaxie peut s'expliquer par deux effets antagonistes, comme des étoiles jeunes mais avec beaucoup de poussières par exemple.

Notons que la dégénérescence âge-métallicité-poussière diminue avec la qualité et la diversité des observations, et qu'elle n'interdit pas totalement d'effectuer une estimation de chacun de ces trois paramètres. L'effet de la dégénérescence est en réalité à prendre en compte dans les barres d'erreur de ces estimations, qui sont beaucoup plus grandes que si la dégénérescence n'existait pas.

Par conséquent, la dégénérescence âge-métallicité-poussière n'agit pas de la même façon sur chacun des trois paramètres. L'âge des étoiles peut toujours être estimé avec une erreur relativement faible car il possède un vaste domaine de valeurs possibles. Au contraire, la quantité de poussières est plus difficile à déterminer car l'erreur introduite par cette dégénérescence couvre une proportion plus importante des valeurs possibles. Finalement, la métallicité des étoiles est presque impossible à déterminer car toutes les valeurs possibles sont compatibles avec un changement antagoniste de l'âge des étoiles ou de la quantité de poussières. Cet effet explique, comme nous le verrons tout au long de cette thèse, que la métallicité soit préférentiellement mesurée à partir du gaz interstellaire plutôt que dans les étoiles. La figure 2.5 résume ce raisonnement.



(a) (b) (c)

FIG. 2.5 – Dégénérescence âge-métallicité-poussière
Ces trois figures présentent les distributions de probabilité du logarithme de l'âge moyen en années (a), de l'extinction interstellaire dans la bande V en magnitude (b) et de la métallicité en unités de métallicité solaire (c) de la galaxie VVDS 020166935. Ces probabilités ont été obtenues en comparant la répartition spectral d'énergie de cette galaxie à une bibliothèque de modèles théoriques (voir la section 6.2.2). Les droites horizontales donnent la valeur moyenne et la dispersion du paramètre estimé calculées selon divers méthodes. Le résultat est relativement précis pour l'âge moyen, imprécis pour l'extinction interstellaire et très mauvais pour la métallicité. Dans les trois cas la dispersion des distributions de probabilités est due, en plus des erreurs de mesure, à la dégénérescence entre ces trois paramètres.

CHAPITRE 3

Observer les propriétés spectrophotométriques des galaxies

Sommaire

3.1 La photométrie 42
3.1.1 Principe 42
3.1.1.1 Les capteurs 42
3.1.1.2 La calibration photométrique 43
3.1.2 La “Répartition Spectrale d’Énergie” 45
3.1.2.1 Les systèmes de magnitude 46
3.1.2.2 Les couleurs 47
3.2 La spectroscopie 48
3.2.1 Principe 48
3.2.1.1 Les spectres à une, deux et trois dimensions 49
3.2.1.2 La calibration spectroscopique 51
3.2.2 Les signatures spectrales 52
3.2.2.1 Les raies d’absorption 53
3.2.2.2 Les raies d’émission 54
3.2.2.3 Les profils de raies 55
3.3 L’étude spectrophotométrique 57
3.3.1 Le “décalage spectral” (ou “redshift”) 57
3.3.1.1 L’expansion de l’Univers 57
3.3.1.2 Les distances des galaxies 59
3.3.1.3 Mesure du décalage spectral 60
3.3.2 Calcul d’une luminosité absolue 63
3.3.2.1 La distance de luminosité 64
3.3.2.2 La correction-k 64
3.3.2.3 Calcul de la masse stellaire 66
3.3.3 Autres propriétés spectrophotométriques 67
3.3.3.1 Calcul du taux de formation d’étoiles 67
3.3.3.2 Propriétés du gaz interstellaire 69
3.3.3.3 Vitesses de rotation 70

3.1 La photométrie

La photométrie est la technique qui consiste à mesurer la luminosité d'un objet astronomique : une planète, une étoile ou une galaxie. C'est la technique la plus répandue pour étudier les galaxies car elle est simple, rapide et efficace. Elle est simple car il suffit, pour la mettre en oeuvre, de pointer un télescope en direction de l'objet à étudier et d'en faire une image. Elle est rapide car elle nécessite des temps de poses plus courts que la spectroscopie dont nous parlerons plus bas (voir la section 3.2). Enfin elle est efficace car il est possible, en réalisant une seule image, de faire la photométrie de tous les objets situés dans le champ d'observation, contrairement encore une fois à la spectroscopie[1] dont nous verrons en contrepartie qu'il s'agit d'une technique plus complète.

3.1.1 Principe

Historiquement, la photométrie se pratiquait avec un bolomètre. Cet instrument ne faisait pas d'image et ne pouvait pointer qu'un seul objet à la fois, de préférence brillant. Il était en revanche calibré pour donner directement l'information souhaitée, à savoir la luminosité d'un objet astronomique, là où les techniques modernes font appel à plusieurs étapes de calibration comme nous le verrons ci-dessous. De plus, alors que le bolomètre était conçu pour donner la luminosité totale de l'objet dans tout le domaine visible, il est devenu courant aujourd'hui de réaliser la photométrie des objets à travers des filtres plus étroits couvrant un domaine de couleur bien précis (rouge, vert ou bleu par exemple). Notons finalement que le bolomètre donnait un résultat instantané, alors que la réalisation d'une image nécessite un certain temps de pose. L'avantage de ce dernier est la possibilité d'observer des objets beaucoup plus faibles qu'avec un bolomètre, en choisissant un temps de pose plus long.

3.1.1.1 Les capteurs

De nos jours, la photométrie est réalisée à l'aide de capteurs CCD (de "Charge Coupled Device" en anglais qui signifie "dispositif de charges couplées"). Le principe du capteur CCD est résumé sur la figure 3.1. Il est composé d'une matrice de cellules photosensibles qui produisent des électrons à chaque fois qu'ils reçoivent de la lumière. Une fois le temps de pose écoulé, on procède à la lecture, c'est-à-dire que les charges accumulées dans chaque cellule sont transférées dans un circuit électronique pour être comptées. La lecture s'effectue en plusieurs étapes : les cellules de la ligne du bas sont d'abord lues une à une en transferant à chaque fois les charges de gauche à droite vers le circuit électronique, puis les charges de chaque ligne sont transférées vers le bas et on recommence la lecture de la ligne du bas. Notons que le temps de lecture peut représenter une contrainte importante pour les observateurs, et être parfois supérieur au temps de pose lui-même.

Avant d'exploiter l'image réalisée à partir d'un capteur CCD, il est nécessaire d'appliquer un certain nombre de corrections pour s'affranchir des imperfections de l'instrument, dont les trois principales sont énumérées ci-dessous :

- Le biais correspond au bruit de fond résiduel constant capté par l'instrument. Une image du biais est réalisée en faisant une pose instantanée obturateur fermé (donc dans le noir).
- Le noir ("dark" en anglais) est la somme du biais et du bruit de fond thermique, proportionnel au temps de pose, capté obturateur fermé.

[1] Nous parlons ici de la spectroscopie classique. Comme nous le verrons plus loin la spectroscopie 3D permet d'observer tous les objets situés dans un champ donné.

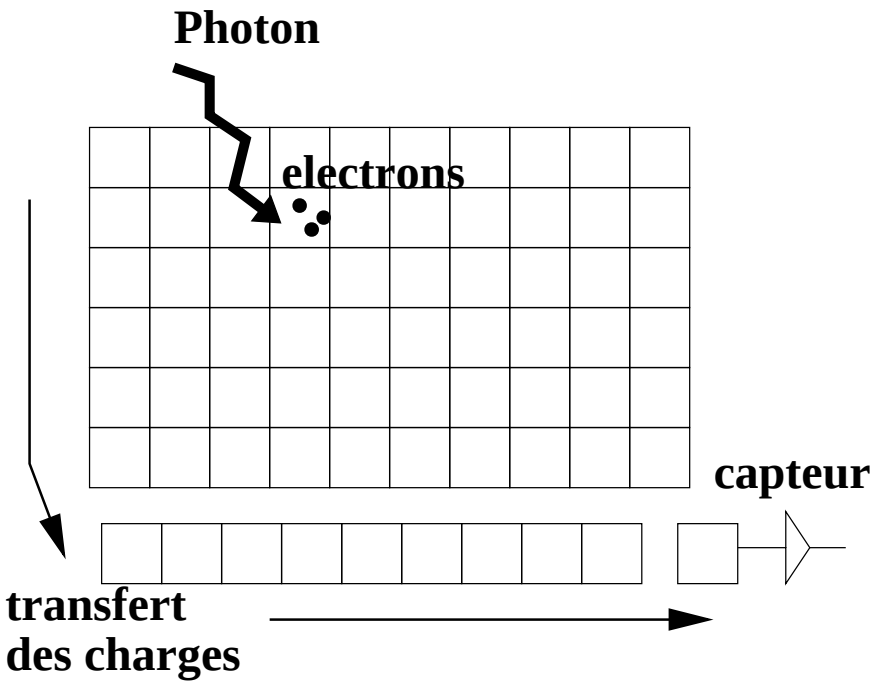


FIG. 3.1 – Principe du capteur CCD.
Un capteur CCD est composé d'une matrice de cellules photosensibles qui transforment la lumière reçue en charges électriques. Les charges sont transférées de ligne en ligne puis de colonne en colonne jusqu'à un capteur de courant électrique.

– La plage de lumière uniforme ("flatfield" en anglais) permet de tenir compte des différences de réponse d'une cellule à l'autre, ainsi que des cellules mortes (c'est-à-dire qui ne répondent plus). L'image de la plage de lumière uniforme est obtenue en faisant une pose sur une source de lumière diffuse, supposée parfaitement uniforme.

Si on note B l'image du biais, et T l'image du bruit de fond thermique réalisée avec un temps de pose $t_{\rm T}$, l'image du noir D est définie en appliquant la formule suivante pour chaque pixel[2] :

$$D = \frac{B + T}{t_{\rm T}} \tag{3.1}$$

Si on note I_0 l'image brute réalisée avec un temps de pose $t_{\rm p}$, I l'image corrigée, F l'image de la plage de lumière uniforme réalisée avec un temps de pose $t_{\rm F}$, et $m_{\rm F}$ la valeur moyenne de l'image $(F - D \times t_{\rm F})$, l'image corrigée est obtenue en appliquant la formule suivante à chaque pixel de l'image brute :

$$I = \frac{(I_0 - D \times t_{\rm p}) \cdot m_{\rm F}}{F - D \times t_{\rm F}} \tag{3.2}$$

3.1.1.2 La calibration photométrique

Les avantages des filtres photométriques par rapport au bolomètre sont multiples. D'abord les filtres sont étudiés pour fournir une courbe de réponse[3] bien définie, alors que celle d'un bolomètre est plus approximative. Mais l'avantage principal est

[2]Le pixel est le plus petit élément d'une image numérique. Dans le cas d'un capteur CCD, les pixels correspondent à ses cellules.

[3]La courbe de réponse d'un filtre ou d'un instrument correspond à la proportion de lumière qu'il laisse passer en fonction de la longueur d'onde.

d'apporter une vision plus précise de l'objet observé en combinant différents filtres de différentes couleurs, plutôt que de mesurer uniquement sa luminosité totale. La figure 3.2 montre les courbes de réponses de quelques exemples de filtres couramment utilisés en astronomie extragalactique. Chaque filtre est caractérisé par une longueur d'onde centrale et une bande-passante. Le tableau 3.1 résume les paramètres de quelques filtres courants.

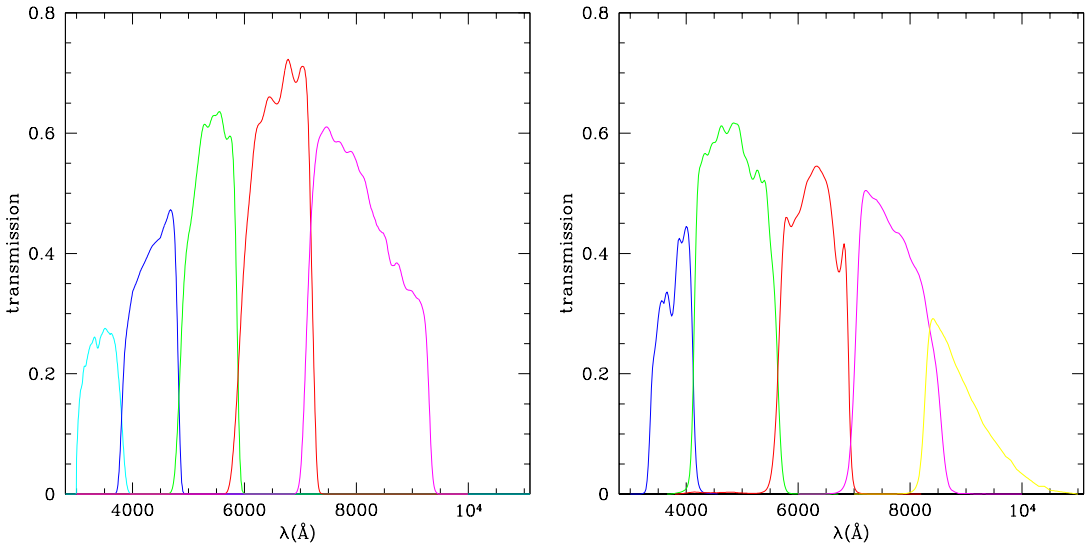


FIG. 3.2 – Exemples de courbes de réponses de filtres.
Ces deux figures présentent les courbes de réponses de quelques filtres courants en fonction de la longueur d'onde (en Ångströms).
(a) Bandes U (en cyan), B (en bleu), V (en vert), R (en rouge) et I (en magenta).
(b) Bandes u (en bleu), g (en vert), r (en rouge), i (en magenta) et z (en jaune).

TAB. 3.1 – Caractéristiques de quelques filtres courants.
Ce tableau donne la longueur d'onde centrale λ_0 et la bande passante $\Delta\lambda$ (intervalle de longueurs d'onde entre lesquelles le filtre transmet 80% de la lumière) de quelques filtres courants.

filtre	U	B	V	R	I	J
λ_0 (Å)	3441	4372	5400	6615	8010	12 571
$\Delta\lambda$ (Å)	607	777	786	1012	1675	2317
filtre	u	g	r	i	z	K
λ_0 (Å)	3809	4848	6264	7665	8793	21 642
$\Delta\lambda$ (Å)	600	1155	998	1172	1292	2230

La calibration photométrique consiste à trouver la relation entre le nombre d'électrons détectés sur chaque cellule du capteur, et la luminosité correspondant à chaque pixel de l'image. En astrophysique, on exprime couramment la luminosité des objets en magnitude, c'est-à-dire dans une unité logarithmique qui permet de travailler avec un large domaine d'ordres de grandeurs. De plus, comme nous l'avons vu précédemment, la luminosité totale d'un objet astrophysique ne peut être calculée que si on connaît sa distance (voir la section 2.1.2), ce qui pose certains problèmes observationnels. Les magnitudes ne sont donc pas calculées à partir de la luminosité mais à partir du flux observé, c'est-à-dire la luminosité reçue par unité de surface du détec-

teur.

Si on note ADU (de l'anglais "Analog-to-Digital Unit" qui signifie unité de passage de l'analogique au numérique) le nombre d'électrons par pixel détectés pour un objet donné, et t_p le temps de pose utilisé, la magnitude observée (ou "magnitude apparente") m de cet objet est calculée de la façon suivante :

$$m = -2,5 \cdot \log\left(\frac{\mathrm{ADU}}{t_\mathrm{p}}\right) + \mathrm{ZP} \tag{3.3}$$

La constante ZP (de "zero-point" en anglais) est appelée le "point zéro" de l'image. Elle contient plusieurs informations dont la surface de chaque pixel, l'absorption atmosphérique, les unités physiques utilisées pour représenter le flux observé, ou encore la constante de normalisation du système de magnitude (voir la section suivante). Plutôt que de calculer théoriquement la valeur du point zéro, on réalise l'image d'un certain nombre d'étoiles de référence dont on connaît déjà la magnitude apparente. Notons que l'image des étoiles de référence doit être réalisée à travers le même filtre que l'image que l'on cherche à calibrer. De plus, il faut tenir compte de la différence d'absorption atmosphérique entre l'image à calibrer et l'image de référence. En effet l'absorption atmosphérique est directement proportionnelle à la hauteur (ou "airmass" en anglais) des objets observés, donc à la longueur d'atmosphère traversée (par projection plus faible au zénith que sur l'horizon) ; or il est rare que l'image à calibrer et l'image de référence soient réalisées à la même hauteur.

Ainsi, si on note $\mathrm{ADU}_\star$ le nombre d'électrons par pixel détectés pour l'étoile de référence, $m_\star$ la magnitude apparente de cette étoile, $t_\star$ le temps de pose de l'image de référence (exprimé dans la même unité que t_p), a la hauteur de l'image à calibrer, $a_\star$ la hauteur de l'image de référence et s_a le coefficient de l'absorption atmosphérique qui dépend du télescope et de l'instrument utilisés, on peut calculer le point zéro par la relation suivante :

$$\mathrm{ZP} = m_\star + 2,5 \cdot \log\left(\frac{\mathrm{ADU}_\star}{t_\star}\right) + s_a \times (a_\star - a) \tag{3.4}$$

3.1.2 La "Répartition Spectrale d'Énergie"

Réalisée sans filtre, ou à travers un seul type de filtre, la photométrie n'a qu'un intérêt limité. Elle permet de faire de l'astrométrie, c'est-à-dire mesurer la position des objets dans le ciel (mais pas leur distance), ce qui est d'un grand intérêt pour l'étude des planètes ou de la structure des galaxies proches (dont la nôtre), mais pas pour l'étude des propriétés physiques des galaxies lointaines. De même la photométrie au sens littéral du terme, c'est-à-dire mesurer la luminosité des objets, est très utile pour l'étude des étoiles mais ne présente que peu d'intérêts pour les galaxies car, comme nous l'avons vu plus haut (voir la section 2.2.2), il est impossible de déduire les propriétés physiques des galaxies à partir de leur seule luminosité. Notons tout de même qu'une technique connexe de la photométrie, l'imagerie, est indispensable pour déterminer le type morphologique ou l'environnement des galaxies et en déduire une partie de leurs propriétés.

La photométrie montre tout son intérêt en astronomie extragalactique lorsqu'elle est réalisée à travers plusieurs filtres différents, couvrant plusieurs domaines de longueurs d'onde, de l'ultraviolet à l'infrarouge en passant par le domaine visible. On parle alors de "Répartition Spectrale d'Énergie" (ou "SED" de l'anglais "Spectral Energy Distribution"), terme qui désigne l'ensemble des mesures photométriques réalisées à travers plusieurs filtres pour un même objet.

3.1.2.1 Les systèmes de magnitude

Avant de pouvoir exploiter la répartition spectrale d'énergie d'un objet, il est nécessaire de s'assurer que toutes les magnitudes à travers les différents filtres sont exprimées dans le même système. Il existe plusieurs systèmes de magnitude qui sont chacun caractérisés par une méthode différente de normalisation. La normalisation des magnitudes, qui consiste à diviser le flux observé par un flux de référence, est effectuée dans deux buts : s'affranchir des unités physiques utilisées pour exprimer le flux observé, et s'affranchir de la courbe de réponse du filtre utilisé. Ce dernier point est absolument nécessaire si l'on veut réellement comparer les propriétés lumineuses de l'objet dans différents domaines de longueur d'ondes, plutôt que de comparer les courbes de réponses des filtres.

Si on note λ la longueur d'onde de la lumière reçue, ν sa fréquence[4], $f_\lambda(\lambda)$ ou $f_\nu(\nu)$ le flux monochromatique (c'est-à-dire le flux à une longueur d'onde et une fréquence bien précises, respectivement par unité de longueur d'onde ou par unité de fréquence) de l'objet observé, $T(\lambda)$ ou $T(\nu)$ la courbe de réponse du filtre utilisé, et $f^{\mathrm{n}}_\lambda(\lambda)$ ou $f^{\mathrm{n}}_\nu(\nu)$ le flux monochromatique de référence, la magnitude m de cet objet à travers ce filtre est définie par la formule suivante :

$$\boxed{m = -2,5 \cdot \log\left(\frac{\int_0^\infty T(\lambda)\cdot f_\lambda(\lambda)\,d\lambda}{\int_0^\infty T(\lambda)\cdot f^{\mathrm{n}}_\lambda\,d\lambda}\right) = -2,5 \cdot \log\left(\frac{\int_0^\infty T(\nu)\cdot f_\nu(\nu)\,d\nu}{\int_0^\infty T(\nu)\cdot f^{\mathrm{n}}_\nu\,d\nu}\right)} \tag{3.5}$$

Le flux monochromatique observé et celui de référence doivent être exprimés dans les même unités. Le flux monochromatique de référence dépend du système de magnitude. Notons que la mesure du flux monochromatique relève d'une technique différente de la photométrie, la spectroscopie, dont nous parlerons dans la section 3.2. Les principaux systèmes de magnitude utilisés en astrophysique sont énumérés ci-dessous :

- Le *système Véga* s'inspire de l'ancienne définition empirique de la magnitude. En effet avant l'apparition des bolomètres, les magnitudes étaient définies de manière empirique par l'observation à l'oeil : les étoiles les plus brillantes avaient la magnitude 0, les étoiles un peu moins brillantes la magnitude 1, et ainsi de suite jusqu'à la magnitude 6 qui correspond aux étoiles les plus faibles visibles à l'oeil nu. Dans cet ancien système, l'étoile Véga (α de la Lyre), qui est l'une des étoiles les plus brillantes du ciel, avait donc la magnitude 0. Le système Véga reproduit cette définition quel que soit le filtre utilisé en prenant le flux monochromatique de cette étoile comme flux monochromatique de référence.
- Contrairement au système Véga, le *système AB* (Oke, 1974), plus moderne, n'utilise pas une définition dépendant de l'observation d'un objet particulier. Le flux monochromatique de référence du système AB est défini pour être constant lorsqu'il est exprimé par unité de fréquence et égal à (voir l'annexe A pour une définition du jansky) :

  $$f^{\mathrm{AB}}_\nu(\nu) = 3631\,\mathrm{Jy} \tag{3.6}$$

  Notons qu'il est possible de réécrire la relation 3.5 sous une forme plus simple dans le système AB :

  $$\boxed{m_{\mathrm{AB}} = -2,5 \cdot \log\left(\frac{\int_0^\infty T(\nu)\cdot f_\nu(\nu)\,d\nu}{\int_0^\infty T(\nu)\,d\nu}\right) - 48,6} \tag{3.7}$$

[4]Pour les ondes lumineuses voyageant dans le vide, la fréquence ν est reliée à la longueur λ d'onde par la formule $\lambda = \frac{c}{\nu}$ (où c est la vitesse de la lumière dans le vide).

Cette formule n'est valable que si $f_\nu(\nu)$ est exprimé en $\mathrm{erg.s^{-1}.cm^{-2}.Hz^{-1}}$. Précisons enfin que la valeur numérique du flux monochromatique de référence a été choisie de telle sorte que l'étoile Véga ait une magnitude 0 à travers le filtre V.

Le passage du système Véga au système AB se fait en ajoutant simplement la magnitude de l'étoile Véga exprimée dans le système AB, comme l'indique la formule suivante :

$$\boxed{m_{\mathrm{AB}} = m_{\mathrm{Vega}} + m_{\mathrm{AB}}(\mathrm{Vega})} \tag{3.8}$$

Le tableau 3.2 donne les facteurs de correction AB pour les filtres les plus courants.

TAB. 3.2 – Conversion entre le système AB et le système Véga pour quelques filtres courants.
Ce tableau donne la magnitude de l'étoile Véga dans le système AB à travers quelques filtres courants.

filtre	U	B	V	R	I	J	H	K
$m_{\mathrm{AB}} - m_{\mathrm{Vega}}$	$1,0$	$-0,09$	$0,0$	$0,18$	$0,46$	$0,9$	$1,37$	$1,88$
filtre	u	g	r	i	z			
$m_{\mathrm{AB}} - m_{\mathrm{Vega}}$	$0,96$	$-0,09$	$0,16$	$0,39$	$0,54$			

3.1.2.2 Les couleurs

Lorsqu'on dispose de la répartition spectrale d'énergie d'une galaxie, il devient possible non seulement de connaître sa luminosité et d'avoir ainsi une idée de sa taille (la luminosité totale d'une galaxie étant à peu près proportionnelle au nombre d'étoiles qu'elle contient), mais aussi d'avoir une idée du type de populations stellaires donc de son histoire. Comme nous l'avons vu plus haut (voir la section 2.3.2), l'étude des populations stellaires ne peut se faire qu'à travers une mesure de la "couleur" de la galaxie, une galaxie rouge étant à priori plutôt constituée d'étoiles vieilles, et une galaxie bleue plutôt constituée d'étoiles jeunes, sans oublier toutefois l'effet non négligeable de la poussière qui rend cette distinction plus floue.

Nous ferons souvent appel au terme "couleur" tout au long de cette thèse et il est donc important de préciser de quoi il s'agit. La définition la plus basique d'une couleur se rapporte à la longueur d'onde ou à la fréquence des ondes lumineuses. Pourtant les galaxies n'émettent pas dans une longueur d'onde bien précise. En effet, comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 2.1.1), la lumière des étoiles suit une distribution en longueur d'onde qu'on appelle la loi du corps noir.

En astrophysique, le terme "couleur" désigne la différence entre deux magnitudes observées à travers deux filtres différents. Par convention, on soustrait toujours la magnitude correspondant au filtre à plus grande longueur d'onde à celle correspondant au filtre à plus courte longueur d'onde. On parlera par exemple des couleurs $B-V$ ou $V-R$ plutôt que des couleurs $V-B$ ou $R-V$. Cette convention permet de déduire immédiatement la forme de la distribution spectrale d'énergie du signe arithmétique de cette couleur. Une couleur négative signifie qu'on observe plus de lumière à travers le filtre à courte longueur d'onde : on parle de couleur "bleue". Une couleur positive signifie qu'on observe plus de lumière à travers le filtre à grande longueur d'onde : on parle de couleur "rouge".

Les termes de couleur "rouge" ou "bleue" sont donc couramment utilisés par rapport à cette convention, sans distinction des filtres utilisés pour la calculer, même s'il ne s'agit pas réellement de filtres rouges ou bleus, et même si on est en dehors du domaine de la lumière visible. Remarquons toutefois que l'interprétation des couleurs

observées d'une galaxie dépend du système de magnitude utilisé. En effet les couleurs d'un système de magnitude donné sont par définition toutes nulles lorsqu'on observe un objet avec la même répartition spectrale d'énergie que le flux monochromatique de référence. Ainsi l'étoile Véga possède une répartition spectrale d'énergie plate dans le système Véga, même s'il s'agit en réalité d'une étoile plutôt bleue du fait de sa température de surface et de la loi du corps noir.

Par extension, l'avantage du système Véga est qu'il permet d'étudier relativement directement la composition en étoiles d'une galaxie : une couleur bleue indique la présence d'étoiles plus chaudes que l'étoile Véga, donc une population d'étoiles assez jeunes[5], alors qu'une couleur rouge indique la présence d'étoiles plus froides que l'étoile Véga, donc une population plutôt vieille. Mais cette analyse n'est malheureusement valable qu'à l'approximation grossière qu'il n'y a pas de poussière dans la galaxie observée. De ce point de vue, le système AB peut paraître plus intéressant car une distribution d'énergie spectrale plate signifie réellement un flux monochromatique constant (par unité de fréquence). L'expression d'une couleur "bleue" ou "rouge" dans le système AB est donc plus représentative de la couleur "réelle" d'une galaxie.

3.2 La spectroscopie

La répartition spectrale d'énergie d'une galaxie donne la luminosité émise par cette galaxie dans différents domaines de longueurs d'onde. Ces domaines de longueurs d'onde sont caractérisés par la courbe de réponse des filtres utilisés, elle-même caractérisée par une longueur d'onde centrale et une bande passante plus ou moins large. Imaginons maintenant que l'on réduise la bande passante des filtres à une variation infinitésimale de longueur d'onde, et que l'on utilise une infinité de filtres couvrant toutes les longueurs d'onde possibles. Cette expérience de pensée constitue le passage de la photométrie à la spectroscopie.

Selon le théorème de Fourier, toute onde est décomposable en une somme d'une infinité de composantes sinusoïdales de fréquence définie (une transformée de Fourier). Ainsi, un "spectre" est par définition la caractéristique fréquentielle d'une onde lumineuse. En effet, étudier les propriétés spectrales de la lumière, c'est chercher l'intensité de chacune de ses composantes. La différence entre une répartition spectrale d'énergie et un spectre est que la première fait appel à des filtres avec une certaine bande passante, tandis que le second donne théoriquement le flux à une fréquence, ou une longueur d'onde, bien précises.

3.2.1 Principe

Le spectroscope est un instrument de mesure placé au foyer d'un télescope, et constitué de trois éléments de base : une fente, un élément disperseur et un capteur. Le rôle de la fente est de ne laisser passer que la lumière de la source dont on souhaite réaliser le spectre. Le rôle de l'élément disperseur est de séparer les différentes longueur d'onde en les envoyant dans des directions différentes. Enfin le capteur doit se charger de mesurer l'intensité lumineuse reçue en fonction de l'angle de déviation, donc indirectement en fonction de la longueur d'onde. Il s'agit dans les spectroscopes modernes d'une matrice CCD (voir la section 3.1.1).

Historiquement, la dispersion de la lumière était réalisée à l'aide d'un prisme de verre grâce à la variation de l'indice de réfraction du verre en fonction de la longueur d'onde, variation qui induit des angles de déviation différents pour chaque longueur

[5]La durée de vie de l'étoile Véga, d'environ un milliard d'années, est considérée comme la limite entre une population d'étoiles jeunes et une population d'étoiles vieilles.

d'onde. Plus récemment, l'utilisation des réseaux s'est démocratisée. Un réseau est un masque sur lequel ont été gravées une très grande quantité de fentes très proches les unes des autres. Chacune de ces fentes représente une source de lumière secondaire qui interfère[6] avec toutes les autres. Du fait de ces interférences, le réseau ne laisse passer la lumière que dans certaines directions très précises, or les angles des maxima d'intensité dépendent de la longueur d'onde d'où le phénomène de dispersion recherché. Notons finalement que tous les spectroscopes modernes sont équipés de grismes, c'est-à-dire des prismes avec un réseau gravé sur la face de sortie.

Étant donné la dispersion de la lumière, la spectroscopie nécessite beaucoup plus de lumière que la photométrie, ce qui implique des temps de pose plus longs et surtout l'utilisation d'un télescope avec un miroir de grand diamètre. De plus, contrairement à la photométrie, la spectroscopie consiste à n'observer qu'un seul objet à la fois à cause de la fente du spectroscope (qui sert à éviter que la lumière dispersée ne se superpose au fond de ciel). Notons néanmoins que les grands observatoires sont désormais dotés de spectroscopes multi-objets qui permettent de réaliser en une seule pose le spectre de plusieurs sources différentes. Leur principe est très simple : plutôt que de n'utiliser qu'une seule fente, le spectroscope multi-objet fait appel à une série de fentes disposées les unes à côté des autres (on parle de masque).

Ainsi l'observation spectroscopique des galaxies lointaines, donc très faibles, n'est devenue possible qu'avec l'avènement des grands télescopes de 4 à 10 mètres de diamètre et équipés de spectroscopes multi-objets. Notons aussi les spectroscopes à trois dimensions qui permettent de réaliser le spectre d'un champ complet, comme nous le verrons ci-dessous.

3.2.1.1 Les spectres à une, deux et trois dimensions

La figure 3.3 montre l'image qui se forme sur le capteur CCD placé après le spectroscope. Il sagit d'une image à deux dimensions : la première est la dimension spatiale le long de la fente, comme dans une image normale, la deuxième est la dimension spectrale due à la dispersion de la lumière de part et d'autre de la fente. Le long de cette nouvelle dimension, un pixel ne représente plus une position dans l'espace mais une longueur d'onde. L'utilisation de la fente s'impose donc pour masquer la deuxième dimension spatiale qui se superposerait sinon à la dimension spectrale.

La partie la plus intéressante du spectre à deux dimensions est bien sûr la dimension spectrale, même si la dimension spatiale peut s'avérer intéressante sur certains objets étendus, comme des galaxies proches, sur lequel elle permet d'étudier l'évolution du spectre en fonction par exemple de la distance au centre galactique (études du profil de rotation grâce à l'effet Doppler par exemple). Mais la dimension spatiale des spectres à deux dimensions est avant tout utile à des fins de traitement des données car elle permet d'effectuer trois corrections absolument nécessaires : l'extraction du spectre à une dimension, la soustraction du ciel et, dans une moindre mesure, la soustraction des rayons cosmiques.

L'extraction du spectre à une dimension se fait en observant le profil de luminosité le long de la dimension spatiale. Cette étape permet d'évaluer la position du centroïde de l'objet et son extension spatiale qui vont définir la partie utile du spectre à deux dimensions. L'extraction permet aussi de corriger les petits défauts de rotation entre le capteur et l'élément dispersif, qui font que la dimension spectrale n'est pas toujours strictement parallèle à une ligne de pixels du détecteur.

[6] Le phénomène d'interférence se produit lorsque deux ondes identiques s'ajoutent en un même point. Le résultat peut être la multiplication par deux de l'intensité lumineuse lorsque les ondes sont en phase, ou une extinction complète du signal lorsqu'elles sont en opposition de phase.

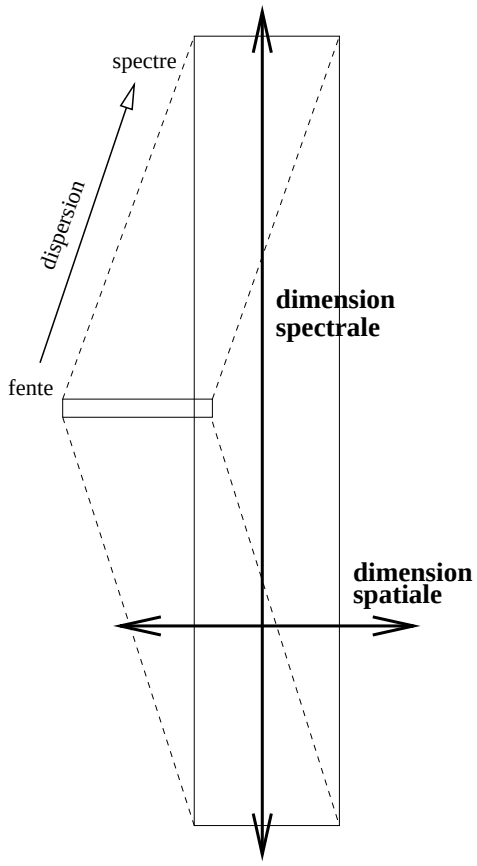


FIG. 3.3 – Principe du spectre à deux dimensions.
La dispersion en longueur d'onde est réalisée dans la direction perpendiculaire à la fente, le spectre a donc une certaine épaisseur qui correspond à la longueur de la fente : celle-ci fourni une information spatiale sur l'objet observé.

La soustraction du ciel, dont la luminosité s'ajoute à celle de l'objet observé, est réalisée en calculant la luminosité moyenne le long de la dimension spectrale observée de part et d'autre de l'objet, puis en soustrayant cette composante à la partie utile du spectre. Notons que le spectre du ciel est la somme d'une composante continue facile à soustraire, mais aussi de raies d'émission et d'absorption (voir la section 3.2.2) plus difficiles à supprimer complètement à cause du bruit. Il est donc courant que des résidus des raies du ciel soient présents sur les spectres de galaxies, comme c'est le cas avec les observations exploitées dans cette thèse.

Finalement, la partie utile du spectre à deux dimensions est moyennée le long de la dimension spatiale pour obtenir un spectre à une seule dimension (la dimension spectrale). Cette opération a pour but d'utiliser toute l'information disponible sur le spectre à deux dimensions et d'augmenter ainsi le rapport signal sur bruit du spectre à une dimension. Mais elle a aussi pour avantage d'éliminer les rayons cosmiques[7] dont la contribution au flux moyen de la partie utile est minimisée.

Notons enfin la possibilité de réaliser des spectres à trois dimensions. Ces spectres, obtenus par la technique de la spectroscopie intégrale de champs, disposent des deux dimensions spatiales d'une image normale en plus de la dimension spectrale. Ils sont obtenus en réalisant plusieurs spectres du même champ à travers une longue fente couvrant la première dimension spatiale, la deuxième dimension spatiale étant obtenue en "déplaçant" cette fente pour couvrir tout le champ[8]. L'intérêt de la spectroscopie intégrale de champ et de permettre la réalisation des spectres de l'ensemble des objets situés dans un même champ, plutôt que de préselectionner un nombre restreint d'objet sur lesquels placer les fentes des spectroscopes standard. Cela permet d'observer en spectroscopie des objets qui ne l'auraient pas été autrement, mais aussi et surtout d'étudier les variations spatiales des propriétés spectrales des objets étendus.

3.2.1.2 La calibration spectroscopique

Comme les données photométriques, les données spectroscopiques nécessitent une étape de calibration. La calibration est en effet indispensable pour convertir un numéro de pixel le long de la dimension spectrale en longueur d'onde, et un nombre d'électrons détectés (ADU) en flux monochromatique reçu.

La calibration en longueur d'onde Elle est effectuée sur le spectre à deux dimensions et nécessite la réalisation du spectre d'une source de lumière connue dans les même conditions que l'observation astronomique. On peut par exemple réaliser le spectre d'une lampe au taurium-argon dont on connait déjà parfaitement la forme : il s'agit d'un spectre de raies d'émission (voir la section 3.2.2). Si on note x la position d'un pixel le long de la dimension spectrale, λ la longueur d'onde correspondante et λ_0, a et b trois constantes, on peut établir une loi de transformation de la forme :

$$\lambda = \lambda_0 + a \cdot x + b \cdot x^2 \tag{3.9}$$

Les trois constantes λ_0, a et b sont déterminées à partir du spectre de référence. On se limite généralement à un polynôme du premier degré, ce qui permet d'effectuer facilement la calibration en longueur d'onde en repérant les positions x_1 et x_2 de deux

[7] Les rayons cosmiques sont produits lorsqu'un pixel est frappé par une particule de haute énergie (un rayon cosmique), ce pixel est alors saturé comme s'il avait été éclairé par une source lumineuse intense tandis que les pixels voisins ne sont pas affectés.

[8] Les spectroscopes modernes permettent de réaliser un spectre à trois dimensions en une seule pose à l'aide des techniques de micro-lentilles qui divisent optiquement le champ en plusieurs bandes.

raies de longueurs d'onde λ_1 et λ_2 connues du spectre de référence. On utilise alors la formule suivante :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} a & = & \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{x_1 - x_2} \\ \lambda_0 & = & \frac{1}{2} \times [\lambda_1 + \lambda_2 - a \cdot (x_1 + x_2)] \end{array} \right. \tag{3.10}$$

Une autre méthode, qui peut être utilisée pour les observations réalisées dans l'infrarouge, consiste à établir cette loi de transformation directement à partir des raies d'émission du ciel, visibles sur n'importe quel spectre à deux dimensions et dont on connait très bien les différentes longueurs d'onde.

Notons que même si la constante a donne la différence de longueur d'onde entre deux pixels successifs, celle-ci ne représente pas la plus petite différence de longueur d'onde mesurable sur un spectre, que l'on appelle le pouvoir séparateur et que l'on note $\Delta\lambda$. En effet, cette grandeur dépend entièrement du système dispersif alors que la constante a est caractéristique du capteur. Le pouvoir séparateur correspond à la taille de la tâche de diffraction produite en sortie du système dispersif. Dans la plupart des spectroscopes, le pouvoir séparateur est relié à la longueur d'onde λ par la constante R_s, qu'on appelle la résolution spectrale, via la formule suivante :

$$\boxed{R_\mathrm{s} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}} \tag{3.11}$$

Plus un spectroscope est dispersif plus cette résolution est grande, ce qui permet d'observer un spectre plus détaillé mais en contrepartie moins lumineux, donc plus bruité.

La calibration en flux Elle est effectuée sur le spectre à une dimension et est obtenue en observant une étoile, dite standard, dont on connait déjà le spectre à une dimension. Pour que la calibration soit correcte, il faut que l'étoile standard soit observée dans les conditions les plus proches possible des conditions d'observation du spectre à calibrer (même jour, même heure, même hauteur).

Si on note $\mathrm{ADU}(\lambda)$ le spectre à une dimension à calibrer observé pendant le temps de pose t_p, $\mathrm{ADU}_\star(\lambda)$ le spectre à une dimension de l'étoile standard observé pendant le temps de pose $t_\star$ et $f_{\lambda\star}(\lambda)$ le flux monochromatique connu de l'étoile standard, le flux monochromatique calibré $f_\lambda(\lambda)$ s'écrit :

$$f_\lambda(\lambda) = \mathrm{ADU}(\lambda) \cdot \frac{1}{t_\mathrm{p}} \cdot \left(t_\star \cdot \frac{f_{\lambda\star}(\lambda)}{\mathrm{ADU}_\star(\lambda)} \right) \tag{3.12}$$

La partie entre parenthèses est appelée la réponse du détecteur. Notons que cette dernière est lissée pour ne garder que la composante continue et supprimer les résidus des raies d'absorption qui seraient éventuellement visibles dans le spectre de l'étoile standard. Notons enfin que la calibration en flux peut se faire aussi bien en flux monochromatique par unité de longueur d'onde (comme dans cette exemple) que par unité de fréquence.

3.2.2 Les signatures spectrales

Un spectre de galaxie est la somme de trois composantes : un continuum, des raies d'absorption et des raies d'émission. Le continuum d'une galaxie est la somme de tous les rayonnements de corps noir de chacune des étoiles qui la composent. Notons que le continuum des galaxies provient aussi de l'émission de corps noir des poussières interstellaires. Mais ces dernières émettent uniquement dans l'infrarouge (elles sont froides) alors que les étoiles émettent principalement dans le domaine visible, ce qui

concerne l'essentiel des observations exploitées dans cette thèse. Notons aussi une faible émission continue du gaz chaud dans le domaine visible.

La couleur et la luminosité du continuum stellaire peut être observée en photométrie grâce à la répartition spectrale d'énergie. La spectroscopie n'apporte donc aucune information sur cette composante. En revanche la finesse des observations spectroscopiques permet de détecter l'absorption ou l'émission de lumière à une longueur d'onde bien précise et sur une très petite bande passante. On parle de raies d'absorption ou de raies d'émission.

3.2.2.1 Les raies d'absorption

Une raie d'absorption correspond à un déficit de luminosité par rapport au continuum localisé à une longueur d'onde précise. Elle signifie qu'il y a, entre la source lumineuse et l'observateur, un milieu qui absorbe la lumière à cette longueur d'onde.

Une raie d'absorption se produit lors de l'absorption d'un photon par le nuage électronique d'un atome. L'énergie lumineuse est alors convertie sous forme d'énergie lorsqu'un électron passe d'un niveau électronique à un autre de plus haute énergie (l'atome est alors excité). Cependant, l'énergie des niveaux électronique dans un atome n'est pas continue mais quantifiée, c'est-à-dire que les électrons ne peuvent avoir que certaines énergies bien définies. La transition d'un niveau électronique à un autre ne peut donc se faire que pour certaines énergies bien précises[9].

La quantification des niveaux électroniques est donc à l'origine des raies d'absorption en n'autorisant que certaines valeurs possibles de la fréquence ou de la longueur d'onde absorbée. Notons que si la fréquence des ondes lumineuses et donc l'énergie associée sont assez grandes, alors un électron peut être éjecté et l'atome ionisé. Dans ce cas, la fréquence de l'onde absorbée n'est plus quantifiée car l'énergie excédentaire pour ioniser l'atome est transmise à l'électron éjecté. Les ondes lumineuses ionisantes forment donc un continuum d'absorption, généralement situé dans l'ultraviolet, lorsqu'elles traversent un milieu riche en atomes neutres.

Les raies d'absorption se forment essentiellement dans l'atmosphère des étoiles. En effet, pour que des raies d'aborption soient visibles, il faut rompre l'équilibre entre absorption des photons d'un côté et réémission par désexcitation radiative de l'autre. La désexcitation radiative se produit lorsque les électrons d'un atome excité passent d'un niveau électronique à un autre de plus basse énergie. L'énergie libérée est réémise sous la forme d'un nouveau photon identique à celui qui avait été absorbé et il n'y a pas de déficit de luminosité : on n'observe pas de raie d'absorption. Au contraire, la désexcitation collisionnelle produit un déficit de luminosité car l'énergie des photons absorbés n'est pas réémise sous forme de photons. Elle est transférée sous forme d'énergie cinétique à un autre atome lorsque ce dernier entre en collision avec l'atome excité, ce qui a pour conséquence de réchauffer le milieu. Or cela n'est possible que dans l'atmosphère des étoiles où la densité est suffisante pour que les collisions soient plus fréquentes que le phénomène de désexcitation radiative.

De plus les raies d'absorption sont d'autant plus nombreuses et intenses que l'atmosphère de l'étoile est froide. En effet, plus la température est basse, plus des atomes neutres ou peu ionisés peuvent se former de manière durable et contribuer à l'absorption du rayonnement. Au contraire une atmosphère chaude est favorable à un haut degré d'ionisation, ce qui rend impossible le phénomène d'absorption par les nuages électroniques des atomes. Ainsi un spectre de galaxie comportant de nombreuses raies d'absorption particulièrement intenses est caractéristique d'une formation stel-

[9] La fréquence ν de l'onde lumineuse absorbée est reliée à la différence d'énergie ΔE entre les deux niveaux électroniques par l'équation (h est la constante de Planck, voir l'annexe A) : $\Delta E = h \cdot \nu$.

laire récente (de l'ordre de quelques centaines de millions d'années auparavant) qui a fini par aboutir à la formation de nombreuses étoiles géantes rouges en fin de vie. Ces dernières, de part leur grande luminosité, contribuent pour beaucoup au continuum de la galaxie, sauf justement à certaines longueurs d'ondes où le rayonnement est absorbé par leur atmosphère froide, d'où la formation de raies d'absorption dans le spectre de la galaxie.

3.2.2.2 Les raies d'émission

Une raie d'émission correspond à un surplus de luminosité par rapport au continuum, localisé à une longueur d'onde précise. Elle signifie que, dans la galaxie observée, il existe une ou plusieurs sources lumineuses qui émettent des radiations à cette longueur d'onde.

Les raies d'émission se produisent par désexcitation radiative. Comme nous l'avons vu ci-dessus, il s'agit du passage d'un électron d'un atome excité d'un niveau électronique à un autre, de plus basse énergie. Le gain d'énergie se matérialise alors sous la forme d'un photon de longueur d'onde précise. Pour qu'une raie d'émission soit produite, il faut donc que le milieu soit au préalable riche en atomes excités. Les deux principales sources d'excitations des atomes dans le milieu interstellaire sont les collisions et le processus de recombinaison, c'est-à-dire la capture d'un électron libre par un ion pour former un atome dans un état excité.

Dans les deux cas, un spectre de raies d'émission ne peut apparaître que dans un milieu totalement ou partiellement ionisé. Une source d'énergie est donc nécessaire pour réaliser cette ionisation : dans les galaxies, il peut s'agir soit du rayonnement ultraviolet d'une population d'étoiles jeunes et massives (on parle de galaxie à formation d'étoiles), soit du rayonnemment ionisant d'un disque d'accrétation en rotation rapide autour d'un trou noir central (on parle de galaxie à noyau actif). Un grand nombre de galaxies ne présentent pas de spectre de raies d'émission.

Le processus de recombinaison se divise en deux étapes : premièrement la capture de l'électron libre dans un niveau atomique superficiel, puis le passage de ce niveau d'énergie excité à un niveau d'énergie plus faible soit directement, soit par décroissances successives jusqu'au niveau d'énergie fondamental. Ce dernier phénomène conduit à l'émission de plusieurs photons à des longueurs d'onde différentes correspondant à chaque décroissance d'énergie. On peut donc observer plusieurs raies d'émission pour un même élément.

Le processus d'excitation collisionnel, c'est-à-dire le passage d'un électron d'un niveau électronique à un autre plus énergétique après une collision avec un autre atome, ne produit des raies d'émission que lorsque le phénomène de désexcitation collisionnelle est négligeable devant le phénomène de désexcitation radiative. À l'opposé des raies d'absorption, ceci n'est possible que dans un milieu très peu dense où les collisions sont suffisamment rares, sans être inexistantes.

Notons que les raies d'émission de l'atome d'hydrogène (voir l'annexe C) sont produites uniquement grâce au phénomène de recombinaison, contrairement aux métaux dont la majorité des raies d'émission sont produites par excitation collisionnelle. Or ces dernières nécessitent un milieu très peu dense, conditions impossibles à réaliser dans un laboratoire sur Terre où la notion de "vide" correspond à des densités supérieures à celles des nuages moléculaires. Les raies d'émission collisionnelles des métaux sont donc aussi appelées "raies interdites".

Les noms des raies d'émission sont construits de la façon suivante : l'acronyme de l'élément chimique, suivi d'un chiffre romain désignant l'état d'ionisation (I pour un atome neutre, II s'il est ionisé une fois, III s'il est ionisé deux fois, etc...), suivi de la

lettre λ et de la longueur d'onde centrale exprimée en Ångströms. Les noms des raies interdites sont encadrés par des crochets comme par exemple [OIII]λ5007.

3.2.2.3 Les profils de raies

Les raies d'émission ou d'absorption sont caractérisées par trois paramètres : leur longueur d'onde centrale λ_0, leur largeur[10] σ_λ et leur amplitude A_λ. L'intensité de la raie est positive pour une raie d'émission et négative pour une raie d'asborption. La forme théorique d'une raie est souvent paramétrée par le profil gaussien, aussi appelé loi normale $\mathrm{N}_\lambda(\lambda)$ qui s'écrit en fonction de la longueur λ (voir la figure 3.4) :

$$\mathrm{N}_\lambda(\lambda) = A_\lambda \cdot e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma_\lambda^2}} \tag{3.13}$$

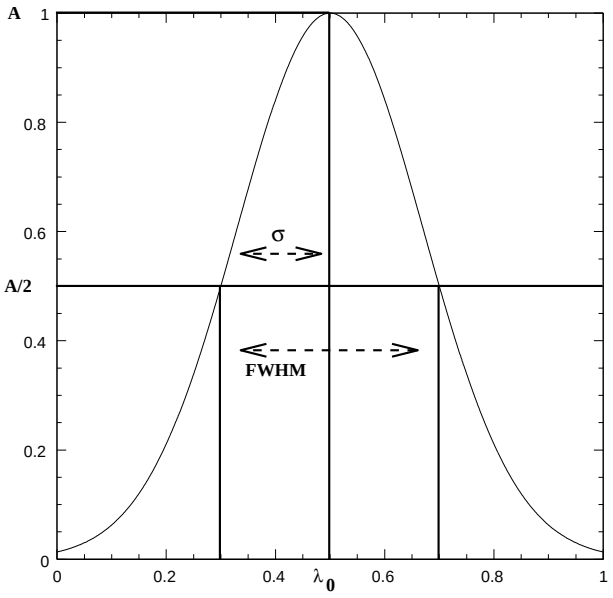


FIG. 3.4 – Profil gaussien d'une raie d'émission.
Le profil gaussien des raies d'émission est caractérisé par un maximum A, une largeur σ et une longueur d'onde centrale λ_0. La largeur à mi-hauteur FWHM est égal au produit $2,35 \times \sigma$. Le flux de la raie est égal au produit $A \times \sigma \times \sqrt{2\pi}$.

Notons que l'intensité A_λ est égale au flux monochromatique par unité de longueur d'onde de la raie, $f_{\lambda\mathrm{L}}(\lambda)$, au maximum d'intensité de celle-ci :

$$A_\lambda = f_{\lambda\mathrm{L}}(\lambda_0) \tag{3.14}$$

On définit couramment un certain nombre de paramètres observationnels énumérés ci-dessous :

– La largeur à mi hauteur (notée FWHM de l'anglais "Full Width at Half-Maximum") qui correspond à la largeur totale entre les deux longueurs d'ondes pour lesquelles le flux monochromatique est égal à la moitié du flux monochromatique au maximum d'intensité. Dans le cas du profil gaussien, on peut calculer la relation suivante :

$$\boxed{\mathrm{FWHM} = 2\sqrt{2\ln(2)} \cdot \sigma_\lambda = 2,35 \cdot \sigma_\lambda} \tag{3.15}$$

[10] Le terme largeur est employé ici par abus de langage car le paramètre σ_λ représente la largeur de la moitié de la courbe, comme le montre la figure 3.4.

– Le flux total de la raie (noté f) qui correspond à l'intégrale de son flux monochromatique sur tout le domaine de longueur d'onde :

$$\boxed{f = \int_0^\infty f_{\lambda \mathrm{L}}(\lambda)\, d\lambda} \tag{3.16}$$

Dans le cas du profil gaussien, on écrit :

$$f = \int_0^\infty \mathrm{N}_\lambda(\lambda)\, d\lambda = A_\lambda \cdot \sigma_\lambda \sqrt{2\pi} \tag{3.17}$$

– La largeur équivalente (notée EW de l'anglais "Equivalent Width") qui correspond à l'intégrale sur tout le domaine de longueur d'onde du rapport entre le flux propre de la raie et le flux du continuum sous-jacent, dont nous n'avons pas parlé jusqu'à maintenant. En effet le flux monochromatique observé $f_\lambda(\lambda)$ de la galaxie est la somme des flux monochromatiques de la raie ($f_{\lambda \mathrm{L}}(\lambda)$) et du continuum sous-jacent ($f_{\lambda \mathrm{C}}(\lambda)$). La largeur équivalente est calculée à l'aide de la formule suivante :

$$\boxed{\mathrm{EW} = \int_0^\infty -\frac{f_{\lambda \mathrm{L}}(\lambda)}{f_{\lambda \mathrm{C}}(\lambda)}\, d\lambda = \int_0^\infty 1 - \frac{f_\lambda(\lambda)}{f_{\lambda \mathrm{C}}(\lambda)}\, d\lambda} \tag{3.18}$$

Par convention, les largeurs équivalentes sont positives pour les raies d'absorption et négatives pour les raies d'émission.
En pratique, il est possible d'approximer localement le flux monochromatique du continuum par une fonction affine où s_λ et $f_{\lambda 0}$ sont des constantes :

$$\boxed{f_{\lambda \mathrm{C}}(\lambda) = s_\lambda \cdot \lambda + f_{\lambda 0}} \tag{3.19}$$

Notons que, même dans le cadre de cette approximation, il n'existe pas de formule analytique pour la largeur équivalente et que celle-ci doit être calculée numériquement.

La largeur des raies d'émission ou d'absorption est due à plusieurs phénomènes. Le premier d'entre eux est la largeur naturelle des raies : en physique quantique la longueur d'onde du photon émis ou absorbé par un atome n'est pas déterminée avec une précision infinie mais s'exprime en terme de probabilité, avec un maximum pour la valeur théorique. La largeur naturelle d'une raie est liée au temps caractéristique de transition électronique par l'inégalité d'Eisenberg : plus un atome est stable, moins grande est la largeur naturelle des raies.

Mais on associe le plus souvent la largeur des raies à une dispersion de vitesse via l'effet Doppler : lorsqu'une source lumineuse se déplace par rapport à l'obervateur, les ondes sont compressées si la source se rapproche, ou dilatées si la source s'éloigne, de sorte qu'on peut observer un décalage de longueur d'onde, exprimé dans le cas non-relativiste par la formule suivante, où λ_1 est la longueur d'onde observée, λ_0 la longueur d'onde d'émission, v_r la composante radiale (parallèle à la ligne de visée) de la vitesse de la source par rapport à l'observateur et c la vitesse de la lumière :

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = 1 + \frac{v_r}{c} \tag{3.20}$$

La largeur des raies est donc due à la rotation des étoiles et du gaz avec une vitesse v_{rot} autour du centre galactique. La vitesse radiale v_r observée varie entre $-v_{\mathrm{rot}}$ si l'objet s'éloigne parallèlement à la ligne de visée, et $+v_{\mathrm{rot}}$ si l'objet se rapproche parallèlement à la ligne de visée, en passant par 0 si l'objet se déplace perpendiculairement à la ligne de visée.

Notons enfin qu'une partie de la largeur des raies est due au spectroscope lui-même : plus sa résolution est faible, plus les raies apparaissent larges à cause de l'imprécision sur la mesure d'une longueur d'onde. Cet effet doit être corrigé si l'on souhaite mesurer des vitesses de rotation de galaxies, comme nous le verrons plus loin (voir la section 3.3.3).

3.3 L'étude spectrophotométrique

L'étude spectrophométrique, qui est la base de cette thèse, consiste à combiner les observations spectroscopiques et photométriques d'un même objet dans le but d'atteindre une description complète de ses propriétés physiques.

3.3.1 Le "décalage spectral" (ou "redshift")

Le décalage spectral (ou "redshift" en anglais) correspond à la translation du spectre d'une galaxie vers les grandes longueurs d'onde, donc vers le rouge, ou vers les petites longueurs d'onde, donc vers le bleu (on parle de "blueshift" en anglais). Si on note λ_1 la longueur d'onde observée d'une signature spectrale de longueur d'onde théorique connue λ_0, le décalage spectral z s'écrit :

$$\boxed{z = \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\lambda_0}} \tag{3.21}$$

Le décalage spectral peut avoir deux causes physiques. La première est l'effet Doppler. En effet nous pouvons mettre les relations 3.20 et 3.21 ensembles pour obtenir la relation entre la vitesse radiale v_r d'une galaxie par rapport à nous et son décalage spectral global :

$$z = \frac{v_r}{c} \tag{3.22}$$

En 1929, l'astronome Edwin Hubble découvre pour la première fois que toutes les galaxies semblent s'éloigner de nous (décalage vers le rouge) et qu'il existe une relation entre leur vitesse radiale et leur distance D via une constante H_0 qui porte aujourd'hui le nom de constante de Hubble :

$$v_r \, (= z \cdot c) \, = H_0 \times D \tag{3.23}$$

La constante de Hubble s'exprime par convention en $\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$ (voir l'annexe A) et sa valeur, encore mal connue aujourd'hui car sa mesure nécessite une méthode indépendante du décalage spectral pour estimer la distance des galaxies, oscille entre 50 et 100 $\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$. Pourtant, même si Hubble lui-même ne l'a pas immédiatement compris, l'existence de la constante de Hubble suggère une toute autre explication que l'effet Doppler au phénomène du décalage spectral : il s'agit de l'expansion de l'Univers.

3.3.1.1 L'expansion de l'Univers

La découverte de Hubble montre que toutes les galaxies semblent s'éloigner les unes des autres et ce d'autant plus vite que la distance qui les sépare est grande. Cela suggère donc que l'Univers dans son ensemble est en expansion, à l'image de la surface d'un ballon en train d'être gonflé.

Nous savons aujourd'hui que la constante de Hubble ne mesure pas la relation entre vitesse d'éloignement et distance des galaxies, mais plutôt le taux d'expansion

de l'Univers exprimé comme l'inverse d'un temps. En effet la constante de Hubble, dont la valeur est de l'ordre de $10^{-18}\,\mathrm{s}^{-1}$, relie la dilatation dl d'une longueur l pendant l'intervalle de temps dt selon l'expression :

$$\frac{dl}{l} = H_0 \cdot dt \tag{3.24}$$

Ainsi, les galaxies ne s'éloignent pas physiquement les unes des autres et le décalage spectral n'est pas dû à l'effet Doppler. L'expansion de l'Univers agit directement sur les longueurs en les dilatant : les distances entre les galaxies d'une part, mais aussi et surtout les longueurs d'onde des rayons lumineux d'autre part. La lumière émise par une galaxie voit donc sa longueur d'onde se dilater progressivement tout le long du trajet pour arriver jusqu'à nous. Le décalage spectral z est donc directement relié à la constante de Hubble et au temps de parcours t_L de la lumière par la généralisation de la relation 3.24 (on note $\Delta\lambda$ la différence $\lambda_1 - \lambda_0$) :

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = H_0 \times t_\mathrm{L} \tag{3.25}$$

La figure 3.5 illustre cette relation.

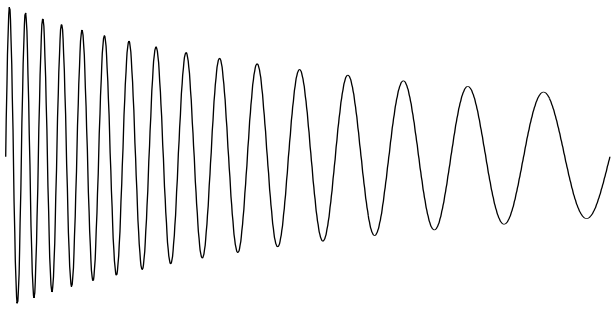


FIG. 3.5 – Illustration du décalage spectral.
Cette figure montre l'effet de l'expansion de l'Univers sur une onde électromagnétique durant sa propagation (de gauche à droite) dans le vide intergalactique. La longueur d'onde augmente avec le temps et, à cause de la conservation de l'énergie, l'amplitude diminue du même facteur.

Le décalage spectral est donc un très bon moyen de mesurer les distances des galaxies. En effet, si on considère la vitesse c de la lumière, la distance D d'une galaxie dont la lumière a mis un temps t_L à nous parvenir peut s'écrire :

$$D = c \times t_\mathrm{L} = \frac{z \cdot c}{H_0} \tag{3.26}$$

Notons que la théorie de l'expansion de l'Univers suppose que ce dernier était plus petit dans le passé, donc plus dense si l'on suppose que la quantité de matière n'a pas varié, ou moins massif si l'on suppose que sa densité est restée constante. Il existe donc deux théories qui s'affrontent pour expliquer l'expansion de l'Univers : la théorie du Big Bang suppose une masse constante et une densité plus importante par le passé, tandis que la théorie de l'Univers stationnaire suppose une densité constante et une création continue de matière. La théorie du Big Bang est maintenant largement admise grâce à l'observation, à un décalage spectral $z = 1000$ c'est-à-dire quand l'Univers était 1001 fois plus petit qu'aujourd'hui, d'un rayonnement micro-onde qu'on appelle le "fond diffus cosmologique" (ou CMB de l'anglais "Cosmic Microwave Background"). Le fond diffus cosmologique correspond à la première émission de lumière

de l'Univers, lorsque les photons ont été libérés de la matière alors que l'Univers devenait moins dense. Il ne s'explique pas dans l'hypothèse de l'Univers stationnaire.

Les proportions actuelles d'hydrogène et d'hélium présents dans le gaz interstellaire (voir la section 2.2.1) sont une autre preuve du Big Bang car cet hélium aurait été formé au tout début de l'Univers, lorsque celui-ci était assez dense et chaud pour permettre la fusion de l'hydrogène.

3.3.1.2 Les distances des galaxies

Comme nous l'avons vu ci-dessus, le décalage spectral est un bon moyen de connaître la distance des galaxies. Cependant la relation 3.26 souffre de deux approximations grossières : premièrement elle ne tient pas compte de la dilatation de la distance des galaxies pendant le trajet de la lumière, cette dernière ayant de plus en plus de chemin à parcourir au fur et à mesure de son trajet qui prend donc beaucoup plus de temps ; et deuxièmement elle ne tient pas compte de la variation de la constante de Hubble. En effet, la constante de Hubble est improprement appelée ainsi car elle varie au cours du temps. En fait la constante de Hubble est proportionnelle à la densité de l'Univers, or cette dernière varie dans l'hypothèse du Big Bang. Cet effet n'avait pas été détecté par Hubble qui n'avait pas mesuré les distances de galaxies suffisamment lointaines pour que la variation de la constante de Hubble soit significative.

La cosmologie, qui est l'étude de l'Univers dans son ensemble, nous donne la relation entre la distance des galaxies et leur décalage spectral en fonction de trois paramètres fondamentaux :

- La constante de Hubble H_0 (dont on mesure la valeur actuelle) donne le taux d'expansion de l'Univers et donc une idée de son âge. Notons que le terme "âge" est utilisé ici par abus de langage car la dimension temporelle, comme les trois dimensions spatiales, subit aussi l'expansion de l'Univers. Ainsi, même s'il est possible de définir un âge de l'Univers comme la différence entre l'instant actuel et l'instant "zéro", ce dernier n'est qu'une limite inatteignable, au même titre que le décalage spectral $z = \infty$ auquel il correspond.
- La courbure de l'Univers. Selon la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein, l'espace-temps possède une courbure intrinsèque qui est due à son contenu en masse et en énergie. Appliquée à l'Univers dans son ensemble, cette théorie permet de définir une courbure globale que l'on mesure comme le rapport Ω_0 entre la densité actuelle de l'Univers et la densité critique qui correspond à un Univers plat. Un Univers avec un paramètre Ω_0 plus grand, égal, ou plus petit que 1 aura donc respectivement une coubure positive, nulle ou négative. La valeur $\Omega_0 = 1$ est de nos jours communément admise.
- Le contenu en matière de l'Univers est mesuré par le rapport Ω_m entre la densité de matière et la densité critique de l'Univers. La différence entre la densité totale et la densité de matière de l'Univers est appelée la constante cosmologique et est notée $\Omega_\Lambda = \Omega_0 - \Omega_\mathrm{m}$. La nature physique de la constante cosmologique est encore mal comprise à la date de la rédaction de cette thèse.

Les valeurs communément admises des trois paramètres cosmologiques à la date de la rédaction de cette thèse sont :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} H_0 & \approx & 70\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}} \\ \Omega_\mathrm{m} & \approx & 0,3 \\ \Omega_\Lambda & \approx & 0,7 \end{array} \right. \tag{3.27}$$

La relation entre la distance actuelle D_C d'une galaxie, aussi appelée distance

comobile, et son décalage spectral z est donnée par l'équation suivante :

$$\boxed{D_{\rm C} = \frac{c}{H_0\sqrt{1-\Omega_0}}\mathrm{sinn}\left(\sqrt{1-\Omega_0}\cdot\int_0^z\left[\left(1+z'\right)^2\left(1+\Omega_{\rm m}z'\right)-\Omega_\Lambda z'\left(2+z'\right)\right]^{-1/2}dz'\right)} \tag{3.28}$$

La fonction "sinn" dépend de la courbure de l'Univers et est définie de la façon suivante :

$$\begin{cases} \mathrm{sinn}(x) = \mathrm{sh}(x) & \textbf{si} \quad \Omega_0 < 1 \\ \mathrm{sinn}(x) = x & \textbf{si} \quad \Omega_0 = 1 \\ \mathrm{sinn}(x) = \sin(x) & \textbf{si} \quad \Omega_0 > 1 \end{cases} \tag{3.29}$$

On peut aussi définir la distance d_θ, aussi appelée distance angulaire, de cette même galaxie au moment où sa lumière a été émise :

$$d_\theta = \frac{D_{\rm C}}{(1+z)} \tag{3.30}$$

Finalement la distance propre $D_{\rm P}$ de la galaxie, qui correspond à la distance effectivement parcourue par la lumière, est égale à :

$$D_{\rm P} = \frac{c}{H_0}\cdot\int_0^z\left[\left(1+z'\right)^2\left(1+\Omega_{\rm m}z'\right)-\Omega_\Lambda z'\left(2+z'\right)\right]^{-1/2}\frac{dz'}{(1+z')} \tag{3.31}$$

Notons que l'inégalité $d_\theta < D_{\rm P} < D_{\rm C}$ est toujours respectée. La figure 3.6 montre l'évolution de ces trois définitions de la distance d'une galaxie en fonction de son décalage spectral. On note que la distance angulaire tend vers zéro pour un décalage spectral très grand. En effet, les galaxies situées à très grand décalage spectral étaient plus proches de nous lorsque leur lumière a été émise il y a très longtemps, au contraire des galaxies à plus petit décalage spectral dont la lumière a été émise récemment dans un Univers plus grand. Notons enfin que la limite de la distance propre pour un décalage spectral infini correspond à "l'âge" de l'Univers multiplié par la vitesse de la lumière.

3.3.1.3 Mesure du décalage spectral

Comme l'indique la relation 3.21, la mesure du décalage spectral nécessite uniquement de pouvoir déterminer la longueur d'onde observée d'une signature spectrale dont on connaît la longueur d'onde théorique. Cette signature spectrale peut être une raie d'émission ou une raie d'absorption ou encore un changement caractéristique dans la forme du continuum comme la discontinuité de Balmer (voir l'annexe C) ou la discontinuité à $4000\,$Å, plus couramment utilisée car bien visible sur de nombreux spectres de galaxies, et qui est due à une forte absorption des rayonnements à plus courte longueur d'onde que $4000\,$Å par les métaux et les molécules présents dans les étoiles, ainsi qu'à un déficit d'étoiles bleues. La figure 3.7 et le tableau 3.3 récapitulent les différentes signatures spectrales couramment utilisées dans le domaine visible pour déterminer le décalage spectral des galaxies.

Le décalage spectral photométrique est une technique qui s'est beaucoup développée pendant les dernières années. Elle consiste à mesurer le décalage spectral des galaxies non pas à l'aide de la spectroscopie, qui est la méthode la plus sûre et la plus précise, mais à l'aide de la photométrie et plus exactement avec la répartition spectrale d'énergie. Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 3.1.2), cette dernière permet en effet d'avoir une très bonne idée de la forme du continuum des galaxies observées. Or la forme du continuum, c'est-à-dire plus précisément sa variation en fonction de la longueur d'onde et la positions des discontinuités, peut être relativement bien caractérisée en photométrie par l'étude des couleurs de la galaxie.

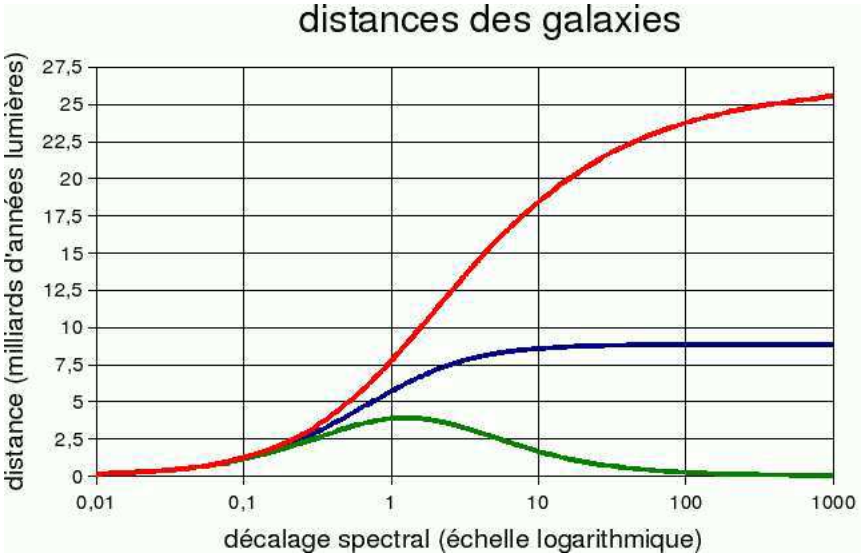


FIG. 3.6 – Différentes définition de la distance des galaxies.
Cette figure montre les différentes valeurs (en milliards d'années-lumières) de la distance d'une galaxie en fonction de son décalage spectral. Ces valeurs sont calculées dans l'hypothèse d'un Univers sans constante cosmologique ($\Omega_\Lambda = 0$). La courbe du haut en rouge représente la distance comobile (relation 3.28), la courbe du bas en vert la distance angulaire (relation 3.30) et la courbe du milieu en bleu la distance propre de parcours de la lumière (relation 3.31).

TAB. 3.3 – Longueurs d'ondes des signatures spectrales d'une galaxie.
Ce tableau présente les longueurs d'onde au repos (en Ångströms) des signatures couramment utilisées pour calculer un décalage spectral. Ces signatures sont présentées sur la figure 3.7.

nom	[OII]	H9	[NeIII]	H8	CaII(K)	CaII(H)
λ (Å)	3727	3835	3868	3889	3933	3968
nom	discontinuité	Hδ	CH(G)	Hγ	Hβ	[OIII]
λ (Å)	4000	4101	4301	4340	4861	4959
nom	[OIII]	[NII]	Hα	[NII]	[SII]	[SII]
λ (Å)	5007	6548	6563	6584	6717	6731

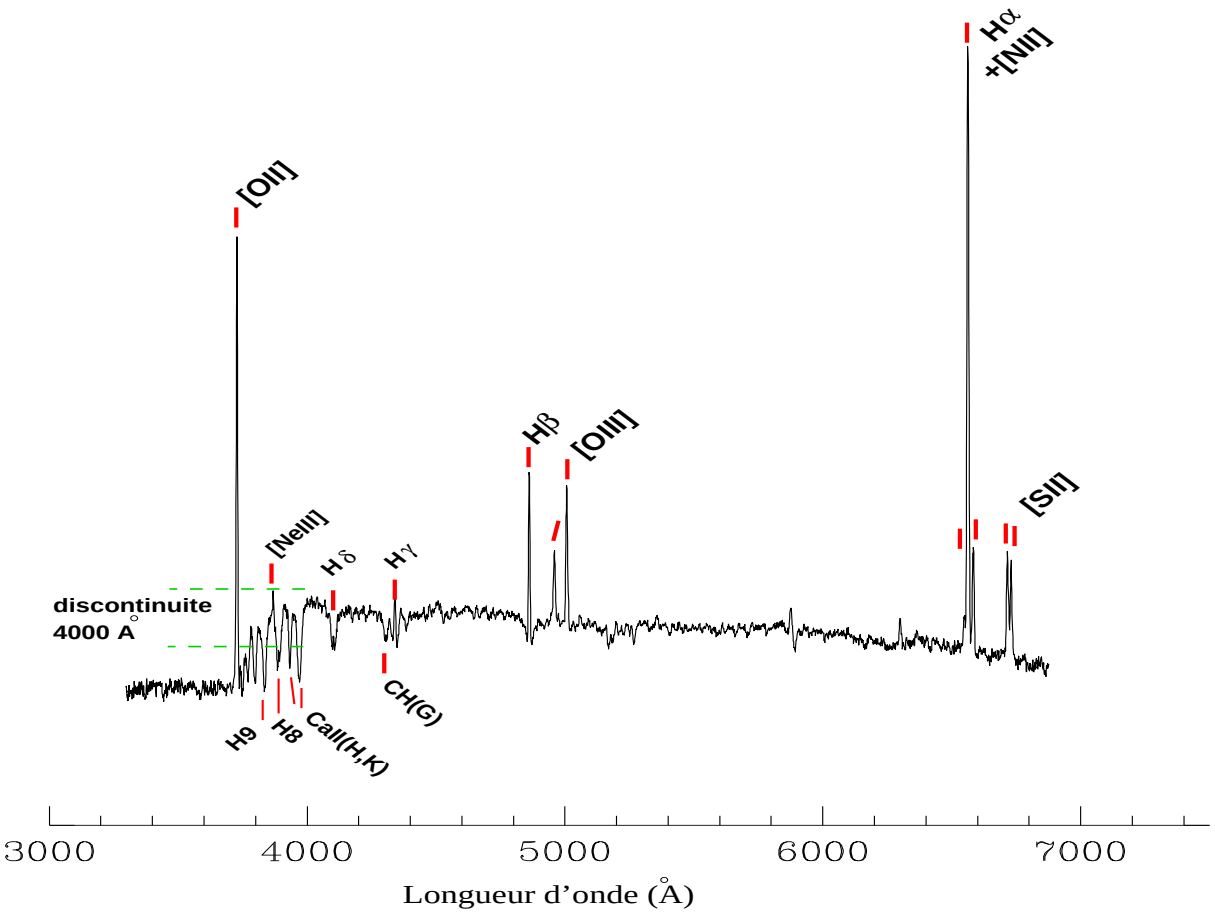


FIG. 3.7 – Mesure du décalage spectral d'une galaxie.
Cette figure montre un spectre composite de galaxie formant des étoiles, obtenu en ajoutant les spectres observés d'un centaine de galaxies du relevé zCOSMOS. Nous avons indiqué les dénominations des signatures couramment utilisées pour calculer un décalage spectral. Les longueurs d'ondes au repos sont données dans le tableau 3.3.

L'étude des couleurs d'une galaxie, et leur comparaison avec les couleurs qu'elle devrait avoir si elle était au repos, permet donc d'estimer le décalage spectral des différentes signatures du continuum. Notons que cette méthode nécessite, pour servir de comparaison, une bibliothèque de répartition spectrales d'énergies théoriques, calculées à partir d'un code de synthèse de population stellaire couvrant l'ensemble des propriétés physiques possibles des galaxies. La figure 3.8 résume le principe du décalage spectral photométrique.

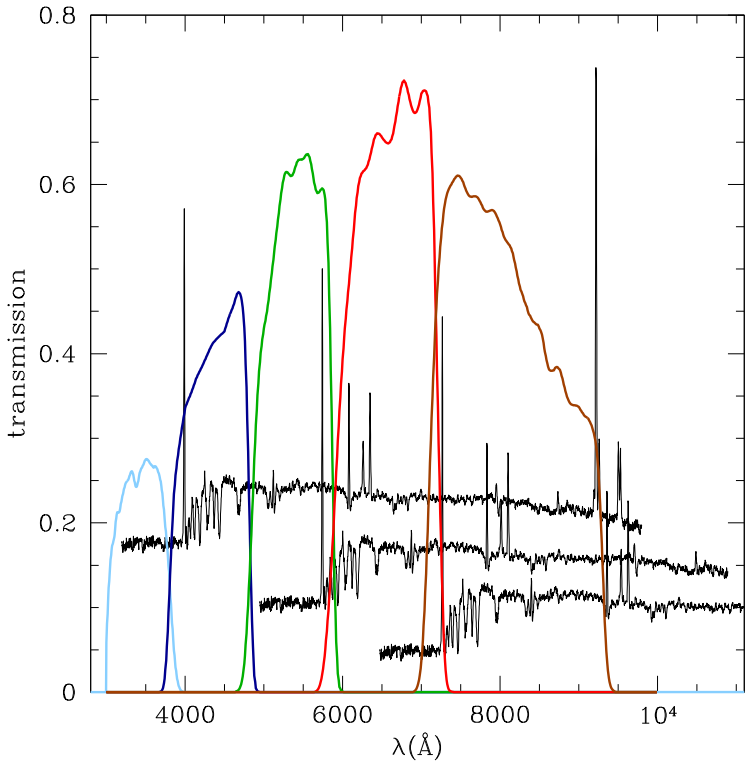


FIG. 3.8 – Mesure du décalage spectral photométrique d'une galaxie.
Cette figure montre le même spectre composite de galaxie à différents décalages spectraux, c'est-à-dire de plus en plus décalé vers le rouge. Les courbes représentent les réponses des filtres U, B, V, R et I (de gauche à droite). La discontinuité à 4000 Å passe successivement à travers des filtres au repos de plus en plus rouges, ce qui permet d'estimer le décalage spectral photométrique.

3.3.2 Calcul d'une luminosité absolue

Comme nous l'avons vu ci-dessus, la mesure du décalage spectral d'une galaxie, que ce soit par la méthode spectroscopique ou photométrique, permet d'estimer la distance de celle-ci. Or la distance est le paramètre essentiel pour pouvoir mesurer la luminosité réelle d'une galaxie à partir de son flux mesuré. En effet le flux mesuré décroit comme le carré de la distance. Pourtant cette affirmation, valable pour les étoiles, ne s'applique pas directement aux galaxies car leurs propriétés lumineuses sont très fortement altérées par l'expansion de l'Univers durant le trajet de la lumière jusqu'à nous : les photons perdent de l'énergie et sont plus espacés les uns des autres, et les longueurs d'onde comme la largeur des domaines de longueurs d'onde sont dilatés.

Le calcul de la luminosité d'une galaxie nécessite donc de passer par deux étapes intermédiaires : la distance de luminosité et la correction-k.

3.3.2.1 La distance de luminosité

Si on note L la luminosité totale d'une galaxie, alors l'énergie totale E_0 émise dans toutes les directions pendant un intervalle de temps dt_0 est égale à :

$$E_0 = L \cdot dt_0 \tag{3.32}$$

Durant son trajet jusqu'à nous, la lumière émise par la galaxie subit l'expansion de l'Univers de deux façons :

- Les photons perdent de l'énergie. En effet, si l'on note λ_0 la longueur d'onde d'un photon au moment de son émission, λ_1 sa longueur d'onde au moment de sa réception sur Terre et z le décalage spectral, l'expansion de l'Univers permet d'écrire la relation :

  $$\lambda_1 = (1+z)\lambda_0 \tag{3.33}$$

  Or l'énergie d'un photon est directement reliée à sa longueur d'onde par la relation de physique quantique suivante :

  $$E_0 = \frac{h \cdot c}{\lambda_0} \tag{3.34}$$

  D'où la valeur E_1 de l'énergie lumineuse reçue sur Terre :

  $$E_1 = \frac{h \cdot c}{\lambda_1} = \frac{E_0}{(1+z)} \tag{3.35}$$

- L'intervalle de temps entre deux photons augmente car la dimension temporelle subit la même expansion que les dimensions spatiales. L'intervalle de temps dt_1 correspondant à l'énergie considérée au moment de sa réception s'écrit donc :

  $$dt_1 = (1+z)dt_0 \tag{3.36}$$

Finalement, cette énergie est répartie au moment de sa réception sur une sphère dont le diamètre est égal à la distance comobile D_{C} de la galaxie. Nous pouvons donc calculer le flux reçu F selon la formule suivante :

$$F = \frac{E_1}{4\pi D_{\mathrm{C}}^2 \times dt_1} = \frac{E_0}{4\pi D_{\mathrm{C}}^2 \times dt_0 \cdot (1+z)^2} = \frac{L}{4\pi D_{\mathrm{C}}^2 \cdot (1+z)^2} \tag{3.37}$$

Par convention on définit la distance de luminosité D_{L} d'une galaxie comme :

$$\boxed{D_{\mathrm{L}} = (1+z)D_{\mathrm{C}}} \tag{3.38}$$

La distance de luminosité d'une galaxie, calculée à partir de son décalage spectral et des paramètres cosmologiques, permet donc de déduire sa luminosité absolue L à partir du flux F observé sur le détecteur par la relation :

$$\boxed{L = 4\pi D_{\mathrm{L}}^2 \times F} \tag{3.39}$$

3.3.2.2 La correction-k

La relation 3.39 n'est valable que pour la luminosité totale d'une galaxie, c'est-à-dire intégrée sur tout le domaine de longueur d'onde ou de fréquence (on parle de luminosité bolométrique). En effet si l'on considère la luminosité intégrée sur un domaine de longueur d'onde particulier, comme la bande passante d'un filtre par exemple, il faut considérer la dilatation de la bande passante en longueur d'onde par

un facteur $(1+z)$ à cause de l'expansion de l'Univers (on rappele que z est le décalage spectral qui mesure l'expansion relative d'une longueur). De même, si on parle de luminosité intégrée sur un domaine de fréquence, il faut considérer la contraction de la bande passante en fréquence par le même facteur $(1+z)$. De plus, il faut aussi considérer le fait que l'ensemble du domaine de longueur d'onde ou de fréquence, tel qu'il est défini par le filtre utilisé au moment de la réception de la lumière, correspondait à un domaine de plus grandes longueurs d'onde ou de plus petites fréquences au moment où la lumière a été émise. Ainsi un filtre donné n'observe pas réellement le domaine de longueur d'onde pour lequel il a été défini au repos.

La correction-k spectroscopique La correction de bande passante, aussi appelée correction-k spectroscopique, doit être appliquée au flux monochromatique observé $f^1_\lambda(\lambda_1)$ ou $f^1_\nu(\nu_1)$ (par unité de longueur d'onde ou par unité de fréquence), pour obtenir le flux monochromatique corrigé de l'expansion de l'Univers $f^0_\lambda(\lambda_0)$ ou $f^0_\nu(\nu_0)$. Cette correction vient du changement de variable $\lambda_1 = (1+z)\lambda_0$ (ou $\nu_1 = (1+z)^{-1}\nu_0$) dans l'intégrale du flux bolométrique qui doit rester constante après cette opération :

$$\begin{array}{lll} F & = \int_0^\infty f^0_\lambda(\lambda_0)\, d\lambda_0 & = \int_0^\infty f^0_\nu(\nu_0)\, d\nu_0 \\ & = \int_0^\infty f^0_\lambda(\lambda_1)\, d\lambda_1 \times \frac{d\lambda_0}{d\lambda_1} & = \int_0^\infty f^0_\nu(\nu_1)\, d\nu_1 \times \frac{d\nu_0}{d\nu_1} \\ & = \int_0^\infty f^1_\lambda(\lambda_1)\, d\lambda_1 & = \int_0^\infty f^1_\nu(\nu_1)\, d\nu_1 \end{array} \tag{3.40}$$

Nous pouvons donc déduire de la relation 3.40 la correction suivante :

$$\boxed{\left\{ \begin{array}{rcl} f^0_\lambda(\lambda_0) & = & f^1_\lambda(\lambda_1) \times (1+z) \\ f^0_\nu(\nu_0) & = & f^1_\nu(\nu_1) \times \left(\frac{1}{1+z}\right) \end{array} \right.} \tag{3.41}$$

Notons que la correction-k spectroscopique doit être appliquée aux spectres observés avant d'effectuer les mesures de flux ou de largeurs équivalentes de raies telles que définies par les relations 3.16 et 3.18. Notons enfin que la correction de distance de luminosité telle que définie par la relation 3.39 peut être appliquée au flux monochromatique k-corrigé pour obtenir la luminosité monochromatique absolue de l'objet observé.

La correction-k photométrique Elle s'ajoute à la correction-k spectroscopique pour tenir compte du décalage vers le rouge du domaine spectral observé à travers un filtre donné. Elle consiste à corriger la magnitude observée d'une galaxie, pour obtenir la magnitude qu'elle aurait réellement à travers le filtre considéré si nous avions pu l'observer au repos (ou "rest-frame" en anglais), c'est-à-dire s'il n'y avait pas d'expansion de l'Univers. Par définition la correction-k photométrique, notée k, est donc égale à la différence entre la magnitude apparente m de la galaxie et la magnitude apparente m_0 qu'elle aurait à travers le même filtre en l'absence de décalage spectral :

$$k = m_0 - m \tag{3.42}$$

Si on note $T(\lambda)$ ou $T(\nu)$ la courbe de réponse du filtre considéré (voir la section 3.1.2), et $f_\lambda(\lambda)$ ou $f_\nu(\nu)$ les flux monochromatiques *observés*, alors la correction-k photométrique s'écrit en tenant compte de la correction-k spectroscopique :

$$\boxed{k = -2,5 \cdot \log\left(\frac{(1+z)\cdot\int_0^\infty f_\lambda\left(\lambda(1+z)\right)\cdot T(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty f_\lambda(\lambda)\cdot T(\lambda)\, d\lambda}\right) = -2,5 \cdot \log\left(\frac{\int_0^\infty f_\nu\left(\frac{\nu}{1+z}\right)\cdot T(\nu)\, d\nu}{(1+z)\cdot\int_0^\infty f_\nu(\nu)\cdot T(\nu)\, d\nu}\right)} \tag{3.43}$$

En pratique, cette définition de la correction-k photométrique nécessite de connaître le flux monochromatique observé de la galaxie, c'est-à-dire son spectre. Pourtant, de la même façon qu'il est possible comme nous l'avons vu plus haut (voir la section 3.3.1) de mesurer un décalage spectral sans utiliser de spectre, il est aussi possible de calculer la correction-k photométrique uniquement à partir de la répartition spectrale d'énergie d'une galaxie.

En effet, nous pouvons comparer la répartition spectrale d'énergie observée à celle d'une série de modèles issus d'un code de synthèse de population stellaire. Pour ce faire, il faut calculer la correction-k *inverse* à appliquer aux magnitudes des modèles pour les ramener du référentiel au repos vers le décalage spectral observé de la galaxie, ce calcul étant possible car nous avons les spectres théoriques des modèles à notre disposition. Puis il faut trouver le meilleur ajustement, par la méthode du minimum du χ^2 par exemple. Finalement le correction-k calculée sur le meilleur ajustement peut être appliquée à la répartition spectrale d'énergie observée.

Pour conclure cette section, nous pouvons définir la magnitude absolue d'un objet astrophysique : il s'agit du flux que l'on observerait si l'objet était situé à une distance de $10\,\mathrm{pc}$. Si on note L la luminosité totale d'un objet astronomique à travers un filtre donné, F son flux observé à travers ce même filtre, et D_L sa distance de luminosité exprimée en parsecs, sa magnitude absolue M est définie par :

$$M = -2,5 \cdot \log\left(\frac{L}{4\pi\,(10\,\mathrm{pc})^2}\right) = -2,5 \cdot \log\left(F \cdot \left(\frac{D_\mathrm{L}}{10}\right)^2\right) \tag{3.44}$$

Nous pouvons donc écrire la relation entre la magnitude absolue M, la magnitude apparente m et la correction-k de cette galaxie à travers un filtre donné :

$$\boxed{M = m + k - 5\log D_\mathrm{L} + 5} \tag{3.45}$$

3.3.2.3 Calcul de la masse stellaire

Une fois la luminosité absolue d'une galaxie calculée, le passage de la luminosité à la masse stellaire peut être réalisé relativement facilement. En effet la luminosité d'une galaxie est directement reliée au nombre et à la luminosité des étoiles qu'elle contient, donc à sa masse stellaire. Cependant la relation entre la masse stellaire d'une galaxie et sa luminosité dépend aussi de l'âge de ses étoiles, donc de sa couleur. Rappelons en effet que la relation entre masse et luminosité des étoiles n'est pas linéaire et que les étoiles les plus massives sont proportionellement beaucoup plus lumineuses que les moins massives.

Il convient donc de calculer le rapport masse-luminosité qui varie approximativement entre $0,2$ et $3\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{L}_\odot$ selon le type de galaxie. La valeur minimale est atteinte pour les galaxies les plus jeunes dont la luminosité est dominée par les étoiles bleues très lumineuses, tandis que la valeur maximale est atteinte pour les galaxies les plus vieilles dont la masse est dominée par les étoiles rouges peu lumineuses.

Si on note R la magnitude absolue d'une galaxie à travers par exemple un filtre rouge, $R_\odot$ la magnitude absolue du Soleil à travers ce même filtre, $M_\star$ la masse stellaire de la galaxie exprimée en masses solaires et $M_\star/L(R)$ son rapport masse-luminosité exprimé en unités solaires à travers le filtre considéré, on peut écrire la relation suivante :

$$\log(M_\star) = \log\left(\frac{M_\star}{L(R)}\right) + \frac{R - R_\odot}{2,5} \tag{3.46}$$

À l'instar du décalage spectral photométrique et de la correction-k, le rapport masse-luminosité peut être calculé à partir de la répartition spectrale d'énergie de

la galaxie observée. Cette dernière est comparée à une série de modèles à l'aide d'une méthode d'optimisation, et le rapport masse-luminosité du meilleur ajustement est utilisé pour déterminer la masse stellaire de la galaxie observée. Pour plus de précisions, il est courant d'utiliser certains indices spectraux dans cet ajustement en plus des couleurs de la répartition spectrale d'énergie. Les indices les plus couramment utilisés sont l'intensité d'une raie d'absorption de Balmer (Hδ par exemple) et la discontinuité à $4000\,$Å. Ces indices permettent de réduire la dégénérescence âge-métallicité-poussière (voir la section 2.3.2) en étant peu sensibles à la métallicité dans le premier cas et à la poussière dans le second, mais très sensibles à l'âge dans les deux cas.

Notons finalement que cette méthode ne permet pas, en tout cas dans le domaine visible, d'estimer la masse totale de la galaxie, aussi appelée masse dynamique, qui est répartie en masse stellaire mais aussi en masse de gaz et de poussières, voire en une éventuelle composante invisible. Cette dernière peut toutefois être mesurée indirectement par ses effets dynamiques sur les orbites des étoiles, mais cette méthode est entachée d'une incertitude théorique sur la validité des lois de la dynamique newtonienne à l'échelle des galaxies. Rappelons qu'il existe une même différence d'ordre de grandeur entre l'échelle des galaxies et celle du système solaire, où ces lois ont été validées, qu'entre cette dernière et l'échelle des atomes, où les lois de la physique classique sont très nettement supplantées par la physique quantique.

3.3.3 Autres propriétés spectrophotométriques

Nous avons vu les exemples de la luminosité et de la masse des galaxies, qui sont deux propriétés physiques mesurables par la mise en commun des techniques spectroscopiques et photométriques. Nous allons présenter dans cette section trois autres exemples de propriétés physiques déterminées par les méthodes spectrophotométriques.

3.3.3.1 Calcul du taux de formation d'étoiles

Le taux de formation d'étoiles peut être calculé de plusieurs façons. Encore une fois, la répartition spectrale d'énergie permet d'en avoir une estimation. Cependant, du fait de la dégénérescence âge-métallicité-poussière, l'estimation du taux de formation d'étoiles à partir de la photométrie seule ne pourra être qu'approximative car elle nécessite une bonne connaissance indépendante des ces trois paramètres. En effet l'âge moyen des étoiles d'une galaxie nous renseigne sur les variations récentes du taux de formation d'étoiles, tandis que la métallicité et la poussière sont des indicateurs des générations d'étoiles précédentes. Il existe des méthodes, plus poussées, qui comparent non pas la répartition spectrale d'énergie seule mais aussi le spectre complet des galaxies à des spectres théoriques. Ainsi, en comparant en même temps l'ensemble des signatures spectrales disponibles, ces méthodes permettent de minimiser les dégénérescences et d'obtenir une estimation de l'histoire de formation stellaire. Mais ces méthodes nécessitent des spectres de très bonne qualité avec une haute résolution et un fort rapport signal sur bruit.

Néanmoins, la photométrie seule permet quand même de calculer le taux de formation d'étoiles moyen sur un certain nombre d'années dans le passé, de l'ordre du temps de vie des étoiles les plus chaudes qui ont une signature caractéristique sur la répartition spectrale d'énergie, c'est-à-dire une centaine de millions d'années. Si on note $\psi(t)$ le taux de formation d'étoiles, t_0 l'instant présent, et SFR_τ le taux de

formation d'étoiles moyen intégré pendant le temps τ, on a la formule suivante :

$$\mathrm{SFR}_\tau = \frac{1}{\tau}\int_{t_0-\tau}^{t_0} \psi(t)\,dt \tag{3.47}$$

Une autre méthode pour obtenir le taux de formation d'étoiles "instantané", c'est-à-dire intégré sur les quelques derniers millions d'années, consiste à utiliser les raies d'émission du gaz. En effet, l'intensité de ces dernières, qui nécessitent un milieu ionisé (aussi appelé gaz HII) pour apparaître, est directement proportionnelle à l'intensité de la source de lumière ionisante. Or dans les galaxies à formation d'étoiles, cette source ionisante n'est autre que la présence d'étoiles bleues donc jeunes, indiquant un taux de formation d'étoiles instantané élevé. Il est courant d'utiliser la raie Hα de l'hydrogène pour déterminer le taux de formation d'étoiles car elle possède deux avantages : elle dépend peu de la métallicité du gaz contrairement aux raies des métaux, et elle dépend peu de la quantité de poussière car elle est située dans la partie rouge du spectre. Si on note $L(\mathrm{H}\alpha)$ la luminosité de cette raie d'émission (après la correction-k spectroscopique), le taux de formation d'étoiles instantané, noté SFR s'écrit couramment par une simple loi de puissance où $\eta_{\mathrm{H}\alpha}$ est une constante :

$$\mathrm{SFR} = \frac{L(\mathrm{H}\alpha)}{\eta_{\mathrm{H}\alpha}} \tag{3.48}$$

Notons qu'outre la correction-k spectroscopique et une éventuelle correction de l'extinction interstellaire, le flux d'une raie doit subir une dernière correction avant d'être utilisé pour déterminer sa luminosité absolue. Cette correction, appelée "correction d'ouverture" permet de tenir compte du fait qu'un spectroscope ne capte pas toute la lumière de la galaxie observée, car cette dernière est souvent plus étendue que la largeur de la fente. La correction d'ouverture, notée ape (de l'anglais "aperture"), est calculée en comparant la magnitude photométrique m de la galaxie observée à travers un certain filtre avec la magnitude spectroscopique obtenue en intégrant le flux monochromatique observé $f^1_\lambda(\lambda_1)$ ou $f^1_\nu(\nu_1)$ (sans effectuer de correction-k spectroscopique) à travers la courbe de réponse $T(\lambda_1)$ ou $T(\nu_1)$ du même filtre. Si on note $f^{\mathrm{n}}_\lambda(\lambda)$ ou $f^{\mathrm{n}}_\nu(\nu)$ le flux monochromatique de référence du système de magnitude utilisé, on a la formule suivante :

$$\boxed{\mathrm{ape} = m + 2,5\cdot\log\left(\frac{\int_0^\infty f^1_\lambda(\lambda_1)\cdot T(\lambda_1)\,d\lambda_1}{\int_0^\infty f^{\mathrm{n}}_\lambda(\lambda)\cdot T(\lambda)\,d\lambda}\right) = m + 2,5\cdot\log\left(\frac{\int_0^\infty f^1_\nu(\nu_1)\cdot T(\nu_1)\,d\nu_1}{\int_0^\infty f^{\mathrm{n}}_\nu(\nu)\cdot T(\nu)\,d\nu}\right)} \tag{3.49}$$

Finalement, la luminosité $L(\mathrm{r})$ d'une raie d'émission quelconque notée r est calculée en fonction de son flux mesurée $f(\mathrm{r})$ (en tentant compte de la correction-k spectroscopique), de la distance de luminosité D_{L} de la galaxie et de la correction d'ouverture par la formule suivante :

$$\boxed{L(\mathrm{r}) = f(\mathrm{r})\times 4\pi D^2_{\mathrm{L}}\times 10^{-0,4\cdot\mathrm{ape}}} \tag{3.50}$$

Notons que, pour être exacte, la correction d'ouverture doit être calculée à travers un filtre dont la longueur d'onde centrale est proche de la longueur d'onde observée de la raie d'émission.

Notons enfin qu'une dernière méthode pour calculer le taux de formation d'étoiles instantané fait appel non plus à la luminosité d'une raie d'émission mais directement à la mesure de la quantité de lumière ionisante, c'est-à-dire à une mesure de la luminosité en utltraviolet de la galaxie.

3.3.3.2 Propriétés du gaz interstellaire

Les raies d'émission produitent dans les régions HII permettent d'étudier très précisément les propriétés du gaz interstellaire. Comme nous l'avons vu ci-dessus, la luminosité absolue des raies d'émission nous renseigne indirectement sur le taux de formation d'étoiles via la mesure de la quantité de gaz ionisé. De leur côté, les rapports de flux ou de largeurs équivalentes des raies d'émission permettent de déduire les autres propriétés des régions HII : métallicité, quantité de poussières, température, densité, degré d'ionisation ou encore composition chimique. Notons que cette étude ne nécessite pas de correction-k, de correction de la distance de luminosité, de correction d'ouverture, ni même de correction du rougissement interstellaire lorsque les deux raies considérées ont des longueurs d'onde voisine, car toutes ces corrections s'annulent en faisant des rapports de raies.

- En théorie, la quantité de poussière est le paramètre le plus facile à estimer. En effet, comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 2.2.1), la poussière produit un rougissement de la lumière des galaxies en absorbant plus fortement les courtes que les grandes longueurs d'onde. Or le rapport entre les différentes raies d'émission de l'hydrogène, par exemple Hα/Hβ ou Hβ/Hγ, peuvent être calculés théoriquement. Il suffit donc de comparer les rapports théoriques aux rapports observés pour en déduire l'intensité du rougissement interstellaire, donc la quantité de poussière.
- Le degré d'ionisation peut être aisément estimé en étudiant le rapport des raies les plus ionisées sur les raies les moins ionisées d'un même élément chimique, comme par exemple le rapport [OIII]λ5007/[OII]λ3727.
- La métallicité est le principal phénomène qui contrôle le rapport entre les raies des métaux et les raies de l'hydrogène, comme par exemple ([OII]λ3727+[OIII]λ5007)/Hβ ou [NII]λ6584/Hα. Mais il existe d'autres phénomènes qui entrent en jeu comme par exemple le refroidissement radiatif qui intervient sur les raies de l'oxygène. Le refroidissement radiatif se produit lorsque l'abondance en oxygène est si forte que l'essentiel de l'énergie de collisions des atomes est convertie en rayonnement via les raies collisionelles du domaine infrarouge, produisant au final une diminution de l'intensité de ces dernières dans le domaine visible. Notons que les indicateurs de métallicité souffrent généralement d'une incertitude non négligable, sans être un obstacle majeur à l'étude des propriétés physiques des galaxies, de l'ordre de 20%. Cette incertitude est due aux nombreux paramètres qui entrent en jeu dans le calcul des rapports théoriques en fonction de la métallicité, et notamment la température et la densité du gaz très difficiles à estimer.
- La composition chimique du gaz est un corrolaire de la métallicité : il s'agit de mesurer la proportion des divers éléments chimiques formant la famille des métaux. Elle peut être estimée en mesurant le rapport de deux raies métalliques, comme par exemple [NII]λ6584/[OII]λ3727 pour l'abondance relative de l'azote par rapport à l'oxygène. Notons que cette mesure nécessite de tenir compte de la température du gaz pour être exacte, à cause des effets de refroidissement radiatif. L'étude de la composition chimique du gaz est un bon indicateur d'un sursaut récent de formation stellaire. En effet, certains éléments comme l'oxygène apparaissent très rapidement après la mort des étoiles les plus massives, alors que d'autres comme l'azote apparaissent avec un retard de l'ordre d'une centaine de millions d'années.
- La température du gaz peut être mesurée à partir du rapport entre les raies collisionnelles, proportionnelles à la température, et les raies de recombinaison d'un même élément chimique, comme par exemple

([OII]λ3727+[OIII]λ5007)/[OIII]λ4363. Cependant cette mesure est très difficile à cause de la faible intensité des raies de recombinaison des métaux, invisibles sur la grande majorité des spectres actuellement disponibles de galaxies lointaines.
– La densité du gaz peut être mesurée à partir du rapport entre deux raies de longueur d'ondes voisines d'un même élément chimique (on parle de doublet), comme par exemple [SII]λ6717/[SII]λ6731. Cette mesure est elle aussi difficile à réaliser car elle nécessite aussi bien une haute résolution, pour bien séparer les deux raies du doublet, qu'un haut rapport signal sur bruit à cause de la précision du calcul.

3.3.3.3 Vitesses de rotation

Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 3.2.2), une partie au moins de la largeur des raies d'émission ou d'absorption peut s'expliquer par l'effet Doppler. Ce dernier est induit par la projection sur la ligne de visée du mouvement de rotation des étoiles ou du gaz autour du centre galactique. En effet, la vitesse radiale des étoiles par rapport à l'observateur passe successivement par un minimum négatif (l'étoile se rapproche de nous), une valeur nulle (l'étoile bouge perpendiculairement à la ligne de visée) et par un maximum positif (l'étoile s'éloigne de nous) tout au long de leur rotation autour du centre galactique ; or la modification de la longueur d'onde apparente du rayonnement par effet Doppler est directement proportionnelle à cette vitesse radiale. Notons que la vitesse de rotation est couramment mesurée sur les raies d'absorption produites par les étoiles.

Si on note Δv_r la différence de vitesse radiale apparente entre le minimum et le maximum, λ la longueur d'onde d'une raie et $\Delta\lambda_{\rm dop}$ l'élargissement de cette raie mesuré et attribué à l'effet Doppler, nous pouvons appliquer la formule suivante où c est la vitesse de la lumière :

$$\frac{\Delta\lambda_{\rm dop}}{\lambda} = \frac{\Delta v_r}{c} \tag{3.51}$$

Rappelons qu'une partie de l'élargissement des raies d'émission ou d'absorption est due à la résolution du spectroscope qu'il convient de soustraire. Selon la théorie statistique, les largeurs associées à un phénomène physique modélisable par une loi normale (loi de Gauss) s'additionnent quadratiquement. Cela s'applique aux largeurs de raies comme au bruit de mesure. Ainsi, si l'on note $\Delta\lambda$ la largeur totale d'une raie et $\Delta\lambda_{\rm R}$ l'élargissement attribué à la résolution du spectroscope, nous devons appliquer la formule suivante :

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{\Delta\lambda_{\rm dop}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_{\rm R}}{\lambda}\right)^2 \tag{3.52}$$

Comme l'élargissement des raies est relié à leur longueur d'onde, il est courant d'exprimer celui-ci par unité de longueurs d'onde logarithmiques. On peut finalement appliquer la formule qui relie la largeur logarithmique observée $\Delta(\ln\lambda)$ des raies à la différence Δv_r de vitesse radiale et à la résolution $R_{\rm s}$ du spectroscope, en mettant ensemble les relations 3.52, 3.51 et 3.11 :

$$\boxed{\Delta(\ln\lambda) = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta v_r}{c}\right)^2 + \frac{1}{R_{\rm s}^2}}} \tag{3.53}$$

Notons que les étoiles dont l'orbite est perpendiculaire à la ligne de visée ne subissent jamais aucun effet Doppler. Il est donc nécessaire, pour les galaxies spirales dont toutes les étoiles orbitent dans le même plan, de tenir compte de l'angle d'inclinaison i de ces galaxies par rapport au plan normal à la ligne de visée ($i = 0$ pour une

galaxie vue de face). La vitesse de rotation $v_{\rm rot}$ des galaxies spirales est donc reliée à la différence de vitesse radiale observée par l'équation :

$$\boxed{v_{\rm rot} = \frac{\Delta v_r}{\sin i}} \tag{3.54}$$

En revanche, pour les galaxies elliptiques dont les orbites des étoiles sont désordonnées, l'effet d'inclinaison s'annule en moyenne. La vitesse de dispersion mesurée des étoiles Δv, qui est définie comme la moyenne des différences de vitesse radiales observées pour des angles d'inclinaison variant de $i = 0$ à $i = 2\pi$ (tous les angles d'inclinaison sont possibles), est donc égale à la vitesse de rotation des étoiles dans une galaxie elliptique :

$$\boxed{\Delta v = \int_0^{2\pi} \Delta v_r \, di = v_{\rm rot} \cdot \int_0^{2\pi} \sin i \, di = v_{\rm rot}} \tag{3.55}$$

CHAPITRE 4

Étudier la formation et l'évolution des galaxies

Sommaire

4.1 Les modèles de formation et d'évolution des galaxies 74
4.1.1 L'assemblage de la masse stellaire 74
4.1.1.1 La "boîte fermée" 74
4.1.1.2 La "boîte ouverte" 75
4.1.2 Le modèle hiérarchique 77
4.1.2.1 Les collisions de galaxies 77
4.1.2.2 La "réduction de masse caractéristique" (ou "downsizing") 78
4.2 Les outils statistiques 79
4.2.1 Fonction de sélection et complétude 80
4.2.1.1 Comptages par pondération du volume maximum . . . 80
4.2.1.2 Les densités de paramètres 81
4.2.2 Les relations d'échelles 83
4.2.2.1 Échantillons limités en volume 83
4.2.2.2 La relation masse-métallicité 84

4.1 Les modèles de formation et d'évolution des galaxies

Nous avons décrit, dans un premier chapitre, les propriétés physiques des galaxies et leurs relations entre elles puis, dans un second chapitre, les méthodes utilisées pour les observer. Nous allons maintenant étudier plus en détail l'observation et l'interprération de l'évolution des galaxies, sujet principal de cette thèse.

Le principe à la base de toutes les études de l'évolution des galaxies est la vitesse finie de la lumière. Celui-ci nous dit que plus nous regardons loin dans l'espace, plus nous regardons des galaxies telles qu'elles étaient, loin dans le passé. Or, comme nous l'avons vu (voir la section 3.3.1), le décalage spectral est une mesure de la distance des galaxies. Étudier la variation des propriétés physiques en fonction du décalage spectral revient donc à étudier leur évolution. Rappelons cependant qu'il reste toujours possible d'observer au même décalage spectral des galaxies plus ou moins jeunes. Les outils statistiques deviennent donc très importants pour passer, comme pour les étoiles, de l'observation d'une population de galaxies à des stades d'évolution très différents, à l'étude des processus d'évolution à l'oeuvre.

Ainsi, contrairement à ce que l'on pourrait croire, l'étude des propriétés des galaxies en fonction du décalage spectral ne suffit pas à elle seule à interpréter les résultats en terme de modèles d'évolution. En effet, il est indispensable de bien comprendre en premier lieu les relations entre les paramètres physiques des galaxies situées à un même décalage spectral et leurs stades d'évolution individuels. Comme nous le verrons plus loin (voir la section 4.2.2), l'étude en fonction du décalage spectral doit être réalisée sur des populations de galaxies dans leur ensemble.

4.1.1 L'assemblage de la masse stellaire

Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 2.2.2) la masse des galaxies n'est ni directement liée à leurs paramètres fondamentaux (taux de formation d'étoiles, fonction de masse initiale, etc...), ni déterminante dans l'évolution de ces derniers, même si elle joue un rôle mineur. Les paramètres physiques des galaxies sont en effet plus facilement associés à leur type morphologique qui différencie notamment les galaxies actives (formation stellaire entretenue, par la présence de bras spiraux pas exemple) des galaxies passives (formation stellaire stoppée).

Néanmoins, rappelons qu'il faut différencier la masse totale d'une galaxie (ou masse dynamique), difficile à mesurer à cause d'un grand nombre d'inconnues observationnelles et théoriques, de la masse stellaire. La masse stellaire est en effet aisément mesurable grâce aux techniques modernes appliquées à la répartition spectrale d'énergie. De plus, contrairement à la masse dynamique, la masse stellaire est très clairement correlée avec les autres paramètres physiques d'une galaxie : elle indique la quantité de gaz transformé en étoiles et piégé soit dans les étoiles à longue durée de vie, soit dans les cadavres stellaires. La masse stellaire est donc un indicateur de l'histoire de formation stellaire d'une galaxie, au même titre que sa métallicité ou que, par correspondance, sa fraction de masse de gaz.

L'assemblage de la masse stellaire, c'est-à-dire l'augmentation de la masse d'étoiles dans les galaxies en fonction du temps, peut se produire selon deux scénarios très différents : un scénario lent aussi appelé "boîte fermée" ou un scénario par sursauts répondant au modèle de formation hiérarchique.

4.1.1.1 La "boîte fermée"

Le modèle de la "boîte fermée" suppose que les galaxies n'ont aucune intéraction avec leur environnement et que leur masse totale ne varie pas. Ces galaxies se forment

par l'effondrement initial d'un nuage de gaz neutre, puis forment des étoiles à un rythme monotone. La masse de gaz est alors progressivement transformée en masse stellaire et la fraction de gaz diminue tandis que ce dernier s'enrichi en métaux.

Ce scénario permet d'établir directement des relations analytiques entre le taux de formation d'étoiles de ces galaxies et leur âge d'une part, et leur fraction de masse stellaire et leur métallicité d'autre part. Si l'on note $\psi(t)$ le taux de formation d'étoiles et $M_\star(t)$ la masse stellaire à l'instant t, et R la fraction de masse restituée (définie par la relation 2.13 page 36), l'évolution de la masse stellaire est décrite par l'équation suivante :

$$\boxed{\frac{dM_\star(t)}{dt} = (1-R)\cdot\psi(t)} \tag{4.1}$$

Si l'on suppose un taux de formation d'étoiles en exponentielle décroissante de valeur maximum A et de paramètre τ comme décrit par la relation 2.9 page 34, alors la masse stellaire à un instant t est égale à :

$$M_\star(t) = \int_0^t (1-R)\cdot A e^{-t'/\tau}\,dt' = (1-R)\cdot A\tau\cdot(1-e^{-t/\tau}) \tag{4.2}$$

La fraction de gaz $\mu(t)$ est définie comme le rapport entre la masse de gaz $M_{\rm g}(t)$ et la masse totale :

$$\mu(t) = \frac{M_{\rm g}(t)}{M_{\rm g}(t)+M_\star(t)} \tag{4.3}$$

Dans le cas du modèle de la "boîte fermée", la fraction de gaz est directement reliée à la masse stellaire selon l'hypothèse que la masse totale de la galaxie ne varie pas. La variation de la fraction de gaz s'écrit donc :

$$\frac{dM_{\rm g}(t)}{dt} = -(1-R)\cdot\psi(t) \tag{4.4}$$

Il devient possible, toujours dans l'hypothèse de la "boîte fermée", en considérant les relations 2.15 page 36, 4.3 et 4.4 d'écrire l'évolution de la métallicité $Z(t)$ en fonction de la fraction de gaz et du taux de production total y :

$$\mu\frac{dZ}{d\mu}\,(=-\frac{dZ}{d\ln(1/\mu)}) = -y \tag{4.5}$$

En intégrant la relation ci-dessus, on trouve la relation entre la métallicité et la fraction de gaz d'une galaxie évoluant selon le modèle de la "boîte fermée" :

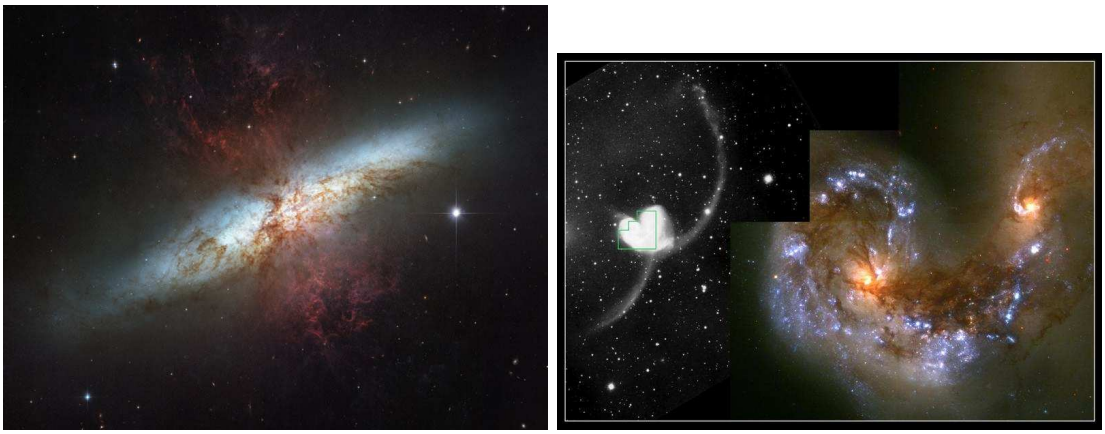
$$\boxed{Z(t) = y\cdot\ln\frac{1}{\mu(t)}} \tag{4.6}$$

4.1.1.2 La "boîte ouverte"

Le modèle de la "boîte fermée", très simple, ne peut pas en général être appliqué aux galaxies que nous observons actuellement dans l'Univers car il ne tient pas compte de deux éléments importants. Premièrement, il ne tient pas compte des échanges de gaz entre une galaxie et le milieu intergalactique. Deuxièmement il ne tient pas compte de l'assemblage de la masse stellaire par la fusion de deux galaxies (voir la section 4.1.2).

Le modèle de la "boîte fermée" n'est donc qu'une approximation. Dans une galaxie réelle, en plus de l'augmentation de la masse stellaire, la masse totale n'est pas conservée car de grandes quantités de gaz sont éjectées dans le milieu intergalactique. Les pertes de gaz peuvent être très importantes lorsque le taux de formation

d'étoiles est intense. En effet, les étoiles jeunes éjectent facilement le gaz en dehors des galaxies, grâce à leurs vents stellaires intenses et aux explosions de supernovae (voir la figure 4.1(a)). En conséquence la fraction de gaz de ces galaxies peut diminuer de manière très importante, sans que cette diminution soit liée à une augmentation significative de la métallicité suivant la relation 4.6.



(a) M82 (b) NGC 4038/4039

FIG. 4.1 – Exemples de galaxies en intéraction avec le milieu extérieur.
Images du télescope spatial Hubble.
(a) Galaxie perdant de grandes quantités de gaz éjectées par les supernovae et les vents stellaires des étoiles jeunes.
(b) Deux galaxies spirales en cour de fusion. Du gaz est éjecté par effet de marée et plusieurs sursauts de formation stellaire sont en cours.

Il est courant de définir le taux de production effectif, noté y_{eff}, qui correspond au taux de production théorique nécessaire pour pouvoir appliquer la relation 4.6 du modèle de la "boîte fermée" aux valeurs observées de la métallicité Z et de la fraction de gaz μ :

$$\boxed{y_{\text{eff}} = \frac{Z}{\ln \frac{1}{\mu}}} \tag{4.7}$$

Comme nous l'avons vu plus haut (voir la section 2.3.1), le taux de production total est en réalité une constante qui dépend de la physique du gaz interstellaire et de la physique des étoiles. Nous ne nous attendons donc pas à ce qu'il varie d'une galaxie à l'autre. Le taux de production effectif permet donc de mesurer l'écart entre l'évolution de la métallicité et l'évolution de la fraction de gaz d'une galaxie. Ainsi un taux de production effectif plus petit que la valeur réelle signifie qu'une partie de la masse de gaz formée par les étoiles s'est échappée de la galaxie sans avoir enrichi le milieu interstellaire en métaux. Un taux de production effectif plus grand que la valeur réelle signifie au contraire que du gaz riche en métaux a été accrété par la galaxie. Enfin un taux de production effectif égal à la valeur réelle signifie une évolution sans intéraction avec le milieu extérieur.

Le taux de production effectif est donc une mesure de l'intéraction d'une galaxie avec son environnement. Or cette intéraction est à la source, pour une même masse d'étoiles formées, d'un enrichissement plus ou moins rapide du gaz interstellaire en métaux, voir d'un appauvrissement dans certains cas où la galaxie accrète du gaz "primordial" pauvre en métaux.

4.1.2 Le modèle hiérarchique

Le modèle hiérachique a été proposé à la suite de l'observation que les collisions entre galaxies étaient des phénomènes très fréquents, du fait de leurs faibles distances relatives proportionnellement à leur taille. Il suppose que la masse stellaire des plus grosses galaxies se forme par fusions successives de galaxies plus petites. Dans l'hypothèse extrême de ce scénario, l'assemblage de la masse stellaire se ferait uniquement grâce aux sursauts de formation d'étoiles qui suivent chaque collision. Nous savons en réalité que l'évolution d'une galaxie est la superposition d'un taux de formation d'étoiles monotone avec des épisodes de sursauts de formation qui sont généralement provoqués par une interaction avec une autre galaxie.

De plus, le modèle hiérarchique permet d'expliquer comment se sont formées les galaxies les plus massives à partir d'un Univers globalement homogène au moment du Big Bang, comme le montre l'observation du fond de rayonnement cosmologique. Les petites inhomogénéïtés observées à un décalage spectral $z = 1000$ ne suffisent pas, si l'on suppose qu'elles sont à l'origine des premières galaxies, à expliquer la formation des galaxies géantes par un modèle en "boîte fermée" ou en "boîte ouverte". Or ces galaxies géantes sont celles qui dominent aujourd'hui la masse stellaire de l'Univers. Le scénario de fusion des galaxies est donc, à la date de la rédaction de cette thèse, indispensable.

4.1.2.1 Les collisions de galaxies

La collision entre deux galaxies n'a aucune influence sur les étoiles déjà formées, qui n'entrent que très rarement en collision, mis à part sur leurs trajectoires. La masse stellaire du résultat de la fusion de deux galaxies est donc initialement à peu près égale à la somme de leurs masses stellaires avant la collision. Certaines étoiles peuvent être éjectées à la suite d'une collision de galaxies mais cet effet n'est pas dominant.

Les résultats de la collision de deux galaxies sont divers et complexes. Ils dépendent des propriétés des deux galaxies de départ, de l'angle d'impact et de leur vitesse relative. Généralement, les collisions les moins violentes qui ont lieu entre deux galaxies de même masse affectent peu ces dernières. Elles sont légèrement déformées par les effets de marées mais retrouvent rapidement leur forme initiale. En revanche les collisions entre deux galaxies de masses très différentes résultent systématiquement dans la destruction de la plus petite, dont les étoiles et le gaz sont absorbées par la plus grosse. Enfin, lors d'une collision violente entre deux galaxies de masses équivalentes, les deux galaxies fusionnent entièrement (voir la figure 4.1(b)).

Les ondes de densité générées par la collision provoquent dans la majorité des cas un sursaut de formation d'étoiles, sursaut observé même lorsque les deux galaxies ne fusionnent pas à l'issu de la collision. Notons que ce sursaut de forte amplitude est généralement de courte durée à cause de l'amortissement rétroactif de la formation stellaire. Si l'on utilise la taux de formation d'étoiles défini pour un sursaut par la relation 2.10 page 34 avec une amplitude B et un temps caractéristique $\sigma_{\rm s}$, alors la masse totale $M_\star^{\rm s}$ d'étoiles formées à l'issu de ce sursaut est égale à :

$$M_\star^{\rm s} = (1 - R) \cdot B\sigma_{\rm s} \cdot \sqrt{2\pi} \tag{4.8}$$

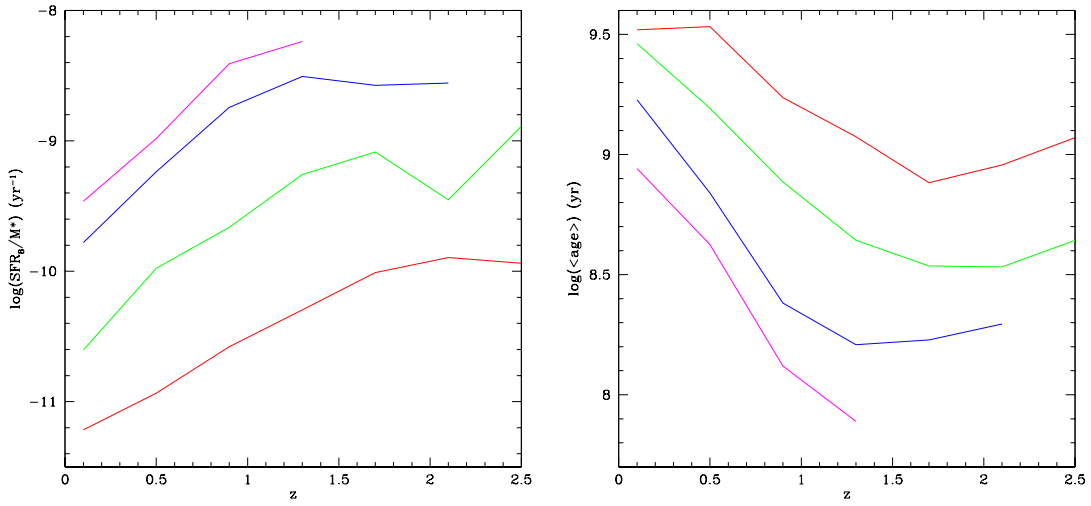
Il est difficile, lorsque l'on observe une galaxie déjà formée, d'estimer si ses étoiles proviennent d'une formation d'étoile continue, de collisions avec des galaxies plus petites ou de fusions avec des galaxies de masse équivalente ; ni dans quelles proportions. Pourtant il existe quelques indices observationnels, dont l'ajustement de modèles de populations stellaires à la répartition spectrale d'énergie et aux indices

spectraux des galaxies. Ceux-ci peuvent en effet donner une indication de la fraction de masse formée au cour d'un ou plusieurs sursauts de formation d'étoiles passés.

De plus si un sursaut de formation d'étoiles est en cours, il sera facilement détecté par une mesure du taux de formation d'étoiles instantané. Finalement le taux de production effectif est un autre indice : un taux de production effectif assez faible est caractéristique d'une galaxie ayant perdu beaucoup de gaz, ce qui est le cas des galaxies ayant subis une fusion. Dans le cas des fusions les plus violentes, la perte de gaz ainsi que l'amortissement rétroactif de la formation stellaire sont si importants que cette dernière peut être stoppée définitivement.

4.1.2.2 La "réduction de masse caractéristique" (ou "downsizing")

Même si la validité du modèle hiérarchique est aujourd'hui couramment admise grâce à un grand nombre d'observations et de simulations numériques, un certain nombre d'observations récentes suggèrent pourtant une interprétation opposée : un modèle "anti-hiérarchique". Ces observations, regroupées sous le terme de "réduction de masse caractéristique" (ou "downsizing" en anglais ; Cowie et al., 1996; Madau et al., 1996; Juneau et al., 2005) tendent à montrer que les galaxies les plus massives se seraient formées plut tôt dans l'Univers que les galaxies naines. Cette observation est apparemment en contradiction avec le modèle hiérarchique qui suppose que les galaxies massives se forment en dernier, par la fusion de galaxies plus petites. Pourtant nous allons voir à travers deux exemples que l'interprétation de la réduction de masse caractéristique n'est pas toujours directe et est en réalité tout à fait compatible avec le modèle hiérarchique, dont elle est une des prédictions.



(a) (b)

FIG. 4.2 – Réduction de masse caractéristique dans le VVDS.
Ces deux figures montrent les deux aspects de l'effet de réduction de masse caractéristique. Nous avons calculé les moyennes, par intervalles de $0,4$ en décalage spectral, du taux de formation d'étoiles spécifique (a) et de l'âge moyen des étoiles (b) des galaxies observées dans le relevé VVDS. Les courbes montrent les résultats par intervalles de masses stellaires : $8 < \log(M_\star) < 9$ en magenta, $9 < \log(M_\star) < 10$ en bleu, $10 < \log(M_\star) < 11$ en vert et $11 < \log(M_\star) < 12$ en rouge. Nous voyons clairement le maximum de formation stellaire spécifique ou le minimum d'âge moyen se déplacer vers les plus grands décalages spectraux quand la masse augmente.

- La première observation de la réduction de masse caractéristique a été effectuée en étudiant la densité de formation stellaire en fonction du décalage spectral. Celle-ci est connue pour croître avec le décalage spectral (elle décroît avec l'âge de l'Univers) jusqu'à un maximum situé entre $z = 1,5$ et $z = 2$. Or si on étudie la position de ce maximum en fonction de la masse stellaire des galaxies considérées, celui-ci est situé à un décalage spectral d'autant plus grand que les galaxies sont massives (voir la figure 4.2(a)). Cela signifie donc que les galaxies massives ont terminé leur formation stellaire plus tôt dans l'histoire de l'Univers.
  Pour autant ce résultat n'est pas à interpréter comme une preuve d'un modèle anti-hiérarchique. En effet, le fait que la formation stellaire ait lieu aujourd'hui préférentiellement dans les galaxies naines ne prouve pas que les galaxies géantes ne continuent pas à grossir, en accrétant par exemple des galaxies plus petites sans provoquer de formation stellaire supplémentaire.
  De plus, le taux de formation d'étoiles des galaxies massives, plus important par le passé, peut être interprêté comme le signe de collisions autrefois plus fréquentes et plus violentes, ce qui est cohérent avec l'hypothèse de l'expansion de l'Univers. Ces collisions ont pu elles-même provoquer l'arrêt de la formation stellaire dans ces galaxies.
  Enfin seule l'observation d'une densité de galaxies peu massives qui diminuerait à grand décalage spectral, alors que les galaxies massives seraient encore en train de se former, serait clairement en contradiction avec le modèle hiérarchique. Mais il n'existe pas actuellement de consensus sur une telle observation.
- Une autre observation de la réduction de masse caractéristique peut être effectuée en comparant l'âge moyen et la masse stellaire des galaxies. Il est en effet couramment admis que les galaxies les plus massives sont aussi celles qui ont les populations stellaires les plus vieilles. De plus l'âge moyen des galaxies massives passe par un minimum à plus grand décalage spectral que celui des galaxies naines (voir la figure 4.2(b)). Une interprétation rapide de cette observation tendrait une nouvelle fois à prouver que les galaxies massives se sont formées plus tôt dans l'Univers, ce qui serait en contradiction avec le modèle hiérachique.
  Mais il est facile de démontrer que la contradiction provient directement du fait que le modèle hiérarchique n'est pas pris en compte dans ce raisonnement. En effet, le modèle hiérarchique suppose que la masse stellaire des galaxies augmente lorsque celles-ci fusionnent entre elles. Une galaxie massive est donc le résultat d'un grand nombre de fusions successives, au cours desquelles une population d'étoiles de plus en vieilles s'accumulent dans la galaxie finale. Les étoiles jeunes, issues d'un sursaut de formation récent, sont donc minoritaires dans des galaxies ayant déjà connu un grand nombre de sursauts de formation par le passé, d'où l'âge moyen élevé des galaxies massives.

4.2 Les outils statistiques

Comme nous venons de le voir ci-dessus, l'étude de la formation et de l'évolution des galaxies est un problème complexe qui nécessite l'étude simultanée de nombreuses variables, dont certaines sont dégénérées. Un grand nombre d'outils statistiques sont heureusement à notre disposition et nous allons décrire les principaux dans cette section. Notons que l'utilisation de ces outils nécessite avant toute chose une bonne compréhension de la façon dont ces données ont été acquises et des biais possibles.

4.2.1 Fonction de sélection et complétude

L'observation d'un échantillon plus ou moins grand de galaxies peut être utile pour étudier l'évolution des paramètres physiques les uns en fonction des autres, et/ou en fonction du décalage spectral. Cependant l'étude statistique de ces paramètres nécessite d'ajouter des corrections pour tenir compte de la façon dont les galaxies observées ont été choisies. Il y a deux effets à prendre en compte. Parmi toutes les galaxies disponibles dans un champ donné, la fonction de sélection nous indique lesquelles sont susceptibles d'être observées. Puis, parmi les galaxies répondant à la fonction de sélection, la complétude nous indique le pourcentage de celles qui sont effectivement observées.

La fonction de sélection comme la complétude sont liées aux limitations de l'instrument de mesure utilisé. La première correspond aux limitations photométriques : il faut que la galaxie ait un flux lumineux reçu suffisant pour être détectée dans de bonnes conditions. La deuxième correspond aux limitations du spectroscope, c'est-à-dire le nombre maximum d'objets observables en un temps raisonnable, mais aussi notre capacité à exploiter le spectre observé pour en tirer un décalage spectral. Notons par conséquence que la complétude peut dépendre des propriétés lumineuses des galaxies observées. En effet les galaxies à raies d'émission permettent par exemple plus facilement de déterminer un décalage spectral, leur complétude est donc plus importante. La complétude est estimée en comparant le nombre de galaxies détectées en photométrie avec le nombre de spectres effectivement exploitables.

Dans le cas courant d'un relevé de galaxies limité en magnitude, la fonction de sélection la plus simple correspond à une magnitude apparente maximum $m_{\max}$ (donc un flux minimum) au dessus de laquelle l'objet n'est pas détecté, et une magnitude apparente minimum $m_{\min}$ (donc un flux maximum) en dessous de laquelle l'objet, trop brillant, sature le détecteur. Notons que la fonction de sélection instrumentale peut être affinée artificiellement pour tenir compte des objectifs scientifiques particuliers de certains relevés. Une sélection en couleur peut par exemple être ajoutée pour observer préférentiellement les galaxies situées à un décalage spectral particulier. En effet la couleur observée, c'est-à-dire avant d'effectuer la correction-k photométrique, dépend du décalage spectral comme nous l'avons vu plus haut à propos du décalage spectral photométrique (voir la section 3.3.1).

Notons enfin que des critères de limitation spectroscopiques peuvent entrer en ligne de compte à postériori dans la fonction de sélection. Il est courant par exemple, pour l'étude des propriétés physiques du gaz interstellaire, de ne sélectionner que les galaxies dont les flux des raies d'émission sont mesurés avec un certain rapport signal sur bruit minimum.

4.2.1.1 Comptages par pondération du volume maximum

La technique la plus couramment utilisée pour étudier statistiquement les paramètres physiques d'un échantillon de galaxies, on parle de comptages, est la méthode du volume maximum. Cette méthode consiste, pour un paramètre donné, à calculer sa moyenne, en la pondérant pour chaque galaxie par le volume maximum d'Univers dans lequel celle-ci répond à la fonction de sélection. Le résultat obtenu est une densité. Si on note $V^i_{\max}$ le volume maximal dans lequel la i-ème galaxie de l'échantillon est observable, $c(i)$ la complétude pour ce type de galaxie et P_i la valeur du paramètre physique considéré pour cette galaxie, alors la densité ρ_{P} de ce paramètre s'écrit :

$$\boxed{\rho_{\mathrm{P}} = \sum_i \frac{\mathrm{P}_i}{V^i_{\max}} \times \frac{1}{c(i)}} \tag{4.9}$$

Il existe une formule analytique permettant de calculer le volume comobile $V(z,\Omega)$ du cône d'Univers d'angle solide Ω allant juqu'au décalage spectral z, en fonction de la distance comobile $D_{\rm C}$ correspondant à ce même décalage spectral, et des constantes c, H_0, et $\Omega_{\rm k} = 1 - \Omega_0$:

$$\boxed{V(z,\Omega) = \begin{cases} \frac{\Omega}{2\Omega_{\rm k}} \left(\frac{c}{H_0}\right)^3 \cdot \left[\frac{D_{\rm C} H_0}{c} \sqrt{1 + \Omega_{\rm k} \left(\frac{D_{\rm C} H_0}{c}\right)^2} - \frac{1}{\sqrt{|\Omega_{\rm k}|}} \text{argsh} \left(\sqrt{|\Omega_{\rm k}|} \frac{D_{\rm C} H_0}{c} \right) \right] & \textbf{si} \quad \Omega_{\rm k} > 0 \\ \frac{\Omega}{3} \cdot D_{\rm C}^3 & \textbf{si} \quad \Omega_{\rm k} = 0 \\ \frac{\Omega}{2\Omega_{\rm k}} \left(\frac{c}{H_0}\right)^3 \cdot \left[\frac{D_{\rm C} H_0}{c} \sqrt{1 + \Omega_{\rm k} \left(\frac{D_{\rm C} H_0}{c}\right)^2} - \frac{1}{\sqrt{|\Omega_{\rm k}|}} \arcsin \left(\sqrt{|\Omega_{\rm k}|} \frac{D_{\rm C} H_0}{c} \right) \right] & \textbf{si} \quad \Omega_{\rm k} < 0 \end{cases}} \tag{4.10}$$

Ainsi, le volume maximum $V_{\rm max}$ où une galaxie est observable est défini en fonction des décalages spectraux minimum $z_{\rm min}$ et maximum $z_{\rm max}$ entre lesquels une hypothétique galaxie ayant les même paramètres physiques répondrait toujours à la fonction de sélection, et de l'angle solide Ω de la portion de ciel observée :

$$\boxed{V_{\rm max} = V(z_{\rm max},\Omega) - V(z_{\rm min},\Omega)} \tag{4.11}$$

Dans le cas d'un relevé limité en magnitude, les décalages spectraux minimum et maximum correspondent donc aux décalages spectraux où la magnitude apparente d'une galaxie hypothétique de magnitude absolue M donnée, calculée en tenant compte de la distance de luminosité $D_{\rm L}(z)$ et de la correction-k $k(z)$, est égale aux magnitudes apparentes minimum $m_{\rm min}$ et maximum $m_{\rm max}$ du relevé :

$$\begin{cases} M = m_{\rm min} + k(z_{\rm min}) - 5\log\left(D_{\rm L}(z_{\rm min})\right) + 5 \\ M = m_{\rm max} + k(z_{\rm max}) - 5\log\left(D_{\rm L}(z_{\rm max})\right) + 5 \end{cases} \tag{4.12}$$

4.2.1.2 Les densités de paramètres

Le comptage par la méthode du volume maximum peut être appliqué à une grande variété de paramètres. On peut ainsi calculer une densité de galaxies (en appliquant la méthode au paramètre $\mathrm{P}_i = 1\,\forall i$), une densité de luminosité, une densité de masse, une densité de taux de formation d'étoiles, etc...

La densité de paramètre permet d'étudier le comportement de ce paramètre pour l'Univers dans son ensemble. Mais il est aussi possible, à partir d'une densité de paramètre de calculer sa valeur moyenne pour les galaxies individuelles de l'échantillon. Si l'on note $\rho_{\rm P}$ la densité du paramètre P et ρ_1 la densité de galaxies, alors la valeur moyenne de ce paramètre $\langle \mathrm{P} \rangle$ est définie de la façon suivante :

$$\langle \mathrm{P} \rangle = \frac{\rho_{\rm P}}{\rho_1} \tag{4.13}$$

Notons que la valeur moyenne d'un paramètre *n'est pas* égale à sa densité multipliée par le volume occupé par les galaxies. Si l'on note $V_{\rm max}^i$ le volume maximum de la i-ème galaxie, on a l'inégalité :

$$\langle \mathrm{P} \rangle = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{V_{\rm max}^i}} \times \rho_{\rm P} \neq \sum_i V_{\rm max}^i \times \rho_{\rm P} \tag{4.14}$$

La densité différentielle, notée $\phi_{\rm P}(\mathrm{M})$, du paramètre P exprimée en fonction d'un autre paramètre M et par unités de ce dernier est couramment décrite par une fonction de Schechter. La figure 4.3 montre un exemple de fonction de Schechter appliquée à une densité de galaxies en fonction de leur masse (on parle de fonction de

masse). La fonction de Schechter est caractérisée par trois constante : une valeur caractéristique du paramètre descriptif $\mathrm{M}_\star$, une valeur caractéristique de la densité ϕ^0_P et une pente α. En pratique, cette fonction modélise correctement l'observation que les densités différentielles de paramètres décroissent très rapidement avant la valeur caractéristique (fonction exponentielle) et plus doucement après cette dernière (loi de puissance). Elle est définie par la formule suivante :

$$\phi_\mathrm{P}(\mathrm{M})\,d\mathrm{M} = \phi^0_\mathrm{P}\left(\frac{\mathrm{M}}{\mathrm{M}_\star}\right)^\alpha e^{-\mathrm{M}/\mathrm{M}_\star}\frac{d\mathrm{M}}{\mathrm{M}_\star} \tag{4.15}$$

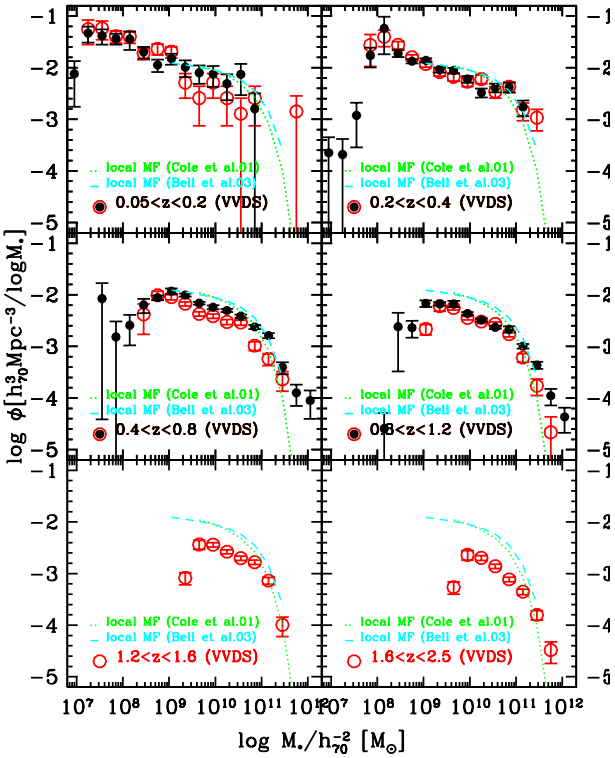


FIG. 4.3 – Fonction de masse du relevé VVDS.
Cette figure présente la fonction de masse, c'est-à-dire la densité différentielle du nombre de galaxies par unité du logarithme de la masse, établie à partir du relevé VVDS sur les échantillons spectroscopique (sélection en bande I, points noirs) et photométrique (sélection en bande K, points rouges). Les résultats sont présentés par intervalles de décalage spectral ($0,06 < z < 0,2$, $0,2 < z < 0,4$, $0,4 < z < 0,8$, $0,8 < z < 1,2$, $1,2 < z < 1,6$ et $1,6 < z < 2,5$) et comparés à la fonction de Shechter de deux estimations de la fonction de masse dans l'Univers local : en bleu (Bell et al., 2003) et en vert (Cole et al., 2001).

Les paramètres ϕ^0_P , $\mathrm{M}_\star$ et α sont déterminés expérimentalement. Notons que le paramètre M utilisé est souvent une magnitude absolue ou le logarithme d'une masse. Notons enfin qu'il est possible de retrouver la densité de paramètre ρ_P, comprise entre deux valeurs M_min et M_max du paramètre descriptif, à partir de la densité différentielle en appliquant la formule :

$$\rho_\mathrm{P} = \int_{\mathrm{M}_\mathrm{min}}^{\mathrm{M}_\mathrm{max}} \phi_\mathrm{P}(\mathrm{M})\,d\mathrm{M} \tag{4.16}$$

4.2.2 Les relations d'échelles

Les densités de paramètres différentielles sont des outils extrêmement puissants pour étudier les relations entre les différents paramètres des galaxies dans un échantillon bien sélectionné. Elles permettent, en comparant des galaxies à divers stades d'évolution, d'étudier la façon dont ces dernières évoluent au sein de leur espace de paramètres. Mais un défaut majeur est que l'information sur l'évolution en décalage spectral est diluée par la pondération du volume maximal, méthode qui suppose une "évolution passive" (voir section suivante).

L'étude de l'évolution globale des populations de galaxies en fonction du décalage spectral passe donc par la définition d'échantillons limités à des intervalles de décalages spectraux. Comme nous allons le voir, ces échantillons sont par définition limités en volume ce qui permet de s'affranchir de la pondération par le volume dans l'étude des relations entre les différents paramètres. Il est courant d'étudier les relations entre les valeurs individuelles de deux paramètres observationnels : on parle de relations d'échelles. Les relations d'échelles les plus connues sont par exemple la relation de Tully-Fisher qui relie la luminosité et la vitesse de rotation des galaxies spirales, la relation masse-luminosité ou encore la relation luminosité-métallicité.

4.2.2.1 Échantillons limités en volume

Les densités de paramètres définies par la méthode du volume maximum souffrent d'un biais d'évolution. Cette méthode suppose en effet par définition que les densités de paramètres sont constantes en fonction du décalage spectral : on parle "d'évolution passive". C'est cette hypothèse qui permet de calculer la densité d'un paramètre en divisant sa valeur pour une galaxie donnée par le volume maximum dans lequel cette dernière reste visible en supposant qu'elle n'évolue pas. Notons qu'il est possible de corriger ce biais en tenant compte de l'évolution *théorique* des galaxies dans le calcul du volume maximum. Pour autant, cette méthode ne permet pas d'étudier l'évolution des galaxies car elle la présuppose à priori.

L'étude de l'évolution des galaxies passe donc par la définition d'échantillons limités en volume, c'est-à-dire des échantillons de galaxies situées dans plusieurs intervalles de décalages spectraux différents. L'évolution des paramètres physiques des populations de galaxies devient ainsi quantifiable en étudiant leur variation en fonction du décalage spectral, donc en fonction du retour en arrière dans le temps.

Du fait de la sélection en décalage spectral, les décalages spectraux minimum $z_{\min}$ et maximum $z_{\max}$ utilisés pour définir le volume maximum $V_{\max}$ sont directement limités aux valeurs extrêmes de l'intervalle choisi. Par conséquent, le volume maximum ne peut excéder une certaine valeur qui correspond au volume comobile compris dans cet intervalle, d'où le terme d'échantillon "limité en volume".

En pratique, on ne garde parfois dans un échantillon limité en volume que les galaxies qui répondent à la fonction de sélection sur tout l'intervalle de décalages spectraux, c'est-à-dire qui ont toutes *le même* volume maximal. Cela permet de s'affranchir du calcul de $V_{\max}$ et d'estimer directement la valeur moyenne de tel ou tel paramètre. Dans le cas d'un échantillon limité en magnitude, cette étape est réalisée en ne gardant que les galaxies dont le paramètre $z_{\max}$ défini à l'aide de la relation 4.12 est supérieur au décalage spectral maximum de l'intervalle considéré. Autrement dit, cela revient à sélectionner les galaxies dont la luminosité absolue ou la masse sont supérieures à une certaine limite définie par la fonction de sélection.

4.2.2.2 La relation masse-métallicité

La relation entre masse et métallicité est récemment devenue l'un des outils les plus utilisés et les plus efficaces pour étudier les processus d'évolution chimique des galaxies. La relation masse-métallicité est définie par deux paramètres : une valeur moyenne et une pente. Or l'évolution de ces deux paramètres en fonction du décalage spectral est très dépendante du modèle d'évolution considéré. L'observation de l'évolution de cette relation permet donc de façon efficace de confirmer ou d'infirmer les différents modèles disponibles : la "boîte fermée", la "boîte ouverte" et le modèle hiérarchique. Notons que l'évolution des galaxies se fait en réalité selon une combinaison de ces trois modèles mais l'étude de la relation masse-métallicité permet de déterminer les proportions relatives de chacun. Notons enfin que la réduction de masse caractéristique, qui est une propriété observée et non théorique, doit être prise en compte dans les trois cas.

La relation masse-métallicité est le résultat de deux phénomènes correlés : l'augmentation de la masse stellaire et l'augmentation de la métallicité des galaxies avec le temps. Néanmoins ces deux phénomènes ne sont pas toujours directement reliés au processus de formation stellaire, en fonction du modèle choisi. En effet lorsque l'augmentation de la masse stellaire s'accompagne d'une perte de gaz dans le milieu intergalactique, ce qui est le cas du modèle de la "boîte ouverte" ou du modèle hiérarchique, l'augmentation de la métallicité est moins forte que celle prévue par le modèle de la "boîte fermée". Ainsi le modèle hiérarchique extrême, c'est-à-dire sans formation stellaire en dehors des collisions, prévoit une augmentation de la masse mais pas ou peu de la métallicité donc une relation masse-métallicité plutôt plate. Au contraire, le modèle de la "boîte fermée" correspond à la plus forte pente théorique car l'enrichissement en métaux est directement proportionnel à l'assemblage de la masse stellaire (via le taux de production total).

La diminution de la métallicité globale d'une population de galaxies en fonction du décalage spectral est le point commun des trois modèles. En effet celle-ci provient de l'enrichissement progressif en métaux de l'Univers dans son ensemble.

La principale différence entre les modèles de la "boîte ouverte" ou "fermée" et le modèle hiérarchique provient de l'assemblage de la masse stellaire. En effet, les variations de masse stellaire observées dans une population de galaxies quelconque sont trop grandes pour s'expliquer par un simple processus de formation stellaire. Elles ne peuvent s'expliquer que si les galaxies naissent avec des masses différentes dans le premier cas, ou si une part importante de l'augmentation de la masse stellaire provient des fusions de galaxies dans le second cas. En conséquence, l'interprétation de la réduction de masse caractéristique implique deux hypothèses différentes dans ces deux cas. De plus, la principale différence entre les modèles "boîte ouverte" ou hiérarchique et le modèle "boîte fermée" provient du taux de production effectif qui est beaucoup plus faible dans le premier cas.

Nous allons énumérer ci-dessous les résultats attendus pour la variation de la pente de la relation masse-métallicité, en fonction des trois modèles.

Le modèle de la "boîte fermée" Ce modèle suppose un taux de production effectif égal à la valeur réelle et un assemblage de la masse stellaire uniquement due à la formation d'étoiles. Dans ce cadre, la masse totale des galaxies n'évolue pas et seul se produit la transformation de la masse de gaz en masse stellaire. L'interprétation de la réduction de masse caractéristique nécessite donc de faire appel à un modèle anti-hiérarchique : les galaxies géantes ont formé leurs étoiles plus vite et pendant moins longtemps que les galaxies naines, d'où une diminution plus tôt dans l'histoire de l'Univers de leur densité de formation d'étoiles.

L'évolution attendue de la relation masse-métallicité en fonction du décalage spectral est donc la suivante :

- Dans un premier temps la métallicité des galaxies naines diminue alors que celle des galaxies massives reste stable (elles ne forment plus d'étoiles). On observe donc une augmentation de la pente.
- Plut tôt dans l'histoire de l'Univers, la métallicité des galaxies géantes diminue à son tour en fonction du décalage spectral, mais plus rapidement que celle des galaxies naines qui ont formé moins vite leurs étoiles. On observe donc une diminution de la pente.

Le modèle de la "boîte ouverte" Ce modèle suppose un taux de production effectif faible mais un assemblage de la masse selon le même principe que le modèle de la "boîte fermée". Notons que le modèle de la "boîte ouverte" parfaite, c'est-à-dire que la galaxie éjecte tous ses métaux, n'existe pas car il faut tenir compte du potentiel gravitationnel plus ou moins fort en fonction de la masse totale des galaxies. Ainsi les galaxies les plus massives ont tendance à retenir leurs métaux par gravité et se rapprochent toujours plus du modèle de la "boîte fermée" que du modèle de la "boîte ouverte" même dans le cas d'éjections importantes de matière.

Comme la quantité de métaux éjectés par les étoiles et perdus dans le milieu intergalactique ne dépend que de la masse totale de la galaxie (mais pas de leur masse stellaire), on ne s'attend pas à une évolution de la relation masse-métallicité en fonction du décalage spectral. Par conséquent la pente de la relation masse-métallicité reste constante et prend une valeur plus faible que celle du modèle de la "boîte fermée" à tous âges de l'Univers.

Le modèle hiérarchique Comme pour le modèle de la "boîte ouverte", ce modèle suppose un taux de production effectif très faible mais un assemblage de la masse stellaire dominé par les fusions de galaxies. Dans ce cadre, la métallicité de la population de galaxies naines reste stable dans la relation masse-métallicité. En effet, une évolution de la métallicité ne peut avoir lieu qu'après un sursaut de formation d'étoiles ce qui signifie aussi une augmentation conséquente de la masse. Or le taux de production effectif est faible, donc la masse augmente beaucoup plus vite que la métallicité en fonction du temps.

De son côté, la réduction de masse caractéristique nous oblige à faire une hypothèse supplémentaire. Elle signifie en effet que la formation stellaire s'est arrêtée dans les galaxies les plus massives, après qu'elles aient atteint une certaine limite en masse stellaire à la suite de nombreuses fusions. En conséquence, le taux de production effectif des galaxies massives augmente en fonction du temps depuis cette époque et diminue en fonction du décalage spectral depuis aujourd'hui.

Ainsi, l'évolution attendue de la relation masse-métallicité en fonction du décalage spectral est la suivante :

- Dans un premier temps la métallicité des galaxies géantes diminue en même temps que le taux de production effectif. On observe donc une diminution de la pente. Notons que cette diminution est de faible amplitude étant donné la faible formation stellaire relative dans les galaxies massives.
- Plut tôt dans l'histoire de l'Univers, les galaxies massives ont un taux de formation d'étoiles plus important (probablement à cause de collisions plus fréquentes et/ou violentes) et un taux de production effectif plus faible. On observe donc une stabilisation de la pente vers une valeur moins grande que dans l'Univers local (tenant compte du potentiel gravitationnel plus fort des galaxies massives).

Conclusion

Il n'existe pas, au jour de la rédaction de cette thèse, de concensus sur l'évolution de la relation masse-métallicité à grand décalage spectral. Cela est dû en grande partie à la difficulté de mesurer des masses et des métallicités avec une grande précision. Cette difficulté a été très souvent en partie contournée par l'étude la relation luminosité-métallicité. Cette dernière est reliée à la relation masse-métallicité par la relation masse-luminosité qui est assez bien connue.

Une grande partie de ce travail de thèse consistera donc à essayer d'apporter une vision la plus complète possible de cette thématique. D'abord en étudiant la relation luminosité-métallicité de l'Univers local, puis son évolution en fonction du décalage spectral et enfin la relation masse-métallicité de l'Univers distant.

Pour ce faire, nous ferons appel aux phénomènes physiques et aux techniques décrits dans cette première partie.

Deuxième partie

Données et outils

Introduction

Le but de cette partie est de présenter d'une part les données dont nous disposons, et d'autre part les outils de mesure adaptés ou développés dans le cadre de cette thèse. Les données qui seront utilisées dans cette thèse sont de deux types : les données collectées dans le cadre d'un grand relevé spectrophotométrique, et les données collectées dans le cadre de petits programmes d'observation comme notre échantillon "LCL05". L'ensemble est présenté au chapitre 5. Enfin les outils d'analyse automatique développés au cours de cette thèse sont présentés au chapitre 6.

CHAPITRE 5

Observations

Sommaire

5.1 L'Univers local 94
5.1.1 Le grand relevé "2dFGRS" 94
5.1.2 Le grand relevé "SDSS" 94
5.2 L'Univers distant 95
5.2.1 L'échantillon "LCL05" 95
5.2.2 Le grand relevé "VVDS" 95

5.1 L'Univers local

Le but de cette thèse étant l'étude de l'évolution des galaxies, nous avons besoin d'établir un certain nombre de relations de référence à partir de données collectées sur un grand nombre de galaxies dans l'Univers local, c'est-à-dire des galaxies à décalage spectral proche de zéro. Ces dernières années, deux grand relevés spectrophotométriques réalisés depuis le sol ont mis de telles données à la disposition de la communauté scientifique : le 2dFGRS et le SDSS.

5.1.1 Le grand relevé "2dFGRS"

Le relevé 2dFGRS (de l'anglais "2degree Field Galaxy Redshift Survey" ; Colless et al., 2001) porte sur environ $250\,000$ galaxies proches. Ces galaxies ont été sélectionnées à partir du relevé APM (de l'angais "Automated Plate Survey" ; Maddox et al., 1990) qui contient la photométrie en bande b_J de plus de 5 millions de galaxies. Les galaxies avec une magnitude apparente plus brillante que $b_J = 19,45$ ont été observées en spectroscopie à l'aide de l'instrument "2dF" installé sur le télescope anglo-australien.

Cet instrument peut réaliser simultanément les spectres de 400 objets situés dans un champ de 2 degrés de diamètre. La lumière des objets observés est transmise au spectrographe par un système de fibres à positionnement automatisé. Les spectres couvrent le domaine de longueur d'onde $3600\text{Å} < \lambda < 8000\text{Å}$ avec une résolution de l'ordre de $R_\text{s} \approx 600$ et un rapport signal sur bruit de 13 par pixel. Le relevé couvre une surface totale dans le ciel de 2000 degrés carrés répartis dans 742 champs dans l'hémisphère sud galactique, et 450 champs dans l'hémisphère nord galactique.

Les décalages spectraux des galaxies ont été mesurés automatiquement et contrôlés manuellement. Le décalage spectral moyen de l'échantillon complet est $z = 0,11$. Les intensités des raies d'émission principales, et de la raie d'absorption Hβ, ont été mesurées à l'aide d'un logiciel automatique (Lewis et al., 2002).

5.1.2 Le grand relevé "SDSS"

Le relevé SDSS (de l'anglais "Sloan Digital Sky Survey" ; York et al., 2000) porte sur environ $500\,000$ galaxies proches. Environ 1 million de galaxies ont d'abord été observées en photométrie en bandes $u'g'r'i'z'$. Les galaxies avec une magnitude apparente plus brillante que $r' = 17,7$ ont été observées en spectroscopie à l'aide d'un télescope dédié installé à l'observatoire d'Apache point.

Cet instrument peut réaliser simultanément les spectres de 320 objets. La lumière des objets observés est transmise au spectrographe par un système de fibres à positionnement automatisé. Les fibres font un diamètre de 3 secondes d'arc. Les spectres couvrent le domaine de longueur d'onde $3800\text{Å} < \lambda < 9200\text{Å}$ avec une résolution de l'ordre de $R_\text{s} \approx 1800$. Le relevé couvre une surface totale dans le ciel de $10\,000$ degrés carrés répartie principalement dans les hémisphères galactiques nord et sud.

Les décalages spectraux des galaxies ont été mesurés automatiquement et contrôlés manuellement. Le décalage spectral moyen de l'échantillon complet est $z = 0,11$. Les signatures spectrales des galaxies ont été mesurées à l'aide du logiciel "platefit". Le catalogue des signatures spectrales et des propriétés physiques (classification spectrale, masses, taux de formation d'étoiles, métallicités, etc...) en est actuellement à sa quatrième version et est disponible à l'adresse : `http://www.mpa-garching.mpg.de/SDSS`.

5.2 L'Univers distant

Les observations que nous avons utilisées pour étudier les propriétés physiques des galaxies dans l'Univers distant sont l'échantillon LCL05 et le grand relevé VVDS.

5.2.1 L'échantillon "LCL05"

L'échantillon LCL05 (Lamareille et al., 2006b) est constitué d'environ 150 galaxies à raies d'émission. Ces galaxies ont été principalement sélectionnées à l'aide du relevé CFRS (de l'anglais "Canada-France Redshift Survey" ; Lilly et al., 1995) qui a produit les spectres d'environ 600 galaxies avec une magnitude $I_{\rm AB} < 22,5$ pour un décalage spectral moyen de l'ordre de $z \approx 0,56$. Nous avons réobservé, avec un meilleur rapport signal sur bruit et une meilleure résolution, 63 galaxies à raies d'émission sélectionnées à partir de ce relevé. Nous avons ajouté les spectres de 48 galaxies à raies d'émission obtenus précédemment lors de campagnes d'obervation d'amas de galaxies (Le Borgne et al., 2003; Couch et al., 2001; Campusano et al., 2001; Smail et al., 2001; Santos et al., 2004). Notons que ces dernières n'appartiennent pas aux amas de galaxies visés par ces campagnes d'observation (elles sont en avant-plan ou en arrière-plan).

Les observations spectroscopiques ont été réalisées à l'aide des instruments FORS1 et FORS2 (de l'anglais "FOcal Reducer Spectrogaph") installés sur le télescope VLT (de l'anglais "Very Large Telescope"), en mode multi-objet. Les spectres couvrent le domaine de longueur d'onde $4000\text{Å} < \lambda < 8500\text{Å}$ avec une résolution de l'ordre de $R_{\rm s} \approx 500$. Notons que 7 spectres ont été obtenus à l'aide de l'instrument LRIS (de l'anglais "Low Resolution Imaging Spectrograph") installé sur le télescope Keck. La photométrie en bande R de tous ces objets a été mesurée sur les pré-images utilisées pour placer les fentes du spectrographe.

Notons que, dans le cas des galaxies sélectionnées avec le relevé CFRS, l'image de l'étoile de référence avait été réalisée à travers un filtre différent de celui utilisé pour les pré-images, ce qui nous empêchait de l'utiliser pour déterminer le point zéro photométrique. Ce dernier a donc été déterminé en utilisant les magnitudes publiées en bande I des galaxies du relevé CFRS comme référence (et en calculant la couleur $R-I$ à l'aide des spectres observés).

Nous avons complété cet échantillon avec 31 spectres de galaxies à raies d'émission obtenus à partir des données publiques du relevé GDDS (de l'anglais "Gemini Deep Deep Survey" ; Abraham et al., 2004). Ces spectres ont été observés avec l'instrument GMOS (de l'anglais "Gemini Multi-Object Spectrograph") installé sur le télescope Gemini nord.

Les décalages spectraux ont été mesurés manuellement et comparés, pour vérification, aux valeurs précédemment publiées dans le cas des galaxies sélectionnées à partir du relevé CFRS (les décalages spectraux des galaxies du relevé GDDS n'ont pas été remesurés). La figure 5.1 montre le distribution des décalages spectraux de l'échantillon LCL05. Le décalage spectral moyen est de l'ordre de $z \approx 0,4$. Les signatures spectrales ont été mesurées à l'aide du logiciel "platefit".

5.2.2 Le grand relevé "VVDS"

Le relevé VVDS (de l'anglais "VIMOS/VLT Deep Survey" ; Le Fèvre et al., 2005) porte actuellement sur environ $11\,000$ galaxies distantes dans ses deux champs profonds : le champs VVDS-02h et le champ CDFS. Notons que ce relevé est encore en cours de réalisation et que ce nombre est destiné à augmenter. Les galaxies ont été observées dans plusieurs bandes photométriques dans le domaine visible ($BVRI$), voire dans

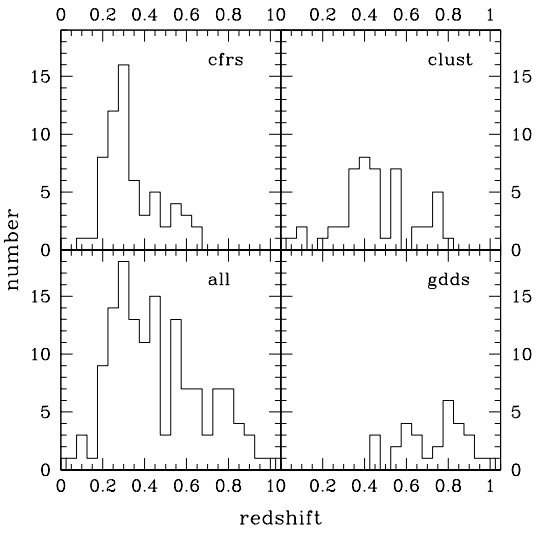


FIG. 5.1 – Distribution des décalages spectraux de l'échantillon LCL05.
Cette figure montre les distributions de décalages spectraux des galaxies de l'échantillon LCL05 complet (en bas à gauche), ou uniquement pour les sous-échantillons : galaxies sélectionnées à partir du relevé CFRS (en haut à gauche), galaxies observées lors de campagnes concernant des amas de galaxies (en haut à droite), ou galaxies du relevé GDDS (en bas à droite).

les domaines infrarouge ou ultraviolet dans certain cas (Le Fèvre et al., 2004). Les galaxies avec une magnitude apparente comprise dans l'intervalle $17,5 < I_{\rm AB} < 24$ ont été observées en spectroscopie à l'aide de l'instrument "VIMOS" (de l'anglais "VIsible Multi-Object Spectrograph") installé sur le télescope VLT.

Cet instrument permet de réaliser simultanément les spectres de 600 à 800 objets situés dans un champ de 218 minutes d'arc carrées. Les spectres couvrent le domaine de longueur d'onde $5500\text{Å} < \lambda < 9500\text{Å}$ avec une résolution de l'ordre de $R_{\rm s} \approx 250$. Chaque champ du relevé VVDS doit couvrir une surface totale de 4 degrés carrés.

Les décalages spectraux des galaxies ont été mesurés à l'aide d'une méthode automatique, puis vérifiés voire remesurés manuellement. Le décalage spectral moyen des deux champs profonds est de l'ordre de $z \approx 0,7$. Les signatures spectrales des galaxies ont été mesurées à l'aide du logiciel "platefit".

CHAPITRE 6

Outils d'analyse pour les grands échantillons

Sommaire

6.1 Mesure automatique des signatures spectrales 98
6.1.1 Adaptation du logiciel "platefit" 98
6.1.1.1 Les moindres carrés 98
6.1.1.2 Ajustement de la composante stellaire 99
6.1.1.3 Mesure du flux des raies d'émission 102
6.1.1.4 Mesure des autres signatures spectrales 102
6.1.2 Contrôle des résultats 105
6.1.2.1 Comparaison avec les mesures manuelles 106
6.1.2.2 Dépendance en fonction de la résolution 111
6.1.2.3 Spectres simulés et estimation de l'erreur 114
6.2 Détermination des propriétés physiques des galaxies à partir de la composante stellaire 116
6.2.1 L'optimisation "bayésienne" 118
6.2.1.1 Calcul des luminosités observées et théoriques 118
6.2.1.2 Calcul du χ^2 normalisé 120
6.2.1.3 Les distributions de probabilités 120
6.2.2 Estimation des paramètres 122
6.2.2.1 Caractéristiques des modèles 123
6.2.2.2 Moyenne et médiane 124
6.2.2.3 Application à une population de galaxies 125

6.1 Mesure automatique des signatures spectrales

Nous avons à notre disposition une très grande quantité de données et notamment, ce qui est le sujet principal de cette thèse, de très nombreux spectres. Ces spectres ont été préalablement calibrés et corrigés de l'expansion de l'Univers. Nous pouvons donc maintenant les exploiter, c'est-à-dire mesurer les intensités des raies d'émission et d'absorption pour en déduire les propriétés physiques des galaxies. Cependant, une telle mesure s'avérerait rapidement fastidieuse si elle devait être réalisée manuellement sur plusieurs milliers de spectres différents.

De plus, la mesure manuelle des raies ne permet pas de tenir compte de la proportion des composantes en émission et en absorption, chose que seule l'utilisation d'un modèle des raies d'absorption permet de faire. Notons quelques cas rares où la composante en absorption est plus large que celle en émission et reste visible de part et d'autre de cette dernière. Cette propriété a par exemple été exploitée avec les spectres du 2dFGRS, comme nous le verrons plus loin (voir la section 7.1.2), pour mesurer la raie Hβ mais cela nécessite tout de même une procédure automatique.

6.1.1 Adaptation du logiciel "platefit"

Nous allons décrire dans cette section le logiciel "platefit", conçu pour mesurer de manière automatique, et pratiquement sans aucun contrôle, les signatures spectrales d'un grand nombre de spectres. Le logiciel "platefit" a été écrit par CHRISTY TREMONTI et JARLE BRINCHMANN qui l'ont utilisé pour mesurer les signatures spectrales des spectres du relevé SDSS (Brinchmann et al., 2004; Tremonti et al., 2004). Cependant il s'agit de spectres de très bonne qualité, à haute résolution et avec un fort rapport signal sur bruit. Nous avons donc effectué un travail préliminaire d'adaptation afin de pouvoir utiliser le logiciel "platefit" pour mesurer les signatures spectrales des spectres de l'échantillon LCL05 ou du relevé VVDS, ces derniers disposant d'une très faible résolution à cause des contraintes de temps de pose, et d'un rapport signal sur bruit relativement peu élevé car on observe des galaxies distantes.

Nous ne rentrerons pas dans les détails techniques des adaptations qui ont été nécessaires, mais nous allons présenter les principales caractéristiques du logiciel "platefit" tel que nous l'avons utilisé. Le principe est simple : le logiciel cherche tout d'abord le meilleur ajustement du continuum spectral et des raies d'absorptions, tous deux produits par les étoiles. Il compare pour cela le spectre observé, dont il a préalablement soustrait les zones où des raies d'émission sont susceptibles d'apparaître, à une bibliothèque de modèles de populations d'étoiles. Puis, le logiciel soustrait ce meilleur ajustement pour obtenir le spectre des raies d'émission du gaz interstellaire et trouver un meilleur ajustement de ces dernières. Enfin, le meilleur ajustement des raies d'émission est soustrait au spectre brut pour obtenir le spectre stellaire sur lequel les indices d'absorption sont mesurés.

Les différents ajustements réalisés par le logiciel "platefit" font appel à différentes méthodes d'optimisation.

6.1.1.1 Les moindres carrés

Toutes les méthodes d'optimisation nécessitent un estimateur. Celui-ci consiste en une valeur numérique représentative de l'écart entre les observations et un modèle donné. Le calcul de la forme analytique de cet estimateur dépend des propriétés des erreurs de mesure. Cependant ces dernières ne sont pas toujours bien connues, notamment en astronomie où nous n'avons aucun contrôle sur les objets observés, c'est pourquoi ce calcul n'est généralement pas effectué précisément.

L'estimateur le plus couramment utilisé en astrophysique est le χ^2 qui est l'estimateur calculé avec l'hypothèse d'erreurs de mesures additives, c'est-à-dire indépendantes les unes des autres, et répondant à la loi normale. Si on note x_i l'ensemble des points de mesure, x_i^0 l'ensemble des valeurs théoriques et σ_i la largeur "gaussienne" des erreurs de mesures, la forme analytique du χ^2 est la suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left(x_i - x_i^0\right)^2}{\sigma_i^2} \tag{6.1}$$

Le χ^2 augmente si la différence entre les points de mesure et les valeurs théoriques augmente en valeur absolue, et le χ^2 diminue si les erreurs de mesures augmentent. Un χ^2 nul ou très proche de zéro signifie donc un ajustement parfait. Finalement un χ^2 égal au nombre de points de mesures signifie que la différence entre les observations et le modèle est du même ordre de grandeur que les erreurs de mesures.

Dans le cas des moindres carrés, l'ensemble des valeurs théoriques est défini comme une combinaison linéaire de plusieurs vecteurs x_i^j (un ensemble de spectres théoriques par exemple) avec des coefficients constants a_j :

$$\forall i : \; x_i^0 = \sum_j a_j \cdot x_i^j \tag{6.2}$$

Comme dans toutes les méthodes d'optimisation, il faut minimiser le χ^2 qui mesure la différence entre les points de mesure et la combinaison linéaire des vecteurs théoriques. Pour calculer la valeur de chaque coefficient a_j qui minimise le χ^2, il faut donc trouver la valeur pour laquelle la dérivée partielle du χ^2 par rapport à ce coefficient est nulle :

$$\forall j : \; \frac{\partial \chi^2}{\partial a_j} = \sum_i \frac{2 \cdot x_i^j \cdot \left(x_i - \sum_k a_k \cdot x_i^k\right)}{\sigma_i^2} = 0 \tag{6.3}$$

La méthode des moindres carrés revient donc à résoudre le système linéaire suivant, dont les coefficients a_k sont les inconnues :

$$\boxed{\forall j : \; \left\{ \sum_k \left[a_k \cdot \sum_i \frac{x_i^k x_i^j}{\sigma_i^2} \right] = \sum_i \frac{x_i x_i^j}{\sigma_i^2} \right.} \tag{6.4}$$

Notons que ce système possède une solution unique et qu'il peut être résolu de façon simple soit manuellement (pour un petit nombre de points) soit numériquement (dans le cas des spectres). La méthode des moindres carrés est utilisée dans le cas simple où l'on veut ajuster une droite entre deux séries de variables (on parle de régression linéaire) : les deux inconnues a_0 et a_1 du système linéaire sont les deux coefficients de la droite, les points de données x_i sont les ordonnées et les deux vecteurs théoriques x_i^0 et x_i^1 sont les abscisses d'une part et une série de 1 d'autre part. Ce cas simple n'est toutefois possible que si les erreurs de mesures des abscisses sont négligeables devant les erreurs des ordonnées (σ_i), seules à être utilisées dans le calcul. Dans le cas contraire le bon estimateur n'est pas le χ^2.

6.1.1.2 Ajustement de la composante stellaire

L'ajustement du continuum et des raies d'absorption produites par les étoiles est réalisé en appliquant la méthode des moindres carrés linéaires à un ensemble de 10 spectres théoriques. Ces derniers sont issus de la même bibliothèque que celle que nous allons utiliser plus loin (voir la section 6.2 ; Bruzual & Charlot, 2003) pour ajuster les propriétés physiques des galaxies à partir du continuum spectral. Néanmoins,

le but du logiciel "platefit" n'est pas d'extraire des propriétés physiques de cet ajustement, c'est pourquoi l'utilisation de la bibliothèque complète n'est pas justifiée. Il a été démontré (Bruzual & Charlot, 2003) qu'une combinaison linéaire de 10 modèles à génération d'étoiles instantanée (toutes les étoiles ont le même âge), d'âges $0,005$, $0,025$, $0,1$, $0,29$, $0,64$, $0,9$, $1,4$, $2,5$ et 11 milliards d'années, pouvait très bien reproduire toutes les propriétés spectrales d'une population d'étoiles quelconque, même si cette combinaison n'est bien entendu pas représentative des paramètres physiques d'une population d'étoiles réelle.

L'ajustement est conduit à l'aide de la méthode des moindres carrés linéaires non négatifs (ou "NNLS" de l'anglais "Non-Negative Least Squares" ; Lawson & Hanson, 1974). À la différence des moindres carrés linéaires classiques décrits plus haut, les coefficients de la combinaison linéaire de spectres théoriques sont contraints d'être positifs ou nuls. En effet, il n'est pas possible qu'une population d'étoiles contribue de façon négative à la lumière totale de la galaxie. La solution du système linéaire tenant compte de cette contrainte est trouvée de façon numérique.

Notons qu'en plus des proportions d'étoiles d'un âge donné reproduisant le spectre observé, le logiciel "platefit" doit aussi tenir compte de la métallicité moyenne et de l'extinction interstellaire de la galaxie afin de reproduire au mieux les intensités des raies d'absorption. La métallicité est prise en compte en calculant la meilleure combinaison des 10 spectres théoriques pour trois métallicités différentes : $0,2$, 1 et $2,5$ métallicités solaires. La combinaison qui obtient le plus faible χ^2 est conservée.

Si on note $f_\lambda(\lambda)$ le flux monochromatique observé par unité de longueur d'onde λ, et $f_\lambda^{\mathrm{i}}(\lambda)$ celui qu'on observerait en l'absence d'extinction interstellaire, alors cette dernière est prise en compte de la façon suivante :

$$\boxed{\frac{f_\lambda(\lambda)}{f_\lambda^{\mathrm{i}}(\lambda)} = e^{-\tau_V \cdot \tau(\lambda)/\tau(\lambda_V)}} \tag{6.5}$$

La fonction $\tau(\lambda)$ représente la variation relative de la profondeur optique en fonction de la longueur d'onde, et τ_V est la valeur absolue de cette dernière pour la longueur de référence λ_V (on prend couramment une longueur d'onde de référence dans le vert : $\lambda_V = 5500\,\text{Å}$). Le logiciel "platefit" utilise une courbe de profondeur optique relative de la forme (Charlot & Fall, 2000) :

$$\boxed{\tau(\lambda) = \lambda^{-0,7}} \tag{6.6}$$

Le paramètre τ_V est déterminé comme un paramètre libre au moment de l'optimisation par la méthode des moindres carrés linéaires non négatifs. Notons que les spectres observés sont d'abord corrigés de l'extinction d'avant-plan due à notre propre Galaxie (Schlegel et al., 1998).

La figure 6.1 montre le meilleur ajustement du continuum, obtenu par le logiciel "platefit", pour la galaxie à formation d'étoiles LCL05 028 (cfrs 03.0037). Le spectre d'erreur est crucial pour effectuer un bon ajustement.

Un dernier point important à prendre en compte pour l'ajustement du continuum et des raies d'absorption est la vitesse de rotation des étoiles. En effet cette dernière provoque un élargissement des raies d'absorption, comme indiqué par la relation 3.51 page 70. Cet élargissement doit être pris en compte dans les spectres théoriques afin qu'ils s'ajustent correctement aux observations. Pour autant la largeur des raies d'absorption est relativement difficile à mesurer sur des spectres à basse résolution. Néanmoins, elle est dans ce dernier cas dominée par l'élargissement dû à la résolution de l'instrument plutôt que par la vitesse de rotation des galaxies. Nous pouvons donc, dans le cas des échantillons LCL05 ou VVDS, corriger les spectres théoriques avec la même valeur moyenne de l'élargissement des raies pour tous les spectres observés.

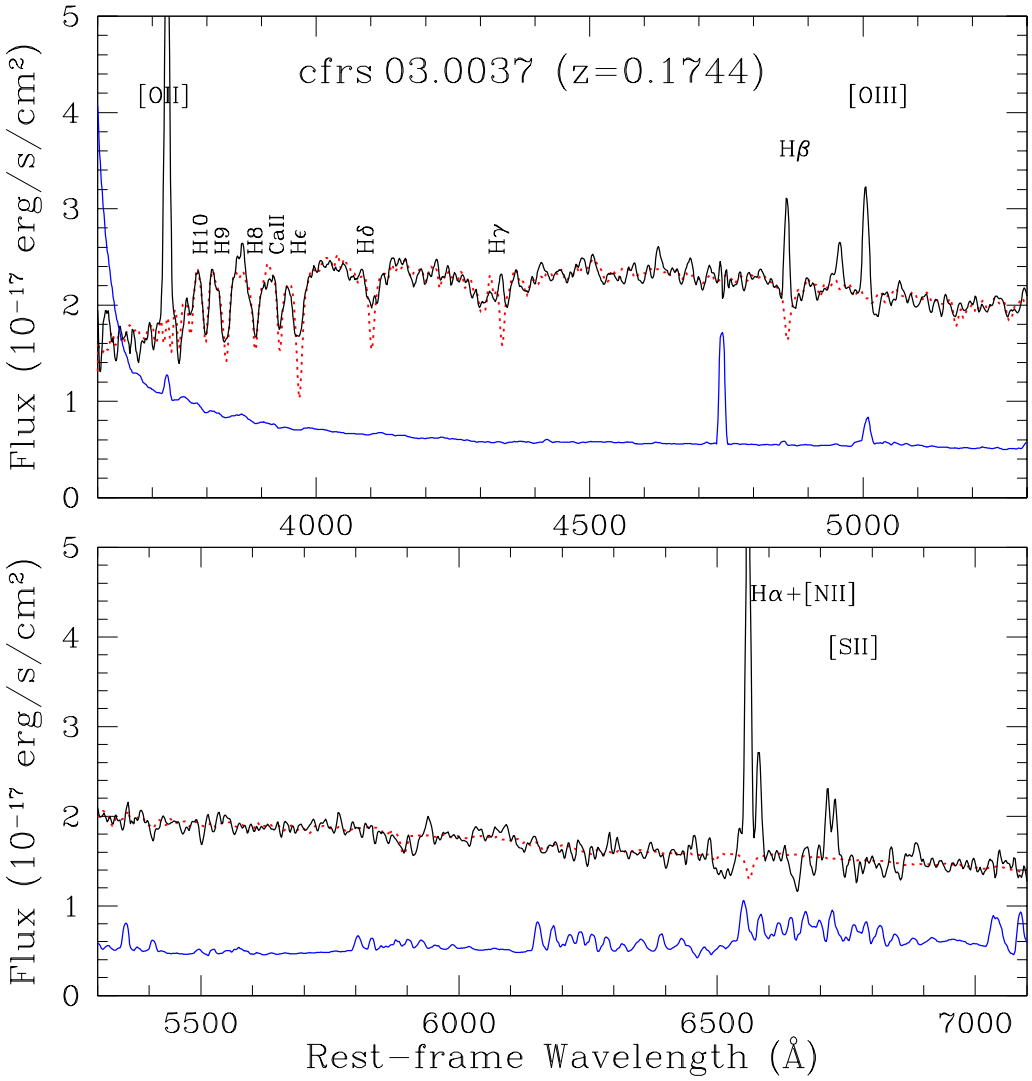


FIG. 6.1 – Ajustement de la composante stellaire avec le logiciel “platefit”. Cette figure montre le spectre observé (en noir) de la galaxie LCL05 028 (cfrs 03.0037), le spectre d’erreur associé à cette observation (en bleu, multiplié par 5 pour des questions de lisibilité) et le meilleur ajustement du continuum et des raies d’absorption réalisé avec le logiciel “platefit” (en pointillés rouges).

6.1.1.3 Mesure du flux des raies d'émission

Une fois la composante stellaire (continuum et raies d'absorption) soustraite du spectre brut, il devient possible de mesurer les raies d'émission du gaz interstellaire[1]. Le logiciel "platefit" trouve le meilleur ajustement des raies d'émission par la méthode de minimisation du χ^2. Ces dernières sont modélisées par une loi normale, comme définie par la relation 3.13 page 55. Les paramètres libres sont le flux de chacune des raies, leurs largeurs et leurs longueurs d'onde centrales. Un petit décalage, dû à l'effet Doppler qui affecterait différemment les étoiles et les nuages de gaz, est autorisé entre la position du continuum et la position des raies.

Afin d'améliorer la procédure d'optimisation pour les faibles raies d'émission, toutes les largeurs des raies collisionnelles sont contraintes d'avoir la même valeur, de même que toutes les largeurs des raies de recombinaison de l'hydrogène. Cette hypothèse est justifiée physiquement par le fait que toutes les raies collisionnelles sont produites au sein des même nuages et subissent donc le même élargissement par effet Doppler. De leur côté les raies de recombinaison de l'hydrogène sont elles aussi toutes produites dans les même nuages, mais ces derniers peuvent être différents de ceux où sont produites les raies collisionnelles. Notons que cette procédure a été simplifiée dans le cas du relevé VVDS où toutes les raies d'émission sont contraintes d'avoir la même largeur, quel que soit leur type. En effet, les spectres VVDS à grand décalage spectral ne contiennent souvent qu'une seule raie de l'hydrogène visible (Hβ), et la mesure de sa largeur devenait trop sensible au bruit avec la procédure décrite précédemment.

Cette procédure permet d'ajuster correctement la largeur des raies les plus faibles et/ou en partie confondues avec d'autres raies (comme par exemple les raies [NII]$\lambda\lambda$6548,6584 qui sont en partie confondues avec la raie Hα), en utilisant l'information présente sur les autres raies. Cependant, elle nécessite de tenir compte de l'élargissement des raies qui dépend de la longueur d'onde comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 3.3.3). Comme indiqué dans la relation 3.53 page 70, l'utilisation de spectres échantillonés en logarithme de la longueur d'onde permet de supprimer au premier ordre cette dépendance en longueur d'onde. Le logiciel "platefit" effectue donc un rééchantillonage des spectres avec un pas constant en logarithme de la longueur d'onde, non seulement pour la mesure des raies d'émission, mais aussi pour l'ajustement de la composante stellaire.

La figure 6.2 montre le meilleur ajustement des raies d'émission qui a été effectué pour la galaxie LCL05 028 (cfrs 03.0037). On voit clairement que la soustraction de la composante stellaire a permis de faire apparaître des raies d'émission qui n'étaient pas visibles sur le spectre brut, ou de corriger l'intensité des autres (voir la raie Hβ par exemple). De plus, la procédure de contrainte des largeurs des raies montre son efficacité pour mesurer les deux raies [NII]$\lambda\lambda$6548,6584, en partie confondues avec la raie Hα. Notons que la raie [NII]λ6548 n'est pas mesurée directement : son intensité est contrainte à valoir $1/3$ de l'intensité de la raie [NII]λ6584 (rapport théorique ; Osterbrock, 1989).

6.1.1.4 Mesure des autres signatures spectrales

Une fois les raies d'émission du gaz interstellaire mesurées, il est possible de soustraire ces dernières du spectre brut pour obtenir le spectre stellaire. Cependant, il est impossible de mesurer le flux des raies d'absorption en utilisant la même méthode que les raies d'émission, car il faudrait être en mesure de soustraire le continuum du

[1] Quelques étoiles, commes les étoiles de Wolf-Rayet, possèdent des raies d'émission mais leur contribution au spectre de la galaxie est négligeable.

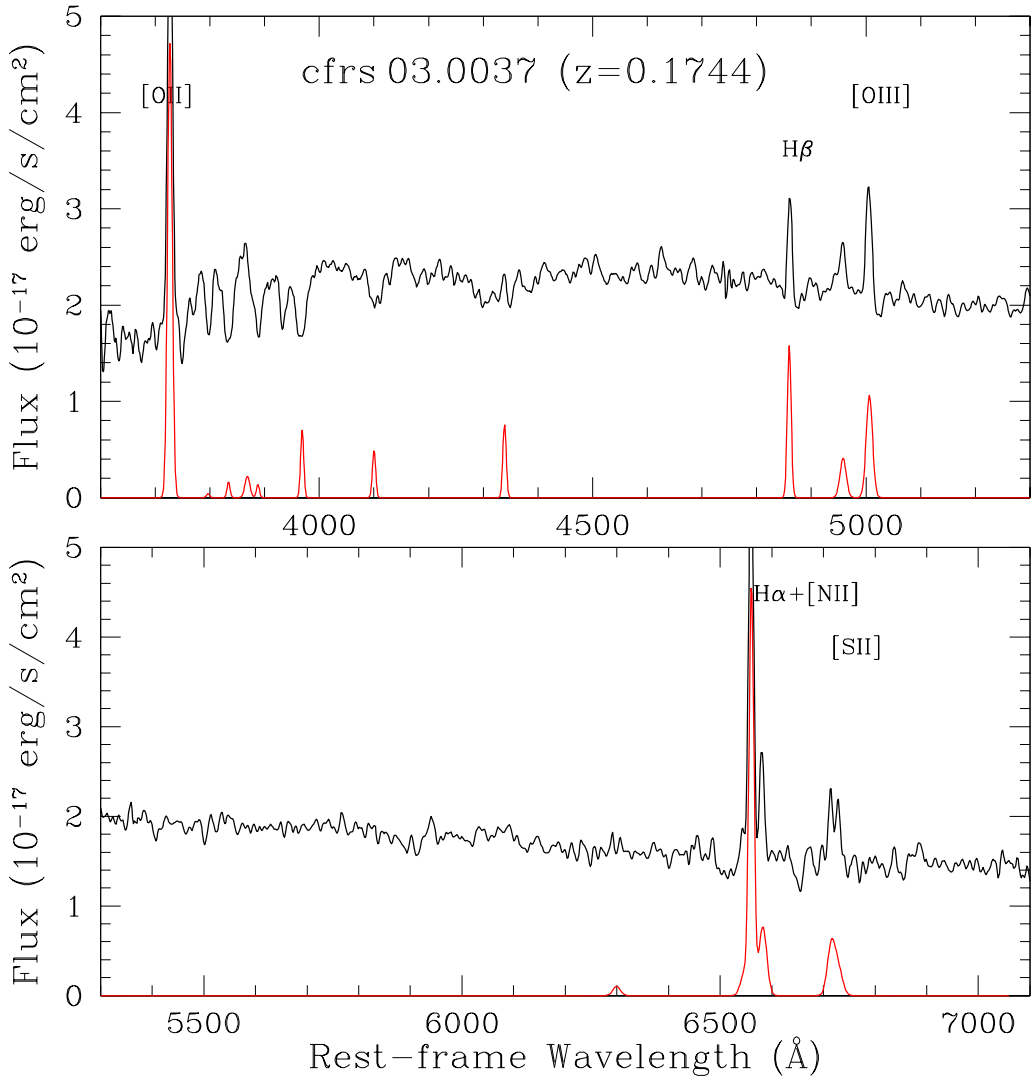


FIG. 6.2 – Ajustement des raies d'émission avec le logiciel "platefit".
Cette figure montre le spectre observé (en noir) de la galaxie LCL05 028 (cfrs 03.0037), et le meilleur ajustement du spectre des raies d'émission du gaz (en rouge) réalisé à l'aide du logiciel "platefit".

spectre stellaire. Or le continuum et les raies d'absorption sont indissociables dans les modèles utilisés pour ajuster la composante stellaire, ces derniers étant souvent construits à partir de spectres réels d'étoiles.

La définition donnée par la relation 3.18 page 56 des largeurs équivalentes, pour les raies d'absorption comme pour les raies d'émission, nécessite de connaître la valeur du continuum sans les raies d'absorption. Pour les raies d'émission, le logiciel "platefit" estime le flux monochromatique du continuum en lissant le spectre stellaire. Les largeurs équivalentes sont alors estimées comme l'intégrale, sur un domaine couvrant 5 fois la largeur gaussienne de la raie, du rapport entre le flux monochromatique de l'ajustement de la raie et le spectre stellaire lissé. Pour les raies collisionnelles où une éventuelle composante en absorption est négligeable, cette méthode donne un résultat très proche de la réalité. Dans le cas des raies de recombinaison de l'hydrogène, cette méthode fonctionne assez bien tant que la composante en absorption n'est pas très importante, sans quoi elle perturbe le lissage du spectre stellaire et donc la mesure de la largeur équivalente. Les largeurs équivalentes des raies de Balmer Hγ, Hδ et au delà ne sont pas exploitables car leur valeur est trop dépendante de la méthode de mesure.

Dans le cas des raies d'absorption, la méthode du lissage du spectre stellaire ne permet pas de retrouver une estimation du continuum sous-jacent, précisément parce qu'il est négligable devant les raies d'absorption. Il convient donc d'extrapoler le continuum sous forme d'une fonction affine de pente s_λ et d'ordonnée à l'origine $f_{\lambda 0}$, comme indiqué par la relation 3.19 page 56. Toutefois, le désavantage de cette méthode est que le résultat est très sensible à la méthode utilisée pour extrapoler le continuum. C'est pourquoi les mesures des raies d'absorption sont couramment effectuées à l'aide de définitions strictes appelées "indices" (on utilise souvent les indices de Lick ; Worthey et al., 1994; Worthey & Ottaviani, 1997). Ainsi les mesures effectuées pourront être comparées avec des études différentes, faisant appel à divers instruments et à divers outils d'analyse.

La définition d'un indice consiste en trois domaines de longueurs d'onde : un domaine $[\lambda_1;\lambda_2]$ d'intégration de la raie, et deux domaines $[\lambda_{\rm b1};\lambda_{\rm b2}]$ et $[\lambda_{\rm r1};\lambda_{\rm r2}]$ utilisés de part et d'autre pour estimer le continuum (on parle des domaines "bleu" et "rouge"). On calcule dans un premier temps les moyennes $f_{\rm b}$ et $f_{\rm r}$ du flux monochromatique par unité de longueur d'onde $f_\lambda(\lambda)$ du spectre stellaire, à l'intérieur respectivement des domaines bleu et rouge :

$$\left\{\begin{array}{rl} f_{\rm b} = & \frac{1}{\lambda_{\rm b2}-\lambda_{\rm b1}} \int_{\lambda_{\rm b1}}^{\lambda_{\rm b2}} f_\lambda(\lambda)\,d\lambda \\ f_{\rm r} = & \frac{1}{\lambda_{\rm r2}-\lambda_{\rm r1}} \int_{\lambda_{\rm r1}}^{\lambda_{\rm r2}} f_\lambda(\lambda)\,d\lambda \end{array}\right. \tag{6.7}$$

Ces résultats sont ensuite utilisés pour déterminer les paramètres s_λ et $f_{\lambda 0}$ du continuum extrapolé :

$$\left\{\begin{array}{rl} s_\lambda = & \frac{2(f_{\rm r}-f_{\rm b})}{(\lambda_{\rm r1}+\lambda_{\rm r2})-(\lambda_{\rm b1}+\lambda_{\rm b2})} \\ f_{\lambda 0} = & f_{\rm b} - s_\lambda \cdot \frac{\lambda_{\rm b1}+\lambda_{\rm b2}}{2} \end{array}\right. \tag{6.8}$$

Finalement la largeur équivalente de l'indice est calculée selon la formule suivante :

$$\mathrm{EW} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} 1 - \frac{f_\lambda(\lambda)}{f_{\lambda 0} + s_\lambda \cdot \lambda}\,d\lambda \tag{6.9}$$

Le tableau 6.1 résume les domaines de quelques indices exploitables sur des spectres à bas rapport signal sur bruit. La figure 6.3 montre la mesure des indices HdA (raie d'absorption Hδ) et D4000n (discontinuité à $4000\,$Å) sur le spectre stellaire de la galaxie LCL05 056 (cfrs 22.0717). L'indice D4000n (Balogh et al., 1999) est un

cas particulier car il ne mesure pas une raie d'absorption mais l'intensité de la discontinuité à 4000 Å. Cet indice est simplement calculé comme le rapport entre le flux moyen rouge et le flux moyen bleu, tels que définis par la relation 6.7.

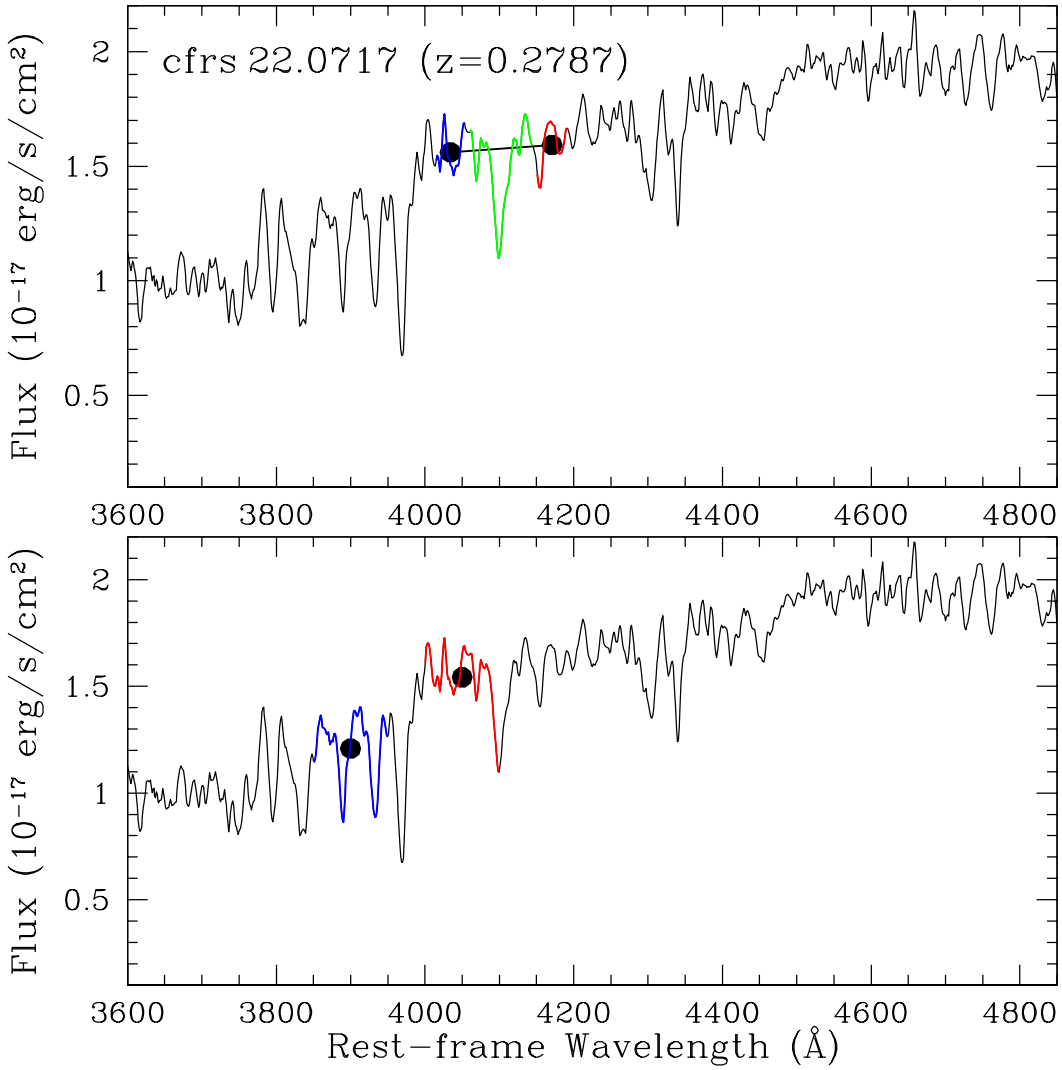


FIG. 6.3 – Mesure des indices d'absorption avec le logiciel "platefit".
Cette figure montre le spectre stellaire (en noir) de la galaxie LCL05 056 (cfrs 22.0717) obtenu avec le logiciel "platefit" après soustraction des raies d'émission. Les zones accentuées représentent les domaines de longueur d'onde bleu, rouge et d'intégration (en vert) utilisés pour calculer les indices HdA (en haut) ou D4000n (en bas). Les points noirs représentent les flux moyens dans les domaines bleu et rouge. La droite représente le continuum extrapolé entre ces deux points.

6.1.2 Contrôle des résultats

Le contrôle des résultats est une étape cruciale lors de l'utilisation d'un logiciel automatique pour analyser un grand nombre de spectres de galaxies. Il est possible de soustraire au spectre brut les meilleurs ajustements de la composante stellaire et des raies d'émission réalisés avec le logiciel "platefit", le spectre obtenu est le spectre résiduel. Dans l'hypothèse où le logiciel "platefit" a correctement estimé les trois composantes (continuum, raies d'absorption, raies d'émission) du spectre d'une galaxie,

TAB. 6.1 – Définitions de quelques indices.
Ce tableau donne les domaines d'intégration et les domaines bleus et rouges utilisés pour extrapoler le continuum de quelques indices d'absorption (Worthey et al., 1994; Worthey & Ottaviani, 1997; Balogh et al., 1999).

	domaine d'intégration		domaine bleu		domaine rouge	
nom	λ_1	λ_2	λ_{b1}	λ_{b2}	λ_{r1}	λ_{r2}
HdA	$4083,5$	$4122,25$	$4061,6$	$4079,75$	$4128,5$	$4161,0$
HdW	$4060,5$	$4145,0$	$4014,0$	$4054,0$	$4151,0$	$4191,0$
D4000n	-	-	$3850,0$	$3950,0$	$4000,0$	$4100,0$
HgA	$4319,75$	$4363,5$	$4283,5$	$4319,75$	$4367,25$	$4419,75$
Hb	$4847,875$	$4876,625$	$4827,875$	$4847,875$	$4876,625$	$4891,625$
G4300	$4281,375$	$4316,375$	$4266,375$	$4282,625$	$4318,875$	$4335,125$
NaD	$5876,875$	$5909,375$	$5860,625$	$5875,625$	$5922,125$	$5948,125$

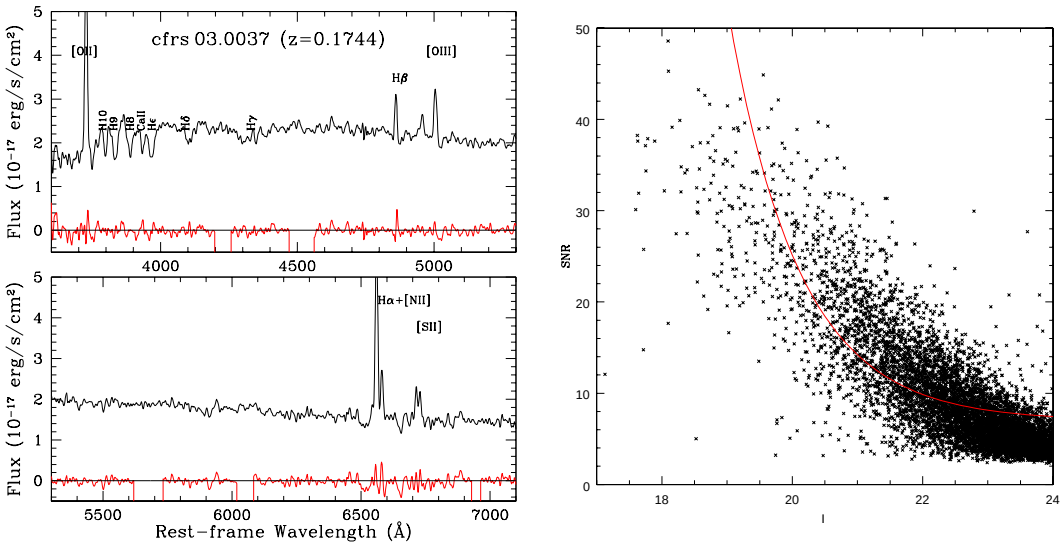
le spectre résiduel ne doit théoriquement contenir que les erreurs de mesure. La figure 6.4(a) montre le spectres brut et résiduel de la galaxie LCL05 028 (cfrs 03.0037). On voit clairement que le spectre résiduel est proche de la valeur nulle, n'est pas biaisé, et ne présente pas de fluctuations importantes. Ceci tend à montrer que le logiciel "platefit" a effectué un bon travail.

Il est donc possible d'estimer le rapport signal sur bruit d'une observation en divisant le spectre brut par le spectre résiduel et en calculant la médiane du spectre obtenu. La figure 6.4(b) montre la relation entre le rapport signal sur bruit et la magnitude apparente dans la bande I des galaxies du relevé VVDS. La courbe rouge montre la loi d'évolution du rapport signal sur bruit en fonction de la magnitude apparente, en considérant un bruit constant de l'ordre de $10^{-18}\,\mathrm{erg.s^{-1}.cm^{-2}.\AA^{-1}}$. On voit que le rapport signal sur bruit déterminé à partir du spectre résiduel du logiciel "platefit" évolue selon la loi attendue. Nous pouvons en conclure que les résidus des deux ajustements réalisés par ce logiciel sont assimilables au bruit de mesure, ce qui veut dire que toute l'information disponible a été correctement mesurée. Notons néanmoins que le rapport signal sur bruit estimé est plus bas que prévu pour les galaxies les plus faibles ($I_{\mathrm{AB}} > 23$). Ceci signifie que le logiciel "platefit" réalise de moins bons ajustements pour ces objets.

6.1.2.1 Comparaison avec les mesures manuelles

Comme nous l'avons vu ci-dessus, nous savons que les ajustements réalisés par le logiciel "platefit" sont de bonne qualité. Néanmoins, nous devons vérifier plus précisément que les mesures des raies d'émission sont correctes. En effet, la médiane du rapport signal sur bruit estimé à partir du spectre résiduel est avant tout dominée par les résidus de l'ajustement du continuum, ce qui ne permet pas de l'utiliser efficacement pour estimer la qualité de l'ajustement des raies d'émission.

Afin de vérifier la validité des résultats obtenus avec le logiciel "platefit", nous avons effectué des mesures manuelles sur une trentaine de galaxies de l'échantillon LCL05 (Lamareille et al., 2006b). Ces mesures ont été réalisées à l'aide de la fonction "splot" du logiciel "IRAF". Les figures 6.5 et 6.6 montrent un très bon accord entre les mesures automatiques et les mesures manuelles, aussi bien pour les raies intenses ([OII]λ3727, [OIII]λ5007, Hα) que pour les raies plus faibles ([NII]λ6584, [SII]λ6717). Dans ce dernier cas, la dispersion entre les deux mesures est plus grande mais elle reste cohérente avec les barres d'erreur, qui sont par ailleur similaires avec le logiciel "platefit" et avec le logiciel "IRAF".



(a) (b)

FIG. 6.4 – Résidus du logiciel “platefit”.
(a) Cette figure montre le spectre observé (en noir) de la galaxie LCL05 028 (cfrs 03.0037), et le spectre résiduel (en rouge) après soustraction des meilleurs ajustements du spectre stellaire et du spectre de raies d’émission réalisés à l’aide du logiciel “platefit”.
(b) Cette figure montre la médiane du rapport entre le spectre brut et le spectre résiduel (rapport signal sur bruit), en fonction de la magnitude apparente en bande I des galaxies du relevé VVDS. La courbe rouge montre la forme attendue du rapport signal sur bruit en fonction de la magnitude apparente, pour un bruit supposé constant.

Pour la raie Hβ la situation est différente car la raie d'émission mesurée manuellement est contaminée par sa composante en absorption, alors que cette dernière est supprimée avec le logiciel "platefit". Nous trouvons une différence de l'ordre de $3,6$ Å entre les largeurs équivalentes mesurées manuellement et automatiquement, ce qui est cohérent avec la valeur moyenne communément utilisée pour la composante en absorption de la raie Hβ (Kennicutt, 1992). Notons que la raie Hα est elle aussi affectée par une composante en absorption mais celle-ci est négligeable devant la composante en émission.

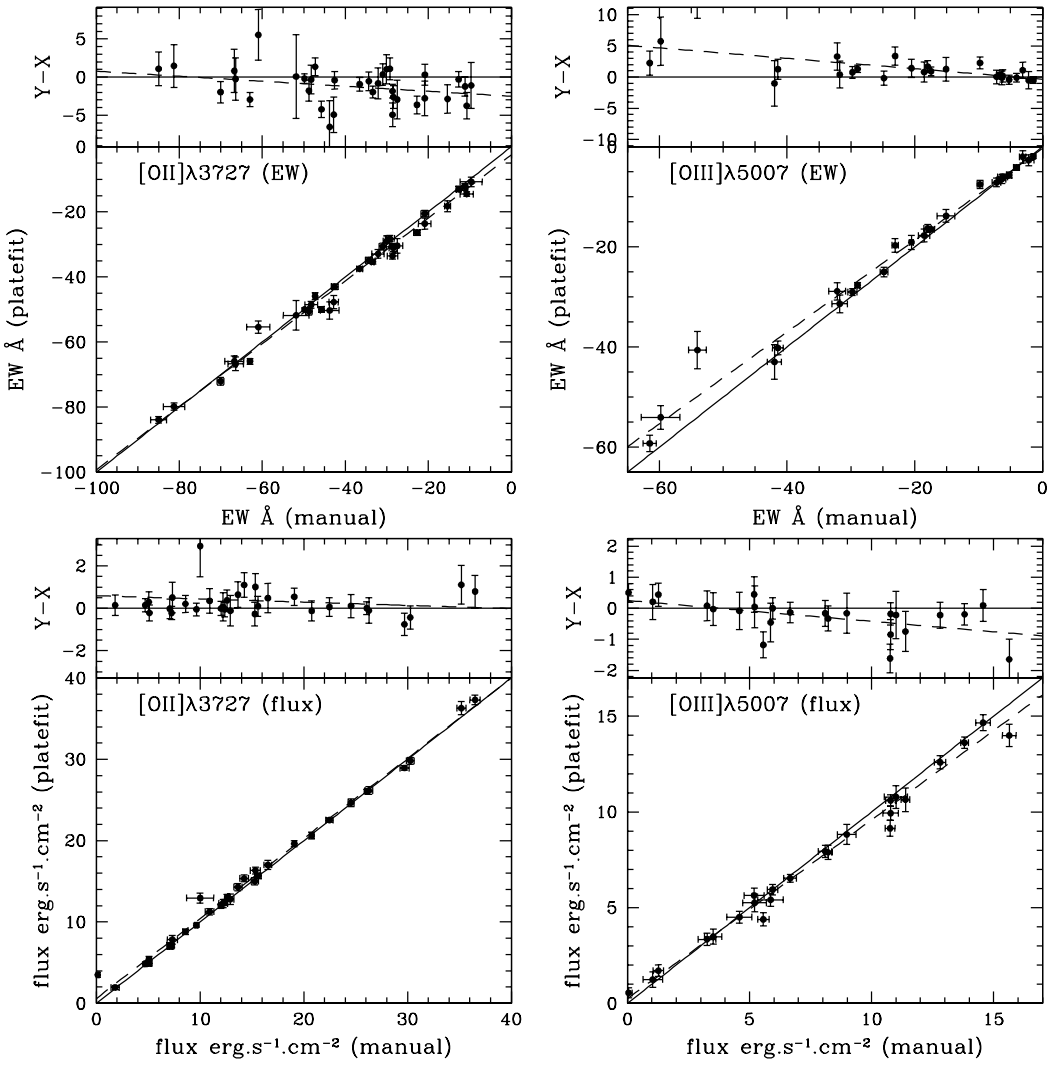


FIG. 6.5 – Comparaison des mesures manuelles des raies d'émission avec le logiciel "platefit".
Cette figure montre les mesures effectuées par le logiciel "platefit" en fonction des mesures manuelles pour un ensemble de galaxies de l'échantillon LCL05 : largeur équivalente de la raie [OII]λ3727 (en haut à gauche), flux de la raie [OII]λ3727 (en bas à gauche), largeur équivalente de la raie [OIII]λ5007 (en haut à droite), flux de la raie [OIII]λ5007 (en bas à droite).

La figure 6.7 montre la qualité des mesures sur les raies qui sont en partie confondues à basse résolution (les raies [NII]$\lambda\lambda$6548,6584 avec la raie Hα, ou les raies [SII]$\lambda\lambda$6717,6731 l'une avec l'autre). La somme des raies [SII]$\lambda\lambda$6717+6731 et le rapport [NII]λ6584/Hα sont mesurés avec une bonne qualité ce qui indique, surtout dans

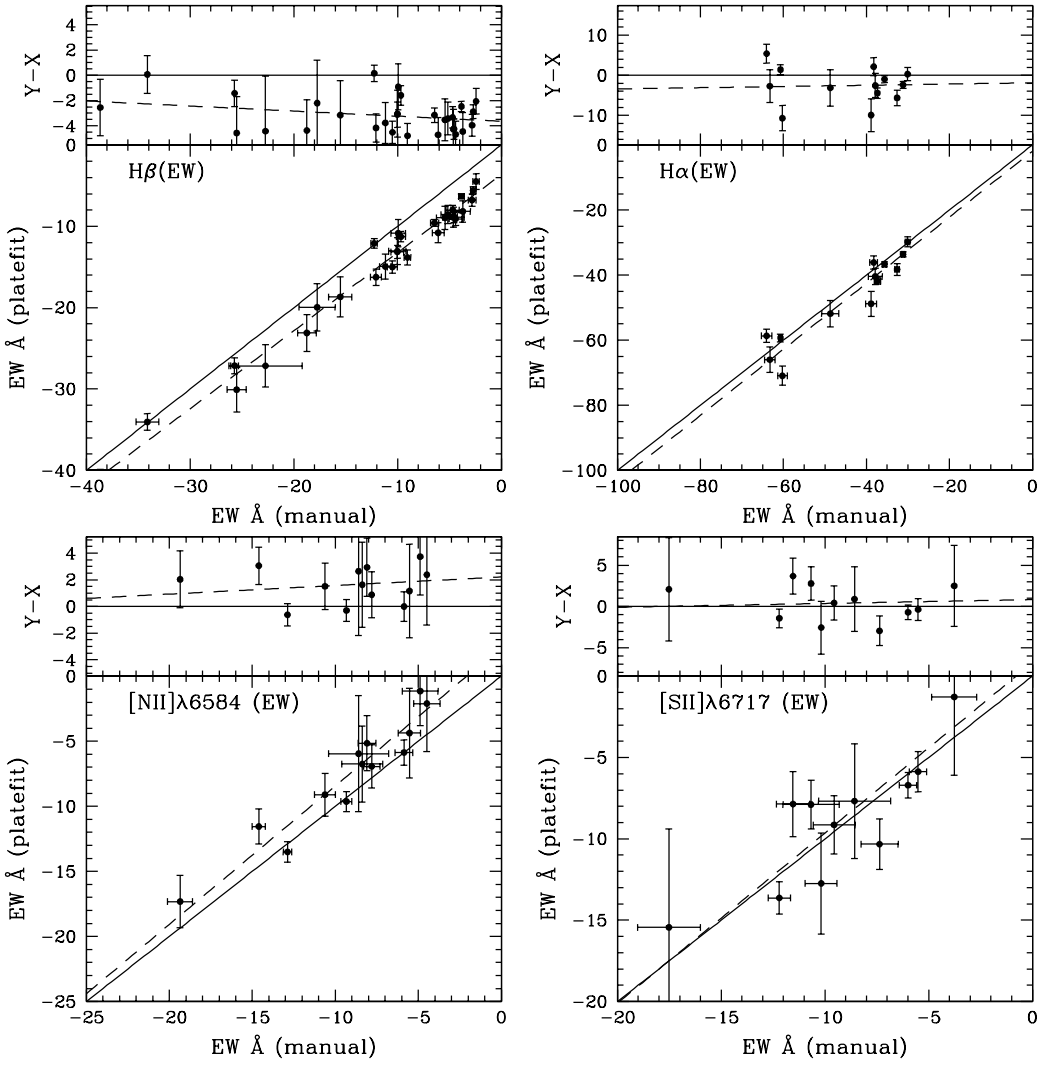


FIG. 6.6 – Comparaison des mesures manuelles des raies d'émission avec le logiciel "platefit".
Cette figure montre les mesures effectuées par le logiciel "platefit" en fonction des mesures manuelles pour un ensemble de galaxies de l'échantillon LCL05 : largeur équivalente de la raie Hβ (en haut à gauche), largeur équivalente de la raie [NII]λ6584 (en bas à gauche), largeur équivalente de la raie Hα (en haut à droite), largeur équivalente de la raie [SII]λ6717 (en bas à droite).

le second cas, que le logiciel “platefit” a pu correctement séparer les flux ou les largeurs équivalentes provenant des diverses raies confondues.

Signalons le cas de la raie [OII]λ3727 qui est en réalité un doublet de deux raies très proches : [OII]$\lambda\lambda$3726,3729. Nous avons constaté que le logiciel “platefit” ne donnait pas de bon résultat si nous considérions ces deux raies séparemment. Cependant, compte tenu de la résolution de nos spectres, la différence de longueur d'onde entre ces deux raies est très inférieure à leurs largeurs. Le doublet peut donc être assimilé à une seule raie ([OII]λ3727) et ajusté selon une loi normale. Néanmoins le doublet ne possède pas la même largeur que les autres raies collisionnelles. Nous avons donc introduit un nouveau paramètre libre : le facteur d'élargissement du doublet [OII]λ3727 pouvant varier entre $1,0$ et $1,5$ fois la largeur des autres raies collisionnelles.

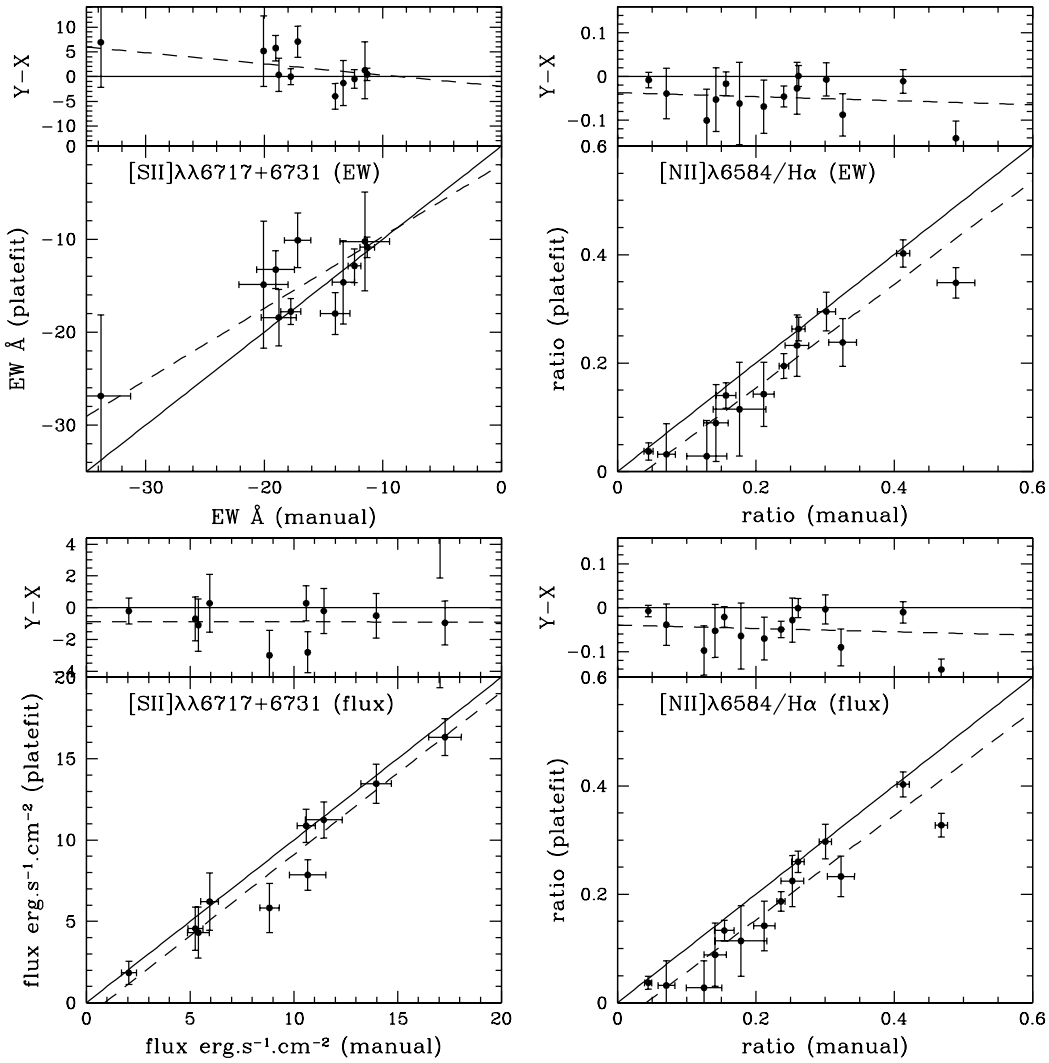


FIG. 6.7 – Comparaison des mesures manuelles des raies d'émission avec le logiciel “platefit”.
Cette figure montre les mesures effectuées par le logiciel “platefit” en fonction des mesures manuelles pour un ensemble de galaxies de l'échantillon LCL05. À gauche : somme des raies [SII]λ6717 et [SII]λ6731 calculée à partir de leur flux (en bas) ou de leur largeur équivalente (en haut). À droite : rapport des raies [NII]λ6584 et Hα calculé à partir de leur flux (en bas) ou de leur largeur équivalente (en haut).

6.1.2.2 Dépendance en fonction de la résolution

Nous avons vu, grâce aux mesures manuelles, que le logiciel "platefit" donnait de bons résultats pour les mesures des raies d'émission des galaxies de l'échantillon LCL05. Cependant nous savons que le relevé VVDS possède une résolution environ deux fois plus petite ($R_{\rm s} \approx 250$) que les observations réalisées pour l'échantillon LCL05 ($R_{\rm s} \approx 500$). Nous devons donc vérifier que le logiciel "platefit" donne de bons résultats à cette nouvelle résolution. Nous avons donc dégradé la résolution des spectres de l'échantillon LCL05 à la résolution du relevé VVDS, puis nous avons remesuré les raies d'émission à l'aide du logiciel "platefit" (Lamareille et al., 2006b).

La figure 6.8 montre le spectre de la galaxie LCL05 028 (cfrs 03.0037) dont la résolution a été dégradée à celle du relevé VVDS, ainsi que les ajustements réalisés par le logiciel "platefit" sur ce nouveau spectre. En comparant cette figure aux figures 6.1 et 6.2, on voit clairement que les raies apparaissent plus larges à cause de la plus faible résolution, mais aussi moins intenses car leur flux se conserve (voir la relation 3.17 page 56 entre le flux, la largeur et l'intensité maximum des raies). Par conséquent les raies les plus faibles peuvent devenir plus difficiles à mesurer sur un spectre à basse résolution, sans oublier que les raies proches ([NII]λ6584 et Hα par exemple) sont encore plus confondues qu'elles ne l'étaient déjà à résolution moyenne.

Les figures 6.9 et 6.10 montrent les résultats obtenus sur les spectres dégradés en fonction des résultats initiaux. Cette figure confirme que le logiciel "platefit" peut mesurer correctement les raies d'émission sur les spectres à basse résolution du relevé VVDS. Cela concerne aussi bien les raies intenses ([OII]λ3727) que les raies faibles ([NII]λ6584), avec une plus grande dispersion dans ce dernier cas mais qui reste cohérente avec les erreurs de mesure. De plus la comparaison des mesures de la raie Hβ, qui possède une composante en absorption non négligable, nous indique que l'ajustement du continuum et des raies d'absorption stellaires n'est pas affecté par la diminution de la résolution. Notons aussi que la comparaison des mesures du rapport [NII]λ6584/Hα, dont la valeur est couramment utilisée dans les études spectrophotométriques, nous indique que la séparation des flux ou des largeurs équivalentes de ces deux raies peut être réalisée correctement malgré la basse résolution du relevé VVDS.

Notons enfin le cas des indices des raies d'absorption. Comme nous l'avons vu plus haut, ceux-ci font appel à des définitions strictes du domaine d'intégration et des points utilisés pour extrapoler le continuum. Or ces définitions ont été calculées à l'aide de spectres à résolution moyenne, équivalente à celle de l'échantillon LCL05. Si ces définitions restent valables à plus haute résolution, la question de leur validité se pose à basse résolution. En effet l'élargissement des raies d'absorption fait que celles-ci couvrent un domaine plus large que le domaine d'intégration lorsque la résolution devient trop faible. Ce phénomène est observé à la résolution du VVDS comme le montre la figure 6.11(a) avec l'indice HdA de la raie d'absorption Hδ.

Nous avons donc défini un nouvel indice HdW plus large (voir le tableau 6.1), que nous avons utilisé pour mesurer la raie d'absorption Hδ sur les spectres du relevé VVDS. Notons que seule cette raie est utilisée dans ce travail de thèse pour mesurer les propriétés physiques des galaxies à partir de la composante stellaire (voir la section 6.2). Nous n'avons donc pas, pour l'instant, redéfini de nouveaux indices pour les autres raies d'absorption.

Afin de permettre la comparaison avec d'autres études effectuées à plus haute résolution, la figure 6.11(b) montre la relation entre l'indice standard HdA et l'indice HdW utilisé pour le relevé VVDS. Les valeurs des deux indices ont été calculées sur un ensemble de spectres théoriques couvrant des métallicités variant entre $0,005$ et $2,5$ métallicités solaires, et des âges variant de 1 million à 20 milliards d'années. Nous

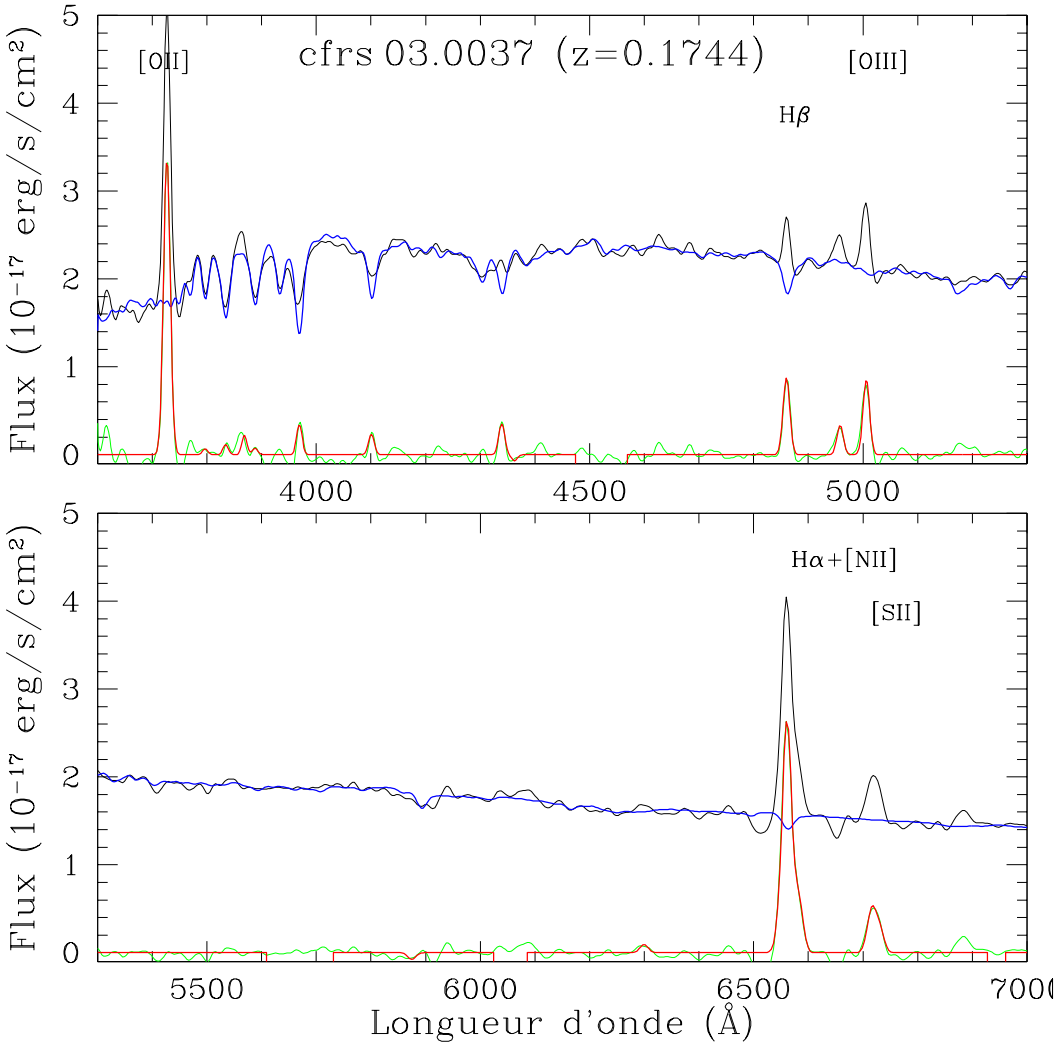


FIG. 6.8 – Utilisation du logiciel “platefit” sur des spectres à basse résolution. Cette figure montre le spectre observé (en noir) de la galaxie LCL05 028 (cfrs 03.0037), après que sa résolution ait été dégradée pour correspondre à celle du relevé VVDS ($R_s \approx 250$). Elle montre aussi le meilleur ajustement de la composante stellaire (en bleu), le spectre des raies d'émission du gaz (en vert) et le meilleur ajustement de ce dernier (en rouge), tous réalisés à l'aide du logiciel “platefit”.

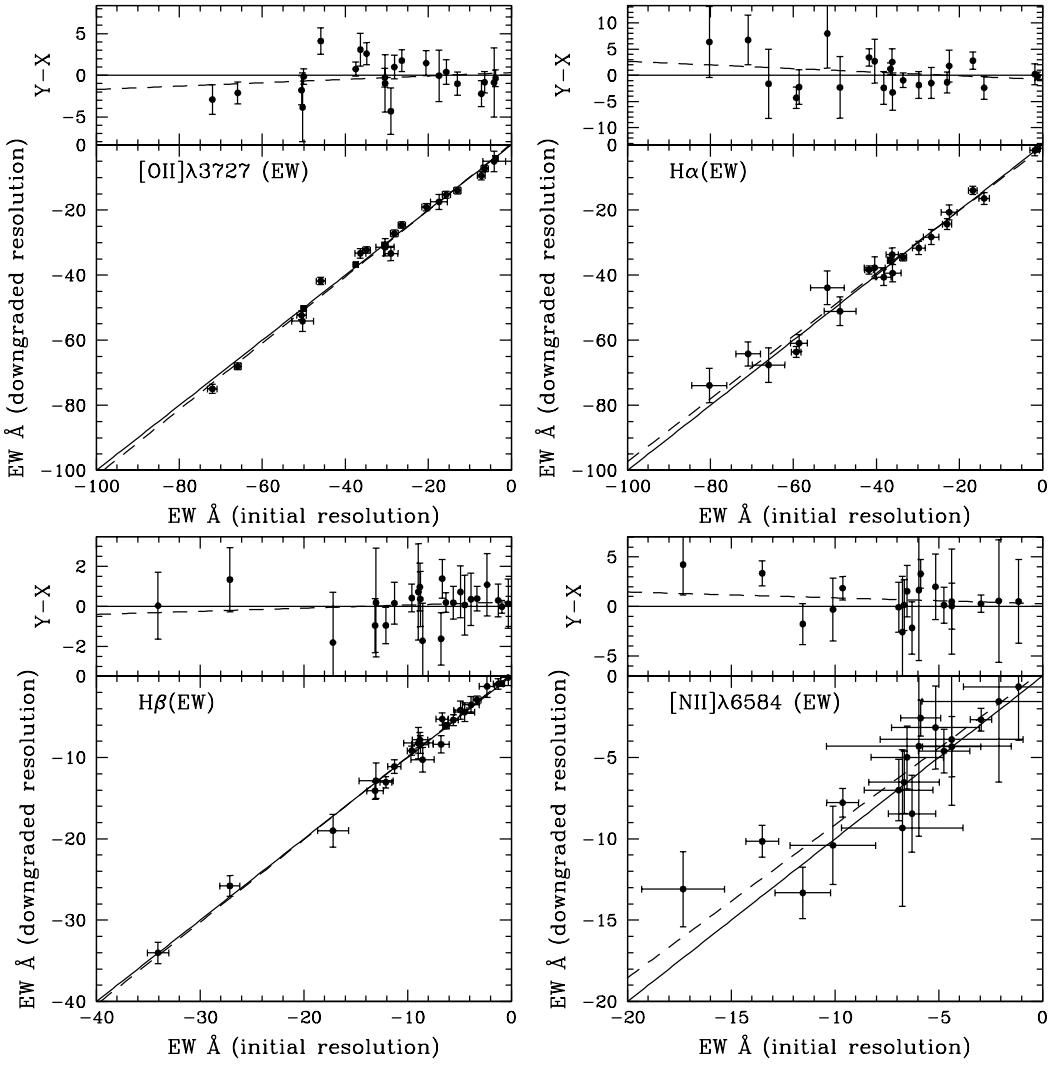


FIG. 6.9 – Comparaison de la mesure des raies d'émission avec le logiciel "platefit" en fonction de la résolution.
Cette figure montre les mesures effectuées par le logiciel "platefit" à la résolution du relevé VVDS ($R_s \approx 250$) en fonction des mesures effectuées à la résolution initiale pour les galaxies de l'échantillon LCL05 ($R_s \approx 500$) : largeurs équivalentes des raies [OII]λ3727 (en haut à gauche), Hβ (en bas à gauche), Hα (en haut à droite), et [NII]λ6584 (en bas à droite).

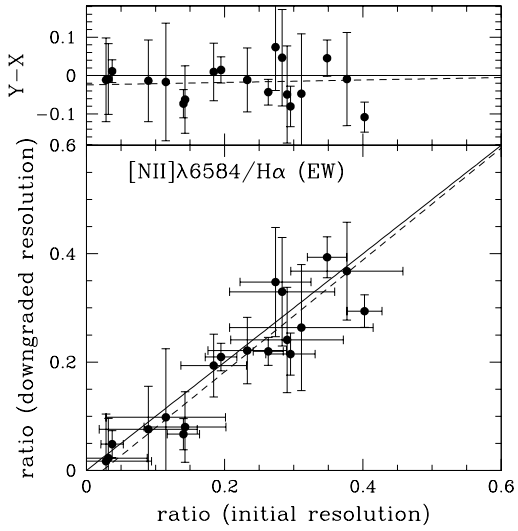


FIG. 6.10 – Comparaison de la mesure des raies d'émission avec le logiciel "platefit" en fonction de la résolution.
Cette figure montre les mesures effectuées par le logiciel "platefit" à la résolution du relevé VVDS ($R_{\rm s} \approx 250$) en fonction des mesures effectuées à la résolution intitiale pour les galaxies de l'échantillon LCL05 ($R_{\rm s} \approx 500$) : rapport des raies [NII]λ6584 et Hα calculé à partir de leur largeur équivalente.

avons ajusté par moindres carrés un polynôme du second degré à cette relation :

$$\boxed{\mathrm{HdA} = -3,4 + 1,54 \times \mathrm{HdW} - 0,041 \times \mathrm{HdW}^2} \tag{6.10}$$

6.1.2.3 Spectres simulés et estimation de l'erreur

Le logiciel "platefit" estime les erreurs des flux ou des largeurs équivalentes des raies en intégrant le spectre d'erreur sur le même domaine de longueur d'onde. Cette définition minimale ne prend pas en compte les incertitudes sur les ajustements de la composante stellaire et des raies d'émission. Nous avons donc réalisé, dans le cadre du relevé VVDS, une série de spectres simulés que nous avons ensuite analysés à l'aide du logiciel "platefit". Les spectres simulés ont été obtenus de la façon suivante :

- Des spectres composites à haut rapport signal sur bruit ont été créés en ajoutant les spectres individuels de toutes les galaxies observées appartenant à un type spectral donné, ce dernier ayant été mesuré en ajustant des répartition spectrales d'énergies théoriques à celles des galaxies individuelles. Les spectres composites correspondent à des galaxies du type "elliptique", "spirale précoce", "spirale tardive", "irrégulière" ou "galaxie à sursaut de formation d'étoiles" (Zucca et al., 2005).
- Le logiciel "platefit" a été utilisé sur les spectres composites et nous avons obtenu pour chacun d'eux un spectre stellaire et des mesures des raies d'émission. Étant donné le rapport signal sur bruit élévé des spectres composites (de l'ordre de 40 à 80 sur le continuum), nous accordons une grande confiance dans ces mesures.
- Nous avons ajouté les spectres stellaires et les raies émission ainsi obtenus, en utilisant un facteur multiplicatif variant entre $0,3$ et 3 pour les flux des raies d'émission. Puis nous avons bruité ces spectres en fonction d'une magnitude

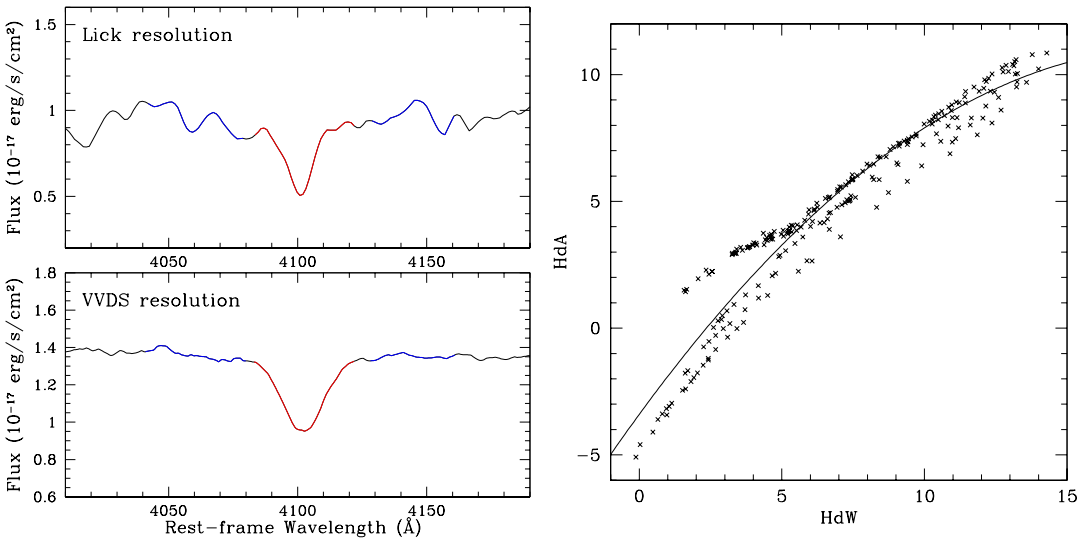


FIG. 6.11 – Mesure des indices d'absorption sur les spectres à basse résolution.
(a) Cette figure montre les domaines d'intégration (en rouge) et les deux domaines utilisés pour définir le continuum (en bleu) de l'indice HdA (raie d'absorption Hδ), sur un spectre à la résolution de l'échantillon LCL05 (en haut, $R_{\rm s} \approx 500$), ou sur un spectre à la résolution du relevé VVDS (en bas, $R_{\rm s} \approx 250$). Dans le second cas le domaine d'intégration ne couvre pas toute la raie d'absorption, cette dernière étant élargie par la basse résolution.
(b) Cette figure montre la relation entre l'indice standard HdA et le nouvel indice HdW utilisé dans le relevé VVDS pour la raie d'absorption Hδ. Les points correspondent aux valeurs calculées sur une série de modèle. La courbe en trait plein donne l'ajustement défini par la relation 6.10.

apparente choisie au hasard, et en utilisant les spectres d'erreur d'observations réelles.
- Finalement nous avons remesuré les raies d'émission sur les spectres bruités et nous les avons comparées avec leurs valeurs nominales.

La figure 6.12 montre la différence relative entre les valeurs mesurées et les valeurs nominales des flux des raies d'émission [OII]λ3727, [OIII]λ5007, Hα et Hβ. Nous avons calculé l'écart-type des différences relatives en fonction du rapport signal sur bruit mesuré. Si nous assimilons cet écart-type à l'erreur de mesure, celui-ci est par définition égal à l'inverse du rapport signal sur bruit. Nous voyons en effet sur la figure 6.12 que les mesures de l'écart-type s'ajustent assez bien avec la courbe représentant l'inverse du rapport signal sur bruit. Cependant cette courbe a été multipliée par trois sur la figure pour en faciliter la lisibilité. Cela signifie que les erreurs mesurées avec le logiciel "platefit" sont sous-estimées par rapport aux résultats obtenus avec les spectres simulés.

Nous avons estimé les différences δ_e entre les erreurs de mesure calculées grâce aux spectres simulés et le rapport signal sur bruit mesuré par le logiciel "platefit". Les résultats sont présentés dans le tableau 6.2. Si on note SNR le rapport signal sur bruit sur-estimé brut, alors le rapport signal sur bruit corrigé $\mathrm{SNR}_{\mathrm{corr}}$ est calculé à l'aide de la formule suivante :

$$\frac{1}{\mathrm{SNR}_{\mathrm{corr}}} = \frac{1}{\mathrm{SNR}} + \delta_e \tag{6.11}$$

TAB. 6.2 – Facteurs correctifs du rapport signal sur bruit avec "platefit" dans le VVDS. Ce tableau présente les facteurs correctifs δ_e à appliquer au rapport signal sur bruit des raies d'émission mesurées par le logiciel "platefit" sur les spectres du relevé VVDS (voir la relation 6.11). Le tableau donne deux facteurs à appliquer dans le cas des flux ou des largeurs équivalentes (EW).

	δ_e			δ_e	
nom	flux	EW	nom	flux	EW
[OII]λ3727	$0,17$	$0,11$	Hα	$0,25$	$0,24$
[OIII]λ4959	$0,27$	$0,20$	Hβ	$0,28$	$0,22$
[OIII]λ5007	$0,20$	$0,18$	Hγ	$0,36$	-
[NII]λ6584	$0,30$	$0,31$	Hδ	$0,22$	-
[SII]λ6717	$0,29$	$0,37$	[NeIII]λ3869	$0,21$	-
[SII]λ6731	$0,30$	$0,28$			

Notons qu'il existe plusieurs autres méthodes pour estimer la valeur réelle du rapport signal sur bruit : nous pouvons aussi comparer les mesures réalisées sur deux spectres différents d'un même objet, ou bien modifier le logiciel "platefit" pour inclure les incertitudes des ajustements dans le spectre d'erreur. Cette dernière méthode est en cours de développement à la date de la rédaction de cette thèse.

6.2 Détermination des propriétés physiques des galaxies à partir de la composante stellaire

Comme nous l'avons vu ci-dessus, le logiciel "platefit" soustrait le meilleur ajustement théorique du continuum des spectres mesurés afin d'en extraire plus facilement les raies d'émission. Mais le logiciel n'est pas conçu pour estimer des données physiques à partir de l'ajustement du continuum. Nous allons donc discuter dans cette

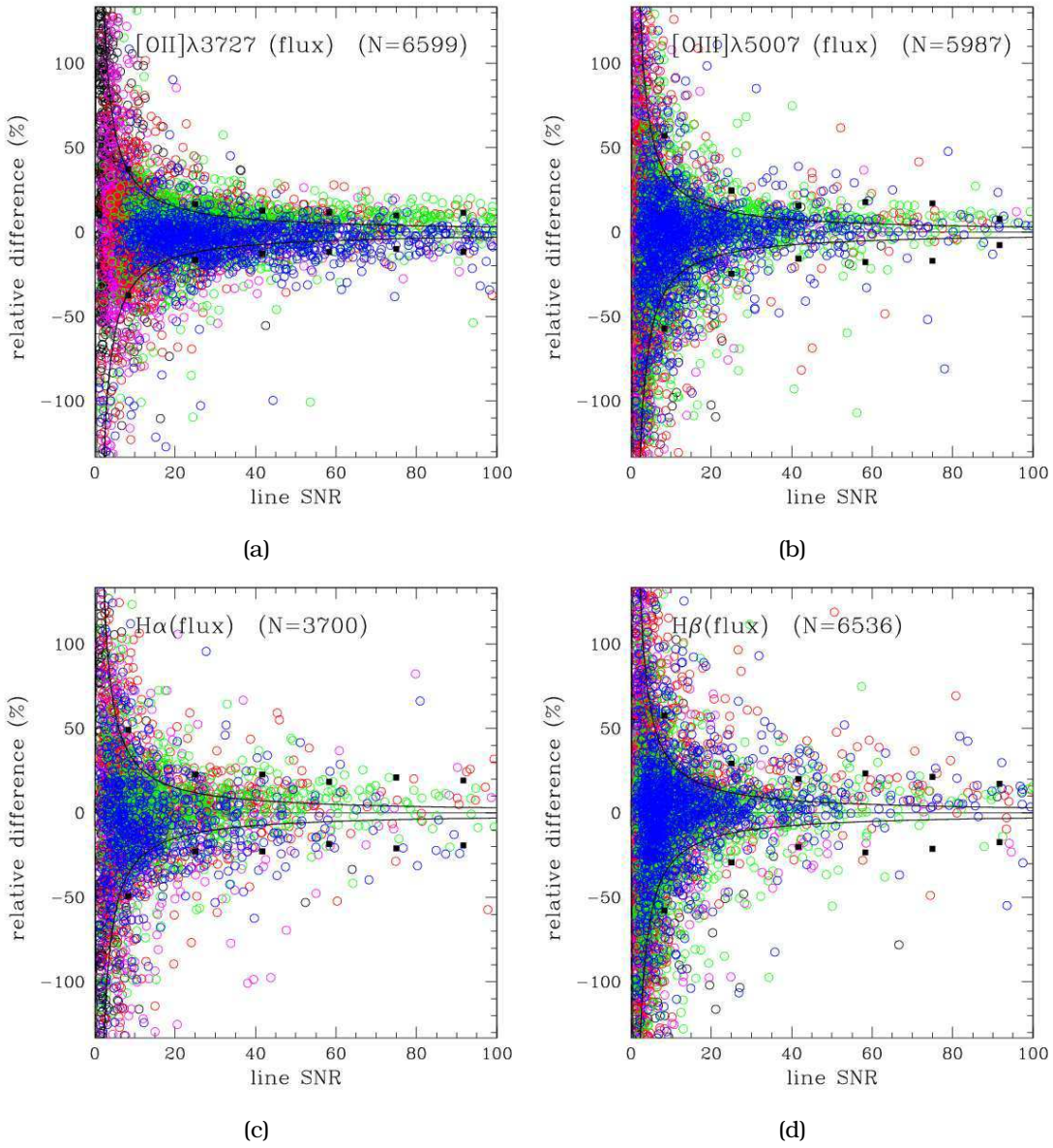


FIG. 6.12 – Simulations des spectres du relevé VVDS et mesures avec “platefit”. Ces quatre figures montrent la différence relative entre les flux nominaux des raies d'émission et ceux mesurés à l'aide du logiciel “platefit” en fonction du rapport signal sur bruit mesuré, pour des spectres simulés à partir des spectres composites du relevé VVDS. Les couleurs correspondent au type du spectre composite : noir pour les elliptiques, magenta pour les spirales précoces, rouge pour les spirales tardives, vert pour les irrégulières et bleu pour les galaxies à sursauts de formation d'étoiles. Les carrés noirs représentent l'écart-type par intervalles de rapport signal sur bruit. La courbe représente l'inverse du rapport signal sur bruit (multipliée par 3 pour faciliter la lecture de la figure).

section la méthode que nous avons utilisé pour estimer les propriétés physiques des galaxies à partir de leur continuum spectral.

Cette méthode est principalement basée sur la répartition spectrale d'énergie des galaxies, c'est-à-dire sur des mesures photométriques. Cependant quelques indices spectraux peuvent être utilisés lorsqu'ils sont couverts par le domaine de longueurs d'onde du spectroscope à un décalage spectral donné. Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 3.3.2), l'ajout d'une raie d'absorption de l'hydrogène et de la discontinuité à $4000\,$Å permet de réduire la dégénérescence âge-métallicité-poussière.

L'utilisation du spectre complet, assimilé à un ensemble de points photométriques à très petite bande passante, nécessite de pouvoir calculer précisément la vitesse de dispersion à utiliser sur les spectres théoriques de comparaison (sous peine de comparer deux spectres non comparables car n'étant pas à la même résolution). Elle nécessite aussi une estimation très précise du spectre d'erreur, dont l'influence sur la méthode d'optimisation s'avère significative. Or, comme nous l'avons vu plus haut, ces deux paramètres semblent difficile à extraire des données disponibles.

Dans tous les cas, la répartition spectrale d'énergie est indispensable pour effectuer ce travail car elle couvre un domaine de longueurs d'onde beaucoup plus large que les spectroscopes, en allant de l'ultraviolet à l'infrarouge.

6.2.1 L'optimisation "bayésienne"

Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 2.3.2), il existe un grand nombre de méthodes d'optimisation permettant de comparer un spectre théorique à une bibliothèque de modèles, et d'en extraire des paramètres physiques. Le logiciel "platefit" fait par exemple appel à la méthode de minimisation du χ^2 ("best-fit" en anglais) qui cherche le spectre théorique qui s'ajuste le mieux aux données, ou encore la méthode des moindres carrés qui calcule la meilleure combinaison linéraire d'un ensemble restreint de spectres théoriques. Dans les deux cas les paramètres physiques estimés ne sont autres que les paramètres physiques du meilleur ajustement, c'est-à-dire le meilleur modèle dans le premier cas et la meilleure combinaison linéraire dans le second.

En ce sens, la méthode "bayésienne" se distingue de la minimisation du χ^2 ou des moindes carrés. En effet, avec cette méthode, les paramètres physiques des observations sont estimés de façon probabiliste, en tenant compte de l'ensemble des spectres théoriques possibles et disponibles. Le résultat n'est pas une estimation unique du paramètre recherché mais une distribution de probabilités. Cette dernière contient une grande quantité d'informations qui n'apparaissent pas avec les autres méthodes d'optimisation à résultat unique. Il est ainsi possible d'estimer la valeur la plus probable du paramètre, mais aussi sa moyenne, sa médiane, ou encore la largeur de la distribution de probabilité qui donne une idée de l'incertitude associée.

De plus, dans le cas d'un paramètre dégénéré qui présente plusieurs pics de probabilités pour des valeurs différentes, la méthode "bayésienne" permet d'estimer l'ensemble des valeurs possibles là où les autres méthodes ne donnent que la solution la plus probable. Cela nous sera utile dans le cas de l'abondance en oxygène du gaz interstellaire, comme nous le verrons plus loin (voir la section 8.1.1).

6.2.1.1 Calcul des luminosités observées et théoriques

Les répartitions spectrales d'énergie sont souvent exprimées en magnitudes plutôt qu'en luminosité. Il est donc nécessaire d'effectuer une conversion. Si on note $M_{\mathrm{AB}}(T)$ la magnitude absolue d'une galaxie à travers le filtre T et exprimée dans le système

AB, $L_\nu(\nu)$ la luminosité monochromatique par unité de fréquence de la galaxie observée et $T(\nu)$ la courbe de réponse du filtre, alors $\tilde{L_{\nu T}}$, la luminosité monochromatique moyenne par unité de fréquence et pondérée par la réponse du filtre, est définie ainsi (voir la relation 3.7 page 46) :

$$\boxed{\tilde{L_{\nu T}} = \frac{\int_0^\infty T(\nu) \cdot L_\nu(\nu)\, d\nu}{\int_0^\infty T(\nu)\, d\nu} = 10^{-0,4 \cdot M_{\mathrm{AB}}(T)} \times 3631\,\mathrm{Jy}} \tag{6.12}$$

L'erreur associée, notée $\sigma\left[\tilde{L_{\nu T}}\right]$, est calculée à partir de l'erreur de mesure de la magnitude $\Delta M_{\mathrm{AB}}(T)$ par l'équation suivante :

$$\boxed{\frac{\sigma\left[\tilde{L_{\nu T}}\right]}{\tilde{L_{\nu T}}} = 0,4 \cdot \ln(10) \cdot \Delta M_{\mathrm{AB}}(T)} \tag{6.13}$$

Il est courant d'ajouter une erreur minimale à l'erreur de mesure de la magnitude. Son but est de tenir compte des petits facteurs d'incertitudes non pris en compte dans le calcul standard. De plus, il est très important de ne pas sous-estimer les erreurs de mesure utilisées dans le calcul du χ^2, sous peine de voir la probabilité associée à la plupart des modèles diminuer de manière très significative (jusqu'à devenir incalculable à cause de la précision limitée des ordinateurs). Au contraire une erreur de mesure légèrement sur-estimée n'a pas de conséquence dramatique sur la validité de la méthode "bayésienne". Si on note $\Delta^{\mathrm{mes}} M_{\mathrm{AB}}(T)$ l'erreur de mesure initiale et $\Delta^{\mathrm{min}} M_{\mathrm{AB}}(T)$ l'erreur de mesure minimale, alors on a l'équation suivante (rappelons que les erreurs gaussiennes s'ajoutent quadratiquement) :

$$\Delta M_{\mathrm{AB}}(T) = \sqrt{\left(\Delta^{\mathrm{mes}} M_{\mathrm{AB}}(T)\right)^2 + \left(\Delta^{\mathrm{min}} M_{\mathrm{AB}}(T)\right)^2} \tag{6.14}$$

Le tableau 6.3 donne les erreurs photométriques minimales utilisées pour le relevé VVDS. Notons que l'erreur minimale est plus grande pour les filtres infrarouges, du fait d'une plus grande incertitude sur la calibration du point zéro avec ces filtres (incertitude non prise en compte dans l'erreur sur la magnitude).

TAB. 6.3 – Erreurs photométriques dans le VVDS.
Ce tableau donne les erreurs photométriques minimales que nous avons ajouté aux observations du relevé VVDS pour ajuster les répartitions spectrales d'énergie théoriques.

filtres	$\Delta^{\mathrm{min}} M_{\mathrm{AB}}(T)$
$UBVRIugriz$	$0,02$
JK	$0,05$
$3,6\,\mu\mathrm{m}$	$0,2$
$4,6 - 5,8 - 8,0\,\mu\mathrm{m}$	$0,3$

Notons enfin l'importance de la correction-k. Il n'est en effet pas possible de comparer directement les magnitudes observées d'une galaxie dont la lumière a subi l'expansion de l'Univers, à celles d'un modèle calculé à partir de spectres d'étoiles ramenés au repos. Il est donc nécessaire, soit d'appliquer une correction-k aux magnitudes observées, soit de soustraire cette dernière des magnitudes des modèles. Or la correction-k ne peut pas être calculée, pour la totalité d'une répartition spectrale d'énergie observée, sans faire appel à un spectre théorique, même si certaines bandes photométriques sont couvertes par le spectre observé. Il est donc plus simple, et moins hasardeux, de soustraire la correction-k aux magnitudes du modèle.

En pratique, il n'est pas nécessaire de recalculer la correction-k du modèle pour chaque décalage spectral de chaque galaxie observée. Nous avons pu vérifier qu'une correction-k calculée par pas de $0,1$ en décalage spectral donnait des résultats identiques sur l'estimation des paramètres physiques que si nous avions utilisé un pas plus petit, ou le décalage spectral exact des galaxies observées.

6.2.1.2 Calcul du χ^2 normalisé

Dans le cas de figure qui nous intéresse, les points de mesure et les valeurs théoriques sont les luminosités absolues données par les répartitions spectrales d'énergie observées et théoriques, comme indiqué par la relation 2.20 page 38.

Si on note $\tilde{L_{\nu T}}$ la luminosité monochromatique moyenne d'une galaxie (par unité de fréquence et pondérée par la réponse du filtre T), et $\tilde{L_{\nu T}}^0$ la luminosité monochromatique moyenne du modèle, alors le χ^2 permettant de comparer les répartitions spectrales d'énergie d'une galaxie et d'un modèle, réalisées à travers un ensemble de filtres, s'écrit :

$$\boxed{\chi^2 = \sum_T \frac{\left(\tilde{L_{\nu T}} - A \times \tilde{L_{\nu T}}^0\right)^2}{\sigma\left[\tilde{L_{\nu T}}\right]^2}} \tag{6.15}$$

Le facteur A est la constante de normalisation permettant de mettre au même niveau de luminosité les répartitions spectrales de la galaxie et du modèle. En effet les magnitudes absolues des modèles sont couramment calculées pour une masse d'une unité de masse solaire, tandis que les galaxies observées ont des masses variables allant de quelques millions à plusieurs milliards de masses solaires. Il est donc nécessaire de mutliplier tous les paramètres absolus du modèle (masse, luminosité, taux de formation d'étoiles, etc...) pour qu'ils correspondent aux propriétés de la galaxie observée. La constante de normalisation est calculée en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial A} = 0 \tag{6.16}$$

Le résultat analytique de cette équation est donné par la formule suivante (méthode des moindres carrés appliquée à une seule inconnue, voir la relation 6.4) :

$$\boxed{A = \sum_T \frac{\tilde{L_{\nu T}} \times \tilde{L_{\nu T}}^0}{\sigma\left[\tilde{L_{\nu T}}\right]^2} \times \left[\sum_T \left(\frac{\tilde{L_{\nu T}}^0}{\sigma\left[\tilde{L_{\nu T}}\right]}\right)^2\right]^{-1}} \tag{6.17}$$

La figure 6.13 montre un exemple de répartition spectrale d'énergie observée comparée à celles, normalisées, de quelques modèles.

6.2.1.3 Les distributions de probabilités

Une fois que nous avons calculé le χ^2_j de chaque j-ème modèle, nous pouvons estimer les distributions de probabilités des paramètres physiques observés. La probabilité $p(j)$ que les répartitions spectrales d'énergie de la galaxie et du j-ème modèle soient identiques est donnée par l'équation :

$$p(j) = e^{-\frac{\chi^2_j}{2}} \tag{6.18}$$

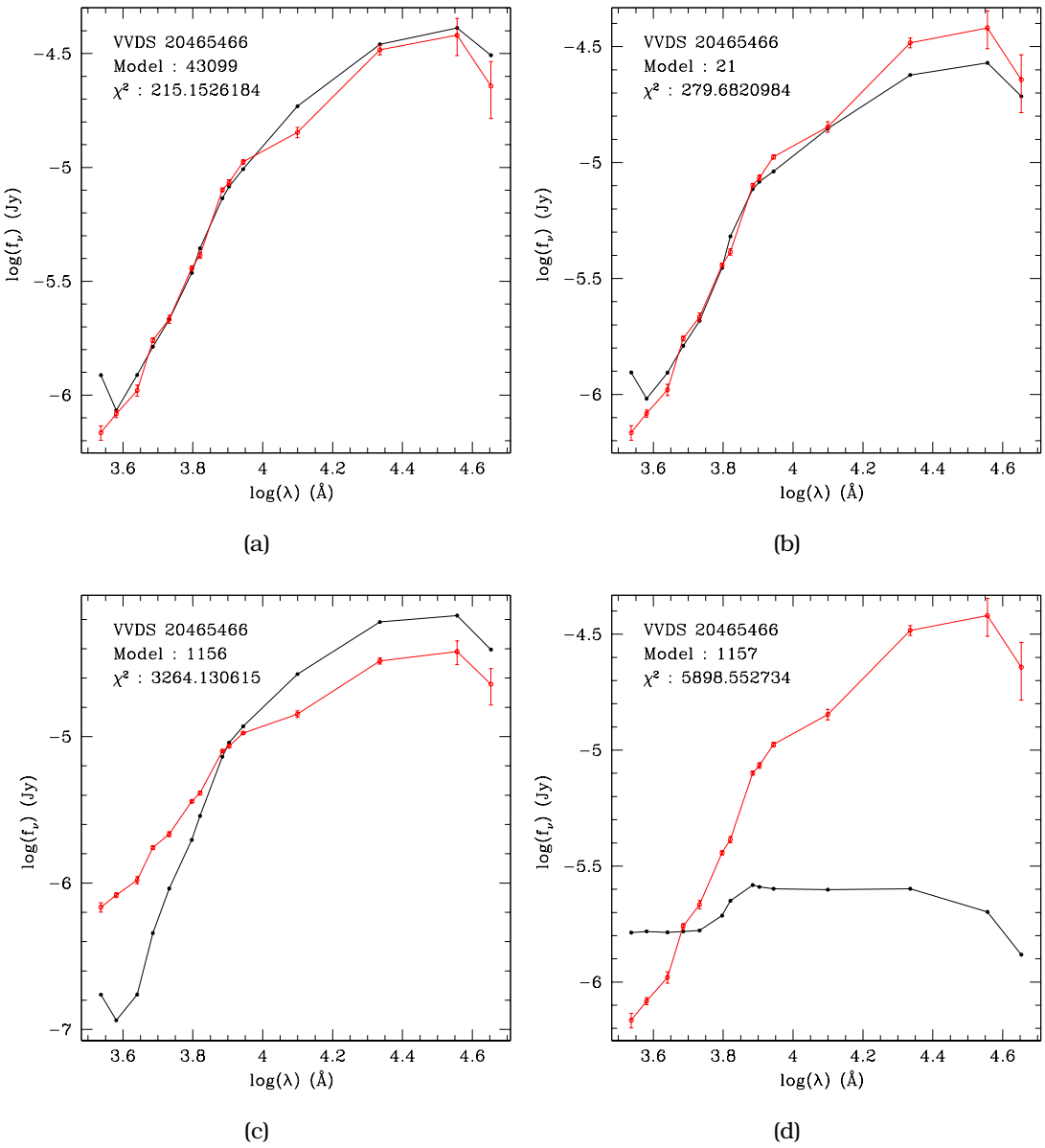


FIG. 6.13 – Exemples d'ajustement des répartitions spectrales d'énergie avec le VVDS. Ces quatre figures montrent la répartition spectrale d'énergie de la galaxie VVDS 020465466 (en rouge), sous la forme du logarithme du flux monochromatique moyen par unité de fréquence (en jansky) à travers divers filtres, en fonction du logarithme de la longueur d'onde centrale de ces filtres (en Å). Les courbes en noir représentent les répartitions spectrales d'énergie normalisées de plusieurs modèles : le meilleur ajustement (a), un ajustement légèrement moins bon (b), un modèle trop rouge (c) et un modèle trop bleu (d). Le χ^2 de chaque ajustement est indiqué sur les figures. Notons que cette galaxie est observée à un décalage spectral $z = 0,72$ et que la correction-k a été soustraite des flux des modèles.

Si nous faisons l'hypothèse que le passage de l'espace des luminosités d'une galaxie à celui de ses paramètres physique est une transformation bijective[2], cette probabilité est aussi la probabilité que les paramètres physiques de cette galaxie soient égaux à ceux du j-ème modèle.

La distribution de probabilités est donc obtenue en ajoutant les probabilités de tous les modèles qui ont la même valeur d'un paramètre donné. En ajoutant par exemple les probabilités de tous les modèles ayant une masse donnée, on obtient la probabilité que la galaxie observée ait effectivement cette masse. Si on note P une valeur possible d'un paramètre physique donné, et P_j la valeur de ce paramètre pour le j-ème modèle, alors la probabilité $p(\mathrm{P})$ que le paramètre physique de la galaxie observée soit compris entre les valeurs P et $\mathrm{P} + d\mathrm{P}$ est égale à :

$$\boxed{p(\mathrm{P})\, d\mathrm{P} = \frac{\sum_j \delta_{d\mathrm{P}}(\mathrm{P} - \mathrm{P}_j) \cdot e^{-\chi^2_j/2}}{\sum_j e^{-\chi^2_j/2}}} \tag{6.19}$$

La fonction $\delta_{d\mathrm{P}}(\mathrm{P} - \mathrm{P}_j)$ est la fonction "delta" de Dirac. Elle vaut 1 si le paramètre P_j du j-ème modèle est égal à la valeur $\mathrm{P} \pm d\mathrm{P}$; 0 sinon. Notons que l'on divise par la somme des probabilités de tous les modèles afin de normaliser la distribution obtenue. En effet la somme des probabilités d'un paramètre donné, pour l'ensemble de ses valeurs possibles, doit être égale à 1 :

$$\int p(\mathrm{P})\, d\mathrm{P} = 1 \tag{6.20}$$

La figure 2.5 page 39 montre les exemples de distributions de probabilités de l'âge moyen, de l'extinction interstellaire et de la métallicité d'une galaxie du relevé VVDS.

6.2.2 Estimation des paramètres

Comme nous l'avons vu ci-dessus, la méthode "bayésienne" est une méthode efficace. Elle compare, à l'aide du χ^2 normalisé, une série d'observations à une bibliothèque de modèles, et elle permet ainsi de calculer les distributions de probabilités de tous les paramètres physiques utilisés pour synthétiser les modèles. Ces distributions de probabilités dépendent essentiellement des erreurs de mesures. En effet une observation parfaite, sans erreur de mesure, donnerait un χ^2 nul pour le modèle qui aurait les même paramètres physiques que la galaxie observée, et un χ^2 infini dans les autres cas. Par conséquent la distribution de probabilités des paramètres physiques se résumerait à une seule valeur possible : leur valeur réelle. En revanche, dans le cas d'erreurs de mesure non-nulles, il est impossible de déterminer la valeur des paramètres physiques avec une précision infinie. La méthode "bayésienne" nous indique quelle est la valeur la plus probable, mais aussi est surtout la probabilité des autres valeurs possibles.

Notons que les distributions de probabilités dépendent aussi de la bibliothèque de modèle utilisée : on parle de "l'à priori". C'est pourquoi il est important de bien définir cette dernière pour qu'elle soit représentative des lois physiques à l'oeuvre dans la population d'objets observée. En effet, si on considère une bibliothèque contenant un nombre exagéré de modèles ayant des paramètres physiques invraissemblables, leurs très faibles probabilités vont tout de même s'ajouter les unes aux autres pour leur donner un poids important dans les distributions de probabilités estimées : on parle de "biais". Dans le cas extrême où la bibliothèque ne contient aucun modèle dont les

[2] Autrement dit une répartition spectrale d'énergie correspond à un et un seul ensemble de paramètres physiques et réciproquement.

paramètres physiques correspondent aux observations, la distribution de probabilités résultante ne retiendra qu'une seule valeur bien entendue fausse : celle du modèle le plus proche des observations. Ces cas sont néanmoins faciles à identifier car ils sont caractérisés par des χ^2 très élevés (la minimisation du χ^2 n'a pas abouti).

6.2.2.1 Caractéristiques des modèles

Dans ce travail de thèse, nous utiliserons les modèles de synthèse de populations d'étoiles BC03 (Bruzual & Charlot, 2003). Ces modèles sont basés sur les tracés d'évolution stellaire de Padova (Alongi et al., 1993; Bressan et al., 1993; Fagotto et al., 1994a,b; Girardi et al., 1996, 2000). Le calcul des répartitions d'énergie spectrales et des spectres théoriques, à partir du diagramme HR synthétique, est effectué en ajoutant des spectres d'étoiles réelles, observées dans notre Galaxie, ou théoriques. Les spectres observés ont été compilés dans la bibliothèque STELIB (Le Borgne et al., 2003). Cette bibliothèque couvre les longueurs d'onde allant de $3200\,$Å à $9500\,$Å avec une résolution de $3\,$Å et un rapport signal sur bruit de 50. Les modèles sont étendus dans les domaines ultraviolet (à partir de $91\,$Å) et infrarouge (jusqu'à $160\,\mu$m) à l'aide de la bibliothèque BaSeL de spectres théoriques (Lejeune et al., 1997, 1998; Westera et al., 2002). Notons que cette dernière dispose d'une résolution trois fois moins bonne que la bibliothèque STELIB. Dans tous les cas, les spectres des étoiles géantes rouges de la branche asymptotique sont calculés théoriquement (Mendoza V. & Johnson, 1965; Höfner et al., 2000). Notons enfin que ces modèles ne prennent pas en compte les émissions des poussières interstellaires dans l'infrarouge lointain, ce qui les rend en pratique inutilisables à des longueurs d'onde au repos supérieures à environ $3,5\,\mu$m.

Les paramètres physiques des modèles utilisés dans ce travail de thèse sont les suivants :

- La fonction de masse initiale est paramétrée par l'équation suivante (pour une masse m exprimée en masses solaires ; Chabrier, 2003) :

$$\phi(\log m) \propto \begin{cases} e^{-\frac{(\log m+1,097)^2}{0,95}} & \text{si } m \leq 1 \\ m^{-1,3} & \text{si } m > 1 \end{cases} \tag{6.21}$$

  Les populations d'étoiles synthétiques sont calculées pour des masses allant de $0,1\,\mathrm{M}_\odot$ à $100\,\mathrm{M}_\odot$. Notons que cette fonction de masse initiale, justifiée par des considérations théoriques, se différencie de la fonction de masse initiale "standard" ($\phi(m) \propto m^{-2,35}$; Salpeter, 1955) : son utilisation génère des galaxies $1,5$ fois plus lumineuses pour une même masse stellaire totale.
- Le taux de formation d'étoiles est un taux de formation d'étoiles décroissant défini par la relation 2.9 page 34 et caractérisé par un âge de formation de la galaxie et un temps d'amortissement caractéristique. L'âge de formation peut varier entre 100 millions d'années et l'âge de l'Univers au décalage spectral considéré (rappelons que l'âge de l'Univers diminue lorsque le décalage spectral augmente). Le taux d'amortissement varie entre $0,001\,\mathrm{Gan}^{-1}$ (formation stellaire constante sur une durée caractéristique de 1000 milliards d'années) à $1\,\mathrm{Gan}^{-1}$ (formation stellaire décroissant rapidement en un milliard d'années).
- Des sursauts secondaires de formation stellaire, définis par la relation 2.10 page 34 et caractérisés par un temps caractéristique variant entre 30 et 300 millions d'années, sont ajoutés de manière alétoire au taux de formation d'étoiles continue. Le nombre et l'intensité de ces sursauts sont paramétrés par la fraction de masse stellaire formée à l'aide d'un sursaut secondaire durant les deux derniers milliards d'années. Cette dernière varie entre 0 et 92%, sachant que

90% des modèles ont une fraction nulle de sursaut secondaire durant les deux derniers milliards d'années.
- La métallicité moyenne des galaxies varie entre $0,1$ et 2 métallicités solaires.
- L'extinction interstellaire est paramétrée par un modèle à deux composantes suivant les relations 6.5 et 6.6 (Charlot & Fall, 2000). Les deux composantes sont la profondeur optique τ_V, variant de 0 à 6 magnitudes, qui affecte les étoiles plus jeunes que 10 millions d'années, et la profondeur optique $\mu\tau_V$ qui affecte les étoiles plus vieilles que 10 millions d'années, avec μ variant de $0,1$ à 1. Ce modèle tient compte du fait que les étoiles très jeunes sont encore situées dans le nuage moléculaire qui les a vu naître et subissent donc une extinction interstellaire plus importante.

La bibliothèque que nous allons utiliser contient $100\,000$ modèles couvrant un large éventail de propriétés physiques. Cette bibliothèque a déjà été utilisée dans de nombreuses études conduites sur le relevé SDSS (Kauffmann et al., 2003b; Brinchmann et al., 2004; Tremonti et al., 2004; Salim et al., 2005; Gallazzi et al., 2005).

6.2.2.2 Moyenne et médiane

Afin de pouvoir étudier les estimations obtenues par la méthode "bayésienne", il est nécessaire de résumer les distributions de probabilités par quelques paramètres significatifs.

- Le *meilleur ajustement*, noté $\mathrm{P}_{\mathrm{best}}$, correspond à la valeur du modèle ayant obtenue le plus petit χ^2 :

$$\mathrm{P}_{\mathrm{best}} = \mathrm{P}_{j'} \,/\, \left[\chi^2_{j'} = \min_j(\chi^2_j)\right] \tag{6.22}$$

  Ce paramètre est celui qui est le plus couramment utilisé avec les méthodes d'optimisation autres que la méthode "bayésienne". Son principal défaut est de ne donner aucune estimation de l'incertitude associée à cet ajustement. Il est de plus biaisé : le meilleur ajustement correspond à la valeur du modèle le plus proche des observations mais, compte tenu des erreurs de mesures et des dégénérescences de certains paramètres, ce modèle n'est pas nécessairement le plus représentatif des paramètres physiques de la galaxie observée.
- Le *mode* de la distribution, noté $\mathrm{P}_{\mathrm{mode}}$, correspond à la valeur pour laquelle la probabilité $p(\mathrm{P})$ du paramètre est la plus grande :

$$\mathrm{P}_{\mathrm{mode}} = \mathrm{P}' \,/\, \left[p(\mathrm{P}') = \max_{\mathrm{P}}(p(\mathrm{P}))\right] \tag{6.23}$$

  Contrairement au meilleur ajustement, le mode n'est pas basé sur un seul modèle. Il correspond en effet à la valeur la plus probable parmi l'ensemble des modèles disponibles. Néanmoins il ne donne pas non plus d'estimation de l'incertitude associée. La comparaison du mode et du meilleur ajustement est une très bonne méthode pour estimer le biais associé à l'à priori de la bibliothèque de modèle. En effet le mode est très sensible à ce biais mais pas le meilleur ajustement.
- La *moyenne* de la distribution, notée $\langle \mathrm{P} \rangle$, correspond à la moyenne des valeurs possibles pondérées de la distribution de probabilité :

$$\boxed{\langle \mathrm{P} \rangle = \int \mathrm{P} \cdot p(\mathrm{P})\, d\mathrm{P}} \tag{6.24}$$

  Contrairement au mode, la moyenne prend en compte d'ensemble de la distribution de probabilités. Dans le cas d'une distribution symétrique, la moyenne

et le mode sont égaux. Mais dans le cas contraire, la moyenne permet de rendre compte de la dissymétrie en pondérant le résultat. La figure 6.14 montre un exemple où la moyenne et le mode diffèrent. De plus la moyenne permet de rendre compte de l'incertitude de mesure via un paramètre associé, l'*écart-type* $\sigma(\mathrm{P})$:

$$\sigma(\mathrm{P}) = \sqrt{\int (\mathrm{P} - \langle \mathrm{P} \rangle)^2 \cdot p(\mathrm{P})\, d\mathrm{P}} \tag{6.25}$$

– Finalement la *médiane* de la distribution, notée P_{50}, correspond à la valeur pour laquelle la fonction de répartition vaut 50%, c'est-à-dire que la valeur réelle du paramètre estimé a autant de chances d'être au dessus ou en dessous de la médiane :

$$\boxed{\int^{\mathrm{P}_{50}} p(\mathrm{P})\, d\mathrm{P} = 0,5} \tag{6.26}$$

L'avantage de la médiane sur la moyenne est d'être moins sensible aux fluctuations de la distribution de probabilité. En effet, dans le cas d'une distribution de probabilité lisse, la moyenne et la médiane sont égales. Mais dans le cas contraire, la médiane est moins sensible à la présence de pics secondaires que la moyenne. Un pic secondaire peut par exemple se produire lorsqu'un modèle donné s'ajuste, grâce au hasard des erreurs de mesure, parfaitement aux observations (donnant par conséquent un χ^2 proche de zéro) alors qu'il n'est pas particulièrement représentif. La médiane permet de ne pas tenir compte de cet artefact. La figure 6.14 montre un exemple où la médiane et la moyenne diffèrent L'incertitude associée à la médiane est donnée par l'*intervalle de confiance*. Celui-ci est défini tel que la valeur réelle du paramètre estimé ait 68% de chances d'être à l'intérieur de cet intervalle. L'intervalle de confiance est égal au double de l'écart-type dans le cas de distributions lisses. Il est défini par les valeurs P_{16} et P_{84} telles que :

$$\begin{cases} \int^{\mathrm{P}_{16}} p(\mathrm{P})\, d\mathrm{P} = 0,16 \\ \int^{\mathrm{P}_{84}} p(\mathrm{P})\, d\mathrm{P} = 0,84 \end{cases} \tag{6.27}$$

Notons aussi la possibilité de définir un intervalle de confiance dit "à trois sigma", tel que la valeur réelle du paramètre estimé ait 95% de chances d'être à l'intérieur de cet intervalle. L'intervalle "à trois sigma" est défini par les valeurs $\mathrm{P}_{2,5}$ et $\mathrm{P}_{97,5}$.
On se reportera à l'annexe D pour les détails des calculs de la médiane et de l'intervalle de confiance des distributions de probabilités discrètes.

6.2.2.3 Application à une population de galaxies

Nous avons vu comment nous pouvons utiliser la méthode "bayésienne" pour estimer les propriétés physiques des galaxies individuelles, ainsi que leurs incertitudes associées. Mais il est aussi possible d'appliquer cette méthode à un ensemble de galaxies aux propriétés similaires. Le but de cet exercice est d'utiliser la répartition spectrale d'énergie moyenne d'une population de galaxies, afin d'en estimer les propriétés moyennes et leur dispersion. Notons que ce travail ne peut être effectué que sur des galaxies aux propriétés physiques similaires. En effet, déterminer les propriétés moyennes d'une population de galaxies trop variées reviendrait en réalité à déterminer les propriétés moyennes de la bibliothèque de modèles. Le choix de galaxies aux propriétés similaires peut être effectué grâce à un critère de couleur par exemple.

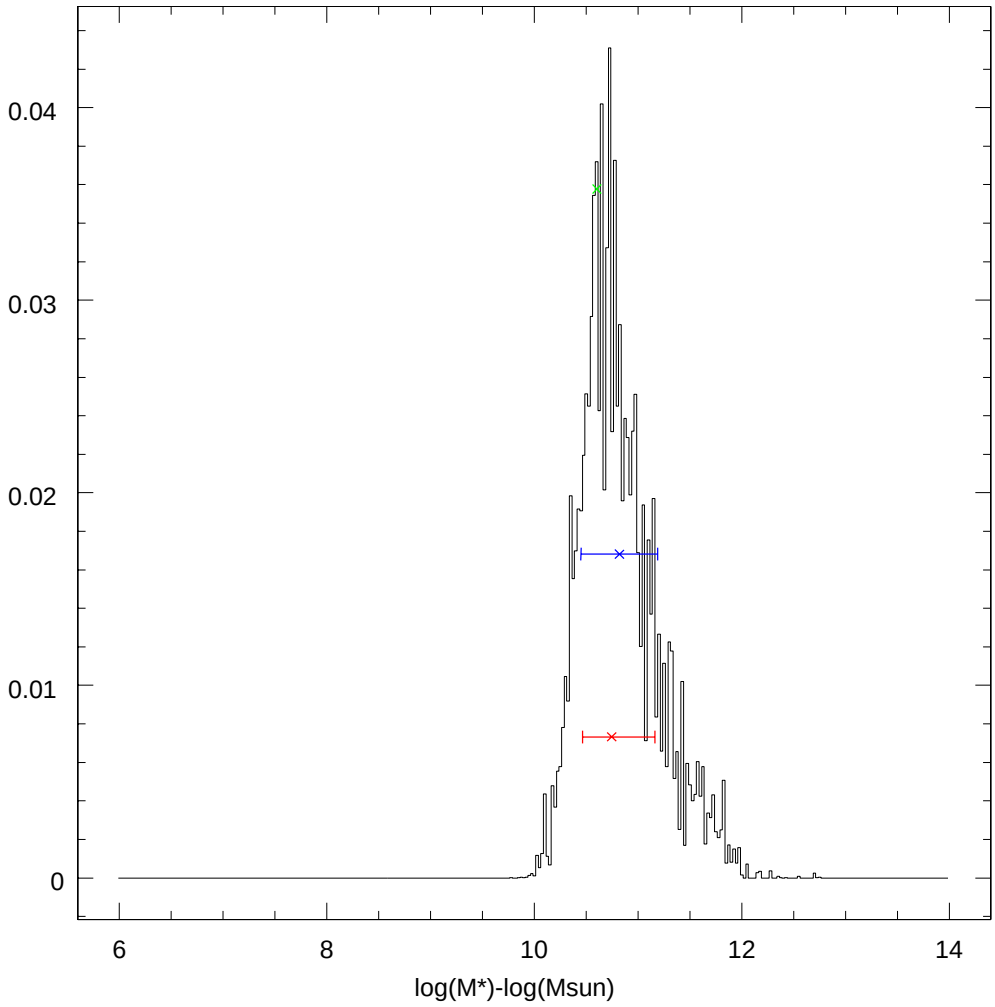


FIG. 6.14 – Moyenne et médiane d'une distribution de probabilités.
Cette figure montre la distribution de probabilités de la masse stellaire de la galaxie VVDS 020254488. La position du meilleur ajustement est signalée par la croix verte, de la moyenne par la croix bleue et de la médiane par la croix rouge. Les intervalles bleu et rouge correspondent respectivement au double de l'écart-type et à l'intervalle de confiance. Cette distribution est dissymétrique donc la moyenne diffère du mode (le maximum de la distribution). De plus la médiane diffère de la moyenne car la distribution n'est pas parfaitement lisse.

L'hypothèse à la base de l'ajustement de populations de galaxies est que le signal sur bruit d'une répartition spectrale d'énergie diminue avec le nombre d'objets utilisés. En effet, faisons l'hypothèse extrême que notre population de galaxies soit constituée de N galaxies ayant une répartition spectrale d'énergie $\tilde{L}_{\nu T}$ identique, alors la répartition spectrale d'énergie moyenne $\left\langle \tilde{L}_{\nu T} \right\rangle$ de cette population est égale à :

$$\left\langle \tilde{L}_{\nu T} \right\rangle = \sum^{N} \frac{\tilde{L}_{\nu T}}{N} = \tilde{L}_{\nu T} \tag{6.28}$$

La répartition spectrale d'énergie moyenne est donc égale aux répartitions individuelles. En revanche les erreurs de mesures $\sigma\left[\tilde{L}_{\nu T}\right]$, supposées gaussiennes, s'ajoutent quadratiquement. L'erreur sur la répartition spectrale d'énergier moyenne $\sigma\left[\left\langle \tilde{L}_{\nu T} \right\rangle\right]$ est donc égale à :

$$\sigma\left[\left\langle \tilde{L}_{\nu T} \right\rangle\right]^2 = \sum^{N} \left(\frac{\sigma\left[\tilde{L}_{\nu T}\right]}{N} \right)^2 = \frac{\sigma\left[\tilde{L}_{\nu T}\right]^2}{N} \tag{6.29}$$

On conclut donc que l'erreur sur la moyenne est divisée par un facteur $\sqrt{N}$ par rapport à l'erreur individuelle. Par conséquent, le rapport signal sur bruit est multiplié par ce même facteur. Si on applique la relation 6.15 à la répartition spectrale d'énergie moyenne, le χ^2 de la population de galaxies est donc égal à N fois le χ^2 des galaxies individuelles. Par conséquent la probabilité $\langle p(j) \rangle$ que la répartition spectrale d'énergie moyenne soit identique à celle d'un modèle (voir la relation 6.18) est multipliée par le facteur suivant par rapport à la probabilité $p(j)$ des galaxies individuelles :

$$\langle p(j) \rangle = e^{-N} \cdot p(j) \tag{6.30}$$

Si on assimile les distributions de probabilités des paramètres à des lois normales, l'ajustement d'une population de galaxies a donc pour conséquence une division par un facteur $\sqrt{N}$ des incertitudes associées aux estimations des paramètres physiques, par rapport aux estimations effectuées sur des galaxies individuelles. Rappelons que ce résultat est obtenu dans le cas où l'on ajoute des répartitions spectrales d'énergie toutes identiques. Dans le cas contraire il faut calculer précisément le χ^2 de la population comme la somme des χ^2 de chaque galaxie individuelle, mais on s'attend toujours à trouver une diminution des incertitudes des paramètres en relation avec l'augmentation du rapport signal sur bruit.

Notons enfin que nous devons prendre en compte dans ce calcul la dispersion entre les différentes répartitions spectrales d'énergie individuelles. La figure 6.15 montre les répartitions spectrales d'énergie de plusieurs galaxies similaires. Les luminosités individuelles ont été normalisées pour s'ajuster au mieux aux luminosités moyennes en utilisant la relation 6.17. Néanmoins cet ajustement n'est pas parfait car les répartitions spectrales d'énergie individuelles possèdent des formes différentes, elles-même différentes de celle de la répartition moyenne. Il est donc indispensable de tenir compte de la dispersion des luminosités individuelles autour de leur valeur moyenne, en ajoutant celle-ci à l'erreur de mesure. Une fois cette correction effectuée, les incertitudes sur les paramètres estimés seront représentatives, en plus des erreurs de mesures, des variations des paramètres physiques au sein de la population de galaxies.

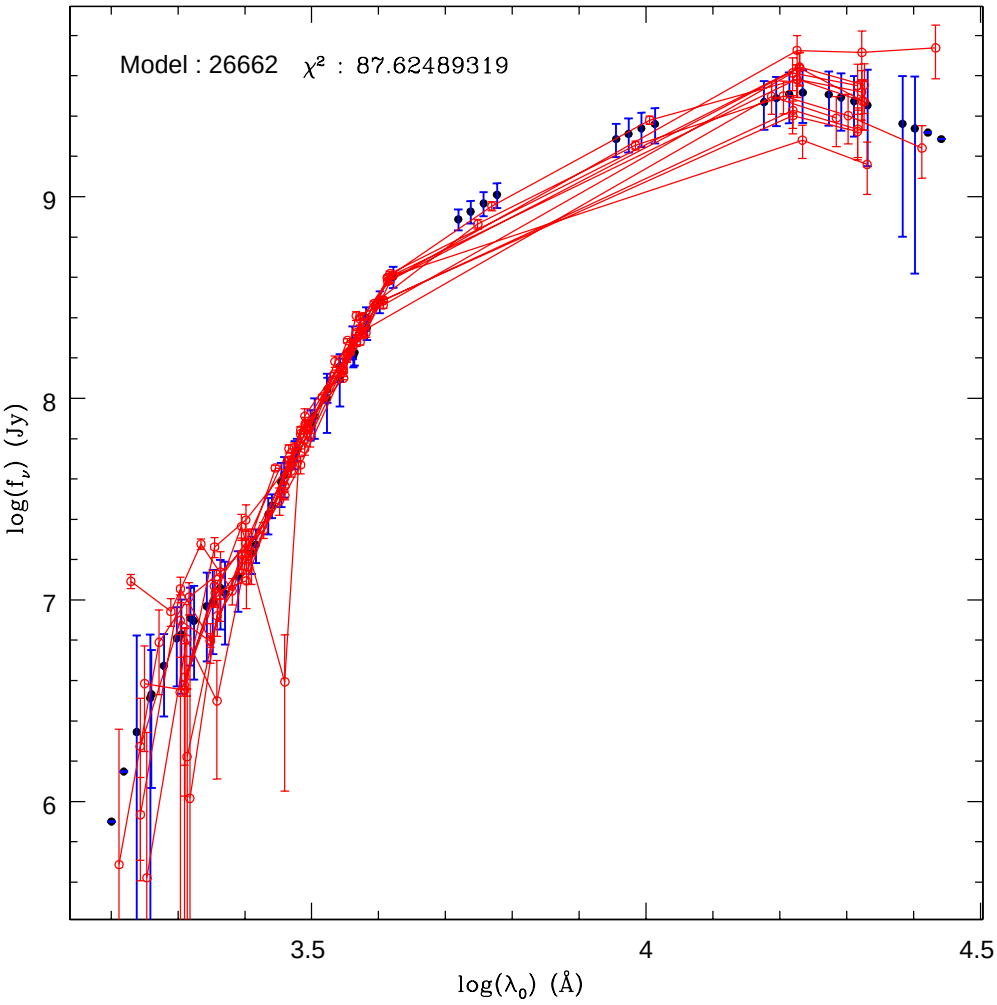


FIG. 6.15 – Ajustement d'une répartition spectrale d'énergie moyenne à une population de galaxies.
Cette figure montre les répartitions spectrales d'énergie de plusieurs galaxies similaires du relevé VVDS (en rouge), sous la forme du logarithme du flux monochromatique moyen par unité de fréquence (en jansky) à travers divers filtres, en fonction du logarithme de la longueur d'onde centrale de ces filtres (en Å). Les points noirs représentent le meilleur ajustement de la répartition spectrale d'énergie moyenne de cette population de galaxies. Les barres d'erreur bleues représentent la dispersion des points de mesure individuels autour de la normalisation moyenne.

Conclusion

Nous avons à notre disposition une très grande quantité de données et nous avons les outils pour les analyser en terme de propriétés physiques.

Troisième partie

Analyse des résultats

Introduction

Nous avons présenté dans une première partie la problématique scientifique dans laquelle s'inscrit cette thèse, puis les données et les outils à notre disposition dans une seconde partie. Cette troisième partie est donc l'occasion de présenter une analyse des résultats obtenus avec ces données et ces outils.

Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 4.2.2 page 83), une grande partie de ce travail de thèse se focalisera sur l'étude de la relation luminosité-métallicité ou masse-métallicité. Cette dernière nous servira en effet d'indicateur pour étudier l'évolution des galaxies, et pour déterminer quel modèle est le meilleur compte tenu de nos observations.

Nous verrons au chapitre 7 les différentes relations que nous avons calibrées sur des échantillons de l'Univers local : la classification spectrale des galaxies, la relation luminosité-métallicité et la relation entre le taux de formation d'étoiles et les luminosités des raies d'émission. Puis, au chapitre 8, nous verrons comment certaines de ces relations évoluent en fonction du décalage spectral.

Notons que ce projet ne pourra pas être achevé avant la fin de cette thèse, étant donné la grande quantité de données disponibles. Nous nous concentrerons donc ici sur l'évolution des relations luminosité-métallicité et masse-métallicité.

CHAPITRE 7

L'Univers local

Sommaire

7.1 Classification spectrale 136
7.1.1 Sélection de l'échantillon 136
7.1.1.1 Les galaxies à raies larges 137
7.1.1.2 Les galaxies à raies étroites 138
7.1.1.3 Classification standard "rouge" 138
7.1.2 Nouvelles calibrations 140
7.1.2.1 L'absorption de Balmer 140
7.1.2.2 Classification "bleue" 142
7.1.2.3 Classifications intermédiaires 144
7.2 La relation luminosité-métallicité 147
7.2.1 Métallicités 147
7.2.1.1 Calibration de l'abondance en oxygène 148
7.2.1.2 La dégénérescence de l'abondance en oxygène 150
7.2.2 Résultats 152
7.2.2.1 Référence de la relation luminosité-métallicité obtenue avec le 2dFGRS 152
7.2.2.2 Comparaison avec les résultats obtenus avec le SDSS . 154
7.3 Le taux de formation d'étoiles 155
7.3.1 Calibrations du taux de formation d'étoiles 157
7.3.1.1 Calibration Hα 157
7.3.1.2 Calibration [OII] 159
7.3.2 Dépendance en fonction de la métallicité du gaz 161
7.3.2.1 Étude du rapport $R_{\alpha 2}$ 161
7.3.2.2 La calibration R_2 du taux de formation d'étoiles 162

7.1 Classification spectrale

Nous avons utilisé les données du 2dFGRS, dont les observations sont décrites au chapitre 5, afin d'obtenir une calibration de la relation luminosité-métallicité des galaxies dans l'Univers local. Nous allons décrire dans cette section la sélection de l'échantillon de galaxies à formation d'étoiles que nous utiliserons pour cette étude.

Comme nous l'avons vu plus haut, la métallicité sera déterminée à partir des raies d'émission du gaz ionisé. Or on distingue deux types de galaxies à raies d'émission : les galaxies à noyaux actifs et les galaxies à formation d'étoiles, qui nous intéressent dans le cadre de cette étude. En effet, les modèles que nous allons utiliser pour relier les intensités relatives des raies d'émission à la métallicité du gaz ne s'appliquent pas aux galaxies à noyaux actifs. Il est donc nécessaire dans un premier temps de séparer les galaxies à formation d'étoiles des galaxies à noyaux actifs. Cette étape s'appelle la classification spectrale, car elle est effectuée à partir des indices spectraux.

Comme nous le verrons ci-dessous, cette étude aura aussi été l'occasion d'obtenir une nouvelle calibration de cette classification, utilisable sur des spectres de galaxies à grand décalage spectral.

7.1.1 Sélection de l'échantillon

L'échantillon du 2dFGRS à notre disposition se présente sous la forme d'une liste de mesures de raies d'émission et de raies d'absorption pour un total de $269\,013$ galaxies avec des décalages spectraux connus. Cependant, toutes ces mesures ne sont pas exploitables dans une étude concernant les galaxies à raies d'émission. Nous avons donc appliqué plusieurs critères de sélection permettant d'arriver à notre échantillon final. L'ordre dans lequel ces critères ont été appliqués est purement circonstanciel et n'a pas de justification physique.

- Les galaxies observées avant le 31 août 1999 n'ont pas été prises en compte à cause d'un problème de calibration en longueur d'onde, dû à une mauvaise correction de la dispersion atmosphérique (Lewis et al., 2002). Cela concerne $68\,853$ galaxies.
- Les galaxies du 2dFGRS se sont vues attribuer un critère de qualité générale variant de 0 à 5 (Lewis et al., 2002). Nous avons éliminé les $14\,429$ galaxies dont ce critère est inférieur à 3.
- Nous n'avons sélectionné que les galaxies dont les raies d'émission utilisées pour déterminer une métallicité, c'est-à-dire [OII]λ3727, [OIII]λ5007 et Hβ, ont été correctement mesurées. À ce stade notre échantillon se compose de $49\,872$ galaxies.
- Nous avons éliminé les 975 galaxies à raies larges (voir ci-dessous).
- Pour les 2100 galaxies observées plusieurs fois, nous n'avons conservé que les mesures réalisées sur le spectre ayant le meilleur rapport signal sur bruit.
- Dans le cadre de la classification spectrale des galaxies à raies étroites (voir ci-dessous), nous n'avons conservé que les galaxies dont les raies utilisées dans cette classification, c'est-à-dire [NII]λ6584, [SII]$\lambda\lambda$6717,6731 et Hα, ont été correctement mesurées. À ce stade notre échantillon se compose de $10\,727$ galaxies.
- Nous avons éliminé 20 galaxies pour lesquelles la magnitude en bande $b_{\rm j}$ n'était pas disponible dans notre catalogue car celle-ci sera utilisée pour déterminer la relation luminosité-métallicité.
- Nous avons éliminé 423 galaxies pour lesquelles la mesure de la raie d'absorption Hβ était de mauvaise qualité et impossible à corriger à l'aide de la relation 7.4 décrite ci-après.
- Nous n'avons finalement gardé dans l'échantillon final que les 7353 galaxies avec un rapport signal sur bruit moyen d'au moins 10. Ce critère peut sembler très

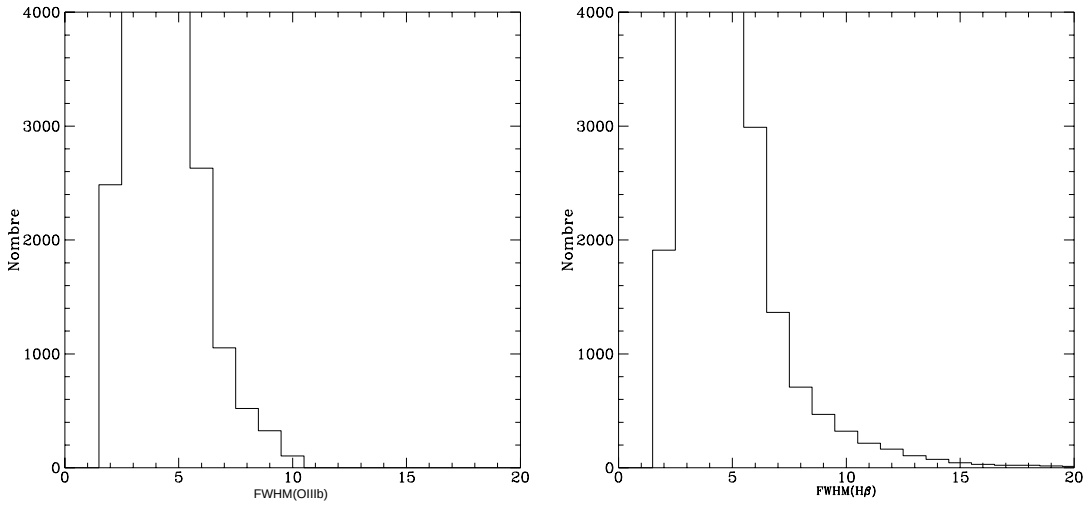
restrictif, mais nous avons vérifié qu'utiliser plus de galaxies avec un rapport signal sur bruit plus faible ne modifiait pas nos résultats à part y ajouter du bruit.

7.1.1.1 Les galaxies à raies larges

Les galaxies à noyaux actifs se divisent en plusieurs catégories : les Seyfert 1, les Seyfert 2 et les LINERs (dont nous parlerons plus loin). Leur point commun est la présence d'un trou noir actif dont le disque d'accrétion, en rotation rapide, produit un rayonnement ionisant intense qui est à l'origine des raies d'émission observées. Dans le cas des galaxies Seyfert, la présence d'un tore de poussières autour de la région centrale du noyau actif différencie les types 1 des types 2. En effet, dans le cas des Seyfert 2 le tore de poussière est orienté de telle sorte qu'il masque la région centrale, alors que cette dernière reste visible dans le cas des Seyfert 1. Ainsi les raies de recombinaison de l'hydrogène produites dans la région centrale ne sont visibles que dans le cas des Seyfert 1. Or ces raies sont particulièrement larges du fait de la très grande vitesse de rotation du disque d'accrétion à proximité du trou noir. Notons par ailleurs que les raies collisionnelles ne sont pas produites dans cette région centrale où la densité est trop forte, mais dans les régions HII périphériques visibles aussi bien dans les Seyfert 1 que dans les Seyfert 2.

Ainsi, il devient possible de différencier observationnellement les galaxies Seyfert 1 des galaxies Seyfert 2, mais aussi des galaxies à formation d'étoiles, en comparant la largeur des raies de recombinaison à celle des raies collisionnelles. Les galaxies Seyfert 1 sont donc appelées galaxies à raies larges, alors que les galaxies Seyfert 2 sont des galaxies à raies étroites, tout comme les galaxies à formation d'étoiles.

La figure 7.1 montre les largeurs à mi-hauteur des raies de recombinaison et des raies collisionnelles de l'échantillon du 2dFGRS. On remarque que la largeur maximum des raies collisionnelles se situe autour de $10\,$Å alors que des raies de recombinaison plus larges sont détectées.



(a) (b)

FIG. 7.1 – Largeurs à mi-hauteur des raies d'émission du 2dFGRS.
Ces deux histogrammes présentent la distribution des largeurs à mi-hauteur (en Å) des raies d'émission collisionnelles, représentées ici par [OIII]λ5007 (a), et des raies d'émission de recombinaison de l'hydrogène, représentées ici par Hβ (b), dans l'échantillon du 2dFGRS.

7.1.1.2 Les galaxies à raies étroites

Une fois les galaxies à raies larges éliminées de notre échantillon, il reste à distinguer les galaxies à noyaux actifs à raies étroites des galaxies à formation d'étoiles. Cette distinction peut être réalisée en étudiant certains rapports de raies bien choisis. En effet les raies d'émission des galaxies Seyfert 2 sont caractérisées par une forte intensité d'excitation collisionnelle et un fort degré d'ionisation. Cela se traduit par une forte intensité des raies collisionnelles, comme [NII]λ6584, [SII]$\lambda\lambda$6717,6731 ou [OII]$\lambda\lambda$3726,3729, et une forte intensité des raies à haut degré d'ionisation comme [OIII]$\lambda\lambda$4959,5007 ou [NeIII]λ3869. Notons que l'intensité des raies d'émission est bien sûr relative car elle dépend de la quantité de gaz disponible et de l'intensité de la source de rayonnement ionisant. Il est donc nécessaire de n'étudier que des rapports de raies.

Les raies de recombinaison de l'hydrogène sont couramment choisies comme référence. Cependant, il faut tenir compte de l'extinction interstellaire qui affecte différemment les raies d'émission situées à différentes longueurs d'onde. Rappelons que les raies d'émission situées dans la partie bleue du spectre sont plus asborbées par la poussière que celles situées dans la partie rouge. Or la méthode couramment utilisée pour déterminer l'extinction interstellaire et la corriger consiste à comparer le rapport observé de deux raies de recombinaison de l'hydrogène avec son rapport théorique, ce dernier dépendant de la nature encore inconnue de la galaxie étudiée. La classification spectrale doit donc faire appel à des rapports de raies situées à des longueurs d'onde suffisamment proches pour ne pas être affectées différemment par l'extinction interstellaire.

Notons enfin le cas particulier des galaxies LINERs (de l'anglais "Low Ionization Narrow Emission Line"). Ces galaxies sont caractérisées par des raies collisionnelles très intenses mais des raies de recombinaison de l'hydrogène assez faibles et un degré d'ionisation relativement bas. La physique de ces galaxies est encore mal comprise.

7.1.1.3 Classification standard "rouge"

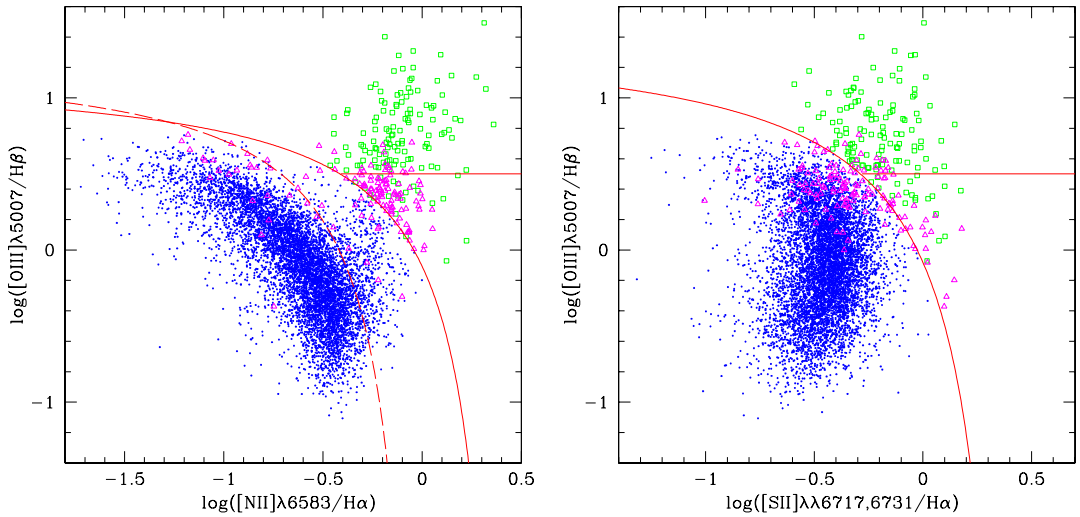
La figure 7.2 montre les deux diagrammes courramment utilisés (Baldwin et al., 1981; Veilleux & Osterbrock, 1987; Kewley et al., 2001) : [OIII]λ5007/Hβ vs. [NII]λ6584/Hα et [OIII]λ5007/Hβ vs. [SII]$\lambda\lambda$6717+6731/Hα. La valeur maximale de ces rapports a été calculée grâce à des modèles de photoionisation appliqués aux régions HII produites par les étoiles jeunes. Cette valeur sert donc de limite entre les galaxies à formation d'étoiles, qui suivent une séquence très nette, et les galaxies Seyfert 2 qui s'en écartent perpendiculairement. Nous appelerons cette classification la "classification rouge" car elle fait appel à des raies de la partie rouge du spectre.

Les équations de la courbe de séparation entre galaxies à formation d'étoiles et galaxies à noyaux actifs dans ces deux diagrammes sont données ci-dessous :

$$\log\left(\frac{[\mathrm{OIII}]}{\mathrm{H}\beta}\right) = \frac{0,61}{\log([\mathrm{NII}]/\mathrm{H}\alpha) - 0,47} + 1,19 \quad (7.1)$$

$$\log\left(\frac{[\mathrm{OIII}]}{\mathrm{H}\beta}\right) = \frac{0,72}{\log([\mathrm{SII}]/\mathrm{H}\alpha) - 0,47} + 1,45 \quad (7.2)$$

Les galaxies à formation d'étoiles sont celles qui sont situées en dessous de ces courbes sur les deux diagrammes. Les galaxies dont les positions sur les deux diagrammes sont contradictoires sont considérées comme des galaxies "mixtes" (contenant à la fois une composante de formation stellaire et un noyau actif) et ne seront



(a) (b)

FIG. 7.2 – Classification spectrale “rouge” des galaxies du 2dFGRS.
Ces deux figures présentent les diagrammes de la classification spectrale “rouge” des galaxies à raies étroites de l’échantillon du 2dFGRS. La courbe rouge donne la séparation “théorique” (Kewley et al., 2001) entre les galaxies à formation d’étoiles (en bas à gauche), les galaxies Seyfert 2 (en haut à droite) et les galaxies LINERs (en bas à droite). La courbe en pointillés correspond à la limite utilisée sur le SDSS (Kauffmann et al., 2003a). Les galaxies à formation d’étoiles sont représentées par des ronds bleus et les galaxies à noyaux actifs par des carrés verts. Les triangles magentas représentent les galaxies avec une classification contradictoire sur les diagrammes (a) et (b).

pas utilisées dans notre échantillon de galaxies à formation d'étoiles. Notons que la relation 7.2 a été déplacée de $0,15\,\mathrm{dex}$ vers le coin supérieur droit par rapport à la courbe théorique pour minimiser le nombre de classifications contradictoires (cette valeur correspond aux incertitudes des modèles). La courbe en pointillés sur la figure 7.2 représente la limite choisie pour les données du SDSS (Kauffmann et al., 2003a). Nous avons trouvé que cette limite, qui ne tenait compte que du diagramme (a), augmentait le nombre de classifications contradictoires.

La séparation entre galaxies Seyfert 2 et LINERs est réalisée par la droite théorique :

$$\log\left(\frac{[\mathrm{O\,III}]}{\mathrm{H}\beta}\right) = 0,5 \tag{7.3}$$

Les galaxies LINERs sont situées en dessous de cette limite.

Notre échantillon final de 7353 galaxies est donc composé de 7085 ($96,4\%$) galaxies à formation d'étoiles, 113 ($1,5\%$) Seyfert 2, 20 ($0,3\%$) LINERs et 135 ($1,8\%$) galaxies mixtes avec une classification contradictroire.

7.1.2 Nouvelles calibrations

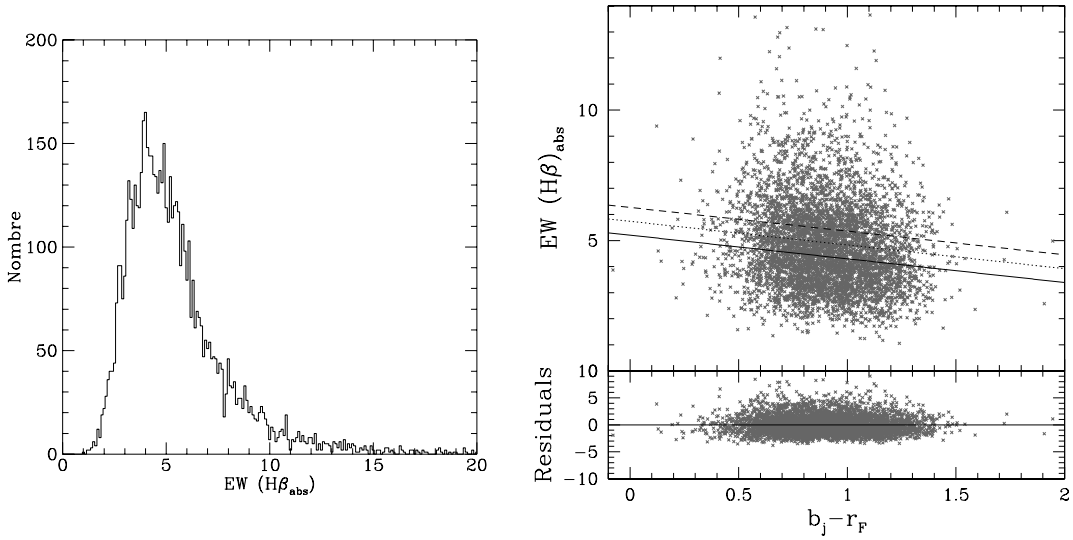
Outre la relation luminosité-métallicité qui sera traitée dans la section suivante, nous avons utilisé l'échantillon défini ci-dessus à partir des données du 2dFGRS pour définir de nouvelles calibrations. Ces nouvelles calibrations concernent la valeur de la raie d'absorption Hβ, et les classifications spectrales. Ces nouvelles calibrations sont destinées à être utilisées dans le cadre de relevé à grand décalage spectral, si toute l'information nécessaire pour appliquer les calibrations standards n'est pas disponible.

7.1.2.1 L'absorption de Balmer

La correction de l'absorption de Balmer est une étape critique dans toutes les études utilisant un rapport de raies impliquant une raie de Balmer (c'est-à-dire une raie de recombinaison de l'hydrogène située dans le domaine visible). En effet toutes les raies de Balmer que l'on peut mesurer sur un spectre de galaxies sont la somme d'une composante en émission et d'une autre en absorption (voir l'annexe C). Ainsi il est indispensable, si l'on veut étudier la composante en émission due au gaz interstellaire, de corriger son intensité par rapport à la composante en absorption, due aux étoiles. Comme nous l'avons vu précédemment, cette dernière est d'autant plus intense que la galaxie a connu un sursaut récent de formation stellaire et est riche en étoiles géantes rouges.

Les données du 2dFGRS que nous avons à notre disposition ont été obtenues grâce à un ajustement simultané des composantes en émission et en absorption de la raie Hβ. Cet ajustement est rendu possible par le caractère généralement plus large de la composante en absorption. Cela permet la détection d'une partie du profil d'absorption de part et d'autre du profil d'émission. La figure 7.3(a) montre les différentes valeurs mesurées de la largeur équivalente en absorption de la raie Hβ. La valeur moyenne de $4,6\,$Å est en accord avec la valeur empirique couramment utilisée pour corriger l'absorption de Balmer (Kennicutt, 1992).

Compte tenu de la relation théorique entre l'intensité des raies d'absorption et le contenu stellaire d'une galaxie, nous avons essayé d'ajuster une relation entre la valeur observée de la largeur équivalente en absorption de la raie Hβ, notée $\mathrm{EW}(\mathrm{H}\beta)_{\mathrm{abs}}$, d'une part, et la couleur $b_{\mathrm{j}} - r_{\mathrm{F}}$ et la magnitude absolue $M(b_{\mathrm{j}})$ de la galaxie d'autre part. Nous avons obtenu la relation représentée sur la figure 7.3(b) et dont l'équation



(a) (b)

FIG. 7.3 – Absorption de Balmer de la raie Hβ dans le 2dFGRS.
(a) Cette figure présente l'histogramme des valeurs mesurées de la largeur équivalente de la raie d'absorption Hβ dans l'échantillon du 2dFGRS. La valeur moyenne est de $4,6$.
(b) Cette figure montre la relation entre la valeur mesurée de la largeur équivalente de la raie d'absorption Hβ et la couleur $b_{\rm j} - r_{\rm F}$. Les droites en trait plein, en pointillés et en tirets représentent l'ajustement de la relation 7.4 correspondant à trois valeurs de la magnitude absolue $M(b_{\rm j})$: respectivement -24, -18 et -12. Le panneau du bas représente la différence entre cet ajustement et les valeurs observées. L'écart-type est de $1,75$ Å.

est :

$$\boxed{\mathrm{EW}(\mathrm{H}\beta)_{\mathrm{abs}} = 7,33 - 0,908 \cdot (b_{\mathrm{j}} - r_{\mathrm{F}}) + 0,0885 \cdot M(b_{\mathrm{j}})} \quad (7.4)$$

L'écart-type entre cette relation et les valeurs observées est de $1,75$ Å. Notons que cette relation a été utilisée pour 1955 galaxies de notre échantillon où la raie d'absorption Hβ n'est pas correctement mesurée, dans le but de corriger la valeur de la raie d'émission.

Notons enfin que la valeur de la raie d'émission Hα (mesurée sans tenir compte de la raie d'absorption) a été corrigée dans tout l'échantillon en utilisant le rapport théorique entre l'absorption de Balmer de la raie Hα et celle de la raie Hβ (González Delgado et al., 1999) :

$$\mathrm{EW}(\mathrm{H}\alpha)_{\mathrm{abs}} = 0,75 \cdot \mathrm{EW}(\mathrm{H}\beta)_{\mathrm{abs}} \quad (7.5)$$

7.1.2.2 Classification "bleue"

Nous allons maintenant définir une méthode de classification spectrale qui ne fait pas appel aux raies d'émission situées dans la partie rouge du spectre ($\lambda > 6000$ Å). Cette classification qui ne fait appel qu'aux raies d'émission situées dans la partie bleue du spectre sera appelée la "classification bleue" (Lamareille et al., 2004). Notons qu'une telle classification nous sera utile dans les relevés à grand décalage spectral où les raies d'émission de la partie rouge du spectre sortent du domaine visible, et ne sont par conséquent pas observées.

La figure 7.4 montre la position des galaxies, classées selon la classification "rouge", dans deux nouveaux diagrammes : [OIII]λ5007/Hβ vs. [OII]λ3727/Hβ et O_{32} vs. R_{23}. Ces deux dernières grandeurs sont couramment utilisées dans la détermination de l'abondance en oxygène et sont définies par les relations 7.10 et 7.11.

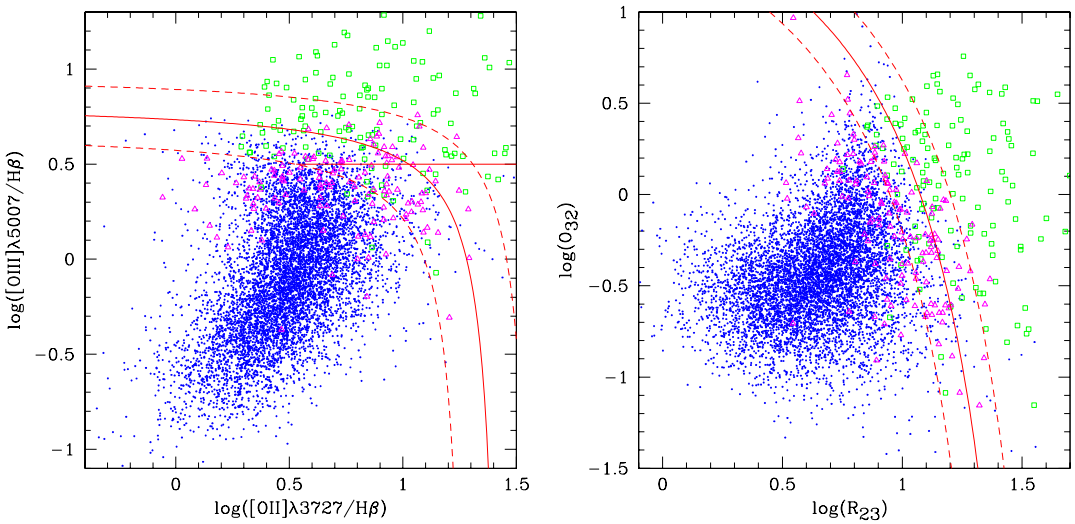


FIG. 7.4 – Classification spectrale "bleue" des galaxies du 2dFGRS.
Ces deux figures présentent les diagrammes de la classification spectrale "bleue" des galaxies à raies étroites de l'échantillon du 2dFGRS. La courbe rouge donne la séparation proposée entre les galaxies à formation d'étoiles (en bas à gauche), les galaxies Seyfert 2 (en haut à droite) et les galaxies LINERs (en bas à droite sur le diagramme (a)). La courbe en pointillés limite le domaine d'incertitude proposé pour réduire la contamination. Les galaxies sont représentées selon la classification donnée par la figure 7.2.

Le diagramme (a) est basé sur l'idée de remplacer le rapport [NII]λ6584/Hα entre une raie collisionelle et une raie de recombinaison par le rapport [OII]λ3727/Hβ qui représente aussi l'intensité d'excitation collisionnelle. Néanmoins, du fait de la grande différence de longueur d'onde entre ces deux raies, l'extinction interstellaire joue un rôle non négligeable sur ce rapport. Nous avons cependant minimisé cet effet en utilisant, dans tous les diagrammes de la classification "bleue", des rapports de raies calculés à partir de leur largeurs équivalentes plutôt qu'à partir de leur flux. En effet, le calcul d'une largeur équivalente fait intervenir le rapport du flux de la raie sur le flux du continuum sous-jacent. Or cette étape fait disparaître la dépendance en longueur d'onde de l'extinction interstellaire, au profit du rapport supposé constant entre l'extinction subie par les raies d'émission et celle subie par les étoiles.

Notons que les raies d'émission subissent une atténuation environ deux fois plus forte que les étoiles, à cause d'effets géométriques (les raies d'émission se forment au coeur des zones de formation stellaires, là où les nuages moléculaires opaques sont présents). Ce rapport entre extinction stellaire et extinction des raies d'émission ne varie pas d'une raie à l'autre, contrairement à l'extinction elle-même. Ceci nous permet de conclure que les rapports bruts de largeurs équivalentes donnent les même résultats que les rapports de flux corrigés de l'extinction interstellaire, comme le montre la figure 7.5 à partir des données de l'échantillon LCL05. Notons cependant qu'il existe une petite différence entre le rapport de flux et le rapport de largeurs équivalentes qui est due à la différence d'intensité du continuum sous-jacent à chaque raie. Nous ferons l'hypothèse que cet effet varie peu d'une galaxie à l'autre, mais il peut expliquer une partie de la dispersion de cette nouvelle classification par rapport à la classification "rouge".

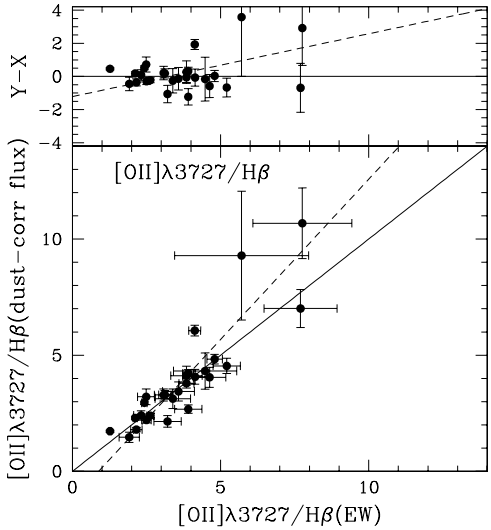


FIG. 7.5 – Calcul des rapports de raies de l'échantillon LCL05 avec ou sans correction de l'extinction interstellaire.
Cette figure présente la valeur du rapport de raie [OII]λ3727/Hβ calculé sur l'échantillon LCL05 à partir des largeurs équivalentes brutes en abscisse, ou à partir des flux corrigés de l'extinction interstellaire en ordonnées. Le panneau du haut montre la différence entre ces deux valeurs en fonction de la première. La droite en trait plein représente l'équation $y = x$ et les tirés représentent l'ajustement aux mesures.

Sur la figure 7.4, les axes du diagramme (b) sont des combinaisons linéaires des deux axes du diagramme (a). Nous proposons les relations empiriques suivantes (en trait plein sur la figure 7.4) pour la séparation entre galaxies à formation d'étoiles et

galaxies à noyaux actifs :

$$\boxed{\log\left(\frac{[\mathrm{OIII}]}{\mathrm{H}\beta}\right) = \frac{0,14}{\log([\mathrm{OII}]/\mathrm{H}\beta) - 1,45} + 0,83} \tag{7.6}$$

$$\boxed{\log\left(O_{32}\right) = \frac{1,5}{\log(R_{23}) - 1,7} + 2,4} \tag{7.7}$$

Les galaxies à formation d'étoiles sont situées en dessous de ces courbes. Le tableau 7.1 présente les taux de succès de ces deux calibrations en fonction du type de galaxie déterminé par la classification "rouge". Nous montrons que la classification bleue est très efficace pour les galaxies à formation d'étoiles (taux de succès autour de 99%), efficace pour les galaxies Seyfert 2 (taux de succès autour de 85%) et inefficace pour les galaxies LINERs (taux de succès de 30%). En effet ces dernières se déplacent dans la zone des galaxies à formation stellaire avec la classification bleue à cause d'une faible valeur du rapport [OII]λ3727/Hβ.

TAB. 7.1 – Taux de succès de la classification "bleue" sur les galaxies du 2dFGRS. Ce tableau présente la proportion de galaxies classées comme galaxies à formation d'étoiles ou comme galaxies à noyaux actifs par la classification bleue, en fonction du type réel des galaxies obtenu avec la classification rouge. La classification bleue 1 est définie par la relation 7.6 et la classification bleue 2 par la relation 7.7.

	classification bleue 1		classification bleue 2	
classification rouge	form. d'étoiles	noyau actif	form. d'étoiles	noyau actif
formation d'étoiles	$99,4\%$	$0,6\%$	$99,2\%$	$0,8\%$
Seyfert 2	$15,9\%$	$84,1\%$	$12,4\%$	$87,6\%$
LINERs	70%	30%	70%	30%
mixtes	$84,4\%$	$15,6\%$	$83,7\%$	$16,3\%$

Notons que le taux de succès n'est pas représentatif, pour un type défini à partir de la classification bleue, de la proportion de galaxies qui sont réellement de ce type avec la classification rouge : on parle de contamination. Les courbes en pointillés sur la figure 7.4 délimitent un domaine d'incertitude à l'intérieur duquel la contamination est très importante car les galaxies à formation d'étoiles et les galaxies à noyau actif y ont des propriétés similaires. En dehors de ce domaine d'incertitude, la contamination des galaxies Seyfert 2 est très fortement réduite comme le montre le tableau 7.2.

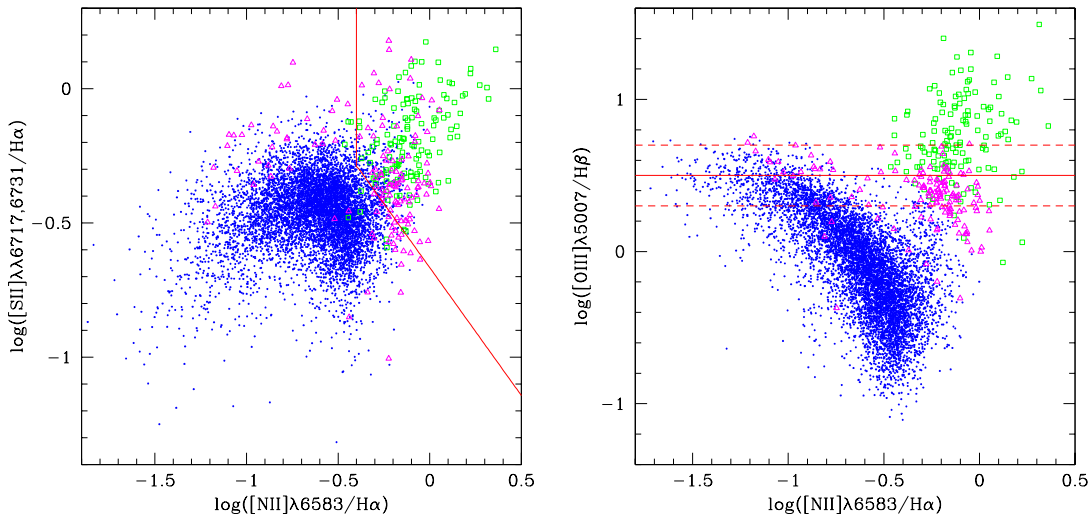
La largeur du domaine d'incertitude proposé est de $0,3\,\mathrm{dex}$ pour la relation 7.6 et $0,2\,\mathrm{dex}$ pour la relation 7.7. Notons que les galaxies de type LINERs obtenues avec la classification bleue souffrent aussi bien d'un faible taux de succès (on ne retrouve pas toutes les LINERs) que d'une forte contamination (un grand nombre de galaxies classées comme LINERs n'en sont pas). Notons enfin que la contamination des galaxies à formation stellaire par les LINERs est de faible proportion grâce à la rareté de ces dernières dans l'Univers.

7.1.2.3 Classifications intermédiaires

Il est possible dans certains relevés comme le VVDS, et/ou à certains décalages spectraux particuliers, que le nombre de raies d'émission observées soit si faible que ni la classification spectrale rouge ni la classification spectrale bleue ne soient utilisables. Nous proposons donc deux classifications intermédiaires à utiliser dans ces cas particuliers.

TAB. 7.2 – Contamination de la classification “bleue” sur les galaxies du 2dFGRS. Ce tableau présente la proportion de galaxies dont le type obtenu à partir de la classification bleue n'est pas le type de référence obtenu avec la classification rouge, soit pour le diagramme complet, soit en dehors du domaine d'incertitude proposé. La classification bleue 1 est définie par la relation 7.6 et la classification bleue 2 par la relation 7.7.

	classification bleue 1		classification bleue 2	
type	complet	hors incertitude	complet	hors incertitude
formation d'étoiles	$0,5\%$	$0,1\%$	$0,4\%$	$0,1\%$
Seyfert 2	$22,1\%$	0%	25%	$2,9\%$
LINERs	$68,4\%$	$57,1\%$	$81,8\%$	60%



(a) (b)

FIG. 7.6 – Classifications intermédiaires des galaxies du 2dFGRS.
Ces deux figures présentent des diagrammes intermédiaires appliqués aux galaxies à raies étroites de l'échantillon du 2dFGRS. La courbe rouge donne la séparation proposée entre les galaxies à formation d'étoiles et les galaxies Seyfert 2. Aucun distinction n'est faite vis-à-vis des LINERs. Les galaxies sont représentées selon la classification donnée par la figure 7.2.
(a) Classification Hα : les galaxies à formation d'étoiles sont situées à gauche de la courbe et les galaxies Seyfert 2 à droite. Les galaxies LINERs sont mélangées avec les Seyfert 2.
(b) Classification Hβ : les galaxies à formation d'étoiles sont situées sous la courbe. Les galaxies LINERs sont mélangées avec les galaxies à formation d'étoiles. La courbe en pointillés délimite le domaine d'incertitude proposé.

La figure 7.6(a) montre le diagramme [NII]λ6584/Hα vs. [SII]$\lambda\lambda$6717+6731/Hα à utiliser dans le cas où seules ces trois raies sont observées. L'équation de la courbe de séparation proposée est la suivante :

$$\log\left(\frac{\text{[NII]}}{\text{H}\alpha}\right) = \begin{cases} -0,4 & \text{si } \log(\text{[SII]}/\text{H}\alpha) \geq -0,3 \\ -0,7 - 1,05 \times \log\frac{\text{[SII]}}{\text{H}\alpha} & \text{si } \log(\text{[SII]}/\text{H}\alpha) < -0,3 \end{cases} \tag{7.8}$$

Les galaxies à formation d'étoiles sont situées à gauche de cette courbe. Nous appelerons cette classification la "classification Hα". Le tableau 7.3 présente le taux de succès de cette classification qui est très bon pour tous les types de galaxies. Néanmoins nous ne pouvons pas distinguer les galaxies LINERs des galaxies Seyfert 2 en l'absence d'information sur le degré d'ionisation et, de plus, nous voyons sur la figure 7.6(a) que la contamination est très importante dans la région des galaxies à noyaux actifs. Cette classification n'est donc à utiliser que dans le cadre d'études portant sur les galaxies à formation stellaire.

TAB. 7.3 – Taux de succès des classifications Hα et Hβ sur les galaxies du 2dFGRS. Ce tableau présente la proportion de galaxies classées comme galaxies à formation d'étoiles ou comme galaxies à noyaux actifs par les classifications intermédiaires proposées, en fonction du type réel des galaxies obtenu avec la classification rouge. La classification Hα est définie par la relation 7.8 et la classification Hβ par la relation 7.9.

	classification Hα		classification Hβ	
classification rouge	form. d'étoiles	noyau actif	form. d'étoiles	noyau actif
formation d'étoiles	$96,2\%$	$3,8\%$	$97,1\%$	$2,9\%$
Seyfert 2	8%	92%	0%	100%
LINERs	0%	100%	100%	0%
mixtes	$40,7\%$	$59,3\%$	$74,8\%$	$25,2\%$

La figure 7.6(b) montre une classification basée sur le rapport [OIII]λ5007/Hβ à utiliser dans le cas où seules ces deux raies sont disponibles. Notons que nous avons représenté ce rapport en fonction du rapport [NII]λ6584/Hα pour une question de lisibilité mais ce dernier n'intervient pas dans la classification. La limite proposée est basée sur la séparation entre les galaxies Seyfert2 et les LINERs :

$$\log\left(\frac{\text{[OIII]}}{\text{H}\beta}\right) = 0,3 \tag{7.9}$$

Les galaxies à formation d'étoiles sont situées sous cette droite. Nous appelerons cette classification la "classification Hβ". Comme le montre le tableau 7.3, cette classification est très efficace pour tous les types de galaxies sauf pour les LINERs qui sont par définition situées dans la même région que les galaxies à formation d'étoiles, en l'abscence d'information sur l'intensité d'excitation collisionnelle. Néanmoins la figure 7.6(b) montre une contamination relativement importante à l'intérieur de la zone d'incertitude proposée, large de $0,4$ dex et délimitée par les droites en pointillés. Cette contamination est réduite par l'exclusion du domaine d'incertitude comme le montre le tableau 7.4. Notons que du fait de la faible proportion intrinsèque de galaxies LINERs, la contamination des galaxies à formation d'étoiles reste dans tous les cas assez faible.

TAB. 7.4 – Contamination de la classification Hβ sur le 2dFGRS.
Ce tableau présente la proportion de galaxies dont le type obtenu à partir la classification Hβ n'est pas le type réel obtenu avec la classification rouge, soit pour le diagramme complet, soit en dehors du domaine d'incertitude proposé.

	classification Hβ	
type	complet	hors incertitude
formation d'étoiles	$0,3\%$	$0,1\%$
Seyfert 2	$64,2\%$	$11,4\%$

7.2 La relation luminosité-métallicité

La relation masse-métallicité a été pour la première fois mise en évidence avec les galaxies irrégulières (Lequeux et al., 1979), puis la relation luminosité-métallicité a été observée à nouveau dans les galaxies irrégulières (Richer & McCall, 1995; Pilyugin, 2001), mais aussi spirales (Zaritsky et al., 1994; Garnett et al., 1997; Pilyugin & Ferrini, 2000) et elliptiques (Brodie & Huchra, 1991). Cette relation couvre donc tout l'éventail des types morphologiques possibles des galaxies (Garnett, 2002; Pilyugin et al., 2004), depuis les galaxies irrégulières de faible masse et peu métalliques jusqu'au galaxies elliptiques massives et riches en métaux.

Toute étude de l'évolution de la relation luminosité-métallicité ou masse-métallicité nécessite de bien connaître son comportement à l'instant d'aujourd'hui, c'est-à-dire dans l'Univers local, on parle de "référence". À la date où ce travail de thèse a été commencé, une telle calibration n'existait pas. Elle nécessite en effet l'observation d'un grand échantillon de galaxies, le plus complet possible, et couvrant tout l'espace des propriétés physiques des galaxies. Cela n'est devenu possible qu'avec la réalisation récente des deux grands relevés spectrophotométriques majeurs de l'Univers local : le 2dFGRS et le SDSS. Auparavant, la majorité des études de la relation luminosité-métallicité portaient sur des échantillons petits et restreints à un type particulier de galaxies.

Nous allons donc utiliser l'échantillon défini à la section précédente pour calibrer cette relation à partir des données du 2dFGRS.

7.2.1 Métallicités

Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 3.3.3) la métallicité d'une galaxie à formation d'étoiles peut être estimée relativement facilement, à partir de certains rapports de ses raies d'émission. L'élément chimique couramment utilisé pour estimer la métallicité du gaz interstellaire est l'oxygène, car c'est celui qui émet le plus de raies assez intenses dans le domaine visible. La métallicité des galaxies est donc souvent désignée par le paramètre $12 + \log(\mathrm{O/H})$ qui représente l'abondance relative de l'oxygène par rapport à l'hydrogène. Ce paramètre est déterminé par le rapport entre les raies collisionnelles de l'oxygène et les raies de recombinaison de l'hydrogène.

Cependant, une même intensité des raies de l'oxygène correspond à deux valeurs possibles de la métallicité. En effet celle-ci augmente d'abord avec la métallicité puis sature et rediminue pour les galaxies les plus métalliques. Cet effet, plus connu sous le nom de dégénérescence de l'abondance en oxygène, est dû au refroidissement radiatif du gaz qui se produit lorsque l'énergie d'excitation collisionnelle est convertie en rayonnement.

La calibration directe (Osterbrock, 1989) de la relation entre l'abondance en oxy-

gène et l'intensité des raies d'émission nécessite de connaître la température et la densité du gaz. Or ces mesures sont très difficiles à réaliser et hors de portée de la plupart des grands relevés spectrophotométriques.

7.2.1.1 Calibration de l'abondance en oxygène

Il existe un grand nombre de calibrations semi-empiriques disponibles pour déterminer l'abondance en oxygène (McGaugh, 1991; Zaritsky et al., 1994; Pilyugin, 2000, 2003; Kewley & Dopita, 2002; Kobulnicky & Kewley, 2004). Ces calibrations sont obtenues en ajustant des relations empiriques à des modèles de photoionisation. Ces derniers donnent la relation entre l'ensemble des paramètres physiques du gaz HII, dont la métallicité, et l'intensité des raies d'émission. Notons que ces différentes calibrations peuvent donner des résultats très différents les uns des autres (Ellison & Kewley, 2005). Il est donc important d'utiliser la même calibration lorsque l'on souhaite comparer deux études différentes.

La calibration la plus couramment utilisée (McGaugh, 1991; Kobulnicky et al., 1999) fait appel aux paramètres R_{23} et O_{32} définis comme suit :

$$R_{23} = \frac{[\mathrm{OII}]\lambda 3727 + [\mathrm{OIII}]\lambda\lambda 4959 + 5007}{\mathrm{H}\beta} \tag{7.10}$$

$$O_{32} = \frac{[\mathrm{OIII}]\lambda\lambda 4959 + 5007}{[\mathrm{OII}]\lambda 3727} \tag{7.11}$$

Si on pose $x = \log R_{23}$ et $y = \log O_{32}$, alors la métallicité des galaxies à faible métallicité est définie par l'équation :

$$\begin{aligned} 12 + \log(\mathrm{O/H}) = 7,056 + 0,767x + 0,602x^2 \\ -y\left(0,29 + 0,332x - 0,331x^2\right) \end{aligned} \tag{7.12}$$

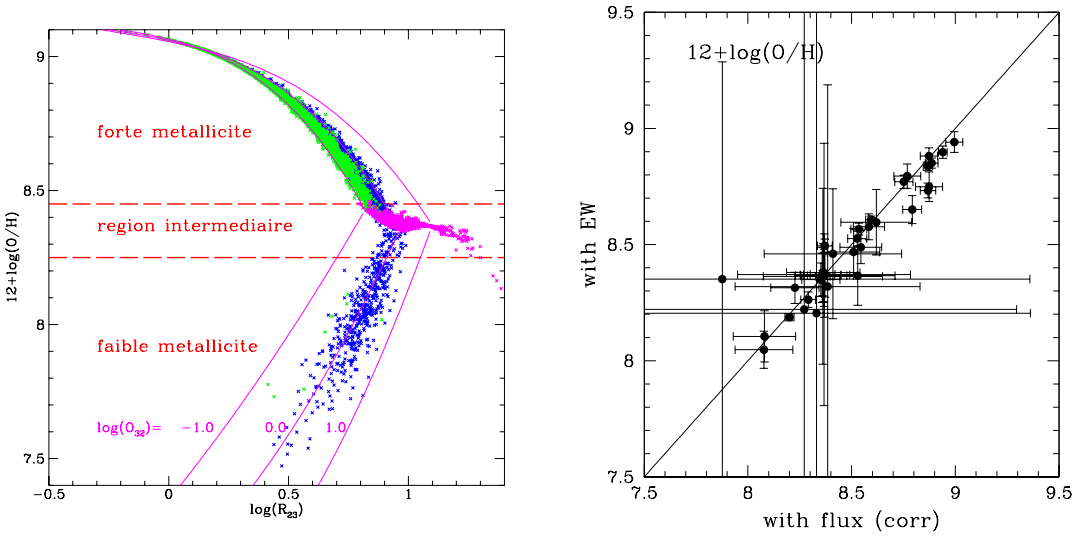
La métallicité des galaxies à forte métallicité est quand à elle définie par l'équation :

$$\begin{aligned} 12 + \log(\mathrm{O/H}) = 9,061 - 0,2x - 0,237x^2 - 0,305x^3 - 0,0283x^4 \\ -y\left(0,0047 - 0,0221x - 0,102x^2 - 0,0817x^3 - 0,00717x^4\right) \end{aligned} \tag{7.13}$$

La figure 7.7(a) montre la relation théorique entre la métallicité et le paramètre R_{23} obtenue avec cette calibration sur les 7085 galaxies à formation d'étoiles que nous avons sélectionné à partir de l'échantillon du 2dFGRS. Le choix de la formule à faible ou à forte métallicité a été fait à l'aide de la calibration N2 décrite dans la section suivante.

Notons qu'à cause de l'absence de calibration en flux des spectres du 2dFGRS, nous n'avons pas pu utiliser les flux des raies pour calculer les paramètres R_{23} et O_{32} comme cela est le cas habituellement. Nous avonc donc calculé ces rapports à partir des largeurs équivalentes (Kobulnicky & Phillips, 2003). Comme nous l'avons vu plus haut (voir la section 7.1.2), l'avantage de cette technique est que le rapport ainsi calculé est indépendant de l'extinction interstellaire. En revanche, ce rapport dépend de la variation d'intensité du continuum entre les différentes raies impliquées. Néanmoins, comme le montre la figure 7.7(b) à partir de l'échantillon LCL05, les métallicités ainsi calculées sont très similaires à celles calculées à partir des rapports de flux corrigés de l'extinction interstellaire. En particulier la dispersion introduite par la méthode de calcul des rapports de raies n'est pas supérieure à l'erreur associée aux modèles semi-empiriques (environ $0,15$ dex).

Pour 2845 galaxies de notre échantillon, la raie [OIII]λ4959 plus faible que la raie [OIII]λ5007 n'a pas été mesurée correctement. Pourtant nous n'avons pas éliminé ces



(a) (b)

FIG. 7.7 – Calibration semi-empirique de la métallicité avec les paramètres R_{23} et O_{32}. (a) Cette figure montre la relation entre la métallicité et le paramètre R_{23} pour les galaxies à formation d'étoiles de l'échantillon du 2dFGRS. Les courbes représentent la calibration semi-empirique, définie par les relations 7.12 et 7.13 (Kobulnicky et al., 1999), pour différentes valeurs du paramètre O_{32}. Les points verts correspondent aux galaxies pour lesquelles une correction a été apportée à la mesure de la raie [OIII]λ4959 et les points magentas aux galaxies de la région intermédiaire (voir le texte pour les détails).
(b) Cette figure montre la relation entre les métallicités déterminées, pour l'échantillon LCL05, en calculant les rapports de raies avec les largeurs équivalentes brutes (en ordonnées) ou avec les flux corrigés de l'extinction interstellaire (en abscisse). La droite est la courbe d'équation $y = x$.

galaxies de l'échantillon final car il existe une relation théorique entre ces deux raies (Osterbrock, 1989) :

$$[\text{OIII}]\lambda 4959 = \frac{[\text{OIII}]\lambda 5007}{2,85} \tag{7.14}$$

Notons que cette relation théorique est assez bien confirmée par la figure 7.8. Les galaxies concernées par cette correction sont représentées en vert sur la figure 7.7.

Notons enfin le cas de 698 galaxies, représentées en magenta sur la figure 7.7, pour lesquelles le rapport R_{23} observé dépasse la valeur prédite par les modèles. Cet effet peut être dû à l'incertitude de mesure sur les deux paramètres R_{23} et O_{32} et/ou à l'incertitude sur les modèles. Nous avons estimé la métallicité de ces galaxies en faisant la moyenne des résultats donnés par les relations 7.12 et 7.13.

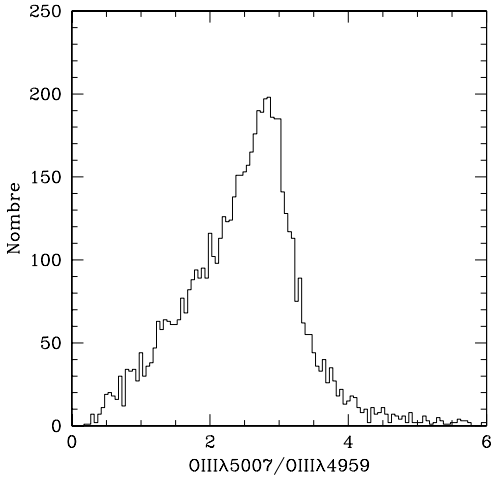


FIG. 7.8 – Relation entre les deux raies de [OIII] dans le 2dFGRS.
Cette figure présente l'histogramme des valeurs mesurées du rapport entre les deux raies [OIII]λ5007 et [OIII]λ4959 dans l'échantillon du 2dFGRS, pour les galaxies où ces deux raies sont mesurées correctement.

7.2.1.2 La dégénérescence de l'abondance en oxygène

La levée de cette dégénérescence peut être réalisée de deux manières : soit en utilisant la calibration directe, ce qui est très difficile, soit en utilisant un indicateur secondaire non dégénéré pour connaître le caractère fortement ou faiblement métallique de la galaxie.

Nous serons amenés à utiliser dans ce travail de thèse deux autres calibrations de l'abondance en oxygène qui font appel à des raies situées dans la partie rouge du spectre, contrairement à la calibration R_{23} qui fait appel à des raies situées dans la partie bleue. La calibration N2 fait appel au rapport [NII]λ6584/Hα et est définie par l'équation suivante (van Zee et al., 1998) :

$$12 + \log(\text{O/H}) = 9,36 + 1,02 \log\left(\frac{[\text{NII}]}{\text{H}\alpha}\right) \tag{7.15}$$

Cette calibration n'est pas valable pour les très fortes métallicités ($12 + \log(\text{O/H}) > 9,1$) car le refroidissement radiatif rentre alors en jeu pour les raies de l'azote, alors qu'il n'affecte que les raies de l'oxygène à plus basse métallicité. Notons qu'il existe plusieurs calibrations dans la littérature (van Zee et al., 1998; Denicoló et al., 2002;

Pettini & Pagel, 2004) mais elles sont toutes relativement proches. Notons aussi que cette calibration est monotone en métallicité donc non dégénérée, ce qui permet d'envisager son utilisation pour déterminer le régime de métallicité (faible ou forte) à appliquer avec la calibration R_{23}.

Dans ce but, nous avons calculé la métallicité du point de saturation de la calibration R_{23} en fonction du paramètre O_{32}, c'est-à-dire la position où les deux relations 7.12 et 7.13 donnent la même valeur. Nous avons ensuite utilisé la relation 7.15 pour calculer la valeur correspondante du rapport [NII]λ6584/Hα. La valeur obtenue donne la limite entre les deux régimes de la calibration R_{23}. La courbe rouge représentée sur la figure 7.9 montre le résultat de ce calcul avec notre échantillon de galaxies à formation d'étoiles. Comme le montre cette figure, la limite entre les deux régimes peut être approximée à une valeur constante en fonction du paramètre O_{32}.

La limite entre faible et forte métallicité à utiliser dans le cadre de la calibration R_{23} est donc donnée par l'équation :

$$\log\left(\frac{[\mathrm{NII}]}{\mathrm{H}\alpha}\right) = -1 \tag{7.16}$$

Les galaxies à faible métallicité sont situées sous cette limite. Parmi les 7085 galaxies à formation d'étoiles de notre échantillon du 2dFGRS, nous avons ainsi trouvé 495 galaxies à faible métallicité et 5892 galaxies à forte métallicité, auxquelles il faut ajouter les 698 galaxies de la région intermédiaire dont nous avons parlé plus haut.

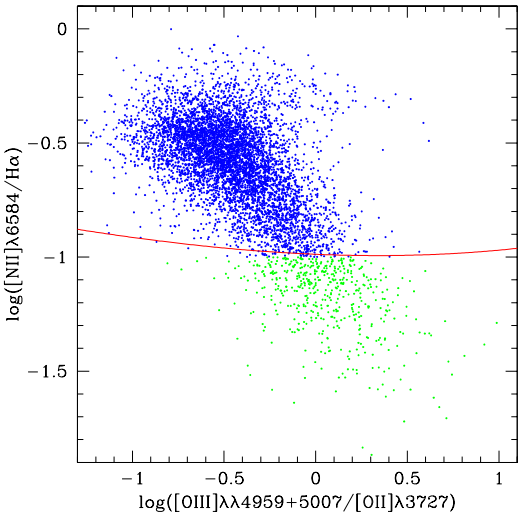


FIG. 7.9 – Levée de la dégénérescence de l'oxygène dans le 2dFGRS.
Cette figure présente la relation entre le rapport [NII]λ6584/Hα et le rapport O_{32} pour les galaxies à formation d'étoiles sélectionnées dans l'échantillon du 2dFGRS. Les galaxies à forte métallicité selon la calibration N2 sont indiquées en bleu, celles à faible métallicité en vert. La courbe rouge représente la limite semi-empirique entre ces deux régimes.

Notons enfin l'existence d'une autre calibration non dégénérée basée sur les raies [OIII]λ5007, [NII]λ6584, Hα et Hβ. La calibration O3N2 est définie par l'équation suivante (Pettini & Pagel, 2004) :

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = 8,73 - 0,32 \log\left(\frac{[\mathrm{OIII}]}{\mathrm{H}\beta} \times \frac{\mathrm{H}\alpha}{[\mathrm{NII}]}\right) \tag{7.17}$$

7.2.2 Résultats

Parmi les données du 2dFGRS à notre disposition, nous avons sélectionné un sous-échantillon de $7\,353$ galaxies avec de bonnes mesures de leurs raies d'émissions (voir la section 7.1.1). Puis nous avons appliqué la calibration spectrale rouge pour sélectionner, parmi ce sous-échantillon, un échantillon de galaxies à formation stellaires. Finalement nous avons déterminé les métallicités de ces galaxies à l'aide de la calibration R_{23}, et de la calibration N2 pour choisir le régime de métallicité.

Nous allons donc pouvoir maintenant utiliser ces données pour déterminer une "référence" de la relation luminosité-métallicité dans l'Univers local. Notons que les magnitudes absolues ont été déterminées en supposant les paramètres cosmologiques suivants : $H_0 = 71\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$, $\Omega_\mathrm{m} = 0,27$ et $\Omega_\Lambda = 0,73$ (Spergel et al., 2003).

7.2.2.1 Référence de la relation luminosité-métallicité obtenue avec le 2dFGRS

La figure 7.10(a) présente la relation luminosité-métallicité en bande b_j des galaxies à formation d'étoiles du 2dFGRS. L'ajustement réalisé sur ces données est représenté par l'équation suivante (Lamareille et al., 2004) :

$$\boxed{12 + \log(\mathrm{O/H}) = 3,45(\pm 0,09) - 0,274(\pm 0,005) \times M(b_\mathrm{j})} \qquad (7.18)$$

La méthode d'ajustement utilisée calcule la bissectrice des deux ajustements linéaires par moindre carrés réalisés dans la direction $y = f(x)$ et dans la direction $x = f(y)$ (Isobe et al., 1990). L'écart-type des résidus autour de cet ajustement est de $0,27\,$dex. Notons que la dépendance apparente des résidus en fonction de la magnitude absolue n'est qu'un artefact dû à la projection le long de l'ajustement des biais de sélection horizontaux en métallicité. En effet, les critères de sélection que nous avons appliqué sur la qualité de mesure des raies d'émission contraignent implicitement la métallicité mesurée des galaxies entre deux valeurs limites. Rappelons que les limites inférieures et supérieures en métallicité correspondent toutes deux à une limite inférieure pour l'intensité des raies d'émission.

Nous interprétons la dispersion relativement importante de la relation luminosité-métallicité, aussi observée dans d'autres études, comme la conséquence de plusieurs phénomènes physiques. D'abord, comme nous l'avons vu précédemment, cette relation doit être vue comme la conséquence des relations masse-métallicité et masse-luminosité. Les différents rapports masse-luminosité des galaxies considérées ajoutent donc une dispersion supplémentaire par rapport à la relation masse-métallicité. Notamment, les galaxies qui subissent un sursaut de formation d'étoiles au moment où elles sont observées ont un rapport masse-luminosité très faible (Contini et al., 2002).

De plus la relation masse-métallicité possède elle-même une dispersion intrinsèque. Elle est due par exemple au délai de quelques dizaines de millions d'années entre l'augmentation de la masse stellaire, après la formation d'une génération d'étoiles, et l'augmentation de la métallicité qui suit lorsque les étoiles les plus chaudes explosent en supernovae. Notons aussi, pour une masse donnée, l'intensité des pertes de gaz interstellaire dans le milieu intergalactique qui varient beaucoup d'une galaxie à l'autre, en fonction de son environnement par exemple, et qui influent sur sa métallicité.

Notons enfin qu'il est intéressant de comparer la pente de notre ajustement avec celles obtenues lors d'études précédentes. Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 4.2.2), la pente de la relation luminosité-métallicité est due à deux effets qui peuvent se compenser mutuellement : l'enrichissement en métaux proportionnel à l'assemblage de la masse, et les pertes de gaz dans le milieu intergalactique.

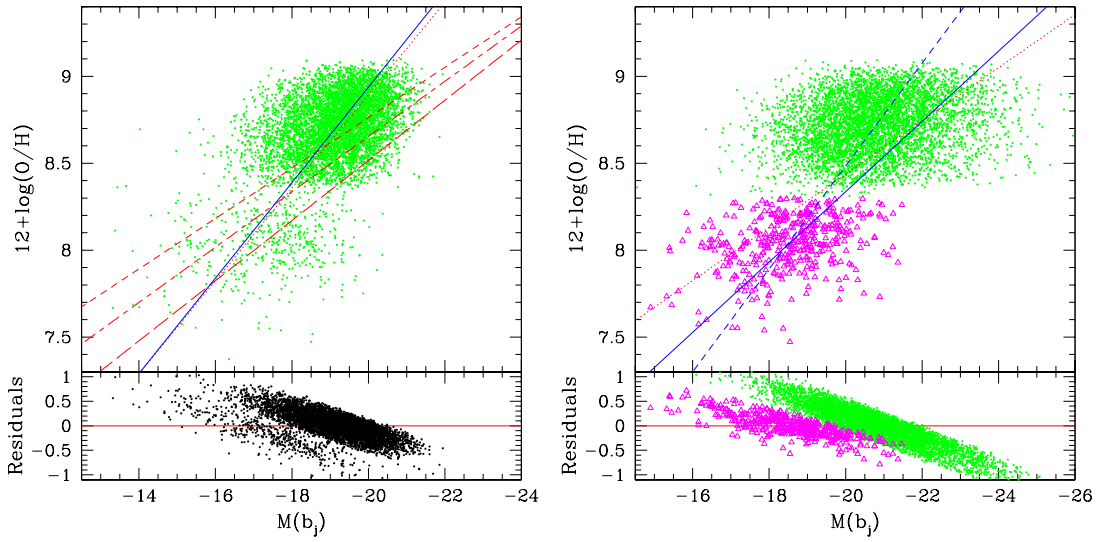


FIG. 7.10 – La relation luminosité-métallicité déterminée à partir du 2dFGRS. Cette figure présente la relation entre la métallicité, estimée via l'abondance en oxygène du gaz interstellaire, et la magnitude absolue en bande b_j des galaxies à formation d'étoiles que nous avons sélectionnées parmis l'échantillon du 2dFGRS. Le panneau du bas montre les résidus par rapport aux ajustements réalisés.
(a) La courbe bleue en trait plein représente l'ajustement réalisé à partir de ces points. La courbe en pointillés est l'ajustement sur les données KISS (Melbourne & Salzer, 2002), la courbe en tirets courts pour les galaxies normales (Kobulnicky et al., 1999), la courbe en tirets long pour les galaxies sélectionnées dans l'ultraviolet (Contini et al., 2002) et la courbe tirets/pointillées pour les galaxies spirales (Pilyugin et al., 2004).
(b) La courbe bleue en trait plein représente l'ajustement sur les galaxies à faible métallicité, représentées par des triangles magentas, et la courbe bleue en tirets l'ajustement sur les galaxies à forte métallicité, représentées par des points verts. La courbe en pointilles est l'ajustement sur les galaxies naines irrégulières(Skillman et al., 1989).

Plus ces dernières sont importantes, plus la pente est faible par rapport à la pente maximale du modèle de la "boîte fermée".

Nous trouvons une pente plus importante que les études portant sur des échantillons de galaxies de type tardif (Pilyugin et al., 2004) et/ou subissant un sursaut de formation stellaire (détecté par une forte émissivité en ultraviolet ; Contini et al., 2002). En revanche, nous trouvons une pente similaire à celle observée sur le relevé KISS (Melbourne & Salzer, 2002) avec un échantillon de galaxies plus hétéroclyte. Ainsi nous concluons que la pente importante que nous observons est plus caractéristique de la relation luminosité-métallicité globale des galaxies à formation d'étoiles dans l'Univers local. Cette dernière se rapproche donc plus du modèle de la "boîte fermée" que des échantillons plus petits de galaxies moins massives et/ou à fort taux de formation d'étoiles instantané (potentiel gravitationnel retenant moins de gaz ou éjections plus importantes).

Nous avons vérifié cette hypothèse en séparant notre échantillon en galaxies à faible métallicité et à forte métallicité. La figure 7.10(b) montre que la pente de la relation luminosité-métallicité est plus faible pour les galaxies naines à faible métallicité, qui se rapprochent donc du modèle de la "boîte ouverte", que pour les galaxies massives à forte métallicité qui se rapprochent donc du modèle de la "boîte fermée". Ces résultats sont bien compris dans le cadre d'un potentiel gravitationnel plus important pour les galaxies massives, qui retiendraient le gaz éjecté par les supernovae et les vents stellaires des étoiles jeunes, alors que les pertes dans le milieu intergalactique seraient très importantes pour les galaxies naines.

7.2.2.2 Comparaison avec les résultats obtenus avec le SDSS

Pour conclure notre étude de la relation luminosité-métallicité dans l'Univers local, nous allons présenter les principaux résultats obtenus sur l'autre grand relevé de l'Univers local : le SDSS. Le travail effectué sur les données du SDSS (Tremonti et al., 2004) est très similaire à celui qui nous avons effectué sur les données du 2dFGRS. Les principales différences sont : une bonne calibration en flux permettant d'utiliser les flux des raies d'émission dans l'estimation de la métallicité, une mesure plus précise des raies d'émission à l'aide du logiciel "platefit", une calibration plus précise pour estimer les métallicités, et une estimation de la masse stellaire. Les deux méthodes utilisées pour estimer les métallicités et les masses des galaxies du SDSS seront décrites plus loin dans cette thèse (voir les sections 8.1.1 et 8.2.1 respectivement), car nous les avons utilisées sur les échantillons LCL05 et VVDS.

La relation luminosité-métallicité estimée à partir du SDSS est décrite par l'équation suivante :

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = 5,238(\pm 0,018) - 0,185(\pm 0,001) \times M_B \tag{7.19}$$

La relation masse-métallicité estimée à partir du SDSS est décrite par l'équation suivante :

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = -1,492 + 1,847 \log M_\star - 0,08026 (\log M_\star)^2 \tag{7.20}$$

La dispersion autour de cette relation varie de $0,20$ dex pour les faibles masses à $0,07$ dex pour les fortes masses. Sur des échantillons plus petits, l'estimation d'un ajustement par un polynôme du second degré peut s'avérer hasardeuse. Ainsi, afin de permettre une comparaison avec un ajustement linéaire et non plus curviligne, nous avons recalculé la relation masse-métallicité à partir de $64\,116$ galaxies à formation d'étoiles du catalogue DR4 du relevé SDSS (voir la section suivante). La figure 7.11

montre le résultat de ce calcul. L'équation du meilleur ajustement obtenu est :

$$\boxed{12 + \log(\mathrm{O/H}) = 5,35 + 0,356 \log M_\star} \tag{7.21}$$

Les résidus de cet ajustement possèdent un écart-type de $0,15\,\mathrm{dex}$. Notons que l'effet d'augmentation de la pente de la relation masse-métallicité avec la masse stellaire, attribué au passage du modèle de la "boîte ouverte" au modèle de la "boîte fermée", est à nouveau clairement visible sur la figure 7.11. Notons aussi un second effet antagoniste de saturation des métallicités des galaxies très massives. Cet effet, qui est dû à la condensation des métaux dans les grains de poussières à très forte métallicité, provoque au contraire une diminution apparente de la pente de la relation masse-métallicité à forte masse.

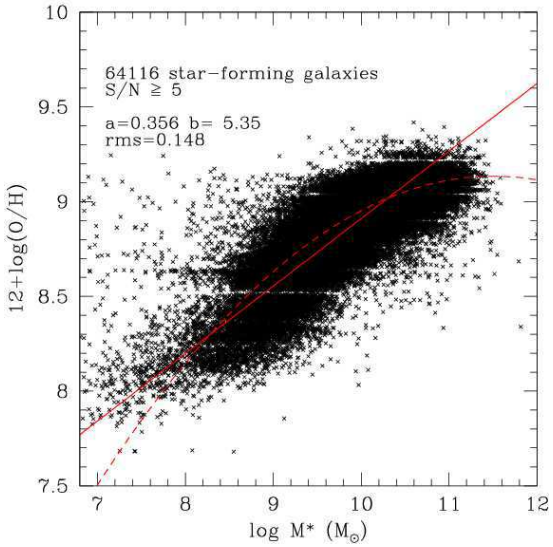


FIG. 7.11 – Relation entre masse-métallicité du SDSS.
Cette figure montre la relation entre le logarithme de la masse stellaire (en masses solaires) et la métallicité du gaz, pour les galaxies à formation d'étoiles du relevé SDSS avec un rapport signal sur bruit d'au moins 5 pour les raies Hα, Hβ et [OIII]λ5007. La courbe en pointillés montre l'estimation sous forme de courbe de cette relation réalisée sur le catalogue DR2 (relation 7.20 ; Tremonti et al., 2004), la droite en trait plein montre l'ajustement linéaire sur les données dont la pente a et l'ordonnée à l'origine b sont indiqués sur le graphique.

Mais le résultat le plus intéressant de cette étude est l'estimation du taux de production effectif des galaxies du SDSS. Celui-ci augmenterait en fonction de la masse stellaire pour atteindre la valeur réelle du taux de production total à forte masse ($\log(y_{\mathrm{eff}}) \approx -2,0$ pour $\log M_\star \approx 10 \sim 11\,M_\odot$). Ce résultat est en parfait accord avec notre hypothèse formulée plus haut selon laquelles les galaxies massives et métalliques se rapprochent du modèle de la "boîte fermée" grâce à leur fort potentiel gravitionnel, tandis que les galaxies naines et peu métalliques se rapprochent du modèle de la "boîte ouverte".

7.3 Le taux de formation d'étoiles

Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 3.3.3), il existe une relation directe entre le taux de formation d'étoiles d'une galaxie et la luminosité de ses raies d'émission, car cette dernière est directement proportionnelle au nombre d'étoiles

jeunes et chaudes formées dans la galaxie. Traditionnellement, le taux de formation d'étoiles des galaxies est ainsi calculé à partir de la luminosité de la raie Hα, comme le montre la relation 3.48 page 68.

Il existe de nombreux paramètres physiques qui entrent en compte dans cette relation :

- La métallicité : les étoiles plus métalliques sont moins brillantes et donc produisent des raies d'émissions moins intenses, pour un même taux de formation d'étoiles.
- L'extinction interstellaire : pour un même taux de formation d'étoiles, les galaxies contenant plus de poussières possèdent des raies d'émission moins intenses.
- La masse : comme les galaxies les plus massives sont aussi les plus métalliques et les plus poussiéreuses, les effets de la métallicité et de l'extinction interstellaire se cumulent et augmentent avec la masse.

Nous verrons comment corriger ces effets pour estimer correctement le taux de formation d'étoiles.

Afin d'étudier les calibrations possibles du taux de formation d'étoiles en fonction de l'intensité des raies d'émission, nous avons utilisé les données publiques de la quatrième version (DR4, de l'anglais "Data Release 4") du catalogue du relevé SDSS (Adelman-McCarthy et al., 2006). Ce catalogue contient les mesures des raies d'émission, réalisées avec la version originale du logiciel "platefit", des spectres du relevé SDSS. De plus, ce catalogue contient aussi les paramètres physiques estimés à l'aide de méthodes bayésiennes pour les galaxies du relevé SDSS : notamment la masse stellaire estimée à l'aide de la répartition spectrale et d'énergie et des modèles BC03 décrits plus haut (voir la section 6.2.2 ; Bruzual & Charlot, 2003; Kauffmann et al., 2003b), ou encore le taux de formation d'étoiles (instantané ; Brinchmann et al., 2004) ou la métallicité du gaz déterminés à l'aide des flux des raies d'émission et de la méthode CL01 que nous décrirons plus loin (voir la section 8.1.1 ; Charlot & Longhetti, 2001; Tremonti et al., 2004).

Nous avons sélectionné un sous-échantillon de galaxies de la façon suivante :

- Le catalogue DR4 du relevé SDSS contient un certain nombre de galaxies dont le spectre a été observé plusieurs fois. Pour ne pas biaser nos résultats, nous n'avons conservé qu'une seule des deux observations en tenant compte du plus fort rapport signal sur bruit sur la raie Hα. Notons qu'il aurait été hasardeux de faire une moyenne des deux observations, étant donné que ces dernières ne couvrent pas nécessairement la même région de la galaxie.
- Nous avons utilisé la classification spectrale fournie dans le catalogue (Kauffmann et al., 2003a) pour ne conserver que les galaxies à formation d'étoiles. En effet les raies d'émission des galaxies à noyau actif ne sont pas proportionnelles au taux de formation d'étoiles et ne doivent donc pas être utilisées dans cette étude.
- Nous avons conservé les galaxies dont les raies d'émission avaient été mesurées avec un rapport signal sur bruit d'au moins 5. Ce critère concerne uniquement les raies d'émission utilisées pour établir les relations définies ci-après, c'est-à-dire les raies Hα et Hβ utilisées dans tous les cas pour déterminer l'extinction interstellaire, et éventuellement la raie [OII]λ3727.

Notons que l'estimation du taux de formation d'étoiles dépend de la fonction de masse initiale choisie comme hypothèse (Kroupa, 2001). Tous les taux de formation d'étoiles utilisés dans cette étude devront être multipliés par un facteur $1,5$ pour être comparés à des estimations faites avec la fonction de masse initiale "standard" (Salpeter, 1955).

7.3.1 Calibrations du taux de formation d'étoiles

Nous allons maintenant passer en revue les différentes calibrations possibles du taux de formation d'étoiles en fonction de la luminosité d'une raie d'émission donnée. Notons que ces calibrations empiriques donnent un résultat beaucoup moins précis que la méthode CL01 qui prend en compte plusieurs paramètres physiques et les intensités de toutes les raies d'émission. Néanmoins, leur avantage est leur rapidité, et le fait de pouvoir être utilisées dans les cas où la méthode CL01 n'est pas applicable (toutes les raies d'émission ne sont pas mesurées avec un bon rapport signal sur bruit par exemple).

Les luminosités des raies d'émission ont été calculées à l'aide des même paramètres cosmologiques que ceux utilisés dans le catalogue DR4 du relevé SDSS : $H_0 = 70\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$, $\Omega_\mathrm{m} = 0,3$ et $\Omega_\Lambda = 0,7$. Notons toutefois que l'ensemble des relations estimées ci-après sont *indépendantes* des paramètres cosmologiques utilisés. En effet le module de distance lumineuse affecte de la même façon les abscisses et les ordonnées de chacune de ces relations, quand il ne disparaît pas purement et simplement lorsque l'on fait des rapports de raies.

L'extinction interstellaire a été corrigée à l'aide de la loi définie par les relations 6.5 et 6.6 page 100. La valeur de la profondeur optique τ_V à la longueur d'onde $\lambda_V = 5500\,\text{Å}$ est calculée en supposant un décrément de Balmer théorique constant entre les flux $f^\mathrm{i}(\mathrm{H}\alpha)$ et $f^\mathrm{i}(\mathrm{H}\beta)$ des raies d'émission Hα et Hβ en l'absence d'extinction interstellaire (Osterbrock, 1989) :

$$\frac{f^\mathrm{i}(\mathrm{H}\alpha)}{f^\mathrm{i}(\mathrm{H}\beta)} = 2,85 \tag{7.22}$$

Ainsi, si l'on note $f(\mathrm{H}\alpha)$ et $f(\mathrm{H}\beta)$ les flux observés des raies d'émission Hα et Hβ, λ_α et λ_β les longueurs d'onde de ces deux raies, alors on peut appliquer la formule suivante donnant l'extinction interstellaire :

$$\boxed{\tau_V = \frac{\ln\left(\frac{f(\mathrm{H}\alpha)}{f(\mathrm{H}\beta)}\right) - \ln\left(\frac{f^\mathrm{i}(\mathrm{H}\alpha)}{f^\mathrm{i}(\mathrm{H}\beta)}\right)}{\tau(\lambda_\beta) - \tau(\lambda_\alpha)} \cdot \tau(\lambda_V)} \tag{7.23}$$

Dans le cas d'une loi d'extinction de la forme $\tau(\lambda) = \lambda^{-0,7}$ (Charlot & Fall, 2000), on peut écrire l'application numérique suivante :

$$\frac{\tau(\lambda_V)}{\tau(\lambda_\beta) - \tau(\lambda_\alpha)} = 4,839 \tag{7.24}$$

7.3.1.1 Calibration Hα

La calibration la plus courante entre le taux de formation d'étoiles et la luminosité d'une raie d'émission est la calibration Hα (Kennicutt, 1998). L'utilisation de cette raie d'émission est en effet justifiée par une faible dépendance avec la métallicité du gaz (il s'agit d'une raie de l'hydrogène, à ne pas confondre avec l'effet de la métallicité des étoiles décrit ci-dessus) ou l'extinction interstellaire (elle est située dans la partie rouge du spectre).

Comme nous l'avons vu ci-dessus, la relation entre taux de formation d'étoiles et luminosité des raies d'émission est affectée par la métallicité des étoiles et l'extinction interstellaire, et ces deux effets sont d'autant plus forts que la galaxie est massive. Or les galaxies massives sont aussi celles qui ont le taux de formation d'étoiles intrinsèquement le plus fort, même si nous savons qu'elles forment moins d'étoiles proportionnellement à leur masse (voir les figures 8.17 page 193 et 8.18 page 194).

On s'attend donc à ce que les effets de la métallicité et de l'extinction interstellaire interviennent préférentiellement sur les galaxies à fort taux de formation d'étoiles.

Ainsi l'utilisation d'un rapport constant $\eta_{\mathrm{H}\alpha}$ entre les luminosités des raies et le taux de formation d'étoiles, comme définie par la relation 3.48 page 68, ne correspond pas au cas général car ce rapport aura tendance à diminuer pour les galaxies à fort taux de formation d'étoiles. Nous avons donc décider d'utiliser une forme plus générale de cette relation. Si on écrit $\mathrm{SFR}_{\mathrm{H}\alpha}$ le taux de formation déterminé à partir de la luminosité $L(\mathrm{H}\alpha)$ de la raie d'émission Hα, alors on pose les deux paramètres $\eta_{\mathrm{H}\alpha}$ et $\epsilon_{\mathrm{H}\alpha}$ tels que la relation suivante est vérifiée (on ajoutera un i en indice lorsque ces paramètres sont calculés à partir de mesures corrigées de l'extinction interstellaire) :

$$\boxed{\log \mathrm{SFR}_{\mathrm{H}\alpha} = \epsilon_{\mathrm{H}\alpha} \log L(\mathrm{H}\alpha) - \log \eta_{\mathrm{H}\alpha}} \tag{7.25}$$

La figure 7.12(a) montre la calibration de la relation 7.25 que nous avons obtenu sur $121\,073$ galaxies à formation d'étoiles avec les données du catalogue DR4 du relevé SDSS, comparée à la calibration "standard" (Kennicutt, 1998) une fois corrigée de la différence de fonction de masse initiale. Nous trouvons les paramètres suivants, en bon accord avec la calibration "standard" ($\log(\eta_{\mathrm{H}\alpha^{\mathrm{i}}}) = 41,28$) :

$$\boxed{\left\{\begin{array}{rcl} \log \eta_{\mathrm{H}\alpha^{\mathrm{i}}} & = & 40,66\,(\mathrm{erg.s^{-1}.M_{\odot}^{-1}.an}) \\ \epsilon_{\mathrm{H}\alpha^{\mathrm{i}}} & = & 0,982 \end{array}\right.} \tag{7.26}$$

La calibration Hα permet de retrouver le taux de formation d'étoiles à partir de la luminosité de la raie d'émission Hα avec un écart-type de $0,17\,\mathrm{dex}$. Cette précision, légèrement supérieure à l'incertitude moyenne associée aux estimations du taux de formation d'étoiles par la méthode CL01 ($0,16\,\mathrm{dex}$), nous servira de référence pour comparer les autres calibrations possibles. Notons qu'il faut soustraire $0,176\,\mathrm{dex}$ au paramètre $\log \eta_{\mathrm{H}\alpha}$ pour passer de la fonction de masse initiale utilisée dans le catalogue DR4 du relevé SDSS (Kroupa, 2001) à la fonction de masse initiale "standard" (Salpeter, 1955).

Comme le montrent la figure 7.12(a) et la valeur de $\epsilon_{\mathrm{H}\alpha}$ très proche de 1, il semble que le rapport entre la luminosité de la raie Hα et le taux de formation d'étoiles ne diminue pas avec ce dernier comme nous nous y attendions. Cet effet est dû à la dépendance, que nous n'avons pas prise en compte, entre la valeur théorique du décrément de Balmer (relation 7.22) et la métallicité du gaz interstellaire (Brocklehurst, 1971). En effet, ce dernier augmente avec la métallicité ce qui conduit, lorsque l'on prend une valeur constante, à une surestimation de l'extinction interstellaire pour les galaxies les plus massives. Or cette surestimation de l'extinction interstellaire compense *par hasard* presque exactement la diminution des luminosités des raies d'émission due à la métallicité des étoiles, pour un même taux de formation d'étoiles.

Dans certains cas, il est possible que l'extinction interstellaire ne puisse pas être mesurée correctement (si la raie d'émission Hβ est trop faible par exemple). La figure 7.12(b) montre qu'il reste alors possible d'estimer le taux de formation d'étoiles en utilisant les paramètres suivants, valables sans correction de l'extinction interstellaire :

$$\left\{\begin{array}{rcl} \log \eta_{\mathrm{H}\alpha} & = & 49,71\,(\mathrm{erg.s^{-1}.M_{\odot}^{-1}.an}) \\ \epsilon_{\mathrm{H}\alpha} & = & 1,220 \end{array}\right. \tag{7.27}$$

Notons que cette calibration possède une incertitude nettement plus importante de $0,31\,\mathrm{dex}$.

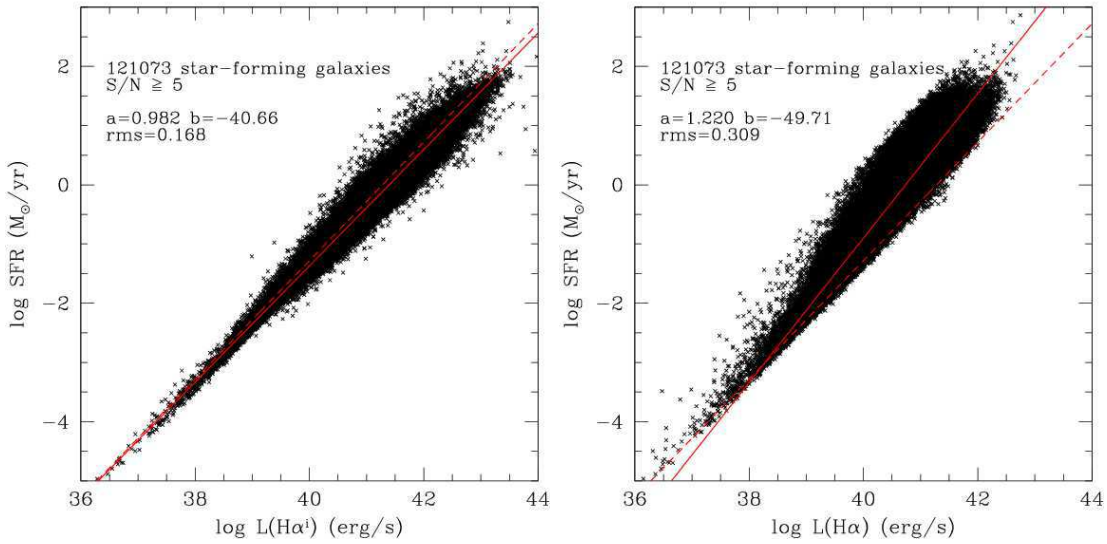


FIG. 7.12 – Relation entre le taux de formation d'étoiles et la luminosité Hα. Cette figure montre le logarithme du taux de formation d'étoiles (en masses solaires par an) en fonction du logarithme de la luminosité absolue de la raie d'émission Hα (en $\mathrm{erg.s^{-1}}$), après correction de l'extinction interstellaire (a) ou sans correction (b), pour les galaxies à formation d'étoiles du relevé SDSS avec un rapport signal sur bruit d'au moins 5 pour les raies Hα et Hβ. La droite en pointillés montre la calibration "standard" (Kennicutt, 1998) ramenée à notre fonction de masse initiale (Kroupa, 2001), la droite en trait plein montre l'ajustement sur les données dont la pente a et l'ordonnée à l'origine b sont indiqués sur le graphique.

7.3.1.2 Calibration [OII]

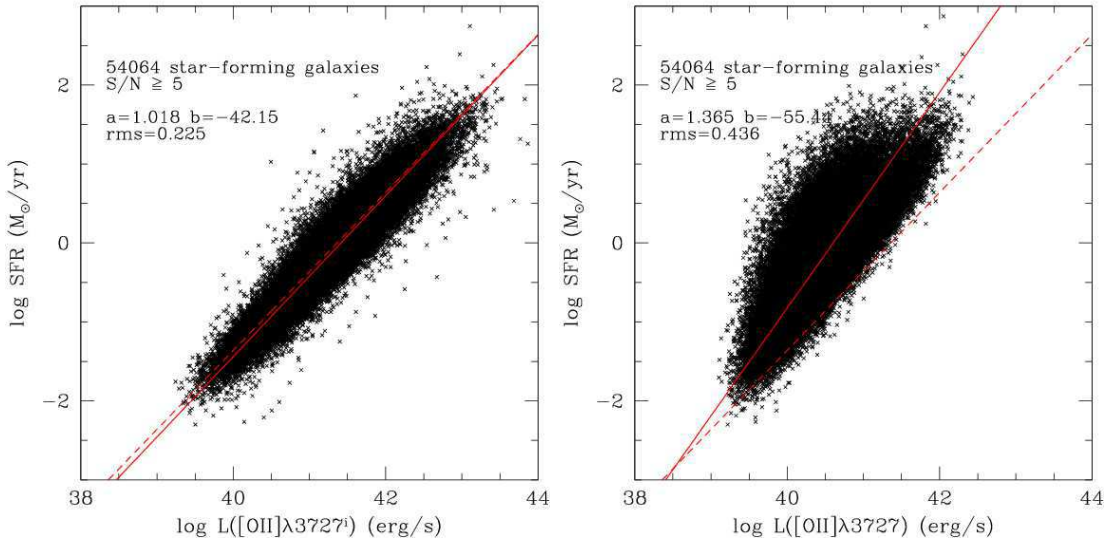
Une autre calibration couramment utilisée du taux de formation d'étoiles et celle basée sur la raie d'émission de l'oxygène [OII]λ3727. Cette calibration est surtout utilisée à grand décalage spectral, où les domaines de longueurs d'ondes couverts par les spectroscopes ne permettent plus d'observer la raie Hα.

La figure 7.13(a) montre la calibration sur $54\,064$ galaxies à formation d'étoiles avec les données du catalogue DR4 du relevé SDSS, comparée à la calibration "standard" (Kennicutt, 1998). Nous trouvons les paramètres suivants lorsque la raie est corrigée de l'extinction interstellaire :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \log \eta_{[\mathrm{OII}]^{\mathrm{i}}} & = & 42,15\,(\mathrm{erg.s^{-1}.M_{\odot}^{-1}.an}) \\ \epsilon_{[\mathrm{OII}]^{\mathrm{i}}} & = & 1,018 \end{array} \right. \tag{7.28}$$

Cette fois encore la calibration que nous obtenons pour la première fois sur un échantillon aussi grand est en très bon accord avec la calibration "standard" une fois corrigée de l'extinction interstellaire (Kewley et al., 2004) et de la différence de fonction de masse initiale ($\log \eta_{[\mathrm{OII}]^{\mathrm{i}}} = 41,36$). Notons aussi que les effets de la métallicité stellaire et de la variation du décrément de Balmer intrinsèque s'annulent toujours presque parfaitement. Ceux-ci affectent en effet toutes les raies de la même façon. La principale différence entre la calibration [OII] et la calibration Hα se résume à la dépendance entre d'une part l'intensité relative des raies de l'oxygène par rapport à celles de l'hydrogène, et d'autre part la métallicité ou le degré d'ionisation du gaz. Cet effet s'ajoute à la dispersion de la calibration de référence, ce qui explique l'écart-type plus élevé ($0,23\,\mathrm{dex}$) de la calibration [OII].

Cependant, la calibration [OII] est surtout utilisée lorsque la raie Hα n'est pas observée. Il est donc rare de pouvoir l'utiliser en ayant une correction de l'extinction



(a) (b)

FIG. 7.13 – Relation entre le taux de formation d'étoiles et la luminosité [OII]λ3727. Cette figure montre le logarithme du taux de formation d'étoiles (en masses solaires par an) en fonction du logarithme de la luminosité absolue de la raie d'émission [OII]λ3727 (en $\mathrm{erg.s^{-1}}$), après correction de l'extinction interstellaire (a) ou sans correction (b), pour les galaxies à formation d'étoiles du relevé SDSS avec un rapport signal sur bruit d'au moins 5 pour les raies Hα, Hβ et [OII]λ3727. La droite en pointillés montre la calibration "standard" (Kennicutt, 1998) ramenée à notre fonction de masse initiale (Kroupa, 2001) et corrigée de l'extinction interstellaire (Kewley et al., 2004), la droite en trait plein montre l'ajustement sur les données dont la pente a et l'ordonnée à l'origine b sont indiqués sur le graphique.

interstellaire, sauf dans les cas où cette dernière a été estimée par une autre méthode que le rapport Hα/Hβ (avec le rapport Hγ/Hβ par exemple, ou des données dans l'ultraviolet et l'infrarouge). Le cas le plus courant est donc une utilisation de la calibration [OII] sans correction de l'extinction interstellaire, comme le montre la figure 7.13(b). Nous avons obtenu la calibration suivante :

$$\begin{cases} \log \eta_{[\mathrm{OII}]} &= 55,44\,(\mathrm{erg.s^{-1}.M_{\odot}^{-1}.an}) \\ \epsilon_{[\mathrm{OII}]} &= 1,365 \end{cases} \tag{7.29}$$

On peut voir que les calibrations [OII] avec ou sans correction de l'extinction interstellaire sont en accord pour les galaxies à faible luminosité, ces dernières étant celles qui ont le moins de poussières et la plus faible métallicité. Pour les galaxies plus lumineuses, les effets de l'extinction interstellaire et de la métallicité s'ajoutent pour produire la valeur relativement élevée de la pente $\epsilon_{[\mathrm{OII}]}$. L'écart-type de cette calibration est de $0,44\,\mathrm{dex}$, ce qui la rend peu fiable par rapport à l'estimation avec la méthode CL01 ou à la calibration Hα.

7.3.2 Dépendance en fonction de la métallicité du gaz

Comme nous l'avons vu ci-dessus, la calibration Hα est celle qui donne les meilleurs résultats lorsqu'elle est corrigée de l'extinction interstellaire. La calibration [OII] est moins précise à cause de la dépendance de la raie [OII]λ3727 en fonction de plusieurs paramètres physiques dont la métallicité et le degré d'ionisation du gaz interstellaire. Un moyen d'améliorer la calibration [OII] est d'utiliser le rapport des raies d'émission $R_{\alpha 2} = [\mathrm{OII}]\lambda 3727/\mathrm{H}\alpha$ et la calibration Hα selon la formule suivante :

$$\boxed{\log \mathrm{SFR}_{[\mathrm{OII}]} = \epsilon_{\mathrm{H}\alpha} \log L([\mathrm{OII}]) - \epsilon_{\mathrm{H}\alpha} \log R_{\alpha 2} - \log \eta_{\mathrm{H}\alpha}} \tag{7.30}$$

7.3.2.1 Étude du rapport $R_{\alpha 2}$

L'utilisation de la relation 7.30 nécessite de pouvoir calibrer le rapport $R_{\alpha 2}$ en fonction d'autres paramètres disponibles. La figure 7.14 montre la relation entre celui-ci, corrigé de l'extinction interstellaire, et la métallicité du gaz estimée à l'aide de la méthode CL01. La courbe en pointillés est une calibration semi-empirique de cette relation pour un degré d'ionisation moyen (Kewley et al., 2004). Elle répond à l'équation suivante (pour $x = 12 + \log(\mathrm{O/H})$) :

$$\frac{[\mathrm{OII}]}{\mathrm{H}\alpha} = -1857,42 + 612,693x - 67,0264x^2 + 2,43209x^3 \tag{7.31}$$

La figure 7.14 montre que les données du catalogue DR4 du relevé SDSS suivent la relation attendue. Toutefois cette dernière ne peut pas être envisagée pour améliorer la calibration [OII]. En effet elle nécessite de connaître, en plus de la luminosité de la raie [OII]λ3727, la valeur de l'extinction interstellaire ainsi que la métallicité du gaz. Or cette dernière mesure est difficile à réaliser, nécessite souvent un grand nombre de raies d'émission, et souffre d'incertitudes systématiques entre les différentes calibrations disponibles. Le bénéfice introduit par l'utilisation du rapport $R_{\alpha 2}$ dans la calibration du taux de formation d'étoiles est donc perdu avec les inconvénients de la mesure de la métallicité. Dans ce cas précis, l'utilisation directe de la méthode CL01, qui permet d'estimer aussi bien les métallicités que les taux de formation d'étoiles, semble donc plus rentable. Notons qu'une autre étude (Moustakas et al., 2006) a tenté d'utiliser la luminosité comme indicateur de métallicité (via la relation luminosité-métallicité) pour corriger la calibration [OII].

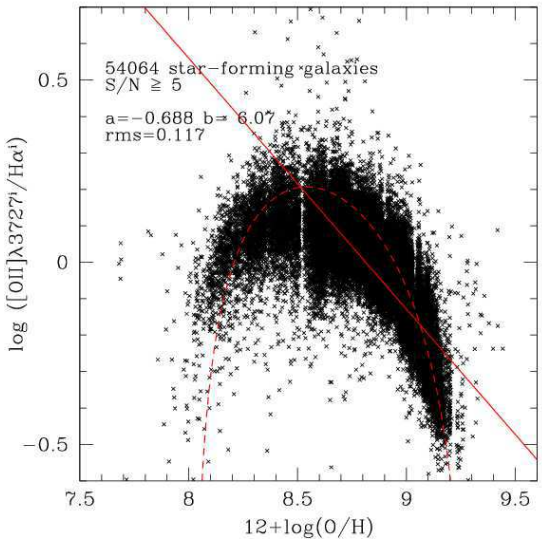


FIG. 7.14 – Relation entre le rapport $R\alpha_2$ et la métallicité.
Cette figure montre la relation entre le rapport [OII]λ3727/Hα ($R_{\alpha 2}$) corrigé de l'extinction interstellaire et la métallicité du gaz, pour les galaxies à formation d'étoiles du relevé SDSS avec un rapport signal sur bruit d'au moins 5 pour les raies Hα, Hβ et [OII]λ3727. La courbe en pointillés montre une estimation semi-empirique de cette relation (Kewley et al., 2004), la droite en trait plein montre l'ajustement linéaire sur les données dont la pente a et l'ordonnée à l'origine b sont indiqués sur le graphique.

Néanmoins, nous avons essayé de trouver une calibration plus simple du paramètre $R_{\alpha 2}$, notamment en fonction d'autres rapports qui sont aussi des indicateurs de métallicité comme le rapport $R_2 =$ [OII]λ3727/Hβ. Nous avons estimé la relation entre les rapport $R_{\alpha 2}$ et R_2 lorsque le premier est *partiellement* corrigé de l'extinction interstellaire, c'est-à-dire que la raie Hα est corrigée de l'extinction interstellaire mais pas la raie [OII]λ3727, et le second non corrigé. Cette correction partielle a pour but de permettre l'utilisation, via la relation 7.30, de la calibration Hα corrigée de l'extinction interstellaire (paramètres 7.26) à partir des mesures des raies [OII]λ3727 et Hβ non corrigées. En effet, comme nous le verrons ci-dessous, il existe une relation plus simple dans le cas où la mesure de l'extinction interstellaire est disponible.

La figure 7.15 montre cette relation pour les galaxies à formation d'étoiles du catalogue DR4 du relevé SDSS. Notons que le biais rectiligne visible en haut du nuage de points correspond à l'élimination dans notre échantillon des galaxies avec une mesure trop faible de la raie Hα par rapport à la raie Hβ, qui conduirait à la détermination d'une extinction interstellaire négative. Nous obtenons la relation suivante entre le rapport $R_{\alpha^i 2}$ partiellement corrigé de l'extinction interstellaire et le rapport R_2 non corrigé :

$$\boxed{\log R_{\alpha^i 2} = 2,809 \times \log R_2 - 1,64} \tag{7.32}$$

L'écart type de cette relation est de $0,27\,\mathrm{dex}$.

7.3.2.2 La calibration R_2 du taux de formation d'étoiles

Nous avons établi la calibration R_2 du taux de formation d'étoiles à partir des données du catalogue DR4 du relevé SDSS. Cette calibration est basée sur les mesures des deux raies d'émission [OII]λ3727 et Hβ, corrigées ou non de l'extinction interstellaire, et sur l'utilisation de la calibration Hα. Dans le cas où une correction de

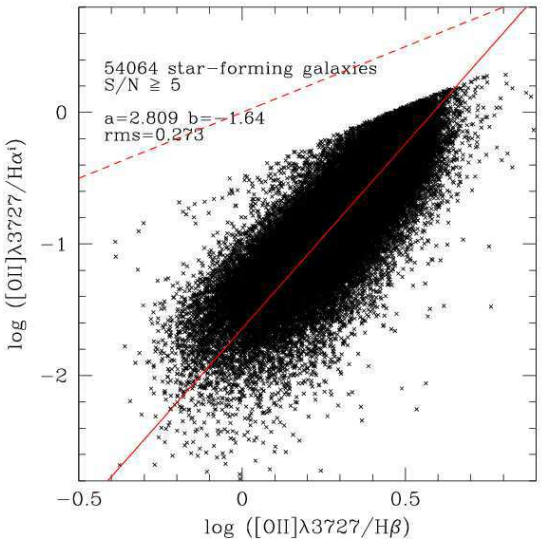


FIG. 7.15 – Relation entre les paramètres $R_{\alpha 2}$ et R_2
Cette figure montre la relation entre le rapport [OII]λ3727/Hα ($R_{\alpha 2}$) partiellement corrigé de l'extinction interstellaire (seule la raie Hα est corrigée) et le rapport [OII]λ3727/Hβ (R_2) non corrigé de l'extinction, pour les galaxies à formation d'étoiles du relevé SDSS avec un rapport signal sur bruit d'au moins 5 pour les raies Hα, Hβ et [OII]λ3727. La droite en pointillés correspond à la relation $y = x$, la droite en trait plein montre l'ajustement linéaire sur les données dont la pente a et l'ordonnée à l'origine b sont indiqués sur le graphique.

l'extinction interstellaire est disponible, la relation entre les rapports $R^{\rm i}_{\alpha 2}$ et $R^{\rm i}_2$ corrigés de l'extinction interstellaire est directe : elle fait simplement appel à la valeur théorique du décrément de Balmer choisie pour déterminer l'extinction interstellaire (Osterbrock, 1989) :

$$\frac{R^{\rm i}_2}{R^{\rm i}_{\alpha 2}} = \left(\frac{{\rm H}\alpha}{{\rm H}\beta}\right)^{\rm i} = 2,85 \tag{7.33}$$

Ainsi la relation entre le taux de formation d'étoiles SFR_{R_2}, la luminosité $L^{\rm i}([\mathrm{OII}])$ de la raie d'émission [OII]λ3727 et le rapport $R^{\rm i}_2$ corrigés de l'extinction interstellaire est égale à :

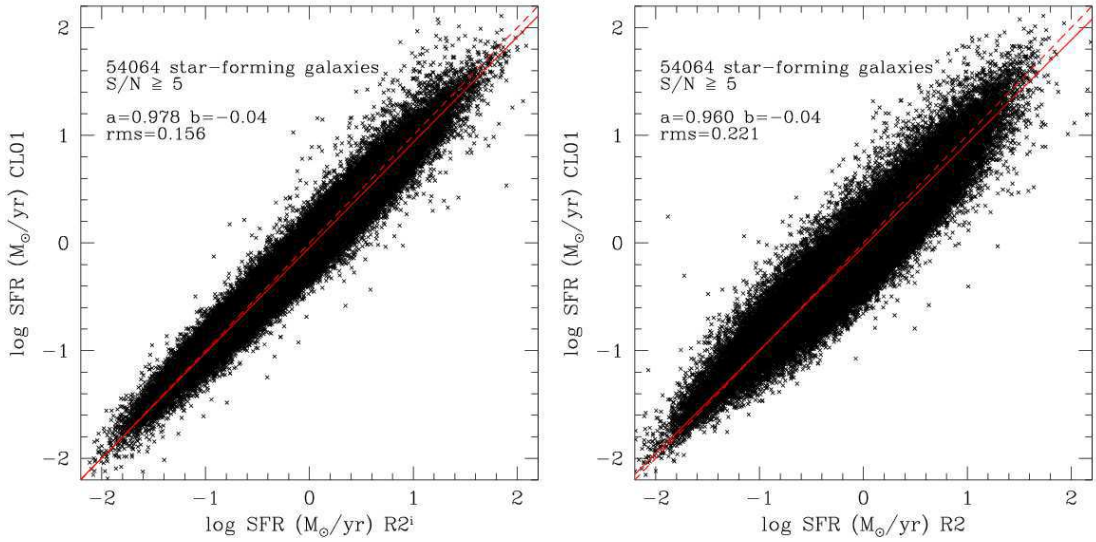
$$\boxed{\log \mathrm{SFR}_{R_2} = -40,66 + 0,982 \times \left(\log L^{\rm i}([\mathrm{OII}]) - \log R^{\rm i}_2 + \log 2,85\right)} \tag{7.34}$$

La figure 7.16(a) montre la relation entre le taux de formation d'étoiles déterminé à l'aide de cette calibration et celui déterminé avec la méthode CL01. L'accord et très satisfaisant et l'incertitude de la calibration R_2 corrigée de l'extinction interstellaire est de seulement $0,16\,\mathrm{dex}$, inférieure à l'incertitude de référence. Nous avons donc obtenu une nouvelle calibration basée sur les raies [OII]λ3727 et Hβ donnant des résultats *aussi bons* que la calibration Hα.

La figure 7.16(b) montre la qualité de la calibration R_2 en l'absence de correction de l'extinction interstellaire. La relation que nous avons utilisée entre le taux de formation d'étoiles SFR_{R_2}, la luminosité $L([\mathrm{OII}])$ de la raie d'émission [OII]λ3727 et le rapport R_2 non corrigés de l'extinction interstellaire, est décrite par l'équation :

$$\boxed{\log \mathrm{SFR}_{R_2} = -40,66 + 0,982 \times (\log L([\mathrm{OII}]) - 2,809 \log R_2 + 1,64)} \tag{7.35}$$

L'accord est de nouveau très satisfaisant et l'incertitude associée à la calibration R_2 non corrigée de l'extinction interstellaire est de $0,22\,\mathrm{dex}$. Cette nouvelle calibration



(a) (b)

FIG. 7.16 – Comparaison entre les taux de formation d'étoiles de référence et la calibration R_2.
Cette figure montre la relation entre le taux de formaiton d'étoiles déterminé à l'aide de la méthode CL01 (Charlot & Longhetti, 2001) sur les galaxies à formation d'étoiles du relevé SDSS avec un rapport signal sur bruit d'au moins 5 pour les raies Hα, Hβ et [OII]λ3727, et le taux de formation d'étoiles retrouvé à l'aide de la calibration R_2 corrigée de l'extinction interstellaire (a) ou non corrigée (b). La droite en pointillés correspond à la relation $y = x$, la droite en trait plein montre l'ajustement sur les données dont la pente a et l'ordonnée à l'origine b sont indiqués sur le graphique.

améliore donc de manière importante la qualité des calibrations [OII] et même Hα non corrigées de l'extinction interstellaire.

Nous avons donc obtenu, grâce aux données publiques du catalogue DR4 du relevé SDSS, plusieurs nouvelles calibrations du taux de formation d'étoiles en fonction de la luminosité d'une ou deux raies d'émission : Hα seule, [OII]λ3727 seule ou [OII]λ3727 et Hβ. De plus toutes ces calibrations ont été étudiées avec ou sans correction de l'extinction interstellaire. Ainsi ce travail sera d'une grande utilité pour déterminer le taux de formation d'étoiles des galaxies dans diverses situations observationnelles.

CHAPITRE 8

L'Univers distant

Sommaire

8.1 La relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédiaire 168
8.1.1 Analyse préliminaire des données 168
8.1.1.1 Classification spectrale 168
8.1.1.2 Levée de la dégénérescence de l'abondance oxygène . . 171
8.1.1.3 Estimation "bayésienne" des métallicités 173
8.1.2 Résultats 175
8.1.2.1 Ajout d'autres échantillons 176
8.1.2.2 Ajustement épais 178
8.1.2.3 Évolution en fonction du décalage spectral 180
8.2 Évolution de la relation masse-métallicité 182
8.2.1 Sélection de l'échantillon 183
8.2.1.1 Estimation des masses 183
8.2.1.2 Estimation des métallicités 185
8.2.2 La relation masse-métallicité 187
8.2.2.1 Évolution en fonction du décalage spectral 187
8.2.2.2 Métallicités moyennes 191
8.2.2.3 Évolution du taux de formation d'étoiles 192

8.1 La relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédiaire

Après avoir obtenu une référence de la relation luminosité-métallicité dans l'Univers local, nous allons utiliser les données de l'échantillon LCL05 pour étudier l'évolution de cette relation à décalage spectral intermédiaire ($0,2 < z < 1,0$). Suite aux études précédentes, réalisées sur des échantillons plus petits ou portant sur un type plus spécifique de galaxies, il n'existe pas de consensus sur l'évolution de la relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédaire ($0,2 < z < 1,0$). Certains travaux concluent à une augmentation de la pente de cette relation (Kobulnicky et al., 2003; Maier et al., 2004; Liang et al., 2004; Hammer et al., 2005; Kobulnicky & Kewley, 2004), d'autres à une absence d'évolution (Kobulnicky & Zaritsky, 1999; Lilly et al., 2003). Pourtant, comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 4.2.2), cette évolution de la pente de la relation luminosité-métallicité est une des clés pour comprendre le mode de formation et d'évolution des galaxies.

Nous allons donc tenter d'apporter notre réponse à cette question grâce aux données de l'échantillon LCL05. Rappelons par ailleurs que l'évolution de la relation luminosité-métallicité est en fait la somme de l'évolution des relations masse-métallicité, directement liée à l'histoire globale de formation d'étoiles de la galaxie, et masse-luminosité, plus affectée par l'histoire récente de la galaxie. Comme nous le verrons plus loin, une correction de l'évolution en luminosité est néanmoins possible.

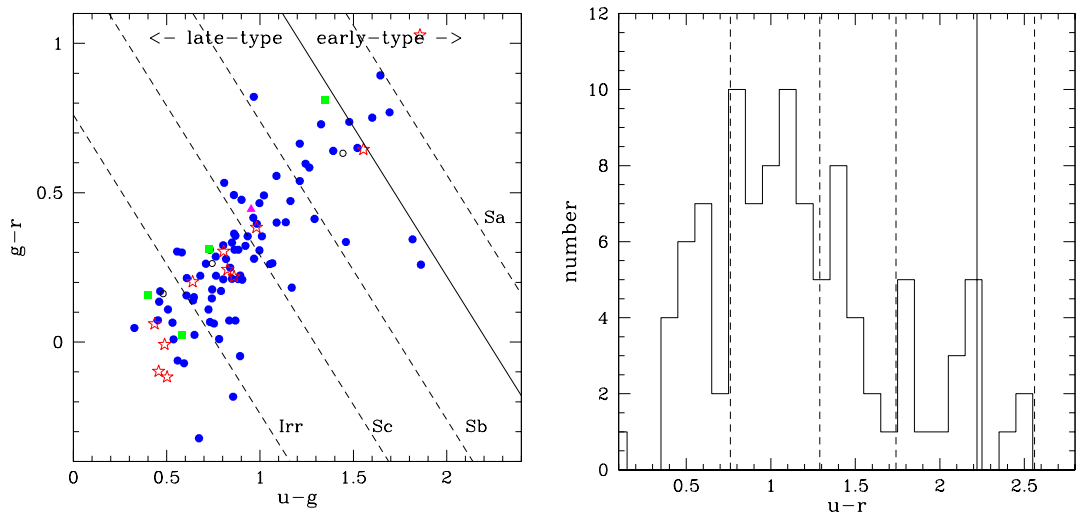
8.1.1 Analyse préliminaire des données

Nous allons décrire dans cette section le travail préliminaire que nous avons effectué pour pouvoir estimer la relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédiaire. L'échantillon LCL05 n'as pas fait l'objet d'une sélection précise en magnitude apparente ou sur le signal sur bruit des spectres. Néanmoins nous avons sélectionné les galaxies pour lesquelles les principales raies nécessaire à l'estimation de la métallicité sont mesurables correctement (rapport signal sur bruit au moins de l'ordre de 3).

La figure 8.1 montre la répartition des galaxies en fonction de leurs couleurs ($u-g$, $g-r$ et $u-r$). Pour comparaison, les couleurs moyennes de différents types de galaxies dans le relevé SDSS ont été tracées sur cette figure, ainsi que la séparation empirique entre galaxies précoces et tardives (Strateva et al., 2001). Notons que ces valeurs ne sont valables qu'en moyenne pour une population statistiquement significative de galaxies. En effet les couleurs d'un type morphologique donné peuvent varier d'une galaxie à l'autre à cause des différents paramètres physiques à l'oeuvre (extinction interstellaire, taux de formation d'étoiles instantané, métallicité, etc...), si bien que les différents types morphologiques se superposent toujours en partie sur ce type de diagrammes. Nous pouvons néanmoins conclure que nous avons sélectionné un échantillon constitué essentiellement de galaxies de type tardif, ce qui est cohérent avec le critère de présence des raies d'émission.

8.1.1.1 Classification spectrale

L'échantillon LCL05 est composé de 141 galaxies à raies d'émission. Avant d'exploiter ces données pour calculer la relation luminosité-métallicité, nous devons séparer les galaxies à formation d'étoiles des galaxies à noyaux actifs. Nous avons d'abord recherché la présence de galaxies à raies larges en comparant les largeurs des raies de recombinaison et des raies collisionnelles estimées indépendamment avec le logiciel "platefit". Nous n'en avons pas trouvé.



(a) (b)

FIG. 8.1 – Répartition des couleurs des galaxies LCL05.
Les courbes en tirets représentent les valeurs moyennes de la couleur $u-r$ pour les galaxies spirales de types Sa, Sb ou Sc, et irrégulières : respectivement $2,56$, $1,74$, $1,29$ et $0,76$. La droite en trait plein représente la séparation empirique entre galaxies de type tardif et galaxies de type précoce : $u-r=2,22$ (Strateva et al., 2001).
(a) Diagramme couleur-couleur $g-r$ vs. $u-g$ des galaxies de l'échantillon LCL05. Les galaxies sont représentées selon la classification spectrale de la figure 8.2.
(b) Histogramme des couleurs $u-r$ des galaxies de l'échantillon LCL05.

Nous avons donc appliqué la classification spectrale pour séparer les galaxies à noyaux actifs à raies étroites des galaxies à formation d'étoiles. La figure 8.2 montre le résultat de ce travail. Étant donné leur décalage spectral, la majorité des galaxies de l'échantillon LCL05 ne présentent pas les raies de la partie rouge du spectre (Hα, [NII]λ6584 et [SII]$\lambda\lambda$6717,6731), situées en dehors du domaine de longueur d'onde du spectroscope. Nous avons donc appliqué la classification rouge (Kewley et al., 2001) sur les 37 galaxies où toutes les raies étaient disponibles, et la classification bleue calibrée à partir du relevé 2dFGRS (Lamareille et al., 2004) sur les 104 autres. Nous avons finalement trouvé (Lamareille et al., 2006b) 115 galaxies à formation d'étoiles, 7 galaxies Seyfert 2, 16 objets tombant dans la zone d'incertitude de la classification bleue (les étoiles rouges sur la figure 8.2(c,d)), et 3 objets non classés à cause d'une ou plusieurs raies manquantes.

Notons les barres d'erreur très importantes pour certaines galaxies classées comme Seyfert 2 à l'aide de la classification bleue. Après avoir vérifié les spectres de ces galaxies, nous avons constaté que cela était dû à une raie d'émission Hβ très faible donc mesurée avec une grande incertitude. La classification de ces galaxies est donc peu fiable même si nous ne pouvons pas exclure l'hypohtèse qu'elle soit exacte.

Nous avons aussi remarqué la présence de quatre galaxies (LCL05 045, LCL05 065, LCL05 109 et LCL05 142) avec un rapport [OIII]λ5007/[OII]λ5007 relativement élevé ($\log(O_{32})>0,7$) et qui sont classifiées comme des galaxies Seyfert 2 si on se réfère à un des deux classifications bleues (figure 8.2(c)). Cependant de telles galaxies ne sont pas observées dans l'échantillon que nous avons utilisé pour calibrer cette classification (voir la figure 7.4 page 142). De plus une étude récent a montré que les galaxies avec un fort rapport O_{32} devenaient plus courantes à grand décalage spectral et qu'il s'agissait de galaxies à formation d'étoiles et à faible métallicité (Maier et al., 2006).

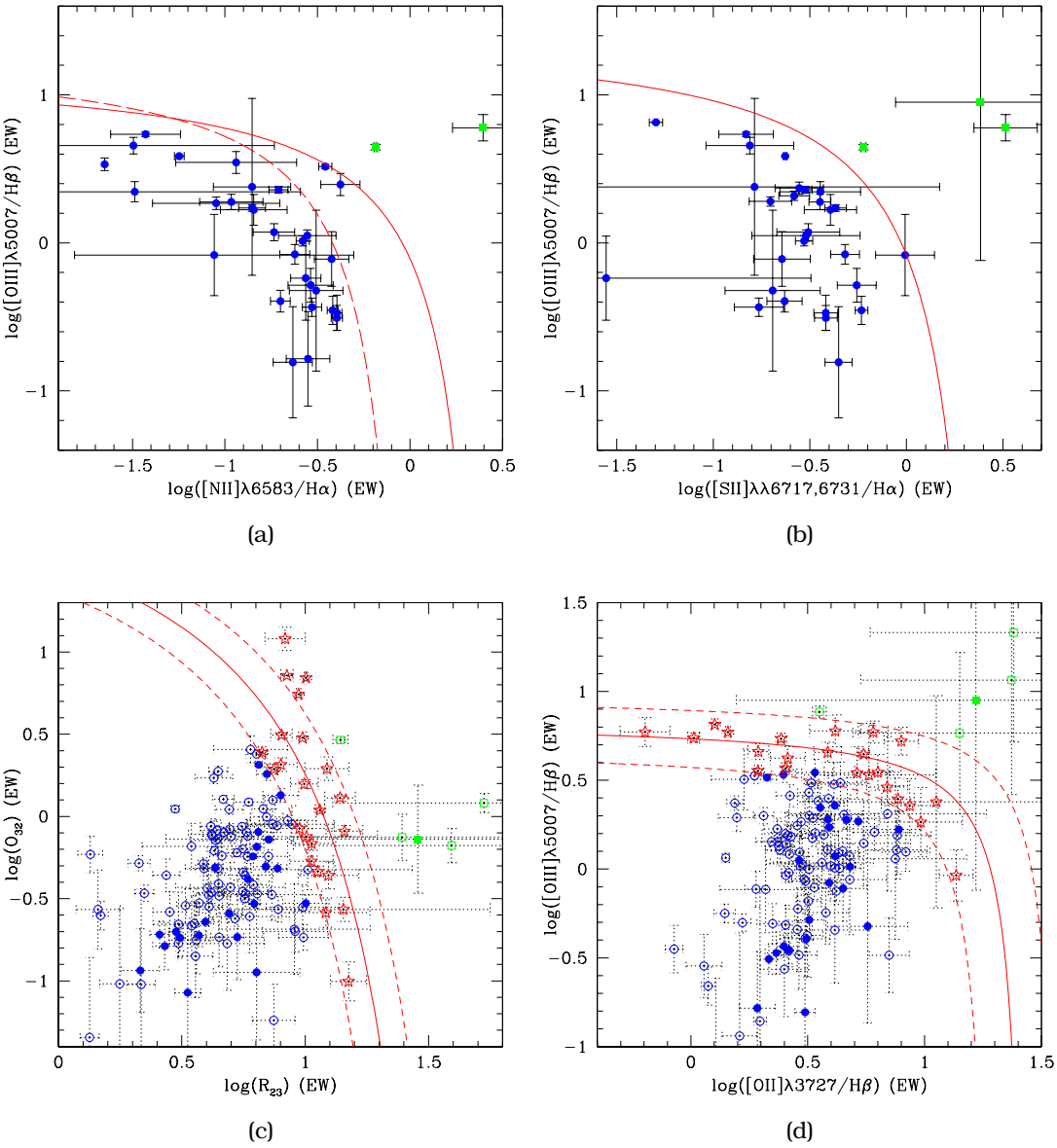


FIG. 8.2 – Classifications spectrales des galaxies LCL05.
Ces quatres figures montrent la classification spectrale des galaxies de l'échantillon LCL05. Les galaxies à formation d'étoiles sont représentées par des ronds bleus et les galaxies Seyfert 2 par des carrés verts.
(a)(b) Classification standard rouge. Les courbes en traits pleins sont les limites théoriques données par les relations 7.1 et 7.2 (Kewley et al., 2001). La courbe en tirets sur le diagramme (a) est la séparation empirique des galaxies du SDSS (Kauffmann et al., 2003a).
(c)(d) Classification bleue. Les courbes en traits pleins sont les séparations empiriques définies par les relations 7.6 et 7.7 (Lamareille et al., 2004). Les courbes en tirets délimitent le domaine d'incertitude associé. Les galaxies appartenant à ce domaine sont représentées par des étoiles rouges. Les symboles remplis représentent les galaxies pour lesquelles une classification rouge est disponible.

Nous ne pouvons donc pas garantir la validité de ce résultat. Notons effectivement que deux de ces galaxies, LCL05 045 et LCL05 065, peuvent être classifiées comme galaxies à formation d'étoiles à l'aide de la classification rouge, à l'aide d'observations indépendantes (C. Maier, communication privée) dans le premier cas ou avec nos propres observations dans le second cas. Nous décidons donc de nous référer à la deuxième classification bleue (figure 8.2(d)) pour ces galaxies extrêmes.

8.1.1.2 Levée de la dégénérescence de l'abondance oxygène

Comme nous l'avons vu plus haut (voir la section 7.2.1), la métallicité estimée à partir des raies de l'oxygène (calibration R_{23}) souffre d'une dégénérescence entre les galaxies à forte métallicité et les galaxies à faible métallicité, qui présentent des rapports R_{23} et O_{32} similaires, alors que les galaxies à métallicité intermédiaire correspondent à un maximum pour le rapport R_{23}. Néanmoins, cette dégénérescence de l'abondance en oxygène peut être levée en utilisant un diagnostique basé sur un indicateur secondaire non dégénéré, comme le diagnostique N2 par exemple (voir la relation 7.16 page 151). Cependant le diagnostique N2 ne peut être utilisé que si les raies d'émission Hα et [NII]λ6584 sont présentes dans le spectre des galaxies observées, ce qui n'est pas le cas pour environ $3/4$ des galaxies de l'échantillon LCL05. Pour les 24 galaxies à formation d'étoiles où ce diagnostique était applicable, nous avons trouvé 5 galaxies à faible métallicité et 19 galaxies à forte métallicité.

Dans les autres cas, nous devons utiliser un nouveau diagnostique faisant appel uniquement aux informations disponibles. Partant de l'hypothèse que les galaxies les plus métalliques sont aussi les plus vieilles, nous avons exploré la possibilité d'un diagnostique basé sur la couleur des galaxies mais sans succès : une relation existe bien mais la dispersion est trop grande pour permettre un diagnostique fiable. Nous savons aussi qu'il existe une relation non dégénérée entre la métallicité et le paramètre O_{32} (comme le montre la figure 7.9 où la métallicité est assimilée au rapprt [NII]λ6584/Hα). Mais là encore nous voyons qu'il existe une trop grande variété de valeurs possibles pour le rapport O_{32} à la limite entre les galaxies à forte et à faible métallicité.

Le diagnostique L Dans plusieurs études précédentes (Kobulnicky & Zaritsky, 1999; Lilly et al., 2003), la luminosité des galaxies a déjà été utilisée comme indicateur secondaire de métallicité. Ce diagnostique est justifié par l'existence de la relation luminosité-métallicité. Pour autant il souffre de deux inconvénients : la dispersion de la relation luminosité-métallicité empêche la mise en oeuvre d'un diagnostique fiable autour de la région intermédiaire, et une possible évolution de cette relation en fonction du décalage spectral ne permet pas à priori de garantir le résultat de ce diagnostique pour l'Univers distant. Néanmoins nous allons montrer que ce diagnostique reste statistiquement valide pour estimer la relation luminosité-métallicité.

La figure 8.3(a) montre le principe du diagnostique L : parmi les deux valeurs possibles de l'abondance en oxygène d'une même galaxie, nous choisissons celle qui est la plus proche de la relation luminosité-métallicité telle que nous l'avons calibrée avec le relevé 2dFGRS (Lamareille et al., 2004). Notons que nous n'utilisons pas cette relation pour assigner une métallicité à une galaxie en fonction de cette luminosité. La métallicité est toujours déterminée à l'aide d'une méthode semi-empirique (la méthode R_{23} dans notre cas), ce qui autorise une variation pour une même luminosité.

Compte tenu de la dispersion intrinsèque de la relation luminosité-métallicité, nous ne pouvons considérer le diagnostique L comme fiable que lorsque l'une des deux valeurs possibles de la métallicité en est suffisamment distante. Le critère de

fiabilité que nous avons choisi est de 3 fois l'écart-type de la relation luminosité-métallicité standard. En effet, la théorie statistique nous dit que seuls environ 5% des objets sont situés en dehors de cet intervalle, pour un échantillon supposé non biaisé. Nous concluons donc que le diagnostique L, utilisé dans sa zone de fiabilité, n'est faux que dans quelques cas rares et que cette incertitude n'affecte que très marginalement l'estimation de la relation luminosité-métallicité.

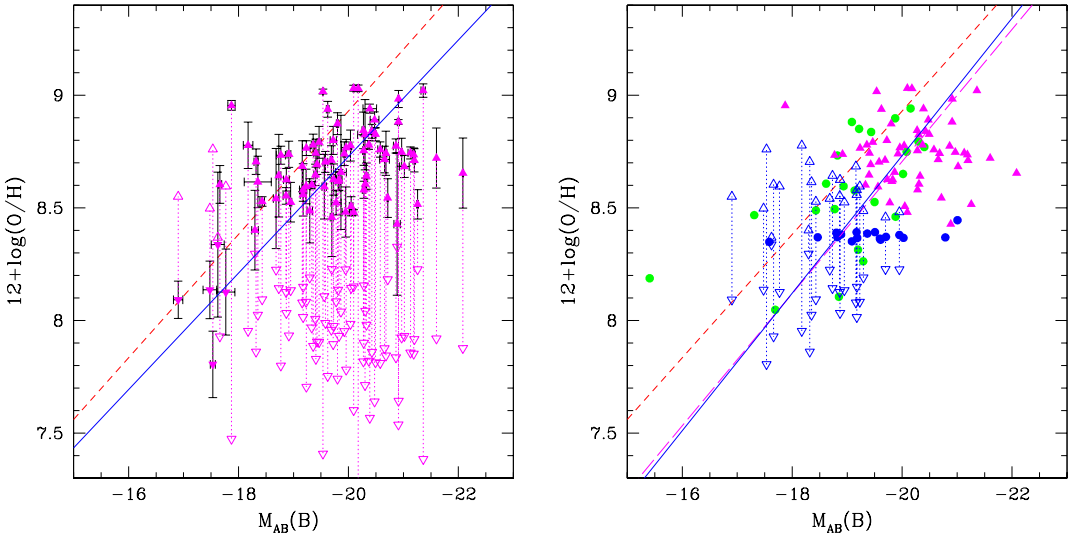


FIG. 8.3 – Levée de la dégénérescence de l'abondance en oxygène avec le diagnostique L et les galaxies LCL05.
Ces deux figures présentent la relation luminosité-métallicité en bande B des galaxies de l'échantillon LCL05 pour lesquelles il n'est pas possible de lever la dégénérescence en oxygène à l'aide du diagnostique N2. La droite pleine bleue donne, dans les deux cas, le meilleur ajustement des points de mesures. La droite en tirets rouge rappelle la relation luminosité-métallicité estimée à partir du relevé 2dFGRS.
(a) Nous avons tracé, pour chaque galaxie, les deux valeurs possibles de l'abondance en oxgène reliées par une droite en pointillés. Les symboles pleins représentent la valeur choisie selon le diagnostique L.
(b) Nous avons tracé, pour chaque galaxie, l'abondance en oxygène estimée soit avec le diagnostique N2 si possible (points verts), soit pour les galaxies de la branche intermédiaire (points bleus), soit avec le diagnostique L fiable (triangles magenta). Pour les galaxies avec un diagnostique L non fiable (triangles bleus), les deux valeurs possibles sont tracées et reliées par une droite en pointillés. La droite en tirets magenta montre le meilleur ajustement réalisé uniquement avec les points ayant un diagnostique fiable.

De plus, la figure 8.3(b) montre que l'erreur sur le diagnostique L en dehors de sa zone de fiabilité n'affecte pas non plus l'estimation de la relation luminosité-métallicité de manière significative. En effet, pour les galaxies où le diagnostique L n'était pas fiable, nous avons considéré leurs deux valeurs possibles de la métallicité comme deux galaxies différentes. La relation luminosité-métallicité que nous estimons avec cette hypothèse est quasiment identique à celle que nous estimons avec uniquement les diagnostiques fiables de métallicité (le diagnostique N2 et le diagnostique L dans sa zone de fiabilité). Ce résultat indique que l'estimation de la relation luminosité-métallicité ne dépend pas du choix de la métallicité des galaxies situées en dehors de la zone de fiabilité du diagnostique L. Cet effet est confirmé par la faible différence

entre les deux valeurs possibles pour les galaxies concernées.

Notons enfin l'effet de l'évolution de la relation luminosité-métallicité sur le diagnostique L. Comme on peut le voir sur la figure 8.3, seules une inversion de la pente ou une diminution importante ($> 0,6\,\mathrm{dex}$) de la relation luminosité-métallicité sont en mesure de changer les résultats du diagnostique L dans sa zone de fiabilité. Rappelons que ce raisonnement n'est potentiellement valable que pour notre échantillon, où nous avons pu vérifier que la différence entre les deux valeurs possible de la métallicité augmente avec la luminosité. Ceci rend en effet très improbable les galaxies très lumineuses à faible métallicité, à moins d'une évolution importante de la relation luminosité-métallicité. Le diagnostique L doit donc être utilisé avec prudence sur d'autres échantillons, en particulier à très grand décalage spectral, avec lesquels il convient de vérifier où se situent les galaxies avec deux estimations voisines de leur métallicité.

Nous trouvons finalement, diagnostiques N2 et L confondus, 10 galaxies à faible métallicité, 94 galaxies à forte métallicité et 17 galaxies à métallicité intermédiaire (les galaxies dont le rapport R_{23} dépasse la valeur maximale autorisée par la calibration : $12 + \log(\mathrm{O/H}) \approx 8,3$).

8.1.1.3 Estimation "bayésienne" des métallicités

Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 6.2.1), la méthode "bayésienne" consiste à comparer un ensemble de points de mesures à une bibliothèque de modèles, puis à synthétiser les résultats sous forme de distributions de probabilités des paramètres physiques observés. Cette méthode peut être appliquée aux répartitions spectrales d'énergie des galaxies pour déterminer les propriétés de la composante stellaire, mais aussi aux luminosités des raies d'émission pour déterminer les propriétés du gaz. Ainsi la méthode CL01 (Charlot & Longhetti, 2001) consiste à comparer les luminosités de toutes les raies d'émission d'une galaxie à une bibliothèque de modèles dont les paramètres physiques sont la métallicité, le degré d'ionisation, le rapport entre la quantité de poussière et la quantité de métaux, l'extinction interstellaire et le taux de formation d'étoiles. Le taux de formation d'étoiles est directement relié à l'intensité des raies d'émission car ce sont les étoiles jeunes qui permettent leur apparition en ionisant le gaz. Ce paramètre est proportionnel à la constante de normalisation des modèles, à l'image de la masse pour les répartitions spectrales d'énergie.

La méthode CL01 possède de nombreux avantages par rapport à la méthode R_{23}. Elle est plus précise car prenant en compte plus de paramètres physiques, et notamment l'extinction interstellaire qui n'a pas à être corrigée au préalable. De plus la méthode CL01 n'est pas dégénérée car elle utilise l'information contenue dans toutes les raies d'émission principales du spectre visible : [OII]λ3727, [OIII]$\lambda\lambda$4959,5007, [NII]λ6584, [SII]$\lambda\lambda$6717,6731, Hα et Hβ. Cependant, comme la méthode R_{23}, la méthode CL01 devient dégénérée lorsqu'elle est basée uniquement sur les rais de l'oxygène et la raie Hβ, ce qui est le cas de la majorité des spectres de l'échantillon LCL05 où les autres raies ne sont pas observées.

La figure 8.4 montre l'effet de cette dégénérescence sur les distibutions de probabilités des métallicités de quelques galaxies. Lorsque les raies de la partie rouge du spectre ne sont pas disponibles, on voit clairement apparaître deux pics de probabilité pour deux valeurs distinctes qui correspondent aux deux calibrations de la méthode R_{23} à faible et à forte métallicité. Toutefois, ces deux pics n'ont pas exactement la même probabilité. En effet, même en utilisant uniquement les raies de l'oxygène, la méthode CL01 est en mesure de différencier légèrement les galaxies à faible et à forte métallicité. Cela est dû à la prise en compte du degré d'ionisation (via le rapport O_{32})

et de l'extinction interstellaire (via les intensités relatives des raies à différentes longueurs d'onde). Ces deux paramètres sont correllés avec la métallicité des galaxies dans la bibliothèque de modèles, afin de reproduire les propriétés observées des galaxies.

Nous pouvons donc exploiter cet avantage de la méthode "bayésienne" pour estimer directement les métallicités sans faire appel à un diagnostique secondaire. Nous avons ajusté, par une méthode de minimisation du χ^2, deux lois normales aux deux pics des distributions de probabilités estimées par la méthode CL01. Parmi, ces deux pics, celui qui a la plus forte intensité est conservé comme estimation de la métallicité de la galaxie, et sa largeur donne l'incertitude associée.

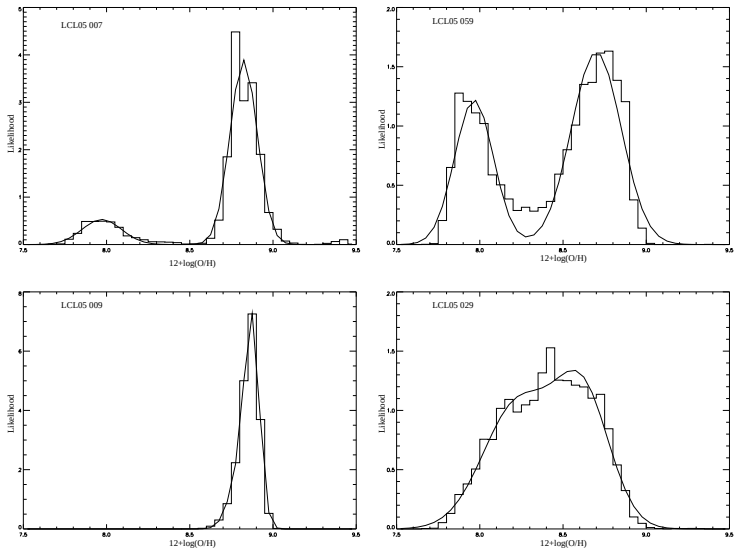


FIG. 8.4 – Calcul des métallicités des galaxies LCL05 avec la méthode CL01. Cette figure présente les distributions de probabilités de l'abondance en oxygène calculées avec la méthode CL01 (Charlot & Longhetti, 2001) pour quatre galaxies de l'échantillon LCL05. Les courbes présentent l'ajustement réalisé sous forme de deux lois normales. La galaxie LCL05 007 (en haut à gauche) présente toutes les raies d'émission avec une raie [OIII]λ5007 faible. La galaxie LCL05 059 (en haut à droite) présente uniquement les raies de la partie bleue du spectre. La galaxie LCL05 009 (en bas à gauche) présente toutes les raies d'émission. La galaxie LCL05 029 (en bas à droite) présente uniquement les raies de la partie bleue du spectre avec une raie [OIII]λ5007 faible.

La figure 8.5 montre la comparaison entre les métallicités déterminées d'une part avec la méthode R_{23} et le diagnostique N2 ou L, et d'autre part avec la méthode CL01, pour les galaxies de l'échantillon LCL05. Les deux méthodes donnent des résultats similaires, avec une dispersion de l'ordre de l'erreur de mesure. Seules trois galaxies montrent des résultats très différents à cause d'un diagnostique de métallicité contradictoire (faible métallicité avec une méthode et forte avec l'autre). Notons une tendance pour la méthode R_{23} à sous-estimer les fortes métallicités par rapport à la méthode CL01. Un régression linéaire entre les deux méthodes donne une pente de $0,67$. Cette différence peut être facilement expliquée par la condensation des métaux dans les grains de poussière, phénomène qui n'est pas pris en compte avec la calibration R_{23}.

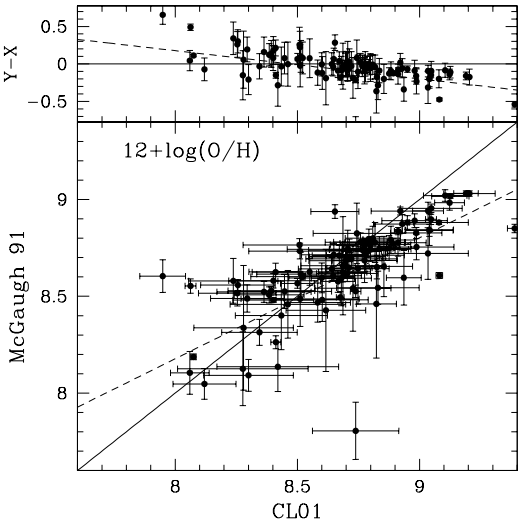


FIG. 8.5 – Comparaison des estimations des métallicités des galaxies LCL05. Cette figure compare les métallicités des galaxies de l'échantillon LCL05 calculées avec la méthode R_{23} (McGaugh, 1991) en fonction de celles calculées avec la méthode CL01 (Charlot & Longhetti, 2001). Le panneau du haut présente les résidus autour de la droite d'équation $y = x$ (en trait plein). Le meilleur ajustement est représenté par la droite en tirets.

8.1.2 Résultats

La figure 8.6 montre la relation luminosité-métallicité que nous avons estimé en bande B pour l'échantillon LCL05. La relation obtenue avec la méthode R_{23} et les diagnostiques N2 ou L est décrite par l'équation suivante (Lamareille et al., 2006a) :

$$\boxed{12 + \log(\mathrm{O/H}) = 3,55(\pm 0,54) - 0,26(\pm 0,03) \times M_B} \tag{8.1}$$

Les résidus autour de cette droite ont un écart-type de $0,25\,\mathrm{dex}$. Si l'on tient compte des barres d'erreur, cette relation est en très bon accord avec la relation de référence obtenue sur le relevé 2dFGRS (Lamareille et al., 2004). Notons toutefois une légère tendance vers une métallicité moyenne plus faible tandis que la pente reste stable. Le premier effet peut s'expliquer de deux façons car il peut s'agir aussi bien d'une diminution de la métallicité des galaxies que d'une augmentation de leur luminosité à plus grand décalage spectral. La stabilité de la pente suggère de son côté le modèle de la "boîte ouverte" où la relation entre luminosité et métallicité est uniquement due à l'augmentation du potentiel gravitationnel dans les galaxies lumineuses. Nous étudierons ces deux effets plus en détail ci-après. Notons aussi que la dispersion de la relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédiaire est en accord avec les résultats obtenus dans l'Univers local.

La relation obtenue avec la méthode CL01 est décrite par l'équation suivante :

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = 2,06(\pm 0,99) - 0,34(\pm 0,05) \times M_B \tag{8.2}$$

Les résidus autour de cette droite ont un écart-type de $0,36\,\mathrm{dex}$. Cette fois-ci, nous observons une augmentation non-négligable de la pente de la relation luminosité-métallicité par rapport à l'estimation obtenue avec le relevé SDSS (Tremonti et al., 2004). Nous interprétons ce résultat par la différence entre les critères de sélection utilisés d'une part sur le relevé SDSS et d'autre part sur le relevé 2dFGRS ou l'échantillon LCL05. Ces deux derniers font en effet appel à des critères de sélection

plus strictes que le premier sur l'intensité des raies d'émission. Ceci a pour conséquence de favoriser une proportion plus importante de galaxies à métallicité moyenne ($12 + \log(\mathrm{O/H}) \approx 8,3$), dont les raies d'émission sont plus intenses, ce qui explique une pente plus grande et une ordonnée à l'origine plus petite dans le cas du relevé 2dFGRS ou de l'échantillon LCL05 que dans le cas du relevé SDSS.

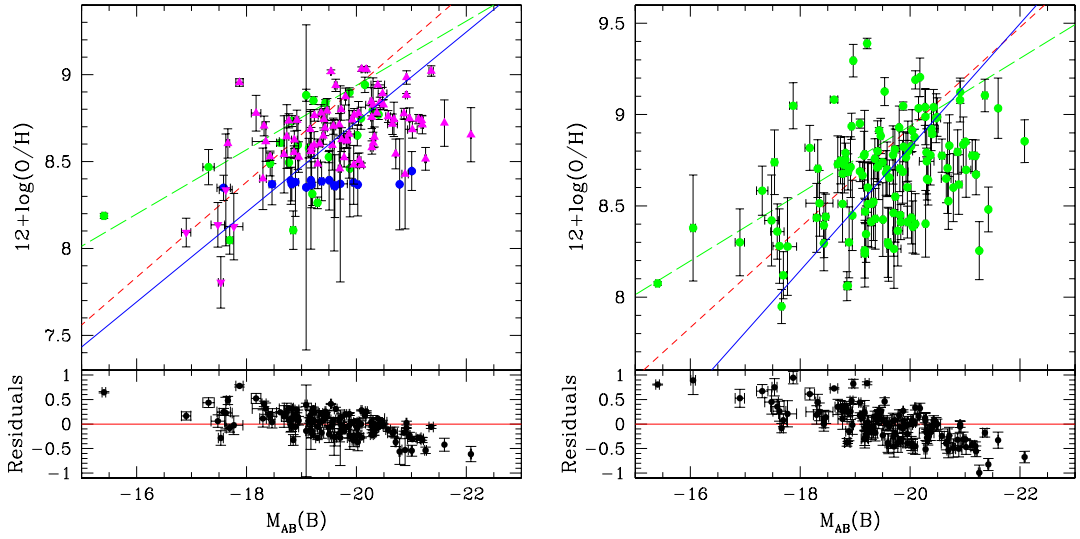


FIG. 8.6 – Relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05.
Ceux des figures présentent la relation luminosité-métallicité en bande B des galaxies de l'échantillon LCL05. Les métallicités ont été calculées à l'aide de la méthode R_{23} (a ; McGaugh, 1991) ou de la méthode CL01 (b ; Charlot & Longhetti, 2001). La droite bleue en trait plein présente le meilleur ajustement et le panneau du bas les résidus autour de ce dernier. La droite rouge en petits tirets présente la relation estimée à partir du relevé 2dFGRS (Lamareille et al., 2004) et la droite verte en longs tirets présent la relation estimée à partir du relevé SDSS (Tremonti et al., 2004). Sur la figure (a), la dégénérescence en oxygène a été levée à l'aide du diagnostique N2 (points verts ; van Zee et al., 1998), des galaxies sur la branche intermédiaire (points bleus) ou du diagnostique L (triangles magenta).

8.1.2.1 Ajout d'autres échantillons

La figure 8.7(a) montre un aperçu des effets de sélection à l'oeuvre dans l'échantillon LCL05 en fonction du décalage spectral. Nous voyons que la luminosité moyenne augmente avec le décalage spectral. Cette effet est dû d'une part au biais de Malmquist : la magnitude absolue minimale des galaxies augmente avec le décalage spectral à cause de la limite en magnitude apparente imposée par l'instrument de mesure. De plus l'augmentation du volume comobile d'Univers observé avec le décalage spectral provoque un biais supplémentaire : les galaxies très lumineuses, qui sont aussi très rares dans l'Univers, ont statistiquement plus de chance d'être observées à grand décalage spectral.

Le biais de Malmquist influence la fonction de sélection des métallicités des galaxies car les galaxies peu métalliques, donc peu lumineuses en vertu de la relation luminosité-métallicité, ne peuvent pas être observées à grand décalage spectral. De plus, nous observons une limite horizontale en métallicité ($12 + \log(\mathrm{O/H}) \lesssim 9,0$) qui est due à la sélection des galaxies à raies d'émission. Ces dernières deviennent en effet

trop faibles à très forte métallicité.

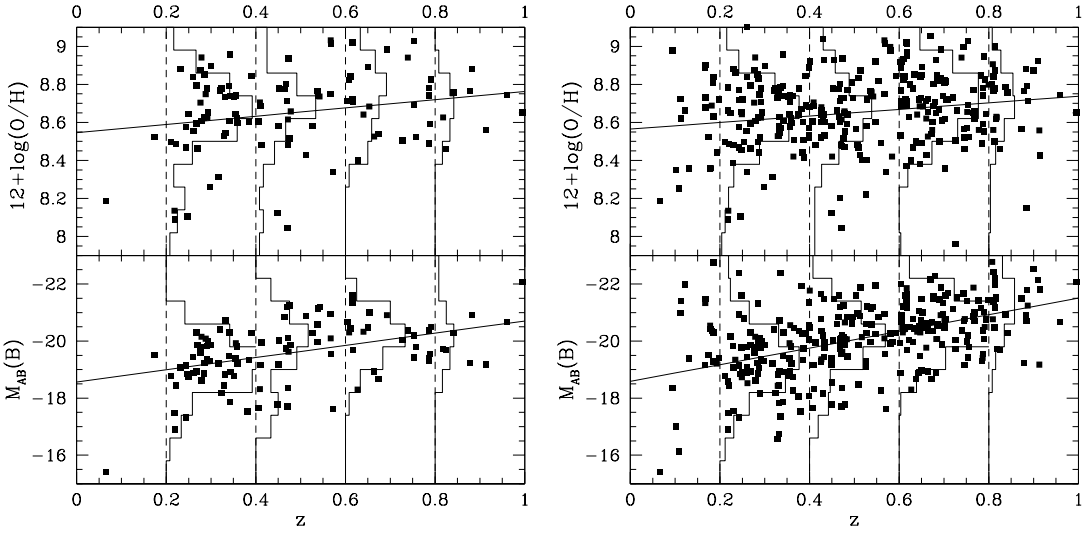


FIG. 8.7 – Effets de sélection en magnitude et métallicité des galaxies LCL05. Ces deux figures présentent les métallicités (panneau du haut) et les magnitudes absolues en bande B (panneau du bas), des galaxies de l'échantillon LCL05 seul (a) ou avec les échantillons de comparaison (b), en fonction du décalage spectral. Les histogrammes des valeurs disponibles sont présentés pour les intervalles de décalages spectraux $0,2 < z < 0,4$, $0,4 < z < 0,6$, $0,6 < z < 0,8$ et $0,8 < z < 1,0$. Les droites présentent le meilleur ajustement des points de mesure.

Afin de minimiser statistiquement les effets de sélection, nous avons ajouté à notre échantillon de galaxies à formation d'étoiles les résultats de plusieurs autres échantillons publiés dans la littérature (Kobulnicky & Zaritsky, 1999; Hammer et al., 2001; Contini et al., 2002; Kobulnicky et al., 2003; Lilly et al., 2003; Liang et al., 2004). Toutes les métallicités de ces galaxies supplémentaires ont été estimées à l'aide de la méthode R_{23}. Leurs magnitudes absolues ont été converties, si nécessaire, dans le système AB et dans le même espace de paramètres cosmologiques que celui que nous avons utilisé : $H_0 = 71\,\mathrm{km.s^{-1}.Mpc^{-1}}$, $\Omega_\mathrm{m} = 0,27$ et $\Omega_\Lambda = 0,73$.

La figure 8.8 montre la relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédiaire obtenue après l'ajout des autres échantillons. La figure 8.7(b) montre les effets de sélection du nouvel échantillon : le biais de Malmquist est toujours présent mais la répartition des points est plus homogène en fonction du décalage spectral. Le meilleur ajustement de la relation est obtenu pour l'équation suivante (Lamareille et al., 2006a) :

$$\boxed{12 + \log(\mathrm{O/H}) = 3,36(\pm 0,53) - 0,26(\pm 0,03) \times M_B} \qquad (8.3)$$

Les résidus autour de cette droite ont un écart-type de $0,33\,\mathrm{dex}$. L'ajout d'autres échantillons confirme donc les résultats obtenus avec l'échantillon LCL05 seul : une pente stable par rapport aux résultats obtenus dans l'Univers local et une métallicité moyenne plus faible (de $0,19\,\mathrm{dex}$ par rapport à l'échantillon LCL05 seul). Même si cette écart est inférieur à l'incertitude sur l'ordonnée à l'origine ($0,53\,\mathrm{dex}$), il dénote clairement une tendance que nous discuterons ci-après. Notons que l'étude de la figure 8.7 montre clairement que cet écart, plus important que dans l'échantillon LCL05 seul, peut s'expliquer par l'ajout de galaxies à forte luminosité, plus que par

un changement dans la distribution des métallicités.

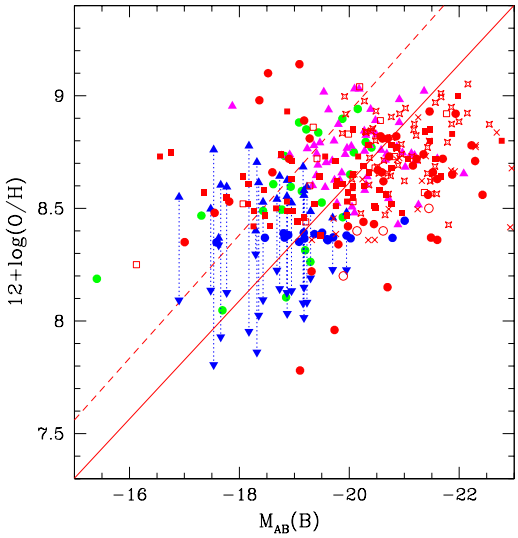


FIG. 8.8 – Relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05 avec d'autres échantillons.
Cette figure présente la relation luminosité-métallicité en bande B de l'échantillon LCL05 (même légende que sur la figure 8.3(b) avec l'ajout des échantillons de comparaison (symboles rouges) : carrés vides (Kobulnicky & Zaritsky, 1999), carrés pleins (Kobulnicky et al., 2003), ronds vides (Hammer et al., 2001), ronds pleins (Liang et al., 2004), étoiles (Lilly et al., 2003) et croix (Contini et al., 2002, $z > 0,1$). La droite en trait plein présente le meilleur ajustement sur ces données. La droit en tirets rappelle la relation estimée à partir du relevé 2dFGRS.

8.1.2.2 Ajustement épais

La pente des résidus de la relation luminosité-métallicité visible sur la figure 8.1, ainsi que la valeur importante de leur écart-type, indiquent que celle-ci n'est pas correctement ajustée par une droite seule. En effet, comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 7.2.2), la dispersion des métallicités des galaxies pour une luminosité donnée n'est pas due à des problèmes observationnels, mais correspond à un ou plusieurs phénomènes physiques réels. Ainsi il est donc souhaitable de tenir compte de cet effet dans la méthode que nous utilisons pour ajuster la relation luminosité-métallicité.

Nous proposons l'ajustement épais. Celui-ci consiste à ne pas considérer la relation luminosité-métallicité comme une droite mais comme la région, située entre deux droites extrêmes, où se situent l'essentiel des galaxies. Afin de déterminer les deux droites délimitant l'ajustement épais, nous divisons l'échantillon en galaxies riches en métaux et en galaxies pauvres en métaux. Contrairement à ce que nous avons fait plus haut sur le relevé 2dFGRS, la division en galaxie riches ou pauvres en métaux ne correspond pas à une limite horizontale en métallicité. Nous proposons en effet de divisier l'échantillon en tenant compte de la luminosité des galaxies, de telle sorte que la distinction entre galaxies riches ou pauvres en métaux soit relative à la métallicité moyenne pour une luminosité donnée.

Comme nous l'avons vu ci-dessus, la pente de la relation luminosité-métallicité n'évolue pas ou peu à décalage spectral intermédiaire. Nous utilisons donc la pente de référence établie avec le relevé 2dFGRS ($-0,27$) pour établir une distinction entre

galaxies riches en métaux (métallicité plus forte que la moyenne à une luminosité donnée) ou pauvres en métaux (métallicité plus faible que la moyenne à une luminosité donnée). Notons en revanche que nous tenons compte de l'évolution de l'ordonnée à l'origine en soustrayant $0,2\,\mathrm{dex}$ à la relation standard dans le cas de l'échantillon LCL05 seul, et $0,32\ \mathrm{dex}$ dans le cas de l'ajout des échantillons de comparaison. La figure 8.9 montre le résultat de l'ajustement en région dans ces deux cas.

Dans le cas de l'échantillon LCL05 seul, nous obtenons 61 galaxies relavitement pauvres en métaux et 59 galaxies relativement riches en métaux. Les deux droites qui encadrent l'ajustement épais ont pour équations (dans l'ordre galaxies pauvres puis galaxies riches en métaux) :

$$\begin{cases} 12+\log(\mathrm{O/H}) = 3,30(\pm 0,38) - 0,26(\pm 0,02) \times M_B \\ 12+\log(\mathrm{O/H}) = 4,15(\pm 0,49) - 0,24(\pm 0,03) \times M_B \end{cases} \tag{8.4}$$

L'écart-type des résidus de cet ajustement est de $0,15\,\mathrm{dex}$, ce qui montre que l'ajustement épais est plus représentatif de la relation luminosité-métallicité qu'une droite seule.

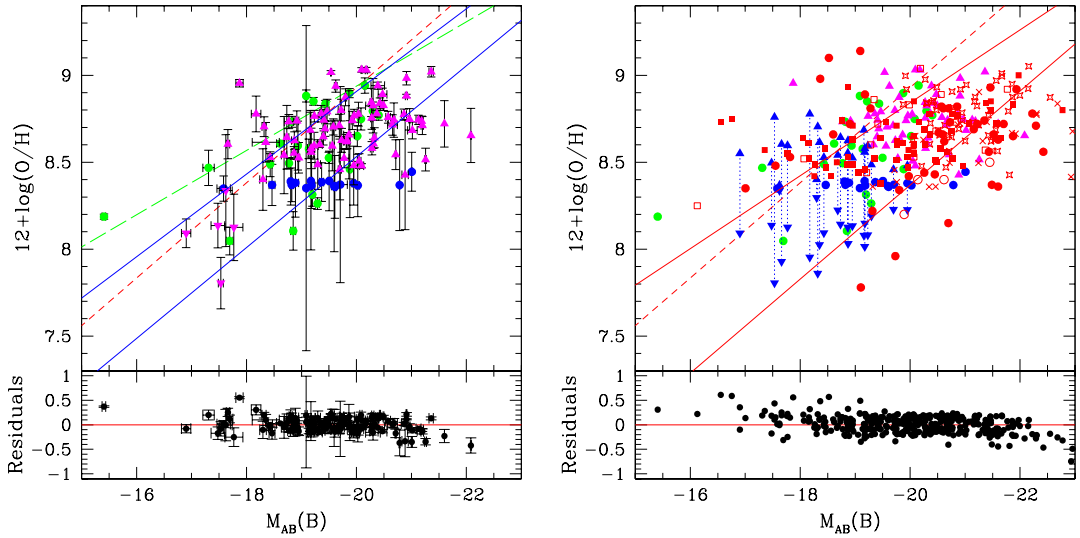


FIG. 8.9 – Ajustement épais de la relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05. Ces deux figures présentent la relation luminosité-métallicité en bande B ajustée en région à partir de l'échantillon LCL05 seul (a) (même légende que sur la figure 8.6(a)) ou avec les échantillons de comparaison (b) (même légende que sur la figure 8.8). Deux ajustements distincts sont réalisés pour la partie faible métallicité et pour la partie forte métallicité. Le panneau du bas montre les résidus autour de ces deux ajustements.

Avec les échantillons de comparaison, nous obtenons 184 galaxies relativement pauvres en métaux et 164 galaxies relativement riches en métaux. Les deux droites qui encadrent l'ajustement épais ont pour équations (dans l'ordre galaxies pauvres puis galaxies riches en métaux) :

$$\boxed{\begin{cases} 12+\log(\mathrm{O/H}) = 2,96(\pm 0,53) - 0,27(\pm 0,03) \times M_B \\ 12+\log(\mathrm{O/H}) = 4,65(\pm 0,29) - 0,21(\pm 0,01) \times M_B \end{cases}} \tag{8.5}$$

L'écart-type des résidus de cet ajustement est de $0,19\,\mathrm{dex}$.

Cet ajustement épais nous permet de mettre en évidence le retrecissement de la relation luminosité-métallicité quand la luminosité augmente. Notons que cet effet a aussi été observé sur la relation masse-métallicité estimée à l'aide de relevé SDSS (Tremonti et al., 2004). Il met en évidence le fait que les galaxies plus lumineuses donc plus massives correspondent plutôt au modèle de la "boîte fermée", à cause de leur fort potentiel gravitationnel qui retient les éjections de gaz. Ceci explique le fait que leur métallicité, plus directement liée à l'histoire de formation d'étoiles donc à la masse stellaire, puisse prendre un intervalle moins important de valeurs possibles que les galaxies moins massives. Ces dernières, avec un potentiel gravitationnel moins important, se rapprochent en effet du modèle de la "boîte ouverte" et leur métallicité peut varier sur un intervalle beaucoup plus grand qui tient compte des éjections de matières plus ou moins intenses qu'elles ont pû subir dans le passé.

8.1.2.3 Évolution en fonction du décalage spectral

Nous avons vu que le relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédiaire possédait une pente similaire, et une métallicite moyenne légèrement plus faible que la référence de l'Univers local. Nous allons maintenant étudier l'évolution de ces deux paramètres dans quatres intervalles de décalages spectraux : $0,2 \leq z \leq 0,4$, $0,4 < z \leq 0,6$, $0,6 < z \leq 0,8$ et $0,8 < z < 1,0$. La figure 8.10 montre le résultat de cette étude pour l'échantillon LCL05 seul ou avec les échantillons de comparaison.

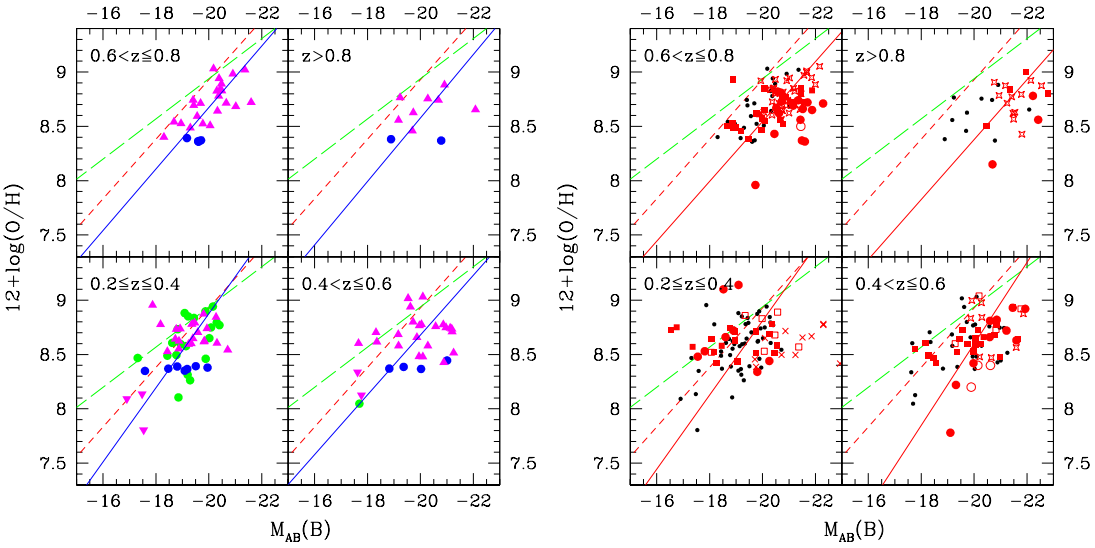


FIG. 8.10 – Évolution en fonction du décalage spectral de la relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05.
Ces deux figures présentent l'évolution de la relation luminosité-métallicité en bande B à partir de l'échantillon LCL05 seul (a) (même légende que sur la figure 8.6(a)) ou avec les échantillons de comparaison (b) (même légende que sur la figure 8.8, les galaxies de l'échantillon LCL05 sont représentées par des points noirs). La relation luminosité-métallicité est estimée dans quatres intervalles de décalages spectraux : $0,2 \leq z \leq 0,4$ (en bas à gauche), $0,4 < z \leq 0,6$ (en bas à droite), $0,6 < z \leq 0,8$ (en haut à gauche) et $0,8 < z < 1,0$ (en haut à droite).

Le tableau 8.1 présente les pentes, les ordonnées à l'origine et les écart-type des résidus de la relation luminosité-métallicité dans chaque intervalle de décalages spectraux. Compte tenu des incertitudes sur les pentes et sur les ordonnées à l'origine,

ainsi que de la dispersion intrinsèque importante de la relation luminosité-métallicité, nous ne pouvons pas conclure à une évolution significative à partir d'un décalage spectral $z = 1,0$. Néanmoins nous observons une tendance à une pente et à des métallicités moyennes plus faibles lorsque le décalage spectral augmente. Cette tendance peut s'expliquer à l'aide du modèle de la "boîte ouverte" modulé par le potentiel gravitationnel des galaxies. Tandis que le décalage spectral diminue et que l'âge de l'Univers augmente, la métallicité moyenne des galaxies pour une luminosité donnée augmente par enrichissement progressif du milieu interstellaire. Cet enrichissement est plus rapide pour les galaxies massives qui conservent plus facilement leurs métaux, d'où un aplatissement de la relation luminosité-métallicité en fonction du décalage spectral.

TAB. 8.1 – Évolution en fonction du décalage spectral de la relation luminosité-métallicité des galaxies LCL05.
Ce tableau montre l'évolution de la pente, de l'ordonnée à l'origine et de l'écart-type (e.t.) des résidus de la relation luminosité-métallicité dans quatres intervalles de décalages spectraux : $0,2 \leq z \leq 0,4$, $0,4 < z \leq 0,6$, $0,6 < z \leq 0,8$ et $0,8 < z < 1,0$. Les résultats sont présentés pour l'échantillon LCL05 seul et avec les échantillons de comparaison.

	échantillon LCL05 seul			échantillons de comparaison		
décalages spectraux	pente	origine	e.t.	pente	origine	e.t.
$0,2 \leq z \leq 0,4$	$-0,34 \pm 0,01$	$2,06 \pm 0,98$	$0,27$	$-0,34 \pm 0,10$	$1,98 \pm 1,85$	$0,43$
$0,4 < z \leq 0,6$	$-0,27 \pm 0,06$	$3,18 \pm 1,24$	$0,30$	$-0,37 \pm 0,09$	$1,10 \pm 1,86$	$0,39$
$0,6 < z \leq 0,8$	$-0,28 \pm 0,04$	$3,01 \pm 0,85$	$0,17$	$-0,28 \pm 0,04$	$3,04 \pm 0,81$	$0,23$
$0,8 < z < 1,0$	$-0,29 \pm 0,17$	$2,74 \pm 3,44$	$0,27$	$-0,28 \pm 0,08$	$2,86 \pm 1,72$	$0,27$

Afin de confirmer la diminution de la métallicité moyenne en fonction du décalage spectral, nous avons calculé la différence moyenne entre les métallicités "réelles" des galaxies, et celles correspondant à leur luminosité selon la référence de la relation luminosité-métallicité dans l'Univers local. Cette méthode revient à calculer la différence d'ordonnée à l'orgine entre la relation luminosité-métallicité de référence, et celle qui peut être estimée dans chaque intervalle de décalages spectraux en supposant une pente constante. Le tableau 8.2 présente les résultats de cette étude en échelle logarithmique et en échelle linéaire. Nous en concluons que les galaxies ayant une luminosité donnée, à un décalage spectral autour de $z \sim 1$, contenaient environ un tiers des métaux actuellement présents dans les galaxies de même luminosité de l'Univers local.

Cependant une telle conclusion ne prend pas en compte l'évolution en luminosité des galaxies à décalage spectral intermédiaire. Cette évolution est principalement due à l'augmentation du taux de formation d'étoiles moyen de l'Univers en fonction du décalage spectral. Nous pouvons utiliser les résultats obtenus sur l'évolution de la fonction de luminosité (densité différentielle de galaxies par unités de magnitudes absolues) estimée avec le relevé VVDS (Ilbert et al., 2005). La magnitude absolue en bande B évolue donc à partir du décalage spectral $z = 0$ selon les facteurs suivants : $-0,3$ à $z = 0,2$, $-0,7$ à $z = 0,4$, $-0,9$ à $z = 0,8$ et $-1,0$ à $z = 1,0$. Le tableau 8.2 présente l'évolution de la métallicité moyenne des galaxies en tenant compte de l'évolution en luminosité. Nous concluons que les galaxies à un décalage spectral autour de $z \sim 1$ contenaient environ $1,5$ fois moins de métaux que celles observées dans l'Univers local.

Ces derniers résultats sont en accord avec une évolution selon le modèle de la "boîte fermée" des galaxies massives et passives (formation stellaire peu importante

relativement à leur masse), alors que ce même modèle appliqué aux galaxies naines et actives (formation stellaire plus importante relativement à leur masse) prévoirait une évolution beaucoup plus importante. Or, étant donné que nous n'observons pas d'évolution significative de la pente de la relation luminosité-métallicité, cette évoltion de la métallicité moyenne concerne tous les types de galaxies. Cela signifie que les galaxies de moins en moins massives s'écartent de plus en plus du modèle de la "boîte fermée", de telle sorte que leur métallicité augmente toujours au même rythme malgré une augmentation du taux de formation d'étoiles spécifique (voir la figure 8.18 page 194). Cet effet est dû aux pertes de gaz de plus en plus importantes dans le milieu intergalactique à mesure que le potentiel gravitationnel des galaxies diminue.

TAB. 8.2 – Évolution de la métallicité moyenne des galaxies LCL05 en fonction du décalage spectral.
Ce tableau montre l'évolution de la métallicité moyenne (en supposant une pente constante) des galaxies de l'échantillon LCL05 avec les échantillons de comparaion, dans quatres intervalles de décalages spectraux : $0,2 \leq z \leq 0,4$, $0,4 < z \leq 0,6$, $0,6 < z \leq 0,8$ et $0,8 < z < 1,0$. Les résultats sont présentés avec ou sans correction de l'évolution en luminosité, en unités logarithmiques ou en unités linéaires.

	sans correction		avec correction	
décalages spectraux	log	lin	log	lin
$0,2 \leq z \leq 0,4$	$-0,16$	$0,97$	$-0,08$	$1,17$
$0,4 < z \leq 0,6$	$-0,33$	$0,60$	$-0,14$	$0,93$
$0,6 < z \leq 0,8$	$-0,38$	$0,47$	$-0,14$	$0,83$
$0,8 < z < 1,0$	$-0,55$	$0,34$	$-0,28$	$0,64$

8.2 Évolution de la relation masse-métallicité

La relation luminosité-métallicité est avant tout une conséquence secondaire de la relation entre masse stellaire et métallicité des galaxies. Ces deux paramètres augmentent au même rythme dans le cas du modèle de la "boîte fermée", ce qui explique naturellement la relation masse-métallicité. De plus, en accord avec l'observation de la réduction de masse caractéristique, la formation stellaire est plus étalée dans le temps pour les galaxies naines que pour les galaxies massives qui ont formé l'essentiel de leur métaux plus tôt dans l'histoire de l'Univers. D'où une relation masse-métallicité dont la pente augmenterait avec le décalage spectral (Savaglio et al., 2005).

Au contraire, dans le cadre du modèle de la "boîte ouverte", les métaux sont éjectés dans l'espace intergalactique par les vents stellaires des étoiles jeunes et les supernovae. La relation masse-métallicité s'explique alors par l'augmentation du potentiel gravitationnel des galaxies avec la masse, ce dernier étant en mesure de retenir de plus en plus de gaz éjecté (les galaxies massives sont alors assimilées à un modèle de la "boîte fermée"). Ainsi, l'étude portant sur la relation masse-métallicité de l'Univers local (Tremonti et al., 2004), avec les galaxies du relevé SDSS, a montré que le taux de production effectif de ces galaxies augmentait avec leur masse stellaire. Par ailleurs, une autre étude (Erb et al., 2006) conduite à un décalage spectral autour de $z \approx 2$ suggère un taux de production effectif très faible pour tous les types de galaxies, ce qui indique une forte évolution pour les galaxies massives, en accord avec la réduction de masse caractéristique. Ces dernières expérimentent en effet un taux de formation stellaire plus important à grand décalage spectral. Par conséquent, le modèle de la "boîte ouverte" conduirait à une diminution de la pente de la relation

masse-métallicité avec le décalage spectral.

Nous avons vu, à l'aide de l'échantillon LCL05, que l'évolution de la relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédiaire semble obéir au second scénario. Nous allons maintenant tenter d'exploiter les données du relevé VVDS de l'Univers distant, à travers l'étude de l'évolution de la relation masse-métallicité.

8.2.1 Sélection de l'échantillon

L'échantillon que nous allons utiliser est composé de galaxies observées dans les deux champs profonds ($I_{\rm AB} < 24$) du relevé VVDS : le champ VVDS-02h et le champ CDFS (de "Chandra Deep Field South"). Nous avons sélectionné les galaxies dont le décalage spectral est connu avec au moins 75% de confiance (indices 2, 3 ou 4 ; Le Fèvre et al., 2005). Les spectres de 8061 galaxies ont été analysés à l'aide du logiciel "platefit", pour des décalages spectraux compris entre $z > 0,0$ (les étoiles, dont le décalage spectral est nul, sont éliminées de l'échantillon) et $z < 1,4$ (décalage spectral limite au delà duquel la raie [OII]λ3727 n'est plus observée). Notons que les galaxies Seyfert 1 bénéficient d'un indice spécifique dans le catalogue du relevé VVDS et ne sont donc pas donc incluses dans notre échantillon.

La figure 8.11 montre les classifications spectrales rouges et bleues appliquées à ces galaxies. La classification rouge (Kewley et al., 2001), qui nécessite les raies d'émission Hα, Hβ, [OIII]λ5007, [NII]λ6584 et [SII]$\lambda\lambda$6717,6731, est applicable pour les décalages spectraux compris dans l'intervalle $0,2 < z < 0,4$. La classification bleue (Lamareille et al., 2004), qui nécessite les raies d'émission Hβ, [OIII]λ5007 et [OII]λ3727, est applicable pour les décalages spectraux compris dans l'intervalle $0,5 < z < 0,9$. Finalemement nous utilisons les classifications Hα (voir la relation 7.8 page 146) ou Hβ (voir la relation 7.9 page 146) respectivement dans les intervalles de décalages spectraux $0,0 < z < 0,2$ et $0,4 < z < 0,5$.

Parmi les 8061 spectres disponibles, 4494 ont pu faire l'objet d'une classification spectrale, les autres étant soit des spectres dépourvus de raies d'émission, soit des spectres situés dans l'intervalle de décalages spectraux $0,9 < z < 1,4$ où seule la raie [OII]λ3727 est visible. Nous avons trouvé 3205 ($71,3\%$) galaxies à formation d'étoiles, 689 ($15,3\%$) galaxies Seyfert 2, 68 ($1,5\%$) galaxies LINERs, 86 ($1,9\%$) galaxies "mixtes" et 446 ($9,9\%$) galaxies tombant dans la région d'incertitude.

8.2.1.1 Estimation des masses

Outre la partie spectroscopique, le relevé VVDS est aussi caractérisé par la disponibilité d'un grand nombre de données photométriques permettant de constituer des répartitions spectrales d'énergie. Les galaxies du champ VVDS-02h disposent de la photométrie en bandes B, V, R, et I (McCracken et al., 2003; Le Fèvre et al., 2004), ainsi qu'en bandes U (Radovich et al., 2004), J ou K (Iovino et al., 2005) dans certains cas. De plus ces galaxies disposent d'une photométrie en infrarouge moyen dans les bandes $3,6\,\mu$m, $4,5\,\mu$m, $5,8\,\mu$m ou $8,0\,\mu$m, obtenues avec le relevé SWIRE ("Spitzer Wide-area InfraRed Extragalactic survey" ; Lonsdale et al., 2003) du télescope spatial Spitzer. Ces galaxies disposent aussi d'une photométrie de grande qualité en bandes u, g, r, i et z obtenues avec le relevé CFHTLS ("Canada-France-Hawaï Telescope Legacy Survey"). De leur côté les galaxies du champ CDFS disposent de la photométrie en bandes U, B, V, R, et I (Arnouts et al., 2001) obtenues au sol et en bandes b, v, i et z obtenues avec le télescope spatial Hubble (Giavalisco et al., 2004).

Toutes ces données permettent de réaliser une estimation relativement précise des masses stellaires des galaxies, à l'aide de la méthode bayésienne décrite précédemment (voir la section 6.2 page 116). L'incertitude moyenne sur le logarithme de la

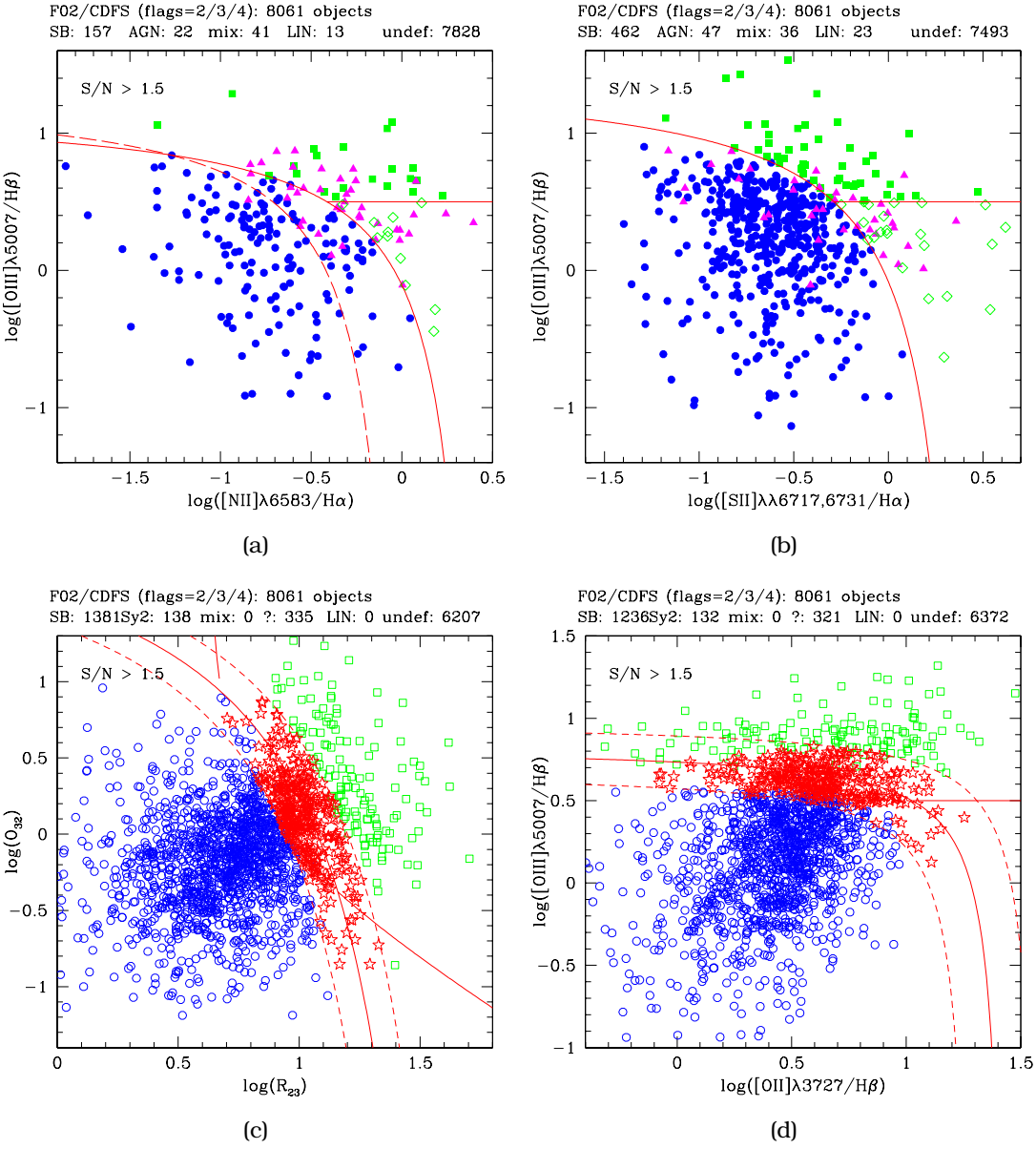


FIG. 8.11 – Classifications spectrales des galaxies VVDS.
Ces quatre figures montrent la classification spectrale des galaxies des champs profonds du relevé VVDS. Les galaxies à formation d'étoiles sont représentées par des ronds bleus et les galaxies Seyfert 2 par des carrés verts.
(a)(b) Classification standard rouge. Les courbes en traits pleins sont les limites théoriques données par les relations 7.1 et 7.2 (Kewley et al., 2001). La courbe en tirets sur le diagramme (a) est la séparation empirique des galaxies du SDSS (Kauffmann et al., 2003a).
(c)(d) Classification bleue. Les courbes en traits pleins sont les séparations empiriques définies par les relations 7.6 et 7.7 (Lamareille et al., 2004). Les courbes en tirets délimitent le domaine d'incertitude associé. Les galaxies appartenant à ce domaine sont représentées par des étoiles rouges. Les symboles remplis représentent les galaxies pour lesquelles une classification rouge est disponible.

masse stellaire est de $0,1\,\mathrm{dex}$. La figure 8.12 montre les résultats de cette estimation en fonction du décalage spectral des galaxies. Cette figure permet de mettre en évidence les effets de sélection de notre échantillon : le biais de Malmquist qui fait que la masse minimum observable augmente en fonction du décalage spectral et qui est dû à la sélection en magnitude apparente des galaxies, et le biais de volume qui fait que la masse maximum observée augmente aussi en fonction du décalage spectral et qui est dû à l'augmentation du volume observé.

Nous utilisons cette figure pour définir trois échantillons limités en volume pour des intervalles de décalages spectraux différents : $0,0 < z < 0,5$ avec $\log(M_\star/M_\odot) > 8,45$, $0,5 < z < 0,7$ avec $\log(M_\star/M_\odot) > 8,81$ et $0,7 < z < 0,9$ avec $\log(M_\star/M_\odot) > 9,08$. Ces trois échantillons limités en volume seront utilisés pour étudier la relation masse-métallicité à différentes époques de l'histoire de l'Univers.

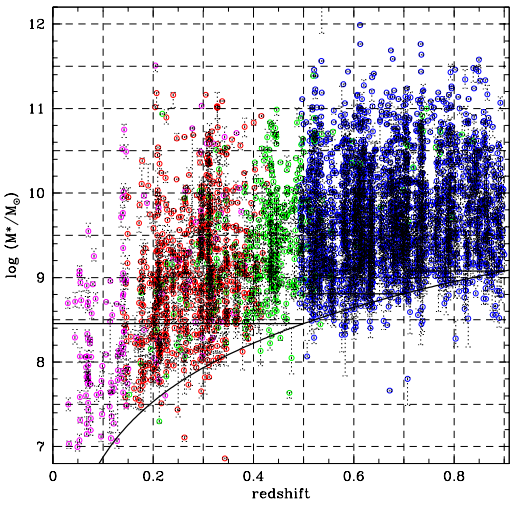


FIG. 8.12 – Sélection d'un échantillon limité en volume avec le VVDS.
Cette figure montre les estimations du logarithme des masses stellaires (en masses solaires) des galaxies à formation d'étoiles des deux champs profonds du relevé VVDS, en fonction de leur décalage spectral. La couleur des points représente la classification spectrale utilisable : Hα (magenta), rouge (rouges), Hβ (verts) et bleue (bleus). La courbe en trait plein représente la masse minimale observable en fonction du décalage spectral, compte tenu de la sélection en magnitude apparente du relevé. Les droites horizontales représentent la masse minimale pour les décalages spectraux $z = 0,5$, $z = 0,7$ et $z = 0,9$.

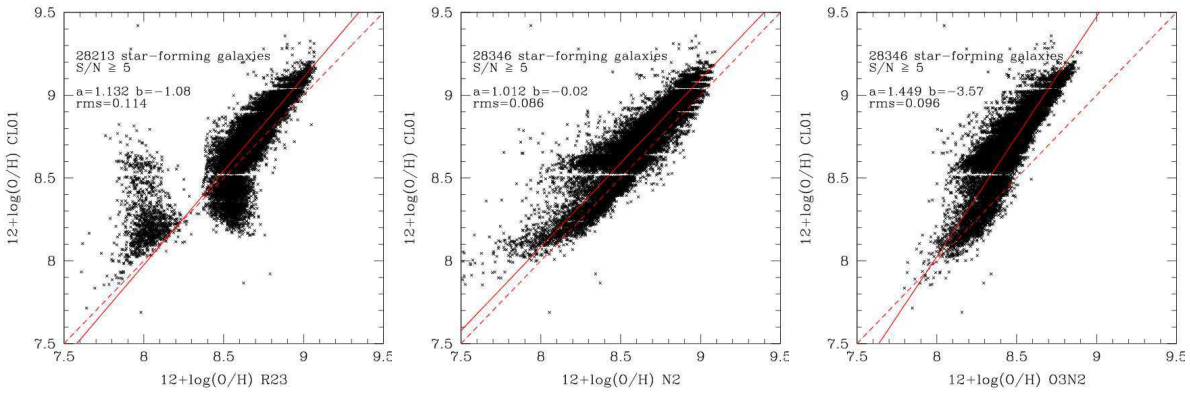
8.2.1.2 Estimation des métallicités

Les métallicités des galaxies de notre échantillon ont été estimées à l'aide de trois calibrations semi-empiriques différentes, en fonction des raies d'émission diponibles dans tel ou tel intervalle de décalages spectraux : méthode R_{23} (voir les relations 7.12 et 7.13 page 148 ; McGaugh, 1991) avec le diagnostique L (Lamareille et al., 2006a) dans l'intervalle $0,5 < z < 0,9$, méthode O3N2 (voir la relation 7.17 page 151 ; Pettini & Pagel, 2004) dans l'intervalle $0,2 < z < 0,5$, et méthode N2 (voir la relation 7.15 page 150, van Zee et al., 1998) dans l'intervalle $0,0 < z < 0,2$.

Notons cependant que les calibrations semi-empiriques de l'abondance en oxygène souffrent d'incertitudes relatives importantes les unes par rapport aux autres. Notons aussi que la référence de la relation masse-métallicité dans l'Univers local, établie

avec le relevé SDSS, fait appel à une quatrième méthode : la méthode "bayésienne" CL01[1] (Charlot & Longhetti, 2001). Nous avons donc établi, à l'aide des données du catalogue DR4 du relevé SDSS, trois relations de "recalibration" permettant de rapprocher le plus possible les métallicités estimées avec les méthodes R_{23}, O3N2 ou N2 des métallicités de référence obtenues avec la méthode CL01. Le but de ce travail est de permettre une comparaison directe entre les métallicités calculées avec les différentes calibrations, ainsi qu'avec la référence de la relation masse-métallicité.

La figure 8.13 montre les trois relations entre d'une part les métallicités estimées avec la méthode CL01, et d'autre part celles obtenues avec les trois calibrations semi-empiriques. Les calculs des calibrations semi-empiriques ont été réalisés avec les largeurs équivalentes, ce qui permet de se passer d'une correction de l'extinction interstellaire. Notons néanmoins que les résultats obtenus avec les flux corrigés de l'extinction interstellaire sont extrêmement similaires à ceux obtenus avec les largeurs équivalentes. Notons que les points sur la figure 8.13(a) avec une faible métallicité R_{23} et une plus forte métallicité CL01 correspondent à des galaxies avec une forte abondance relative en azote par rapport à l'oxygène. L'abondance en oxygène de ces galaxies est ainsi sur-estimée avec toutes les méthodes utilisant les raies d'émission de l'azote (CL01, N2 ou O3N2).



(a) (b) (c)

FIG. 8.13 – Recalibration des estimateurs de métallicité à l'aide du SDSS.
Ces trois figures présentent une recalibration des trois estimateurs standard de la métallicité (R_{23} (a), N2 (b) et O3N2 (c)) à l'aide des données du relevé SDSS. Nous avons tracé dans les trois cas les métallicités des galaxies à formation d'étoiles obtenues avec la méthode "bayésienne" CL01, pour les spectres où toutes les raies utilisées ([OII]λ3727, [OIII]$\lambda\lambda$4959,5007, [NII]λ6584, [SII]$\lambda\lambda$6717,6731, Hα et Hβ) sont mesurées avec un rapport signal sur bruit d'au moins 5, en fonction des métallicités calculées à l'aide des estimateurs standard et des largeurs équivalentes (pas de correction préalable de l'extinction interstellaire). La droite en tirets montre la courbe d'équation $y = x$. La droite en trait plein montre le meilleur ajustement sur ces données sous forme d'une régression linéaire de pente a et d'ordonnée à l'origine b. Les paramètres de cet ajustement et l'écart-type des résidus sont indiqués sur les figures.

Si on note $Z(\mathrm{C}) = 12 + \log(\mathrm{O/H})$ l'abondance en oxygène obtenue avec la calibration C (CL01, R_{23}, O3N2 ou N2), les "recalibrations" sont données par les régressions linéaires suivantes :

$$\boxed{Z(\mathrm{CL01}) = 1,132 \times Z(R_{23}) - 1,08} \tag{8.6}$$

[1]À la date de la rédaction de cette thèse, l'adaptation de cette méthode pour une utilisation avec le relevé VVDS n'a pas abouti.

$$\boxed{Z(\mathrm{CL01}) = 1,449 \times Z(\mathrm{O3N2}) - 3,57} \tag{8.7}$$

$$\boxed{Z(\mathrm{CL01}) = 1,012 \times Z(\mathrm{N2}) - 0,02} \tag{8.8}$$

Les recalibrations des métallicités obtenues avec les méthodes R_{23}, O3N2 et N2, par rapport à la référence de la méthode CL01, possèdent une incertitude résiduelle respectivement de $0,11\,\mathrm{dex}$, $0,10\,\mathrm{dex}$ et $0,09\,\mathrm{dex}$.

8.2.2 La relation masse-métallicité

Les figures 8.14, 8.15 et 8.16 montrent les relations entre les masses stellaires et les métallicités (recalibrées à l'aide des relations 8.6, 8.7 et 8.8 selon les raies disponibles) des galaxies des deux champs profonds du relevé VVDS, dans trois intervalles de décalages spectraux : $0,0 < z < 0,5$, $0,5 < z < 0,7$ et $0,7 < z < 0,9$. Dans les trois cas nous ne conservons que les galaxies pour lesquelles la métallicité est estimée avec une incertitude inférieure à $0,25\,\mathrm{dex}$ (sans tenir compte des incertitudes de calibration).

8.2.2.1 Évolution en fonction du décalage spectral

Afin d'étudier l'évolution de la relation masse-métallicité en fonction du décalage spectral, nous avons d'abord calculé le meilleur ajustement linéaire (Isobe et al., 1990) sur nos points de mesure dans les trois intervalles de décalages spectraux. Le tableau 8.3 donne les résultats de cet ajustement, qui peut être comparé à l'ajustement linéaire de la relation masse-métallicité dans l'Univers local, estimé à partir des données du relevé SDSS (voir la relation 7.21 page 155).

TAB. 8.3 – Évolution en fonction du décalage spectral de la relation masse-métallicité des galaxies VVDS.
Ce tableau montre l'évolution de la pente et de l'ordonnée à l'origine de l'ajustement linéaire de la relation masse-métallicité dans trois intervalles de décalages spectraux : $0,0 < z < 0,5$, $0,5 < z < 0,7$ et $0,7 < z < 0,9$, pour les galaxies à formation d'étoiles des deux champs profonds du relevé VVDS. Les valeurs de référence pour l'Univers local sont données par la relation 7.21 page 155.

décalages spectraux	pente	origine
$0,0 < z < 0,5$	$0,59 \pm 0,03$	$3,06 \pm 0,32$
$0,5 < z < 0,7$	$0,58 \pm 0,03$	$3,02 \pm 0,25$
$0,7 < z < 0,9$	$0,66 \pm 0,06$	$2,22 \pm 0,55$

Dans l'intervalle $0,0 < z < 0,5$, nous trouvons une pente significativement plus importante que celle estimée à partir des données du relevé SDSS. Cet effet peut s'expliquer par le biais de Malmquist qui nous interdit d'observer des galaxies à faibles masse et métallicité (rappelons que nous avons défini un échantillon limité en volume valable jusqu'au décalage spectral $z = 0,5$). Or, comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 7.2.2), ces galaxies se rapprochent du modèle de la"boîte ouverte" et leur relation masse-métallicité possède une pente plus importante qui est prise en compte dans la relation de référence (voir la figure 7.11 page 155). Au contraire les galaxies les plus massives, qui sont observées seules dans le cas du relevé VVDS, se rapprochent du modèle de la "boîte fermée" et leur relation masse-métallicité possède une pente plus importante. Ceci explique l'apparente contradication entre les résultats obtenus avec les relevés VVDS et SDSS sur l'intervalle de décalages spectraux le plus proche de l'Univers local.

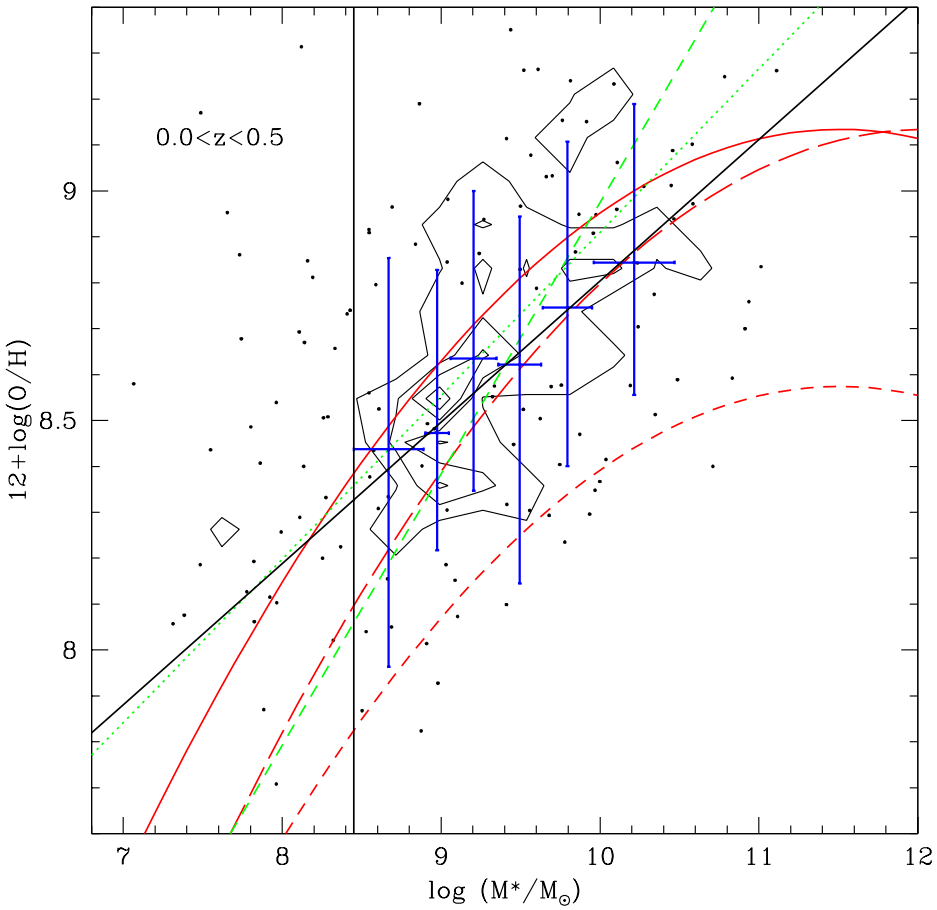


FIG. 8.14 – Relation masse-métallicité des galaxies du VVDS.
Cette figure présente la relation entre la métallicité estimée à partir de l'abondance en oxygène et le logarithme de la masse stellaire (en masses solaires) des galaxies à formation d'étoiles des deux champs profonds du relevé VVDS, pour un décalage spectral dans l'intervalle $0,0 < z < 0,5$. Les 244 points de mesure avec une incertitude sur la métallicité inférieure à $0,25$ dex sont représentés sous forme de contours de densité. La droite en tirets verte représente le meilleur ajustement sur les points de mesures. Les barres d'erreurs en bleu, dont la droite noire en trait plein est le meilleur ajustement, réprésentent la médiane et l'intervalle de confiance de la métallicité par intervalles de masses stellaires contenant au moins 30 points. La droite verticale représente la masse minimale de l'échantillon limité en volume ($\log(M_\star/M_\odot) > 8,45$). Les courbes en rouges représentent les relations masse-métallicité de référence : dans l'Univers local avec le relevé SDSS (en trait plein ; Tremonti et al., 2004), dans l'Univers distant avec le relevé GDDS ($z \approx 0,8$; en tirets longs ; Savaglio et al., 2005), dans l'Univers distant avec un échantillon de galaxies observées en infrarouge ($z \approx 2$; en tirets courts ; Erb et al., 2006). La droite en pointillés verte représente la référence linéaire dans l'Univers local avec le relevé SDSS (voir la relation 7.21 page 155).

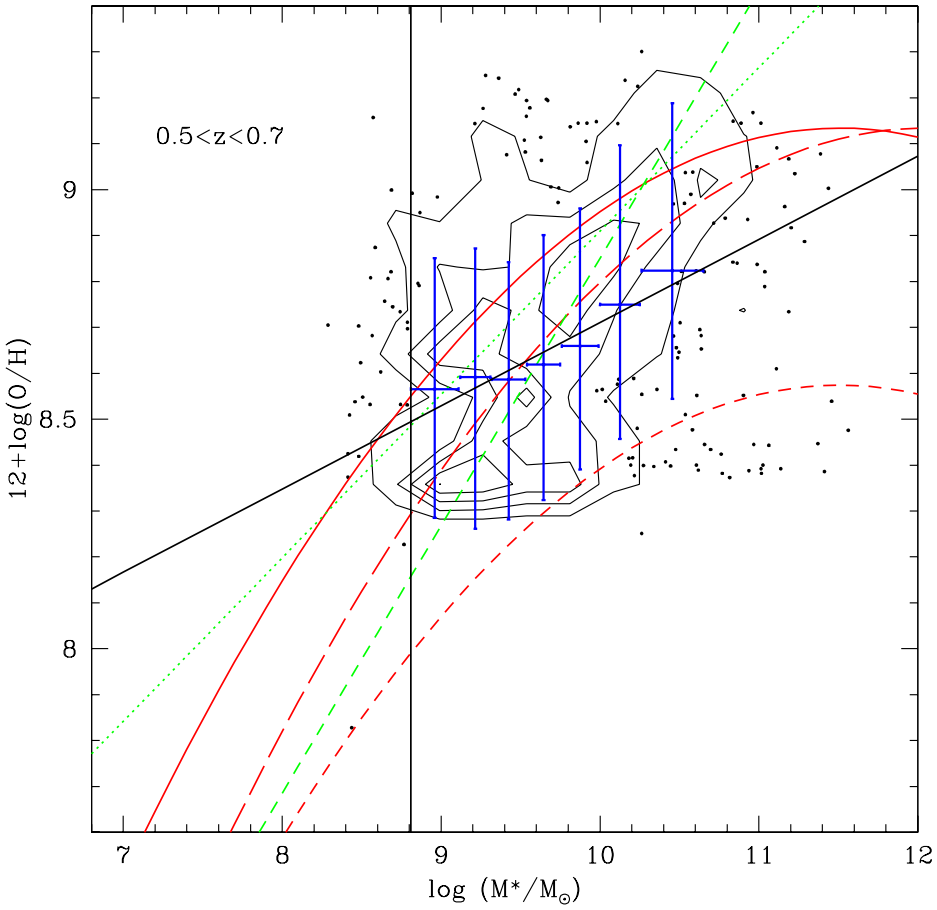


FIG. 8.15 – Relation masse-métallicité des galaxies du VVDS.
Même légende que la figure 8.14, pour un décalage spectral dans l'intervalle $0,5 < z < 0,7$. Nous avons 855 points de mesure avec une incertitude sur la métallicité inférieure à $0,25$ dex. Les médianes et les intervalles de confiance de la métallicité sont calculés par intervalles de masses stellaires contenant au moins 100 points. La masse minimale de l'échantillon limité en volume est $\log(M_\star/M_\odot) > 8,81$.

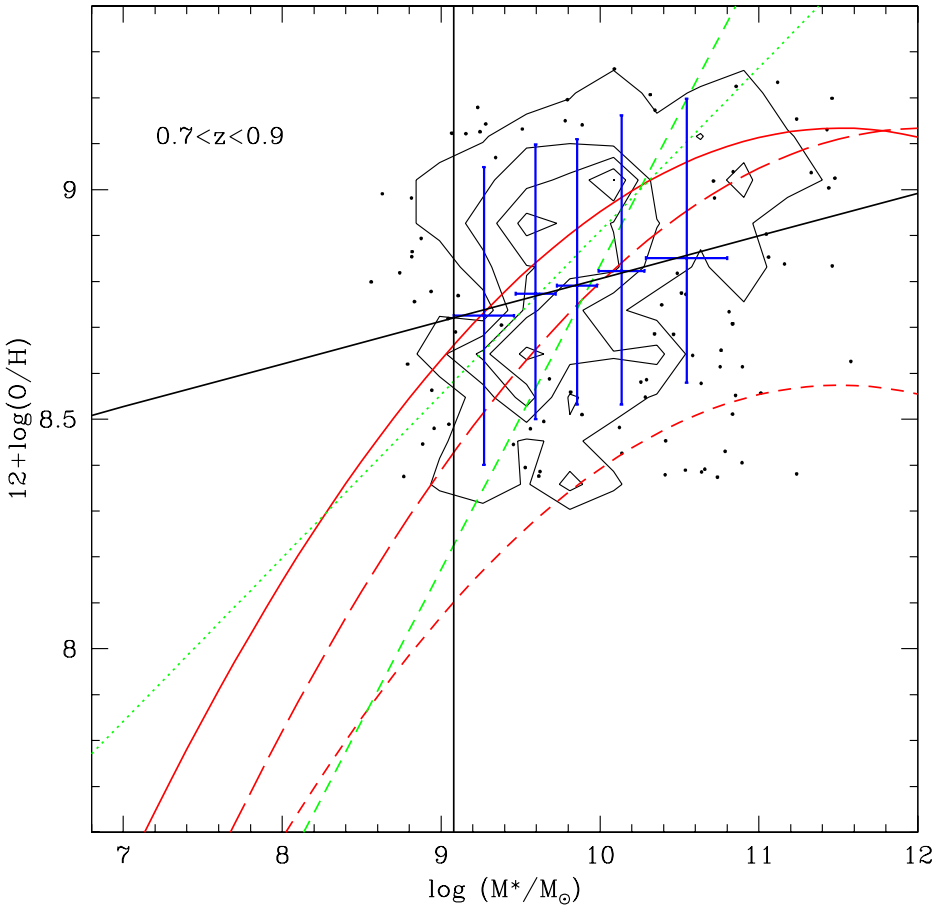


FIG. 8.16 – Relation masse-métallicité des galaxies du VVDS.
Même légende que la figure 8.14, pour un décalage spectral dans l'intervalle $0,7 < z < 0,9$. Nous avons 438 points de mesure avec une incertitude sur la métallicité inférieure à $0,25$ dex. Les médianes et les intervalles de confiance de la métallicité sont calculés par intervalles de masses stellaires contenant au moins 70 points. La masse minimale de l'échantillon limité en volume est $\log(M_\star/M_\odot) > 9,08$.

De plus, nous observons une légère augmentation de la pente, ainsi qu'une diminution de la valeur moyenne, de la relation masse-métallicité linéaire à plus grand décalage spectral. Cependant, l'observation attentive des figures 8.14, 8.15 et 8.16 révèle que cet effet doit être interprété comme une évolution des galaxies les plus métalliques plutôt que des galaxies les moins métalliques, dont la population reste relativement stable. En effet, nous observons une augmentation avec le décalage spectral de l'intervalle des masses stellaires possibles pour les galaxies les plus métalliques. Ceci provoque une diminution de la masse moyenne estimée à forte métallicité, donc une augmentation de la pente de la relation masse-métallicité.

8.2.2.2 Métallicités moyennes

Avant de conclure, nous avons employé une seconde méthode pour évaluer l'évolution de la relation masse-métallicité : nous avons calculé la médiane de la métallicité des galaxies dans plusieurs intervalles successifs de masses stellaires, de largeurs arbitraires mais contenant à chaque fois un nombre significatif de points. La médiane de la métallicité est estimée sur la somme des distributions de probabilités des métallicités individuelles (assimilées à des lois normales dont l'écart-type est donné par l'incertitude des mesures). Notons que l'intervalle de confiance de la somme des distributions de probabilités a aussi été estimé (voir les figures 8.14, 8.15 et 8.16).

Cette méthode, similaire à celle employée dans d'autres études pour déterminer les relations masse-métallicité curvilignes de l'Univers local ou de l'Univers distant (Tremonti et al., 2004; Savaglio et al., 2005; Erb et al., 2006), permet une comparaison entre nos résultats et ceux présentés dans ces études. Nous avons ajusté une droite caractérisant l'évolution de la médiane de la métallicité en fonction de la masse stellaire, en tenant compte des largeurs des intervalles de masse stellaire et des intervalles de confiance de la métallicité. Nous parlerons de "relation masse-métallicité médiane". L'évolution de la pente et de l'ordonnée à l'origine de cette droite en fonction du décalage spectral est présentée dans le tableau 8.4.

TAB. 8.4 – Évolution en fonction du décalage spectral de la relation masse-métallicité médiane des galaxies VVDS.
Ce tableau montre l'évolution de la pente et de l'ordonnée à l'origine de l'ajustement linéaire de la relation entre la médiane des métallicités et la masse stellaire, dans trois intervalles de décalages spectraux : $0,0 < z < 0,5$, $0,5 < z < 0,7$ et $0,7 < z < 0,9$, pour les galaxies à formation d'étoiles des deux champs profonds du relevé VVDS.

décalages spectraux	pente	origine
$0,0 < z < 0,5$	$0,31$	$5,73$
$0,5 < z < 0,7$	$0,21$	$6,62$
$0,7 < z < 0,9$	$0,13$	$7,51$

Nous observons clairement une diminution de la pente de la relation masse-métallicité médiane, en fonction du décalage spectral. L'observation attentive des figures 8.14, 8.15 et 8.16 montre que cette évolution est due à deux effets :

– Lorsque la masse stellaire augmente, l'écart augmente entre la médiane de la métallicité et la relation masse-métallicité de référence (déterminée à l'aide du relevé SDSS). De plus, cet écart est plus grand dans l'intervalle de décalage spectraux $0,7 < z < 0,9$ que dans l'intervalle $0,0 < z < 0,5$. Comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 4.2.2), ce résultat est en accord avec le modèle de formation hiérarchique des galaxies : l'augmentation de la métallicité se fait de plus en plus vite en fonction du temps à mesure que les galaxies grossissent

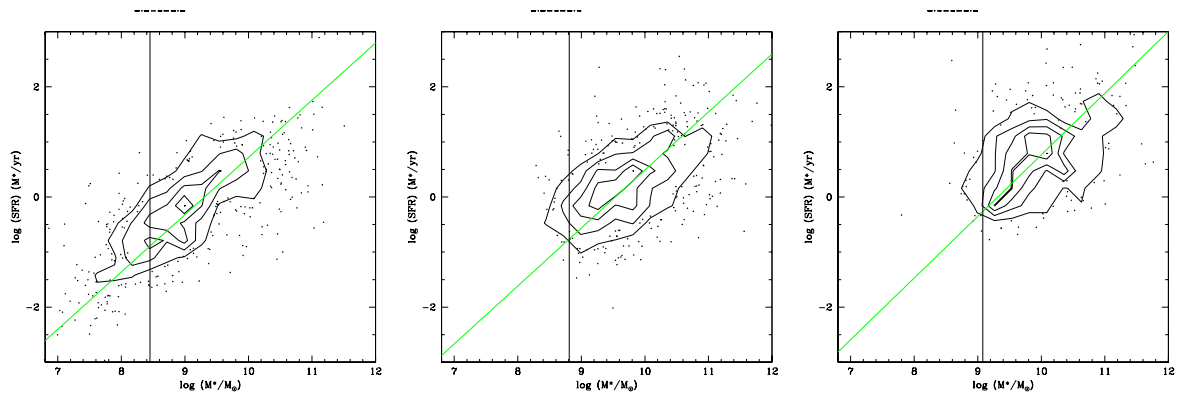
et que leur potentiel gravitationnel les fait se rapprocher du modèle de la "boîte fermée". Notons que ce résultat est aussi en très bon accord avec l'étude réalisée sur des galaxies autour de $z = 2$ (Erb et al., 2006) qui trouve une relation masse-métallicité plus plate, alors qu'il est contradictoire avec l'étude réalisée à l'aide de relevé GDDS (Savaglio et al., 2005) qui trouve une relation plus pentue. Notons néanmoins que ce dernier résultat reste en très bon accord avec nos conclusions si l'on prend en compte les barres d'erreurs.

– Comme indiqué avec l'ajustement linéaire de la relation masse-métallicité réalisé ci-dessus, la masse moyenne des galaxies les plus métalliques diminue avec le décalage spectral. Par conséquent, la médiane de la métallicité des galaxies moins massives semble augmenter de concert, ce qui explique aussi en partie la diminution de la pente de la relation masse-métallicité médiane. Cette observation est correllée avec l'augmentation de la valeur moyenne de la relation masse-métallicité médiane en fonction du décalage spectral. Cet effet peut s'expliquer dans le cadre de la réduction de masse caractéristique (voir la section 4.1.2).
  En effet, si l'on se place à l'époque du décalage spectral $z = 1$, les galaxies de masse intermédiaire ($\log(M_\star/M_\odot) \approx 9$) montrent encore un pic de formation stellaire, alors que les galaxies les plus massives ($\log(M_\star/M_\odot) \approx 10,5$) sont sorties du maximum de formation stellaire depuis un décalage spectral plus grand ($z = 1,5 \sim 2,0$). Cette écart temporel a permis aux galaxies de masse intermédiaire de voir leur métallicité augmenter à un même niveau que celle des galaxies les plus massives, d'où la largeur importante des masses stellaires possibles pour les galaxies à forte métallicité à cette époque de l'Univers.
  Plus tard, du décalage spectral $z = 0,7$ jusqu'à l'Univers local, les galaxies de masse intermédiaire sortent à leur tour de leur maximum de formation stellaires mais, dans l'hypothèse du modèle hiérarchique, ces galaxies fusionnent progressivement entre elles pour former des galaxies de forte masse stellaire alors que leur métallicité reste quasiment inchangée. La masse des galaxies les plus métalliques augmente donc avec le temps, tandis que de nouvelles galaxies de masse intermédiaire se forment par fusion de galaxies plus petites mais avec une plus faible métallicité.

8.2.2.3 Évolution du taux de formation d'étoiles

La figure 8.17 montre l'évolution du taux de formation d'étoiles instantané des galaxies des champs profonds du relevé VVDS, en fonction de leur masse stellaire et du décalage spectral. Les taux de formation d'étoiles instantanés ont été estimés à l'aide des intensités des raies d'émission du gaz, en utilisant les calibrations produites à la section 7.3 à l'aide du relevé SDSS. Pour les galaxies où les raies d'émission Hα et Hβ sont disponibles ($0,2 < z < 0,5$), nous utilisons la calibration Hα corrigée de l'extinction interstellaire (paramètres 7.26 page 158). Pour les galaxies où seule la raie d'émission Hα est disponible ($0,0 < z < 0,2$), nous utilisons la calibration Hα non corrigée (paramètres 7.27 page 158). Pour les galaxies où les raies d'émission [OII]λ3727 et Hβ sont disponibles ($0,5 < z < 0,9$), nous utilisons la calibration R_2 non corrigée (relation 7.35 page 163). Enfin pour les galaxies où seule la raie d'émission [OII]λ3727 est disponible ($0,9 < z < 1,4$), nous pouvons utiliser la calibration [OII] non corrigée (paramètres 7.29 page 161), mais cela est inutile en pratique pour notre étude car ces galaxies ne possèdent pas de classification spectrale permettant de distinguer les galaxies à formation d'étoiles des galaxies à noyaux actifs.

Nous voyons que le taux de formation d'étoiles instantané augmente avec la masse stellaire des galaxies car il s'agit d'un paramètre d'échelle. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment (voir la section 2.3.1), nous savons que les galaxies les



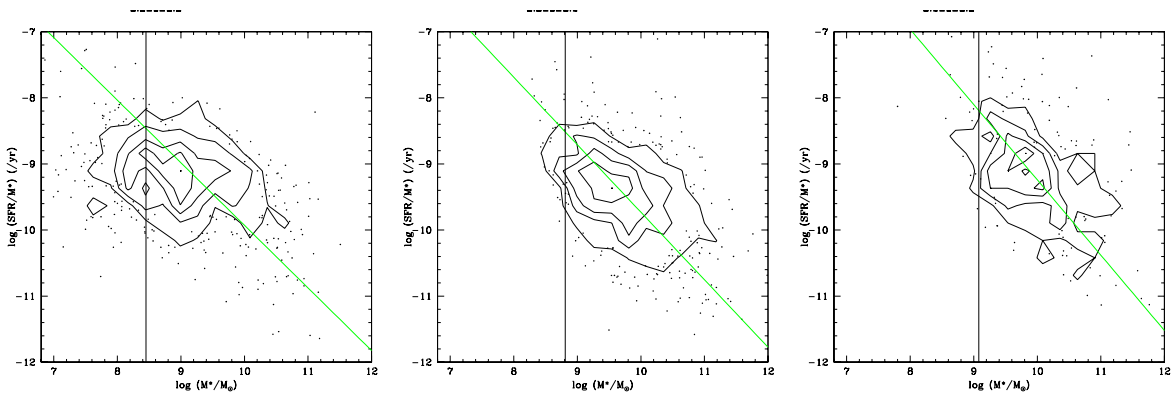
(a) (b) (c)

FIG. 8.17 – Relation entre masse stellaire et taux de formation d'étoiles pour les galaxies VVDS.
Ces trois figures présentent la relation entre le logarithme de la masse stellaire (en masses solaires) et le logarithme du taux de formation d'étoiles instantané (en masses solaires par an), pour les galaxies à formation d'étoiles des deux champs profonds du relevé VVDS, pour un décalage spectral dans l'intervalle $0,0 < z < 0,5$ (a), $0,5 < z < 0,7$ (b) ou $0,7 < z < 0,9$ (c). Les points de mesure avec une incertitude sur le taux de formation d'étoiles inférieure à $0,5$ dex sont représentés sous forme de contours de densité. La droite verte représente le meilleur ajustement sur les points de mesures. La droite verticale représente la masse minimale de l'échantillon limité en volume : $\log(M_\star/M_\odot) > 8,45$ (a), $\log(M_\star/M_\odot) > 8,81$ (b) et $\log(M_\star/M_\odot) > 9,08$ (c).

plus massives possèdent une formation stellaire anécdotique proportionnellement à leur masse tandis que les galaxies naines forment des étoiles à un rythme soutenu. Cette hypothèse est vérifiée si l'on étudie le taux de formation d'étoiles spécifique, c'est-à-dire divisé par la masse stellaire de la galaxie, en fonction de cette dernière comme le montre la figure 8.18. Notons que notre étude, portant sur les galaxies à raies d'émission, est dominée par des galaxies avec un taux de formation d'étoiles spécifique assez important ($\log(\mathrm{SFR}/M_\star(\mathrm{an}^{-1})) = -10 \sim -8$). En effet, plus le taux de formation d'étoiles spécifique est important, plus grande est la largeur équivalente des raies d'émission, ce qui les rend plus faciles à mesurer.

Le tableau 8.5 montre l'évolution, en fonction du décalage spectral, de l'ajustement linéaire que nous avons réalisé sur la relation entre le taux de formation d'étoiles spécifique instantané et la masse stellaire. Nous voyons que la pente et l'ordonnée à l'origine augmentent avec le décalage spectral ce qui suggère, comme nous l'observons aussi sur la figure 8.18, que le taux de formation d'étoiles spécifique des galaxies de masse intermédiaire augmente avec le décalage spectral. Ceci confirme l'hypothèse, formulée ci-dessus, que la diminution de la pente de la relation masse-métallicité médiane est due en partie à une formation stellaire importante des galaxies de masse intermédiaire à un décalage spectral autour de $z = 1$, formation stellaire qui diminue ensuite avec le temps jusqu'à l'Univers local.

Notons que cette observation explique aussi pourquoi le phénomène d'élargissement des masses stellaires des galaxies très métalliques, avec le décalage spectral, n'est pas observé sur la relation luminosité-métallicité estimée à l'aide de l'échantillon LCL05. En effet, sur la relation luminosité-métallicité, les galaxies très massives donc très lumineuses sont confondues avec les galaxies de masse intermédiaire. Ces deuxièmes sont aussi lumineuses que les premières, malgré une masse stellaire moins grande, grâce à une formation stellaire plus efficace donc à la proportion plus



(a) (b) (c)

FIG. 8.18 – Relation entre masse stellaire et taux de formation d'étoiles spécifique pour les galaxies VVDS.
Ces trois figures présentent la relation entre le logarithme de la masse stellaire (en masses solaires) et le logarithme du taux de formation d'étoiles spécifique instantané (par an), pour les galaxies à formation d'étoiles des deux champs profonds du relevé VVDS, pour un décalage spectral dans l'intervalle $0,0 < z < 0,5$ (a), $0,5 < z < 0,7$ (b) ou $0,7 < z < 0,9$ (c). Les points de mesure avec une incertitude sur le taux de formation d'étoiles inférieure à $0,5$ dex sont représentés sous forme de contours de densité. La droite verte représente le meilleur ajustement sur les points de mesures. La droite verticale représente la masse minimale de l'échantillon limité en volume : $\log(M_\star/M_\odot) > 8,45$ (a), $\log(M_\star/M_\odot) > 8,81$ (b) et $\log(M_\star/M_\odot) > 9,08$ (c).

importante d'étoiles jeunes et plus lumineuses.

TAB. 8.5 – Évolution en fonction du décalage spectral du taux de formation d'étoiles spécifique des galaxies VVDS.
Ce tableau montre l'évolution de la pente et de l'ordonnée à l'origine de l'ajustement linéaire de la relation entre le taux de formation d'étoiles spécifique instantané et la masse stellaire, dans trois intervalles de décalages spectraux : $0,0 < z < 0,5$, $0,5 < z < 0,7$ et $0,7 < z < 0,9$, pour les galaxies à formation d'étoiles des deux champs profonds du relevé VVDS.

décalages spectraux	pente	origine
$0,0 < z < 0,5$	$-0,95 \pm 0,02$	$-0,46 \pm 0,21$
$0,5 < z < 0,7$	$-1,02 \pm 0,02$	$0,48 \pm 0,23$
$0,7 < z < 0,9$	$-1,14 \pm 0,04$	$2,15 \pm 0,37$

CHAPITRE 9

Conclusions et perspectives

Rappel du contexte scientifique

Nous avons étudié les principales propriétés physiques des étoiles et nous avons vu que celles-ci étaient uniquement déterminées par leur masse de départ. Le diagramme HR, qui donne la luminosité des étoiles en fonction de leur température de surface, est l'outil principal servant à étudier les populations d'étoiles. Durant la majeure partie de leur vie, les étoiles se placent sur la séquence principale du diagramme HR en fonction de leur masse de départ : les étoiles les plus chaudes sont aussi les plus lumineuses. Puis elles évoluent vers la branche des géantes rouges lumineuses et froides avant de mourir. Notons à ce sujet que les étoiles les plus chaudes sont aussi celles qui ont la plus courte durée de vie. Le rapport entre la masse et la luminosité totale ainsi que la couleur, liée à la température de surface des étoiles, sont donc des indications de l'âge d'une population.

Nous avons ensuite étudié les propriétés physiques des galaxies. Les galaxies sont composées d'étoiles, qui produisent leur lumière, mais aussi de gaz interstellaire et de poussières. Le gaz interstellaire est dominé en masse par le gaz neutre, mais les propriétés physiques comme observationnelles des galaxies sont avant tout influencées par les proportions de gaz moléculaire, froid et dense, et de gaz ionisé, chaud et diffus. Ces deux types de gaz sont intimement liés à la formation stellaire d'une galaxie : les nuages de gaz moléculaire sont les zones où se forment les étoiles, puis ce dernier est transformé en gaz ionisé par le rayonnement énergétique des étoiles jeunes et chaudes. D'un point de vue observationnel, les nuages de gaz moléculaire sont détectés grâce aux poussières qu'ils contiennent : ces dernières absorbent les rayonnements à courte longueur d'onde et les réémettent sous forme d'infrarouges (rougissement interstellaire). Le gaz ionisé est détecté de son côté par les raies d'émission qu'il produit. Contrairement aux étoiles, les propriétés physiques des galaxies ne sont pas déterminées par leur masse de départ mais par leur histoire : leur histoire de formation stellaire, généralement liée à leur type morphologique, et leurs intéractions avec leur environnement.

Nous avons vu comment synthétiser des populations d'étoiles à partir de trois fonctions physiques principales : le taux de formation d'étoiles en fonction du temps, la fonction de masse initiale, et la fonction de métallicité. Cette dernière représente l'enrichissement du milieu interstellaire en métaux, fabriqués par les étoiles géantes rouges, tout au long de l'histoire de formation stellaire d'une galaxie. Cet enrichisse-

ment peut se faire selon trois modèles. Les galaxies qui forment beaucoup d'étoiles proportionnellement à leur masse sont caractérisées par des pertes importantes de gaz dans le milieu intergalactique, pertes qui sont dues aux éjections des supernovae et par les vents stellaires des étoiles chaudes. Ces galaxies évoluent selon le modèle de la "boîte ouverte" : leur masse stellaire augmente mais pas ou peu leur métallicité. Au contraire le modèle de la "boîte fermée" caractérise l'évolution conjointe de la masse stellaire et de la métallicité des galaxies qui forment peu d'étoiles par rapport à leur masse. Ces galaxies retiennent leur métaux grâce à un potentiel gravitationnel plus important que l'intensité des éjections de gaz. Enfin le modèle hiérarchique considère la possibilité de l'assemblage de la masse stellaire des galaxies par fusion de galaxies plus petites plutôt que par tranformation de la masse de gaz en étoiles : la métallicité n'augmente pas.

Le diagramme HR permet de reconstruire les propriétés lumineuses globales (luminosité et couleur) d'une galaxie synthétique à partir des propriétés physiques (âge et masse) de ses étoiles, elles-même déterminées par les trois fonctions de synthèse de population. La comparaison de populations d'étoiles synthétiques aux propriétés observées d'une galaxie permet donc en théorie de déterminer son histoire de formation stellaire et ses intéractions avec l'environnement (en comparant le taux de formation d'étoiles avec la fonction de métallicité).

L'étude spectrophotométrique des galaxies consiste à réunir les observations photométriques et spectroscopiques de ces galaxies. La photométrie est l'étude de la luminosité d'une galaxie à travers un filtre donné. En réunissant les observations photométriques d'une même galaxie à travers plusieurs filtres, on construit la répartition spectrale d'énergie qui révèle le continuum dû aux populations stellaires qu'elle contient. De son côté, la spectroscopie est une répartition spectrale d'énergie ultra-précise, avec une infinité de filtres de bandes passantes infinitésimales. En plus du continuum, la spectroscopie révèle aussi un certain nombre de raies d'absorption, dues aux étoiles, et de raies d'émission, dues au gaz ionisé : on parle de signatures spectrales. Ces signatures spectrales, dont on connaît les longueurs d'onde théoriques, permettent d'estimer le décalage spectral vers le rouge des galaxies. Ce décalage, dû à l'expansion de l'Univers durant le trajet des rayons lumineux jusqu'à nous, est d'autant plus grand que les galaxies sont lointaines. Il permet donc d'estimer la distance des galaxies, en fonction des paramètres cosmologiques de l'Univers.

Nous avons passé en revue les différentes corrections nécessaires pour exploiter des observations photométriques ou spectroscopiques, dans le désordre : corrections du noir et de la plage de lumière uniforme du détecteur, calibration en flux ou en magnitude avec une étoile de référence, calibration en longueur d'onde, soustraction du ciel, normalisation du système de magnitude, correction de la distance de luminosité, la correction-k de l'expansion de l'Univers, correction de la résolution du spectroscope, correction d'ouverture, correction de l'extinction interstellaire due à notre propre Galaxie. Une fois les corrections nécessaires appliquées, les données spectrophotométriques peuvent être utilisées pour déterminer un grand nombre de propriétés physiques des galaxies : masse stellaire, taux de formation d'étoiles instantané ou intégré sur une certaine durée, âge moyen des étoiles, histoire complète de formation stellaire dans le cas où des données très précises sont disponibles, quantité de poussières, métallicité du gaz ou des étoiles, vitesse de rotation des étoiles, composition chimique du gaz, etc...

La compréhension de l'évolution des galaxies passe par deux étapes. Nous devons d'abord comprendre les relations entre les galaxies situées à une même époque de l'histoire de l'Univers. Puis, nous pouvons étudier l'évolution de ces relations en fonction du décalage spectral, donc en fonction de l'âge de l'Univers. Les outils statistiques

à notre disposition sont les densités de paramètres, qui considèrent les populations de galaxies dans leur ensemble, et les relations d'échelles, qui relient les paramètres physiques des galaxies individuelles.

Le modèle "en boîte" prévoit que les galaxies se forment dès le départ avec une masse totale prédéterminée et qu'elles évoluent ensuite individuellement en transformant leur masse de gaz en masse stellaire. Au contraire, le modèle hiérarchique prévoit que les galaxies se forment par fusions successives, en partant des galaxies naines jusqu'aux galaxies géantes. La "réduction de masse caractéristique" désigne l'observation que les galaxies les plus massives montrent un pic de formation stellaire à plus grand décalage spectral, et que les étoiles qui les composent sont en moyenne plus vieilles, que les galaxies les moins massives. Cette observation conduit à formuler deux hypothèses différentes en fonction du modèle d'évolution des galaxies : dans le cadre du modèle "en boîte" elle indique que les galaxies les plus massives ont formé plus rapidement leur masse stellaire (modèle "anti-hiérarchique") ; dans le cadre du modèle hiérarchique elle indique que les collisions de galaxies massives étaient plus violentes dans le passé et qu'elles se forment désormais par fusion ou accrétion de galaxies déjà constituées d'étoiles vieilles.

Conclusions sur la formation et l'évolution des galaxies

La relation masse-métallicité, ou luminosité-métallicité, fait partie des outils les plus efficaces pour étudier la formation et l'évolution des galaxies : elle relie la masse stellaire des galaxies (indicateur de l'histoire de formation stellaire) à leur métallicité actuelle (indicateur de leurs intéractions avec l'environnement). À une époque donnée de l'histoire de l'Univers, elle indique comment se forment les galaxies individuellement ou les unes à partir des autres. De plus, l'observation de l'évolution de cette relation en fonction du décalage spectral est un très bon test pour départager les modèles de la "boîte fermée", de la "boîte ouverte" ou hiérarchique. La pente de cette relation doit en effet augmenter en fonction du décalage spectral dans le cadre du modèle de la "boîte fermée", rester stable dans le cadre du modèle de la "boîte ouverte", ou encore diminuer dans le cadre du modèle hiérarchique.

À l'aide du grand relevé 2dFGRS, nous avons établi une référence de la relation luminosité-métallicité dans l'Univers local. Cette relation est caractérisée par une dispersion importante, due aux différents rapports masse-luminosité des galaxies, aux délais entre l'augmentation de la masse stellaire et celle de la métallicité, ou encore aux pertes plus ou moins importantes de gaz dans l'espace intergalactique. Néanmoins, la relation entre luminosité et métallicité des galaxies est confirmée pour la première fois sur un échantillon aussi important ($\approx 10\,000$ galaxies à formation d'étoiles). La comparaison de nos résultats avec des études précédantes montre que cet échantillon est constitué de galaxies se rapprochant plus du modèle de la "boîte fermée" que des échantillons de galaxies sélectionnées pour leur forte formation stellaire (irrégulières, lumineuses dans l'ultraviolet, etc...). De plus, nous observons que les galaxies les moins métalliques se rapprochent du modèle de la "boîte ouverte" et les galaxies les plus métalliques du modèle de la "boîte fermée". Ces observations sont confirmées par une autre étude, portant sur le grand relevé SDSS, et qui trouve une augmentation du taux de production effectif de métaux avec la masse stellaire des galaxies.

Ce passage du modèle de la "boîte ouverte" au modèle de la "boîte fermée", lorsque la masse stellaire ou la métallicité augmentent, est une preuve du modèle hiérarchique. En effet elle indique que le potentiel gravitationnel responsable de la rétention des métaux, donc la masse totale des galaxies, augmente en même temps que le pro-

cessus de formation stellaire. Ceci est compatible avec une augmentation de la masse totale des galaxies par fusions successives, mais est contradictoire avec un modèle "en boîte" qui suppose que la masse totale des galaxies reste constante.

Nous avons ensuite étudié l'évolution de la relation luminosité-métallicité, jusqu'à un décalage spectral de $z = 1,0$ qui correspond à peu près à la moitié de l'âge de l'Univers, à l'aide de l'échantillon LCL05 qui contient environ 150 galaxies à raies d'émission, auquel nous avons ajouté des échantillons étudiés précédemment dans la littérature. L'existence de la relation luminosité-métallicité à décalage spectral intermédiaire est clairement confirmée et en bon accord avec la relation de référence, avec une légère diminution de la métallicité moyenne. Tenant compte de la dispersion intrinsèque de cette relation, nous avons réalisé un ajustement épais qui montre que cette dernière diminue avec la masse stellaire. Cette observation confirme une fois de plus le passage du modèle de la "boîte ouverte" au modèle de la "boîte fermée" quand la masse stellaire augmente : la dispersion introduite par les différences de pertes de gaz dans le milieu intergalactique disparaît avec le modèle de la "boîte fermée".

Nous n'observons pas d'évolution significative de la pente de la relation luminosité-métallicité avec le décalage spectral, ce qui infirme le modèle de la "boîte fermée". En revanche nous observons une diminution de la métallicité moyenne des galaxies : pour une luminosité donnée, les galaxies à un décalage spectral $z \approx 1,0$ contiennent environ un tiers des métaux présents dans les galaxies équivalentes de l'Univers local. Notons qu'après correction de l'évolution en luminosité des galaxies, nous trouvons que les galaxies à un décalage spectral $z \approx 1,0$ contiennt environ deux tiers des métaux présents dans les galaxies de l'Univers local.

Nous avons finalement étudié l'évolution de la relation masse-métallicité sur environ 5000 galaxies à formation d'étoiles dans l'Univers distant, à l'aide du grand relevé VVDS. À cause du biais de Malmquist, cette étude ne porte que sur les galaxies les plus massives, donc sur celles qui se rapprochent le plus du modèle de la "boîte fermée". En accord avec ce modèle, la pente de la relation masse-métallicité obtenue est plus importante que celle de la relation de référence (estimée à partir du relevé SDSS) et augmente avec le décalage spectral. Mais nous observons aussi qu'une partie de cette augmentation de la pente est due à la diminution de la masse moyenne des galaxies les plus métalliques.

Cet effet provoque au contraire une diminution de la pente de la relation masse-métallicité médiane (estimée en calculant la médiane des métallicités par intervalle de masse stellaire), ce qui confirme une fois de plus le modèle hiérarchique. En effet, la fusion successive des galaxies de masse intermédiaire provoque, en fonction du temps, une augmentation de la masse stellaire moyenne à métallicité constante. Le fait que les galaxies de masse intermédiaire montrent une métallicité importante, similaire à celle des galaxies massives, à un décalage spectral $z \approx 1,0$ est en accord avec la réduction de masse caractéristique.

Perspectives

Trois articles liés à ce travail de thèse ont déjà été publiés (voir l'annexe E ; Lamareille et al., 2004, 2006b,a). Mais les méthodes développées ainsi que la grande quantité de données disponibles offrent de nombreuses perspectives. Ainsi plusieurs articles intimement liés à ce travail de thèse sont en préparation et sur le point d'être soumis à des revues spécialisées. Ces articles concernent la calibration du taux de formation d'étoiles à l'aide du relevé SDSS (Argence et al.), l'évolution de la relation masse-métallicité à l'aide du relevé VVDS (Lamareille et al.), les propriétés physiques

des spectres composites du relevé VVDS (Contini et al.), l'étude de la population de galaxies rouges du relevé VVDS à l'aide de la méthode "bayésienne" (Le Fèvre et al.), l'évolution de la fonction de masse à partir du relevé VVDS (Pozetti et al.). À moyen terme des études de l'évolution de la fraction de galaxies à noyau actif, du taux de formation d'étoiles spécifique ou de l'âge moyen des galaxies, sont aussi prévues toujours à partir des données du relevé VVDS. Ces travaux pourront confirmer ou nuancer nos conclusions sur la formation et l'évolution des galaxies sur des échelles de temps cosmologiques.

Notons que notre équipe est également impliquée dans un autre grand relevé de l'Univers distant. Le grand relevé zCOSMOS, basé comme le relevé VVDS sur l'instrument VIMOS du VLT, prévoit l'observation d'un nombre plus petit de galaxies à décalage spectral intermédiaire, mais ces dernières sont observées à plus haute résolution, de l'ordre de celle de l'échantillon LCL05. Mais le principal avantage de ce relevé, outre l'amélioration de la qualité des mesures de raies d'émission, est sa connexion avec le grand relevé COSMOS. Ce dernier nous donne en effet accès aux types morphologiques des galaxies, observés par imagerie à l'aide du télescope spatial Hubble, ainsi qu'à des données dans tous les domaines de longueurs d'onde. Les même méthodes et les même logiciels seront employés pour analyser les spectres du relevé zCOSMOS, ce qui permettra d'étudier par exemple l'évolution de la relation masse-métallicité en fonction du type morphologique des galaxies.

Les catalogues, réalisés à partir de ce travail de thèse, des mesures des signatures spectrales et des propriétés physiques des galaxies des relevés VVDS et zCOSMOS sont encore, au jour de la rédaction de cette thèse, en cours d'amélioration à mesure que de nouvelles observations sont disponibles. À terme, ils seront mis à disposition de l'ensemble de la communauté scientifique et seront exploités durant de nombreuses années. En ajoutant les grands relevés de l'Univers local (CFRS, 2dFGRS, SDSS, etc...) et ceux de l'Univers distant (VVDS, zCOSMOS, DEEP2, GDDS, etc...), les propriétés physiques et observationnelles d'un à deux millions de galaxies seront disponibles pour permettre de mieux comprendre leur processus de formation et d'évolution.

Signalons enfin que l'analyse de toutes ces données pourra être réalisée, entre autres, à l'aide du logiciel "Galaxie" dont le développement représente une partie non négligeable de ce travail de thèse. Ce logiciel consiste en une interface graphique permettant d'effectuer automatiquement, et à partir de n'importe quel échantillon de départ, toutes les analyses abordées dans cette thèse : mesure des signatures spectrales avec le logiciel "platefit", mesure des propriétés physiques à l'aide de la composante stellaire des galaxies, classification spectrale avec diverses calibrations, estimation des métallicités avec diverses calibrations, etc... Ce logiciel, encore en cours de développement à la date de la rédaction de cette thèse, sera à terme mis à disposition de l'ensemble de la communauté scientifique.

Bibliographie

Abraham, R. G., Glazebrook, K., McCarthy, P. J., et al., "The Gemini Deep Deep Survey. I. Introduction to the Survey, Catalogs, and Composite Spectra". 2004, AJ, 127, 2455

Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., Allam, S. S., et al., "The Fourth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey". 2006, ApJS, 162, 38

Alongi, M., Bertelli, G., Bressan, A., et al., "Evolutionary sequences of stellar models with semiconvection and convective overshoot. I - Z = 0.008". 1993, A&AS, 97, 851

Arnouts, S., Vandame, B., Benoist, C., et al., "ESO imaging survey. Deep public survey : Multi-color optical data for the Chandra Deep Field South". 2001, A&A, 379, 740

Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R., "Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects". 1981, PASP, 93, 5

Balogh, M. L., Morris, S. L., Yee, H. K. C., Carlberg, R. G., & Ellingson, E., "Differential Galaxy Evolution in Cluster and Field Galaxies at z˜0.3". 1999, ApJ, 527, 54

Bell, E. F., McIntosh, D. H., Katz, N., & Weinberg, M. D., "The Optical and Near-Infrared Properties of Galaxies. I. Luminosity and Stellar Mass Functions". 2003, ApJS, 149, 289

Bressan, A., Fagotto, F., Bertelli, G., & Chiosi, C., "Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. II - Z = 0.02". 1993, A&AS, 100, 647

Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al., "The physical properties of star-forming galaxies in the low-redshift Universe". 2004, MNRAS, 351, 1151

Brocklehurst, M., "Calculation of level population for low levels of hydrogen ions in gaseous nebulae.". 1971, MNRAS, 153, 471

Brodie, J. P. & Huchra, J. P., "Extragalactic globular clusters. III - Metallicity comparisons and anomalies". 1991, ApJ, 379, 157

Bruzual, G. & Charlot, S., "Stellar population synthesis at the resolution of 2003". 2003, MNRAS, 344, 1000

Campusano, L. E., Pelló, R., Kneib, J.-P., et al., "VLT spectroscopy of galaxies lensed by the AC 114 cluster :. Implications for the mass model and the study of low-luminosity galaxies at high-redshift". 2001, A&A, 378, 394

Chabrier, G., “Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function”. 2003, PASP, 115, 763

Charlot, S. & Fall, S. M., “A Simple Model for the Absorption of Starlight by Dust in Galaxies”. 2000, ApJ, 539, 718

Charlot, S. & Longhetti, M., “Nebular emission from star-forming galaxies”. 2001, MNRAS, 323, 887

Charlot, S., Worthey, G., & Bressan, A., “Uncertainties in the Modeling of Old Stellar Populations”. 1996, ApJ, 457, 625

Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., et al., “The 2dF galaxy redshift survey : near-infrared galaxy luminosity functions”. 2001, MNRAS, 326, 255

Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., et al., “The 2dF Galaxy Redshift Survey : spectra and redshifts”. 2001, MNRAS, 328, 1039

Contini, T., Treyer, M. A., Sullivan, M., & Ellis, R. S., “Chemical abundances in a UV-selected sample of galaxies”. 2002, MNRAS, 330, 75

Couch, W. J., Balogh, M. L., Bower, R. G., et al., “A Low Global Star Formation Rate in the Rich Galaxy Cluster AC 114 at z=0.32”. 2001, ApJ, 549, 820

Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., & Cohen, J. G., “New Insight on Galaxy Formation and Evolution From Keck Spectroscopy of the Hawaii Deep Fields”. 1996, AJ, 112, 839

Denicoló, G., Terlevich, R., & Terlevich, E., “New light on the search for low-metallicity galaxies - I. The N2 calibrator”. 2002, MNRAS, 330, 69

Ellison, S. L. & Kewley, L. J. 2005, in "The Fabulous Destiny of Galaxies ; Bridging the Past and Present", astro-ph/0508627

Erb, D. K., Shapley, A. E., Pettini, M., et al., “The Mass-Metallicity Relation at z˜2”. 2006, ApJ, in press (astro-ph/0602473)

Fagotto, F., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C., “Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. III. Z=0.0004 and Z=0.05”. 1994a, A&AS, 104, 365

Fagotto, F., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C., “Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. IV. Z=0.004 and Z=0.008”. 1994b, A&AS, 105, 29

Gallazzi, A., Charlot, S., Brinchmann, J., White, S. D. M., & Tremonti, C. A., “The ages and metallicities of galaxies in the local universe”. 2005, MNRAS, 362, 41

Garnett, D. R., “The Luminosity-Metallicity Relation, Effective Yields, and Metal Loss in Spiral and Irregular Galaxies”. 2002, ApJ, 581, 1019

Garnett, D. R., Shields, G. A., Skillman, E. D., Sagan, S. P., & Dufour, R. J., “Interstellar Abundance Gradients in NGC 2403 : Comparison to M33”. 1997, ApJ, 489, 63

Giavalisco, M., Ferguson, H. C., Koekemoer, A. M., et al., “The Great Observatories Origins Deep Survey : Initial Results from Optical and Near-Infrared Imaging”. 2004, ApJL, 600, L93

Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C., "Evolutionary tracks and isochrones for low- and intermediate-mass stars : From 0.15 to 7 $M_{\odot}$, and from Z=0.0004 to 0.03". 2000, A&AS, 141, 371

Girardi, L., Bressan, A., Chiosi, C., Bertelli, G., & Nasi, E., "Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. VI. Z=0.0001.". 1996, A&AS, 117, 113

González Delgado, R. M., Leitherer, C., & Heckman, T. M., "Synthetic Spectra of H Balmer and HE I Absorption Lines. II. Evolutionary Synthesis Models for Starburst and Poststarburst Galaxies". 1999, ApJS, 125, 489

Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., et al., "Did most present-day spirals form during the last 8 Gyr ?. A formation history with violent episodes revealed by panchromatic observations". 2005, A&A, 430, 115

Hammer, F., Gruel, N., Thuan, T. X., Flores, H., & Infante, L., "Luminous Compact Galaxies at Intermediate Redshifts : Progenitors of Bulges of Massive Spirals ?". 2001, ApJ, 550, 570

Höfner, S., Loidl, R., Aringer, B., Jørgensen, U. G., & Hron, J. 2000, in ESA SP-456 : ISO Beyond the Peaks : The 2nd ISO Workshop on Analytical Spectroscopy, ed. A. Salama, M. F. Kessler, K. Leech, & B. Schulz, 299–+

Ilbert, O., Tresse, L., Zucca, E., et al., "The VIMOS-VLT deep survey. Evolution of the galaxy luminosity function up to z = 2 in first epoch data". 2005, A&A, 439, 863

Iovino, A., McCracken, H. J., Garilli, B., et al., "The VIRMOS deep imaging survey. IV. Near-infrared observations". 2005, A&A, 442, 423

Isobe, T., Feigelson, E. D., Akritas, M. G., & Babu, G. J., "Linear regression in astronomy.". 1990, ApJ, 364, 104

Juneau, S., Glazebrook, K., Crampton, D., et al., "Cosmic Star Formation History and Its Dependence on Galaxy Stellar Mass". 2005, ApJL, 619, L135

Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al., "The host galaxies of active galactic nuclei". 2003a, MNRAS, 346, 1055

Kauffmann, G., Heckman, T. M., White, S. D. M., et al., "Stellar masses and star formation histories for 10^5 galaxies from the Sloan Digital Sky Survey". 2003b, MNRAS, 341, 33

Kennicutt, R. C., "Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence". 1998, ARA&A, 36, 189

Kennicutt, Jr., R. C., "The integrated spectra of nearby galaxies - General properties and emission-line spectra". 1992, ApJ, 388, 310

Kewley, L. J. & Dopita, M. A., "Using Strong Lines to Estimate Abundances in Extragalactic H II Regions and Starburst Galaxies". 2002, ApJS, 142, 35

Kewley, L. J., Geller, M. J., & Jansen, R. A., "[O II] as a Star Formation Rate Indicator". 2004, AJ, 127, 2002

Kewley, L. J., Heisler, C. A., Dopita, M. A., & Lumsden, S., "Optical Classification of Southern Warm Infrared Galaxies". 2001, ApJS, 132, 37

Kobulnicky, H. A., Kennicutt, R. C., & Pizagno, J. L., "On Measuring Nebular Chemical Abundances in Distant Galaxies Using Global Emission-Line Spectra". 1999, ApJ, 514, 544

Kobulnicky, H. A. & Kewley, L. J., "Metallicities of $0.3<z<1.0$ Galaxies in the GOODS-North Field". 2004, ApJ, 617, 240

Kobulnicky, H. A. & Phillips, A. C., "Measuring Global Galaxy Metallicities Using Emission-Line Equivalent Widths". 2003, ApJ, 599, 1031

Kobulnicky, H. A., Willmer, C. N. A., Phillips, A. C., et al., "The DEEP Groth Strip Survey. VII. The Metallicity of Field Galaxies at $0.26<z<0.82$ and the Evolution of the Luminosity-Metallicity Relation". 2003, ApJ, 599, 1006

Kobulnicky, H. A. & Zaritsky, D., "Chemical Properties of Star-forming Emission-Line Galaxies at z=0.1-0.5". 1999, ApJ, 511, 118

Kroupa, P., "On the variation of the initial mass function". 2001, MNRAS, 322, 231

Lamareille, F., Contini, T., Brinchmann, J., et al., "Spectrophotometric properties of galaxies at intermediate redshifts (z ˜ 0.2-1.0). II. The Luminosity - Metallicity relation". 2006a, A&A, 448, 907

Lamareille, F., Contini, T., Le Borgne, J.-F., et al., "Spectrophotometric properties of galaxies at intermediate redshifts (z ˜ 0.2-1.0). I. Sample description, photometric properties and spectral measurements". 2006b, A&A, 448, 893

Lamareille, F., Mouhcine, M., Contini, T., Lewis, I., & Maddox, S., "The luminosity-metallicity relation in the local Universe from the 2dF Galaxy Redshift Survey". 2004, MNRAS, 350, 396

Lawson, C. L. & Hanson, R. J. 1974, Solving least squares problems (Prentice-Hall Series in Automatic Computation, Englewood Cliffs : Prentice-Hall, 1974)

Le Borgne, J.-F., Bruzual, G., Pelló, R., et al., "STELIB : A library of stellar spectra at R ˜ 2000". 2003, A&A, 402, 433

Le Fèvre, O., Mellier, Y., McCracken, H. J., et al., "The VIRMOS deep imaging survey. I. Overview, survey strategy, and CFH12K observations". 2004, A&A, 417, 839

Le Fèvre, O., Vettolani, G., Garilli, B., et al., "The VIMOS VLT deep survey. First epoch VVDS-deep survey : 11 564 spectra with $17.5\leq IAB\leq 24$, and the redshift distribution over $0\leq z\leq 5$". 2005, A&A, 439, 845

Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R., "Standard stellar library for evolutionary synthesis. I. Calibration of theoretical spectra". 1997, A&AS, 125, 229

Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R., "A standard stellar library for evolutionary synthesis. II. The M dwarf extension". 1998, A&AS, 130, 65

Lequeux, J., Peimbert, M., Rayo, J. F., Serrano, A., & Torres-Peimbert, S., "Chemical composition and evolution of irregular and blue compact galaxies". 1979, A&A, 80, 155

Lewis, I., Balogh, M., De Propris, R., et al., "The 2dF Galaxy Redshift Survey : the environmental dependence of galaxy star formation rates near clusters". 2002, MNRAS, 334, 673

Liang, Y. C., Hammer, F., Flores, H., et al., "The Luminosity-Metallicity relation of distant luminous infrared galaxies ". 2004, A&A, 423, 867

Lilly, S. J., Carollo, C. M., & Stockton, A. N., "The Metallicities of Star-forming Galaxies at Intermediate Redshifts $0.47<z<0.92$". 2003, ApJ, 597, 730

Lilly, S. J., Le Fevre, O., Crampton, D., Hammer, F., & Tresse, L., "The Canada-France Redshift Survey. I. Introduction to the Survey, Photometric Catalogs, and Surface Brightness Selection Effects". 1995, ApJ, 455, 50

Lonsdale, C. J., Smith, H. E., Rowan-Robinson, M., et al., "SWIRE : The SIRTF Wide-Area Infrared Extragalactic Survey". 2003, PASP, 115, 897

Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al., "High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field : colour selection and star formation history to z˜4". 1996, MNRAS, 283, 1388

Maddox, S. J., Efstathiou, G., Sutherland, W. J., & Loveday, J., "The APM galaxy survey. I - APM measurements and star-galaxy separation". 1990, MNRAS, 243, 692

Maier, C., Lilly, S. J., Carollo, C. M., et al., "Oxygen Gas Abundances at z˜1.4 : Implications for the Chemical Evolution History of Galaxies". 2006, ApJ, 639, 858

Maier, C., Meisenheimer, K., & Hippelein, H., "The metallicity-luminosity relation at medium redshift based on faint CADIS emission line galaxies". 2004, A&A, 418, 475

Maraston, C., "Evolutionary population synthesis : models, analysis of the ingredients and application to high-z galaxies". 2005, MNRAS, 362, 799

McCracken, H. J., Radovich, M., Bertin, E., et al., "The VIRMOS deep imaging survey. II : CFH12K BVRI optical data for the 0226-04 deep field". 2003, A&A, 410, 17

McGaugh, S. S., "H II region abundances - Model oxygen line ratios". 1991, ApJ, 380, 140

Melbourne, J. & Salzer, J. J., "Metal Abundances of KISS Galaxies. I. Coarse Metal Abundances and the Metallicity-Luminosity Relation". 2002, AJ, 123, 2302

Mendoza V., E. E. & Johnson, H. L., "Multicolor Photometry of Carbon Stars.". 1965, ApJ, 141, 161

Moustakas, J., Kennicutt, Jr., R. C., & Tremonti, C. A., "Optical Star Formation Rate Indicators". 2006, ApJ, 642, 775

Oke, J. B., "Absolute Spectral Energy Distributions for White Dwarfs". 1974, ApJS, 27, 21

Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei (Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p.)

Pettini, M. & Pagel, B. E. J., "[OIII]/[NII] as an abundance indicator at high redshift". 2004, MNRAS, 348, L59

Pilyugin, L. S., "On the oxygen abundance determination in H bt II regions. The problem of the line intensities - oxygen abundance calibration". 2000, A&A, 362, 325

Pilyugin, L. S., "Oxygen abundances in dwarf irregular galaxies and the metallicity-luminosity relationship". 2001, A&A, 374, 412

Pilyugin, L. S., "Abundance determinations in H II regions. Model fitting versus T_e-method". 2003, A&A, 399, 1003

Pilyugin, L. S. & Ferrini, F., "On the origin of the luminosity-metallicity relation for late-type galaxies. Spirals to irregulars transition". 2000, A&A, 358, 72

Pilyugin, L. S., Vílchez, J. M., & Contini, T., "Oxygen and nitrogen abundances in nearby galaxies. Correlations between oxygen abundance and macroscopic properties". 2004, A&A, 425, 849

Radovich, M., Arnaboldi, M., Ripepi, V., et al., "The VIRMOS deep imaging survey. III. ESO/WFI deep U-band imaging of the 0226-04 deep field". 2004, A&A, 417, 51

Richer, M. G. & McCall, M. L., "Oxygen abundances in diffuse ellipticals and the metallicity-luminosity relations for dwarf galaxies". 1995, ApJ, 445, 642

Salim, S., Charlot, S., Rich, R. M., et al., "New Constraints on the Star Formation Histories and Dust Attenuation of Galaxies in the Local Universe from GALEX". 2005, ApJL, 619, L39

Salpeter, E. E., "The Luminosity Function and Stellar Evolution.". 1955, ApJ, 121, 161

Santos, M. R., Ellis, R. S., Kneib, J., Richard, J., & Kuijken, K., "The Abundance of Low-Luminosity Lyα Emitters at High Redshift". 2004, ApJ, 606, 683

Savaglio, S., Glazebrook, K., Le Borgne, D., et al., "The Gemini Deep Deep Survey. VII. The Redshift Evolution of the Mass-Metallicity Relation". 2005, ApJ, 635, 260

Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M., "Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds". 1998, ApJ, 500, 525

Skillman, E. D., Kennicutt, R. C., & Hodge, P. W., "Oxygen abundances in nearby dwarf irregular galaxies". 1989, ApJ, 347, 875

Smail, I., Kuntschner, H., Kodama, T., et al., "A photometric study of the ages and metallicities of early-type galaxies in A 2218". 2001, MNRAS, 323, 839

Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al., "First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters". 2003, ApJS, 148, 175

Strateva, I., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., et al., "Color Separation of Galaxy Types in the Sloan Digital Sky Survey Imaging Data". 2001, AJ, 122, 1861

Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al., "The Origin of the Mass-Metallicity Relation : Insights from 53,000 Star-forming Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey". 2004, ApJ, 613, 898

van Zee, L., Salzer, J. J., Haynes, M. P., O'Donoghue, A. A., & Balonek, T. J., "Spectroscopy of Outlying H II Regions in Spiral Galaxies : Abundances and Radial Gradients". 1998, AJ, 116, 2805

Veilleux, S. & Osterbrock, D. E., "Spectral classification of emission-line galaxies". 1987, ApJS, 63, 295

Westera, P., Lejeune, T., Buser, R., Cuisinier, F., & Bruzual, G., "A standard stellar library for evolutionary synthesis. III. Metallicity calibration". 2002, A&A, 381, 524

Worthey, G., Faber, S. M., Gonzalez, J. J., & Burstein, D., "Old stellar populations. 5 : Absorption feature indices for the complete LICK/IDS sample of stars". 1994, ApJS, 94, 687

Worthey, G. & Ottaviani, D. L., "H gamma and H delta Absorption Features in Stars and Stellar Populations". 1997, ApJS, 111, 377

Yi, S. K., "Uncertainties of Synthetic Integrated Colors as Age Indicators". 2003, ApJ, 582, 202

York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al., "The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary". 2000, AJ, 120, 1579

Zaritsky, D., Kennicutt, R. C., & Huchra, J. P., "H II regions and the abundance properties of spiral galaxies". 1994, ApJ, 420, 87

Zucca, E., Ilbert, O., Bardelli, S., et al., "The VIMOS VLT Deep Survey - Evolution of the luminosity functions by galaxy type up to z=1.5 from first epoch data". 2005, A&A, in press (astro-ph/0506393)

Quatrième partie

Annexes

ANNEXE A

Les unités de mesure

A.1 Les unités du système international

longueur : mètre (m)

durée : seconde (s)

fréquence : hertz (Hz) ($1\,\mathrm{Hz} = 1\,\mathrm{s}^{-1}$)

masse : kilogramme (kg)

angle : radian (rad)

angle solide : stéradian (sr)

énergie : joule (J)

température : kelvin (K)

puissance : watt (W) ($1\,\mathrm{W} = 1\,\mathrm{J.s}^{-1}$)

force : newton (N) ($1\,\mathrm{N} = 1\,\mathrm{J.m}^{-1}$)

A.2 La notation scientifique

La notation scientifique consiste à écrire les nombres sous la forme du produit d'un chiffre, suivi d'une virgule et de quelques chiffres significatifs, par une puissance de 10. On écrira par exemple $2,67 \cdot 10^5$ au lieu de 26699. Le système international autorise le remplacement de certaines puissances de 10 par une abbrévation précédant le nom de l'unité, comme indiqué dans le tableau suivant :

valeur	10^{-12}	10^{-9}	10^{-6}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
nom	pico	nano	micro	milli	centi	déci
abbréviation	p	n	μ	m	c	d
valeur	10^{1}	10^{2}	10^{3}	10^{6}	10^{9}	10^{12}
nom	déca	hecto	kilo	méga	giga	téra
abbréviation	da	h	k	M	G	T

A.3 Unités utilisées en astrophysique

longueur : angström (Å) : $1\,\text{Å} = 10^{-10}\,\text{m}$
longueur : année lumière (al) : $1\,\text{al} = 9,46 \cdot 10^{15}\,\text{m}$
longueur : parsec (pc) : $1\,\text{pc} = 3,086 \cdot 10^{16}\,\text{m} = 3,262\,\text{al}$
masse : masse solaire ($\text{M}_\odot$) : $1\,\text{M}_\odot = 1,989 \cdot 10^{30}\,\text{kg}$
énergie : erg (erg) : $1\,\text{erg} = 10^{-7}\,\text{J}$
puissance : luminosité solaire ($\text{L}_\odot$) : $1\,\text{L}_\odot = 3,826 \cdot 10^{26}\,\text{W}$
flux monochromatique : jansky (Jy) : $1\,\text{Jy} = 10^{-23}\,\text{erg.s}^{-1}\text{.cm}^{-2}\text{.Hz}^{-1} = 10^{-28}\,\text{J.m}^{-2}$

A.4 Les constantes fondamentales

vitesse de la lumière $c = 3 \cdot 10^8\,\text{m.s}^{-1}$
constante de Boltzmann $k = 1,38 \cdot 10^{-23}\,\text{J.K}^{-1}$
constante de Planck $h = 6,62 \cdot 10^{-34}\,\text{J.s}$
constante de Stefan $\sigma = 5,67\,\text{W.m}^{-2}\text{.K}^{-4}$
loi de Wien $\lambda_\text{m} T_\text{e} = 2,898 \cdot 10^{-3}\,\text{m.K}$
constante de la gravitation $G = 6,67 \cdot 10^{-11}\,\text{N.m}^2\text{.kg}^{-2}$

ANNEXE B

Lexique des termes anglo-saxons

Nous nous sommes efforcés tout au long de cette thèse d'écrire tous les termes techniques en français. Pourtant l'angais est devenu la langue officielle des grandes revues scientifiques (comme le journal européen "Astronomy & Astrophysics" par exemple) et des conférences internationales. Par conséquent, les termes techniques utilisés en astrophysique sont le plus souvent mieux connus sous leur forme anglo-saxonne, et n'ont même pas dans certain cas de traduction "officielle" en français.

Le lecteur appréciera donc ce lexique dont le but est de répertorier les anglicismes les plus courants, et de donner la traduction en français choisie pour cette thèse. Dans certain cas, nous donnons aussi l'abbréviation issue de la forme anglo-saxone du terme.

Airmass hauteur.

Aperture ouverture.

Best-fit optimisation par minimisation du χ^2.

Break discontinuité.

Cumulative Distribution Function (CDF) fonction de répartition.

Dark noir.

Downsizing réduction de masse caractéristique.

Early-type galaxy galaxie de type précoce.

Feedback amortissement rétroactif.

Flatfield plage de lumière uniforme.

Initial Mass Function (IMF) fonction de masse initiale.

Late-type galaxy galaxie de type tardif.

Offset biais.

Probability Distribution Function (PDF) distribution de probabilité.

Reddening rougissement interstellaire.

Redshift décalage spectral.

Rest-frame au repos.

Star Formation Rate (SFR) taux de formation d'étoiles.

Spectral Energy Distribution (SED) répartition spectrale d'énergie.

Turnoff coude de sortie.

Yield taux de production total.

ANNEXE C

Le spectre de l'atome d'hydrogène

L'atome d'hydrogène a une importance prépondérante dans le spectre des galaxies car c'est l'élément le plus fréquent dans l'Univers. Les différents spectres de raies d'absorption ou d'émission des galaxies peuvent donc être compris en grande partie à partir des propriétés de l'atome d'hydrogène. De par sa simplicité (il est composé uniquement d'un proton et d'un électron), il est très facile de calculer les différents niveaux d'énergie quantiques de l'électron dans l'atome d'hydrogène. Par conséquent, il existe une formule analytique très simple qui relie la longueur d'onde du photon susceptible d'être émis ou absorbé aux deux niveaux d'énergie considérés par la transition :

$$\frac{1}{\lambda} = R_H(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2}) \tag{C.1}$$

où λ est la longueur d'onde du photon émis ou absorbé, p le niveau d'énergie le plus faible, n le niveau d'énergie le plus fort et R_H la constante de Rydberg ($R_H = 1.097 \cdot 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$).

On divise couramment le spectre de raies de l'atome d'hydrogène en séries correspondant au niveau d'énergie le plus faible : la série de Lyman ($p = 1$) dans l'ultraviolet, la série de Balmer ($p = 2$) dans le domaine visible et la série de Paschen ($p = 3$) dans l'infrarouge. Les raies de l'hydrogène sont désignées par une lettre majuscule désignant la série (H pour la série de Balmer, L pour la série de Lyman et P pour la série de Paschen) suivie d'une lettre grecque désignant le niveau d'énergie le plus fort (α pour $n = p + 1$, β pour $n = p + 2$, etc...).

Les raies d'absorption de l'hydrogène sont visibles dans la grande majorité des spectres de galaxies, car elles se forment dans l'atmosphère de toutes les étoiles à l'exception des plus chaudes d'entre elles. En revanche, les raies d'émission de l'hydrogène n'apparaissent que dans les galaxies disposant d'une source d'ionisation importante agissant sur le gaz interstellaire. Leur intensité s'ajoute alors aux raies d'absorption sous-jacentes. Le résultat peut être soit la diminution de l'intensité de la raie d'absorption moins faible, soit la disparition de la raie, soit la formation d'une raie d'émission. Une propriété intéressante est que lorsque le nombre n augmente, l'intensité des raies d'absorption augmente, tandis que celle des raies d'émission diminue, si bien que si l'on suit la série en partant de α on observe d'abord des raies d'émission, puis l'absence de raie, et enfin des raies d'absorption (ceci n'est valable que pour les galaxies à raies d'émission).

Plus le nombre n est grand, plus les raies sont proches les unes des autres, jusqu'à se confondre. L'absorption devient continue lorsque les photons sont suffisam-

ment énergétiques pour ioniser l'atome (ce qui correspond à $n = \infty$) : tous les photons d'énergie supérieure à cette limite sont absorbés, l'excédent d'énergie étant converti en énergie cinétique pour l'électron libre. Dans le spectre d'une galaxie, l'existence de cette limite d'ionisation se traduit par l'apparition d'une discontinuité du spectre continu. Ainsi, tous les photons de longueur d'onde inférieure à $911.5\,$Å sont absorbés par l'hydrogène neutre, c'est la discontinuité de Lyman. De la même façon la discontinuité de Balmer, beaucoup moins intense, correspond à l'absorption des photons de longueur d'onde inférieure à $3646\,$Å par les atomes d'hydrogène excités ($p = 2$).

ANNEXE D

Calculs sur les fonctions de répartition discrètes

Cette appendice a pour but de décrire la méthode de calcul d'une fonction de répartition, de la médiane et de l'intervalle de confiance d'une distribution de probabilités. Si on note $p(x)$ une distribution de probabilités sur la variable aléatoire x, alors le produit $p(x)dx$ donne la probabilité que cette variable prenne une valeur comprise entre x et $x + dx$. La distribution de probabilités est normalisée, c'est-à-dire que la somme des probabilités sur tout l'espace des valeurs possibles de x vaut 1 :

$$\int p(x)\,dx = 1 \tag{D.1}$$

La fonction de répartition $f(x)$ est définie comme la probabilité que la variable aléatoire soit inférieure à la valeur x. Si la distribution de probabilités $p(x)$ possède une forme analytique, alors la fonction de répartition est définie par la formule suivante :

$$f(x) = \int^{x} p(x')\,dx' \tag{D.2}$$

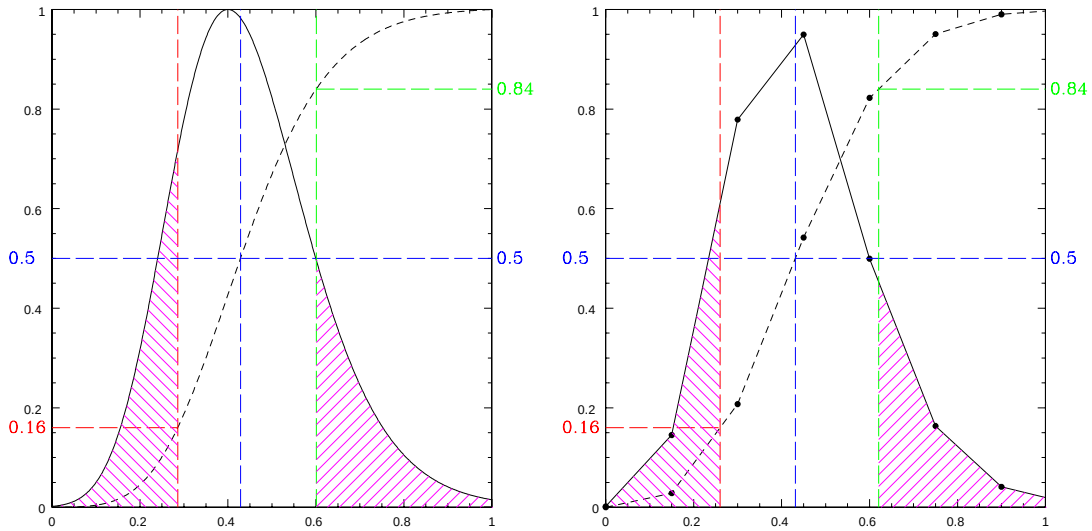
La médiane de la distribution est définie comme la valeur x^{50} telle que la variable aléatoire ait autant de chance de prendre une valeur plus petite ou plus grande que celle-ci. La médiane est donc définie par l'équation :

$$f(x^{50}) = 0,5 \tag{D.3}$$

L'intervalle de confiance est défini par deux limites inférieures x^{16} ($f(x^{16}) = 0,16$) et x^{84} ($f(x^{84}) = 0,84$), telles que la variable aléatoire ait 68% de chances d'être située dans cet intervalle autour de la médiane.

La figure D.1(a) résume ces calculs dans le cas d'une distribution de probabilités dont on connait la forme analytique.

En calcul numérique, et notamment dans cette thèse avec les distributions de probabilités calculées par la méthode "bayésienne", il n'existe pas de fonction analytique. En effet toute fonction est représentée sous une forme discrète avec un nombe de points dépendant de la précision de calcul souhaitée. Ainsi dans le cas d'une distribution de probabilités, on notera X_i les valeurs discrètes de la variable aléatoire (avec i variant de 0 à N, le nombre de points) et P_i la probabilité que la variable aléatoire prenne une valeur entre $(X_i + X_{i-1})/2$ et $(X_i + X_{i+1})/2$, c'est-à-dire une valeur centrée sur X_i. En calcul numérique les intégrales sont remplacées par des sommes, ainsi



(a) (b)

FIG. D.1 – Calcul de la médiane et de l'intervalle de confiance.
Cette figure montre une distribution de probablités dissymétrique quelconque en trait plein, sa fonction de répartition en pointillés et le calcul de la médiane (en bleu) et des limites inférieures et supérieures de l'intervalle de confiance (en rouge et vert). L'intervalle de confiance est représenté par la partie non hachurée de la distribution, il représente 68% des cas les plus probables. Notons que pour des raisons de lisibilité, les distributions de probabilités ne sont pas normalisées sur cette figure.
(a) Calcul exact dans le cas d'une fonction possédant une forme analytique.
(b) Calcul approché dans le cas d'une fonction numérique discrète (les points de mesure sont affichés en gras) représentant la même distribution de probabilités.

l'intégrale de normalisation de la relation D.1 devient (par la méthode d'intégration dite des "trapèzes") :

$$\sum_{i=1}^{N} \frac{(P_i + P_{i-1}) \times (X_i - X_{i-1})}{2} = 1 \tag{D.4}$$

Notons que les relations D.1 et D.4 sont strictement équivalentes lorsque la différence $X_i - X_{i-1}$ tend vers zéro. De la même façon, la fonction de répartition F_i est définie par l'équation suivante :

$$F_i = \sum_{j=1}^{i} \frac{(P_j + P_{j-1}) \times (X_j - X_{j-1})}{2} \tag{D.5}$$

Notons les valeurs extrêmes $F_0 = 0$, car la probabilité que la variable aléatoire soit inférieure à X_0 est nulle, et $F_N = 1$, car la probabilité que la variable aléatoire soit supérieure à X_N est nulle.

Comme la variable aléatoire X_i et la fonction de répartition F_i ne peuvent prendre que des valeurs discrètes, le calcul des valeurs X^{50}, X^{16} et X^{84} de la médiane et de l'intervalle de confiance ne correspondent pas forcément à l'une des valeurs discrète, et nécessitent une interpolation. Prenons l'exemple de la médiane : on cherche d'abord l'indice i^{50} telle que la fonction de répartition ait tout juste dépassé la valeur souhaitée (dans notre cas $0,5$) :

$$F_{i^{50}-1} < 0,5 \leq F_{i^{50}} \tag{D.6}$$

Nous savons donc que la valeur de la médiane est située dans l'intervalle :

$$X_{i^{50}-1} < X^{50} \leq X_{i^{50}} \tag{D.7}$$

Toujours dans l'hypothèse de la méthode d'intégration des "trapèzes", le problème est résolu par interpolation linéaire : on suppose que la fonction de répartition est linéaire entre deux valeurs discrètes consécutives de la variable aléatoire). Nous avons donc l'équation suivante :

$$X^{50} = X_{i^{50}} - \frac{(F_{i^{50}} - 0,5)}{(F_{i^{50}} - F_{i^{50}-1})} \times (X_{i^{50}} - X_{i^{50}-1}) \tag{D.8}$$

Les limites de l'intervalle de confiance sont calculées de la même façon. La figure D.1(b) montre les résultats de ce calcul dans le cas d'une fonction discrète. Nous remarquons en comparant les figures D.1(a) et (b), qui représentent la même distribution de probabilités, que les calculs de la médiane et de l'intervalle de confiance donnent des résultats très proches dans le cas analytique et dans le cas discret.

ANNEXE E

Articles liés à ce travail de thèse

E.1 Lamareille et al. 2004

Article paru dans : "Monthly Notices of the Royal Astronomical Observatory", 2004, volume 350, page 396.

Cet article présente la relation Luminosité-Métallicité dans l'Univers local estimée à partir de l'échantillon du 2dFGRS et présentée au chapitre 7.

Mon. Not. R. Astron. Soc. **350,** 396–406 (2004) doi:10.1111/j.1365-2966.2004.07697.x

The luminosity–metallicity relation in the local Universe from the 2dF Galaxy Redshift Survey

F. Lamareille,[1,2⋆] M. Mouhcine,[3,4] T. Contini,[1⋆] I. Lewis[5] and S. Maddox[3]

[1]*Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et Tarbes (UMR 5572), Observatoire Midi-Pyrénées, 14 Avenue E. Belin, F-31400 Toulouse, France*
[2]*Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France*
[3]*School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, University Park, Nottingham NG7 2RD*
[4]*Observatoire Astronomique de Strasbourg (UMR 7550), 11 rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France*
[5]*Department of Physics, Keble Road, Oxford OX1 3RH*

Accepted 2004 February 2. Received 2004 February 2; in original form 2003 December 9

ABSTRACT

We investigate the luminosity–metallicity (*L–Z*) relation in the local Universe ($0 < z < 0.15$) using spectra of 6387 star-forming galaxies extracted from the 2dF Galaxy Redshift Survey. This sample is by far the largest to date used to perform such a study. We distinguish star-forming galaxies from active galactic nuclei (AGNs) using 'standard' diagnostic diagrams to build a homogeneous sample of starburst galaxies for the *L–Z* study. We propose new diagnostic diagrams using 'blue' emission lines ([O II] λ3727, [O III] λ5007 and Hβ) only to discriminate starbursts from AGNs in intermediate-redshift ($z > 0.3$) galaxies. Oxygen-to-hydrogen (O/H) abundance ratios are estimated using the 'strong-line' method, which relates the strength of following bright emission lines [O II] λ3727, [O III] λ5007 and Hβ (parameters R_{23} and O_{32}) to O/H. We used the [N II] λ6584/Hα emission-line ratio as a 'secondary' abundance indicator to break the degeneracy between O/H and R_{23}. We confirm the existence of the *L–Z* relation over a large range of abundances (∼2 dex) and luminosities (∼9 mag). We find a linear relation between the gas-phase oxygen abundance and both the 'raw' and extinction-corrected absolute *B*-band magnitude with a rms of ∼0.27. A similar relation, with nearly the same scatter, is found in the *R* band. This relation is in good agreement with that derived by Melbourne and Salzer using the Kitt Peak National Observatory (KPNO) International Spectroscopic Survey (KISS) data. However, our *L–Z* relation is much steeper than previous determinations using samples of 'normal' irregular and spiral galaxies. This difference seems to be primarily due to the choice of the galaxy sample used to investigate the *L–Z* relation rather than any systematic error affecting the O/H determination. We anticipate that this *L–Z* relation will be used as the local 'reference' for future studies of the evolution with cosmic time of fundamental galaxy scaling relations.

Key words: galaxies: abundances – galaxies: evolution – galaxies: starburst.

1 INTRODUCTION

Our understanding of galaxy formation and evolution certainly benefits from improving our knowledge about the chemical properties of galaxies. The chemical composition of stars and gas within a galaxy depends on various physical processes, such as the star formation history, gas outflows and inflows, stellar initial mass function, etc. Although it is a complicated task to disentangle the effects of these various processes, the determination of galactic chemical abundances at various epochs puts strong constraints on the likely evolutionary histories of galaxies (see Pettini 2004 for a review).

The correlation between galaxy metallicity and luminosity in the local Universe is one of the most significant observational results in galaxy chemical evolution studies. Lequeux et al. (1979) first revealed that the oxygen abundance O/H increases with the total mass of irregular galaxies. To avoid several problems in the estimate of dynamical masses of galaxies, especially for irregulars, absolute magnitudes are commonly used instead. The luminosity–metallicity (*L–Z*) relation for irregulars was later confirmed by Skillman, Kennicutt & Hodge (1989), Richer & McCall (1995) and Pilyugin (2001a) among others. Subsequent studies have extended the *L–Z* relation to spiral galaxies (Garnett & Shields 1987; Zaritsky, Kennicutt &

⋆E-mail: flamare@ast.obs-mip.fr (FL); contini@ast.obs-mip.fr (TC)

© 2004 RAS

Huchra 1994; Garnett et al. 1997; Pilyugin & Ferrini 2000), and to elliptical galaxies (Brodie & Huchra 1991). The luminosity correlates with metallicity over ∼10 mag in luminosity and 2 dex in metallicity, with indications suggesting that the relationship may be environmental-free (Vilchez 1995) and morphology-free (Mateo 1998). This suggests that similar phenomena govern the *L–Z* over the whole Hubble sequence, from irregular/spirals to ellipticals (e.g. Garnett 2002; Pilyugin, Vílchez & Contini 2004). Recently, Melbourne & Salzer (2002) have used a sample of 519 star-forming emission-line galaxies from the Kitt Peak National Observatory (KPNO) International Spectroscopic Survey (KISS) to confirm the existence of the *L–Z* relation over a broad range of luminosity and metallicity. They have found, however, that the slope of the *L–Z* relation is steeper than the dwarf galaxy *L–Z* relation (see also Pilyugin & Ferrini 2000). This may be evidence that the relationship is not linear over the full luminosity range (see also Mouhcine & Contini 2002).

Many recent studies in galaxy evolution trace changes in scaling relations of galaxies as a function of cosmic epochs, such as the Tully–Fisher relation for discs (e.g. Ziegler et al. 2002; Milvang-Jensen et al. 2003) and the fundamental plane relation for spheroids (e.g. Im et al. 2002; van Dokkum & Ellis 2003). In this context, the *L–Z* relation of galaxies can be used as a sensitive probe and consistency check of galaxy evolution.

The chemical properties of galaxies at different epochs provide new constraints on theories of galaxy formation and evolution. If local effects such as the gravitational potential and 'feedback' from supernova-driven winds are the dominant regulatory mechanisms for star formation and chemical enrichment, then the *L–Z* relation might be nearly independent of cosmic epoch, such as predicted by the semi-analytical models of galaxy formation and evolution (e.g. Kauffmann, White & Guiderdoni 1993; Somerville & Primack 1999). However, based on our current knowledge of galaxy evolution, suggesting that the cosmic star formation rate (SFR) was higher in the past (e.g. Madau et al. 1996), and that the overall metallicity in the Universe at earlier times was lower, we might expect galaxies to be considerably brighter at a given metallicity if there was more primordial gas available in the 'young' Universe to fuel star formation.

With the advent of the 10-m class telescopes and the powerful optical and near-infrared spectrographs, it is now possible to probe the physical properties (SFR, extinction, chemical abundances, mass, stellar populations, etc.) of intermediate ($0 < z < 1$; Kobulnicky, Kennicutt & Pizagno 1999; Hammer et al. 2001; Contini et al. 2002; Kobulnicky et al. 2003; Lilly, Carrollo & Stockton 2003; Lamareille et al., in preparation) and high-redshift ($1.5 < z < 4$; Pettini et al. 1998; Kobulnicky & Koo 2000; Pettini et al. 2001; Mehlert et al. 2002; Erb et al. 2003; Lemoine-Busserolle et al. 2003) galaxies. Even if the number of galaxies per redshift bin is still small, these studies show that high-redshift galaxies ($z > 2$) are 2–4 mag brighter than local galaxies of similar metallicity. This deviation from the local *L–Z* relation demonstrates that the ratio between the luminosity and metal content varies throughout a galaxy's lifetime and is a powerful diagnostic of its evolutionary state.

At intermediate redshifts, the situation is still not clear. Kobulnicky & Zaritsky (1999) and Lilly et al. (2003) found their samples of intermediate-z galaxies to conform to the local *L–Z* relation without any significant evolution of this relation out to $z \sim 1$. On the contrary, Kobulnicky et al. (2003) claimed recently that both the slope and zero-point of the *L–Z* relation evolve with redshift, the slope becoming steeper at early cosmic time.

© 2004 RAS, MNRAS **350,** 396–406

The determination of the fraction of galaxies that deviate from the local *L–Z* relation, as well as the amplitude of this deviation as a function of redshift, will certainly help in constraining the 'differential' rate of star formation between high-redshift galaxies and local ones. However, such studies require a reliable local *L–Z* relation, extending over a large range of metallicities and luminosities, taking into account the variety of the local galaxy population and giving a better estimate of the overall shape of the relation and its intrinsic scatter.

The main goal of this paper is thus to establish the *L–Z* relation in the local Universe. To do so, we extracted a subsample of nearly 7000 emission-line star-forming galaxies with high signal-to-noise (S/N) spectra from the 2dF Galaxy Redshift Survey (2dFGRS). We anticipate that this *L–Z* relation will be used as the local 'calibration' for future studies of the evolution with cosmic time of fundamental galaxy scaling relations.

This paper is organized as follows. In Section 2, we present the selection criteria applied to the original 2dFGRS sample to define a subsample of emission-line galaxies with high-quality spectra. Various observed line ratios and their implications for the analysis of the physical conditions in emission-line galaxies, and the oxygen abundance estimates are also discussed. In Section 3 we present the derived *L–Z* relation, and show how it compares with previous determinations. In Section 4, we present the results of this paper and summarize our conclusions.

Throughout this paper, all calculations assume the cosmology given by the *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (*WMAP*), with $\Omega_\Lambda = 0.73$, $\Omega_m = 0.27$ and $H_0 = 71$ km s^{-1} Mpc^{-1}.

2 THE DATA

2.1 Sample selection

The sample of emission-line star-forming galaxies used to establish the local *L–Z* relation is extracted from the 2dFGRS observations.

The 2dFGRS data set consists of optical (3600–8000 Å; $\Delta\lambda =$ 10 Å) spectroscopy of more than 250 000 galaxies, covering two contiguous declination strips, plus 99 randomly located fields. One of the strips is located close to the supergalactic plane, while the other strip is located in the northern galactic hemisphere. The mean redshift of the initial sample is 0.11, with almost all galaxies with $z < 0.3$. Full details of the survey strategy are given in Colless et al. (2001). Although the original 2dFGRS spectra are not flux calibrated, the relative flux calibration, which is more critical for our analysis of emission-line ratios and equivalent widths (EWs), is accurate (Lewis, Balogh & De Propis 2002). The data reduction ensures that the flux ratio of adjacent emission lines is reliable.

The measurement of EWs has been done using a fully automatic procedure by fitting Gaussian profiles to both absorption and emission lines simultaneously (see Lewis et al. (2002) for a detailed discussion of the procedure and the determination of the fitting quality). The measured spectral features include [O II] λ3727, Hβ, [O III] λλ4959,5007, Hα, [N II] λ6584 and [S II] λλ6717,6731. All strong emission lines needed to reliably estimate the nature of the main ionizing source and the gas phase oxygen abundance are measured.

Starting from the original 2dFGRS sample of 269 013 spectra, we have applied different quality criteria to draw a subsample of 7402 galaxies. This subsample was selected as follows.

To obtain accurate estimates of the gas phase abundances and to avoid any bias due to observational problems, we have restricted ourselves to galaxies with high-quality spectra. We first exclude all galaxies observed before 1999 August 31, which exhibit problems

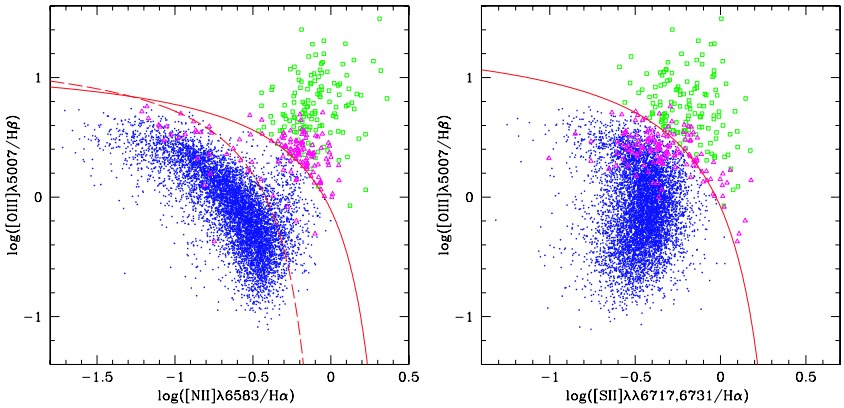


Figure 1. Diagnostic diagrams for our subsample of 7353 narrow emission-line galaxies extracted from the 2dFGRS. The continuous lines show the theoretical separation between starburst galaxies and AGNs from Kewley et al. (2001). An error of 0.15 dex has been added to the predicted separation in the [S II] λλ6717+6731/Hα diagram. The dashed line in the [N II] λ6584/Hα versus [O III] λ5007/Hβ diagram shows the separation between starburst galaxies and AGNs as defined empirically by Kauffmann et al. (2003) using SDSS data. Dots represent star-forming galaxies, squares show AGNs, while triangles represent emission-line galaxies which are contradictory classified using both diagrams.

due to a fault of the atmospheric dispersion compensator within the 2dF instrument (see Lewis et al. (2002) for a more detailed discussion of this issue). For these galaxies, the fitting procedure to determine line properties leads to poor-quality results. In addition, only galaxies with good overall spectrum quality are selected. We thus selected galaxies for which we have the best-quality fit, i.e. no bad pixels detected within 2–3σ of the line centre, for emission lines used to determine both the nature of the main ionizing source and the oxygen abundance, namely [O II] λ3727, Hβ, [O III] λλ4959,5007, Hα, [N II] λ6584, and [S II] λλ6717,6731.

We also chose spectra with a median S/N ratio (measured between 4000–7500 Å) of at least 10. Indeed, we found during preliminary investigations that adding more noisy spectra will introduce a bias in the *L*–*Z* relation. Finally, for galaxies observed several times we kept the spectrum with the best overall quality or, if the same, the best S/N ratio.

2.2 Nature of the main ionizing source: starburst or active galactic nucleus?

The selection criteria applied up to now focus only on the quality of the data. The restricted subsample built so far using these criteria includes emission-line galaxies with different ionizing sources, i.e. either young massive stars related to a recent starburst or a non-thermal continuum produced by an active galactic nucleus (AGN). As we are interested in star-forming galaxies only, we have to exclude galaxies for which the emission-line spectrum is typical of AGNs. AGN-like spectra are distinguished from starburst ones by stronger collisional emission lines relative to recombination lines.

Seyfert 1 galaxies are distinguished from the other types of AGNs – Seyfert 2, low-ionization nuclear emission-line regions (LINERs) – by broader Balmer emission lines. The distribution of full width at half-maximum (FWHM) for [O II] λ3727, [O III] λ5007 and Hβ emission lines shows that the maximum value for [O II] λ3727 and [O III] λ5007 is 10 Å, whereas 49 galaxies have FWHM (Hβ) exceeding this limit. These galaxies have been classified as Seyfert 1 galaxies, and thus excluded from the sample.

The widely used technique to distinguish starburst galaxies from narrow-line AGNs invokes diagnostic line ratios (e.g. Baldwin, Phillips & Terlevich 1981; Veilleux & Osterbrock 1987). The large wavelength coverage of the 2dFGRS spectra allows the easy identification of an AGN-dominated spectrum (Seyfert 2 and LINER) by the presence of high [N II] λ6584/Hα and [S II] λλ6717+6731/Hα flux ratios relative to [O III] λ5007/Hβ.

Fig. 1 shows the location of our galaxy sample in the diagnostic diagrams [N II] λ6584/Hα versus [O III] λ5007/Hβ and [S II] λλ6717+6731/Hα versus [O III] λ5007/Hβ. We used EW ratios instead of flux ratios in these diagrams. Note that these ratios are weakly sensitive to reddening and to uncertainties in the spectrophotometry. The left panel of Fig. 1 shows that there are two well-separated sequences of emission-line galaxies in the [N II] λ6584/Hα versus [O III] λ5007/Hβ diagram. A similar distribution has been found for a sample of galaxies drawn from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) and discussed recently by Kauffmann et al. (2003). Our sample contains galaxies with a large variety of excitation levels, suggesting that this sample contains both low-metallicity and metal-rich galaxies. This sample is thus suitable for studying the *L*–*Z* relation over a large range of metallicities. The AGN sequence originates from the bottom of the location of starburst galaxies, i.e. where metal-rich galaxies locate. This suggests that the inclusion of AGNs in a sample used to investigate the *L*–*Z* relation will contaminate only the high-metallicity end.

The location of starburst galaxies relative to AGNs in the diagnostic diagrams has been extensively investigated in the literature. Recently, Kewley et al. (2001) have coupled stellar population and photoionization models to predict the distribution of starburst galaxies in the diagnostic diagrams. Theoretical model predictions have associated uncertainties. Several input parameters, such as massive star atmosphere models, stellar evolutionary tracks, depletion factors and the slope of the initial mass function, are not known with high accuracy. Observationally, starburst galaxies show correlations between their intrinsic properties, and consequently may scatter around any separation in the diagnostic diagrams. The solid line in the [S II] λλ6717+6731/Hα versus [O III] λ5007/Hβ diagram

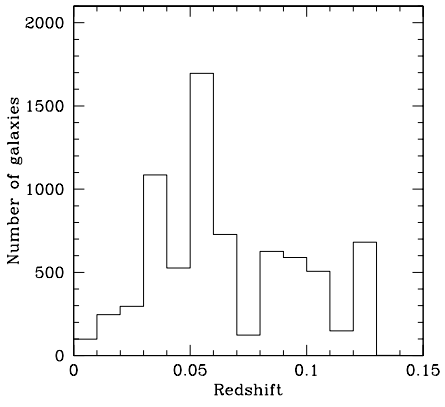


Figure 2. Redshift distribution of 7085 star-forming galaxies selected from the 2dFGRS sample. The mean value is 0.05.

gives an indication of the model uncertainties, and represents an upper limit to the theoretical boundary between starbursts and AGNs, corresponding to the Kewley et al. (2001) model +0.15 dex.

In both diagnostic diagrams, the predicted separation of Kewley et al. (2001) between star-forming galaxies and AGNs matches quite well the observed separation between starbursts and AGNs. We also show, in the [N II] λ6584/Hα versus [O III] λ5007/Hβ diagram, the separation limit adopted by Kauffmann et al. (2003) for SDSS galaxies. Unfortunately, they do not show either the location of SDSS galaxies in the [S II] λλ6717+6731/Hα versus [O III] λ5007/Hβ diagram or the separation between starbursts and AGNs in this diagram. We found the separation limit adopted by Kauffmann et al. (2003) quite strict as it increases the number of galaxies with inconsistent classifications. We thus decided to adopt the theoretical separation of Kewley et al. (2001).

We classified galaxies as starburst or AGN only if the classification criteria using both diagnostic diagrams are consistent, and rejected all galaxies with a different classification in each diagnostic diagram. We ended up with 7085 starburst galaxies, 133 narrow-line AGNs (113 Seyfert 2 and 20 LINERs) and 135 galaxies with an ambiguous classification. The completeness of the final spectroscopically-selected sample is difficult to define. By restricting the sample to the presence of all the emission lines, from [O II] λ3727 to [S II] λλ6717+6731, used both to classify the galaxies (starburst/AGN) and to calculate the gas-phase oxygen abundances, we implicitly impose an upper redshift limit of $z \sim 0.2$. By also requiring high-quality data, we exclude all galaxies with redshifts higher than $z > 0.15$. Our subsample thus remains incomplete at higher redshift and fainter magnitudes. Because the analysis of the *L–Z* relation does not rely strongly on the completeness level of the galaxy sample, and in order to use the largest number of galaxies for the analysis, we have decided to keep all the galaxies that satisfy our selection criteria listed above. Fig. 2 shows the redshift distribution of the 7085 star-forming emission-line galaxies we will use to derive the local *L–Z* relation. The median redshift of this sample is $\langle z \rangle = 0.05$.

Taking advantage of the large sample of emission-line galaxies from the 2dFGRS, we investigate the location of starbursts and narrow-line AGNs (Seyfert 2) in diagnostic diagrams involving 'blue' emission lines only, i.e. [O II] λ3727, Hβ and [O III] λ5007. Such diagrams could be very useful to discriminate AGNs from starbursts in spectra of intermediate-redshift galaxies obtained in large ongoing or future deep spectroscopic surveys: VIRMOS/VLT Deep Survey (VVDS), DEEP, etc. Indeed, the 'red' emission lines, such as Hα, [N II] λ6584 and [S II] λλ6717+6731, usually used to identify AGNs in the local Universe, are not observable in the optical range (up to ∼9000 Å) for redshifts greater than ∼0.3. Such investigations have already been performed in the past (e.g. Rola, Terlevich & Terlevich 1997; Dessauges-Zavadsky et al. 2000) but on limited-size samples.

The location of the 'classified' narrow emission-line 2dFGRS galaxies in new diagnostic diagrams is shown in Fig. 3. The first diagram between [O III] λ5007/Hβ and [O II] λ3727/Hβ, proposed by Rola et al. (1997), shows a clear distinction between starbursts (bottom left) and AGNs (upper right). From this diagram, we define the following analytical expression for the demarcation curve between starbursts and AGNs:

$$\log\left(\frac{[\mathrm{O\,III}]\lambda5007}{\mathrm{H}\beta}\right) = \frac{0.14}{\log([\mathrm{O\,II}]\lambda3727/\mathrm{H}\beta) - 1.45} + 0.83. \quad (1)$$

Starburst galaxies are located below this line. The contamination by AGNs in this region is very low (∼0.1 per cent) taking into account ±0.15-dex uncertainties in the separation curve.

The second diagram between R_{23} and O_{32} (see Section 2.4 for a definition of these ratios) shows also a clear separation between starbursts (left part) and AGNs (right part). From this diagram, we define the following analytical expression for the demarcation curve between starbursts and AGNs:

$$\log(\mathrm{O}_{32}) = \frac{1.5}{\log(\mathrm{R}_{23}) - 1.7} + 2.4. \quad (2)$$

Starburst galaxies are located to the left of this line. The discrimination between starbursts and AGNs is even better using this diagram, as the contamination by AGNs is very low (∼0.1 per cent) taking into account only ±0.10-dex uncertainties in the separation curve.

We conclude that these two diagnostic diagrams could be very efficient to separate AGNs from starbursts in intermediate-redshift ($z \geqslant 0.3$) galaxies for which 'blue' emission lines only are available.

2.3 Underlying Balmer absorption

Balmer emission lines (e.g. Hα, Hβ) are generally affected by absorption lines from the underlying stellar populations, older than the current starburst, and have to be corrected. Usually the effect of the underlying stellar Hβ in absorption is accounted for by applying an ad hoc correction to the rest-frame EW of the Hβ emission line independently of the galaxy properties. Different correction values for the stellar absorption have been used in the literature, ranging from 1 Å (Jansen et al. 2000) to 5 Å (Kennicutt 1992).

The Hβ emission lines in the spectra of our galaxy sample have been corrected from the underlying stellar absorption by a simultaneous fit of the emission and absorption lines. Fig. 4 shows the distribution of EW(Hβ)$_{\rm abs}$ restricted to galaxies with a good quality fit to Hβ in absorption. The mean value of the EW(Hβ)$_{\rm abs}$ is 4.6 Å, similar to the Kennicutt (1992) value.

Instead of assuming a constant value for the EW of Hβ in absorption, as usually done in previous studies, we tried to link the EW(Hβ)$_{\rm abs}$ to easily measured galaxy parameters. We found a correlation with the ($b_{\rm j}$–$r_{\rm F}$) colour, an indicator of galaxy morphological type, i.e. the redder the galaxy, the smaller the EW(Hβ)$_{\rm abs}$. We found a lower dependency on the absolute magnitude in the $b_{\rm j}$-band

© 2004 RAS, MNRAS **350,** 396–406

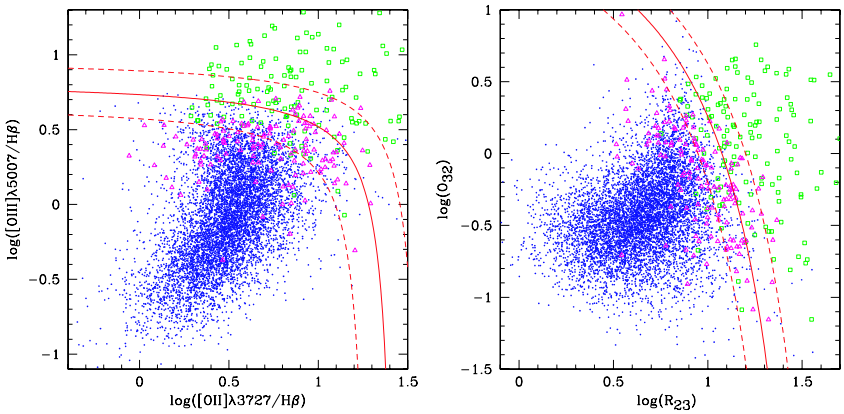


Figure 3. New diagnostic diagrams for our subsample of 7353 narrow emission-line galaxies extracted from the 2dFGRS. The continuous lines show the proposed separation between starburst galaxies and AGNs (see text for analytical expressions). The dashed lines show the predicted separations plus an uncertainty of ±0.15 and ±0.10 dex in the [O III] λ5007/Hβ versus [O II] λ3727/Hβ and R_{23} versus O_{32} diagrams, respectively. Dots represent starburst galaxies, squares show AGNs, while triangles represent 'unclassified' galaxies (see text for details). These new diagrams are very efficient to separate AGNs from starbursts in intermediate-redshift ($z \geqslant 0.3$) galaxies for which 'blue' emission lines only are available.

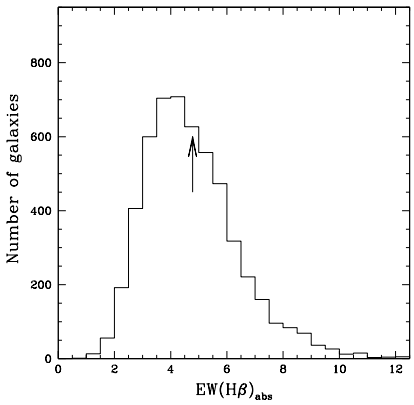


Figure 4. Distribution of the EW of Hβ in absorption restricted to galaxies with a good fit quality. The arrow indicates the mean value $EW(\mathrm{H}\beta)_{\mathrm{abs}} = 4.6$ Å of the sample.

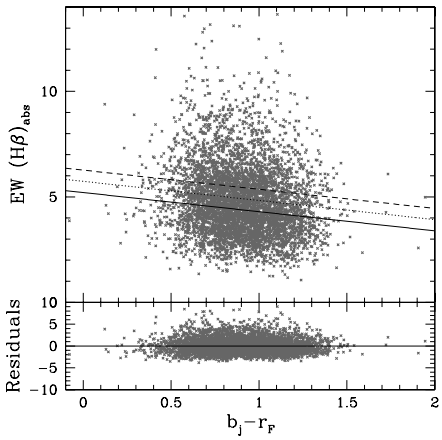


Figure 5. Variation of $EW(\mathrm{H}\beta)_{\mathrm{abs}}$ as a function of $(b_{\mathrm{j}}–r_{\mathrm{F}})$ colour (top panel) for our sample of starburst galaxies, restricted to galaxies with a good fit of Hβ absorption line. Solid, dotted and dashed lines show the empirical calibration found for $M_{\mathrm{B}} = -24$, -18 and -12, respectively. The bottom panel shows the residuals versus the $(b_{\mathrm{j}}–r_{\mathrm{F}})$ colour; their rms is 1.75 Å.

($\mathrm{M}_{b_{\mathrm{j}}}$), i.e. the brighter the galaxy, the smaller the $\mathrm{EW}(\mathrm{H}\beta)_{\mathrm{abs}}$. Fig. 5 shows the $\mathrm{EW}(\mathrm{H}\beta)_{\mathrm{abs}}$ versus $(b_{\mathrm{j}}–r_{\mathrm{F}})$ relation. Also shown is a linear least-squares fit to the relation described by the following empirical calibration:

$$\mathrm{EW}(\mathrm{H}\beta)_{\mathrm{abs}} = 7.33 - 0.908(b_{\mathrm{j}} - r_{\mathrm{F}}) + 0.0885 M_{b_{\mathrm{j}}}. \quad (3)$$

The rms of the residuals is 1.75 Å. The EW of Hα in absorption is deduced from $\mathrm{EW}(\mathrm{H}\beta)_{\mathrm{abs}}$ using the empirical ratio $\mathrm{EW}(\mathrm{H}\alpha)_{\mathrm{abs}} = 0.75 EW(H\beta)_{\mathrm{abs}}$ (González et al. 1999). For a number of galaxies in our subsample, i.e. 1955, the fit for the Hβ absorption line is of a poor quality. These spectra have been corrected using equation (3).

2.4 Metallicity

Using estimates of the oxygen abundance as indicators of the gas-phase metallicity is now well documented and calibrated (e.g. Pagel 1997). The most reliable method to derive the gas-phase oxygen abundance requires an estimate of the electronic temperature and density of the ionized gas (Osterbrock 1989). An accurate determination of these parameters requires reliable measurements of temperature-sensitive auroral lines, usually the [O III] λ4363 emission line. Unfortunately, the 2dFGRS spectra do not have the

required S/N to measure this line correctly. The absence of direct detection of auroral lines, particularly in the case of metal-rich galaxies where these lines are too weak to be observed, requires the development of alternative methods based on strong emission lines. The most widely used method is based on the measurement of strong emission lines, such as [O II] λ3727, [O III] λλ4959,5007 and Hβ. These lines contain enough information to obtain an accurate estimate of the oxygen abundance (McGaugh 1991). This is done through the parameter R_{23} introduced initially by Pagel et al. (1979), and defined as follows:

$$R_{23} = \frac{[\mathrm{O\,III}]\lambda\lambda 4959, 5007 + [\mathrm{O\,II}]\lambda 3727}{\mathrm{H}\beta}. \quad (4)$$

Extensive studies have been dedicated to calibrate the relation between R_{23} and oxygen abundance (McCall, Rybski & Shields 1985; Pilyugin 2001b). The small number of emission lines needed to estimate R_{23} makes this method very attractive. Strong-line ratios reliably indicate the oxygen abundance to within the accuracy of the model calibrations, i.e. ±0.15 dex. Traditionally, R_{23} is estimated from the flux of emission lines. Kobulnicky & Phillips (2003) have shown that the use of EWs instead of fluxes of the same emission lines to derive R_{23} gives almost the same results. The main advantage of this method is to be, at the first order, insensitive to the reddening. Thanks to the small wavelength separation between the emission lines involved in a given ratio, we are free to use the EWs of these lines instead of their fluxes.

Generally, the [O III] λ4959 emission line has a lower S/N ratio than the [O III] λ5007 line; thus, the fitting procedure of this line gives poor results for ∼40 per cent of our galaxy sample. For these galaxies we have used the theoretical ratio [O III] λ5007/[O III] λ4959 = 2.85. The distribution of the [O III] λ5007/[O III] λ4959 ratio, restricted to galaxies with good fitting quality of both lines, is in good agreement with this value, taking into account measurement uncertainties.

A complication with the use of the R_{23} parameter to estimate the oxygen abundance is that the dependency of metallicity on this parameter is degenerate. Indeed, at a fixed value of R_{23} two different values of metallicity are possible; different ionization parameters should lead to similar oxygen abundances. R_{23} increases with oxygen abundance in the low-metallicity regime (12+log(O/H) $\leqslant$ 8.2), while for metal-rich objects (12 + log(O/H) $\geqslant$ 8.4) it decreases with O/H reflecting the efficiency of oxygen cooling over abundance in these objects. In the 'intermediate' metallicity region (8.2 < 12 + log(O/H) < 8.4), galaxies may have a large range of metallicities for a tight range of R_{23}. The uncertainties in this metallicity domain, i.e. whether an object with a given R_{23} parameter lies on the metal-rich branch or on the metal-poor branch of the O/H versus R_{23} relation, dominate the uncertainties related to model calibrations (see above).

Different abundance indicators have been used to break the degeneracy, e.g. [N II] λ6584/[O III] λ5007 (Alloin et al. 1979), [N II] λ6584/[O II] λ3727 (McGaugh 1994), [N II] λ6584/Hα (van Zee et al. 1998) and galaxy luminosity (Kobulnicky et al. 1999). The first indicator is sensitive to the ionization parameter, while the galaxy luminosity can hardly be used to break the degeneracy, first of all because this is exactly what we are looking for, and secondly the universality of the *L–Z* relation is not established yet (see Contini et al. (2002) for a detailed discussion). To break the degeneracy between low and high metallicities, we used the [N II] λ6584/Hα secondary indicator. Galaxies with log([N II] λ6584/Hα) <−1 are classified as low-metallicity objects, while the others are assumed to be metal-rich galaxies.

© 2004 RAS, MNRAS **350,** 396–406

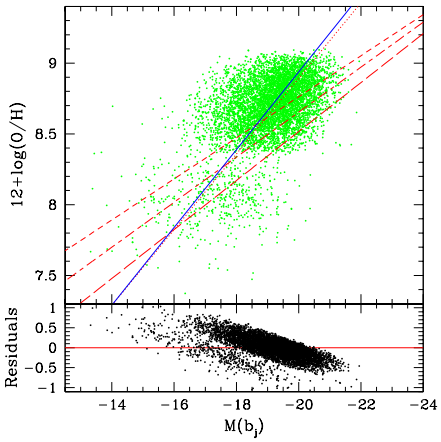


Figure 6. *L–Z* relation for the sample of 6387 star-forming galaxies extracted from the 2dFGRS. The linear regression on this sample is plotted as a solid line. The dotted line shows the relation from Melbourne & Salzer (2002), the short-dashed line the relation for normal galaxies (Kobulnicky et al. 1999), the long-dashed line for UV-selected and H II galaxies (Contini et al. 2002) and the short-dashed–long-dashed line the relation for spirals from Pilyugin et al. (2004). The bottom panel shows the residuals of the linear regression.

The oxygen abundance can be determined using the calibrations of McGaugh (1991). Analytical expressions are found in Kobulnicky et al. (1999), both for the metal-poor and metal-rich regimes. These calibrations are parametrized as a function of R_{23} and the ionization parameter defined as O_{32}= [O III] λλ4959,5007/[O II] λ3727. We found that 495 galaxies fall into the low-metallicity region and 5892 into the high-metallicity one. For 698 galaxies, the oxygen abundance estimated using the low-metallicity calibration was greater than that derived using the high-metallicity calibration. This may occur when the R_{23} parameter exceeds the maximum value allowed by the model. Those galaxies have been excluded from the sample in further analysis.

3 LUMINOSITY–METALLICITY RELATION

In this section, we investigate the *L–Z* relation in the local Universe ($z < 0.15$) using the sample of 6387 star-forming galaxies extracted from the 2dFGRS as explained in the previous section.

Fig. 6 shows our *L–Z* relation for star-forming emission-line galaxies. The general trend, widely discussed in the literature and confirmed here, is an increase of metallicity with luminosity over a large magnitude range, from $M(b_j) = -13$ to -22. Both the least-squares bisector fit (Isobe et al. 1990) and the average of the forward fit, considering the absolute magnitude as the independent variable, and the backward fit, considering the metallicity as the independent variable, yield to similar results. The bisector linear fit[1] is shown as the solid line in Fig. 6, and is described by the following relation:

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = 3.45(\pm 0.09) - 0.274(\pm 0.005) M(b_j). \quad (5)$$

[1] This fitting technique is more suitable in cases in which the measurement errors of the intrinsic correlation being sought are dominated by intrinsic scatter.

The rms scatter around the linear fit to the relationship between metallicity and luminosity is equal to 0.27 dex, greater than the error estimates for metallicity determination (0.15 dex). The origin of this intrinsic scatter may be due to differences in the star formation history, the evolutionary status of the current starburst, different initial mass function, etc. (see, for example, Mouhcine & Contini 2002). The rms we found is identical to that derived by Melbourne & Salzer (2002), who used a sample ∼12 times smaller than our sample, suggesting that the rms value of 0.27 dex might be the 'real' scatter of the *L*–*Z* relation. The uncertainty on the coefficients of equation (5) is lower than that derived by Melbourne & Salzer (2002) thanks to our larger sample. The linear regression estimated after eliminating the points distant for more than 3σ from the original regression does not show any significant difference.

It is instructive to compare our determination of the local *L*–*Z* relation with other published determinations. In Fig. 6, we plot the *L*–*Z* relation for local 'normal' irregular and spiral galaxies (Kobulnicky & Zaritsky 1999 short-dashed line), ultraviolet-selected (UV-selected) and H II galaxies (Contini et al. 2002 long-dashed line), spiral galaxies (Pilyugin et al. 2004 short/long-dashed line), and the Melbourne & Salzer (2002) determination using a sample of 519 emission-line galaxies from the KISS project (dotted line). It is worth mentioning that all determinations of the *L*–*Z* relation have been corrected to the same cosmology. Our new *L*–*Z* relation has a steeper slope than that found for nearby dwarf irregulars (Skillman et al. 1989; Richer & McCall 1995). This is in contrast with the finding of Kobulnicky & Zaritsky (1999) and Garnett (2002), who concluded that the *L*–*Z* relation exhibits a uniform growth over both the low-metallicity (irregular galaxies) and high-metallicity (spiral galaxies) regimes. On the other hand, our determination is in excellent agreement with that of Melbourne & Salzer (2002). The slopes of both determinations are almost identical taking into account uncertainties.

3.1 Possible sources of systematic errors

3.1.1 Different methods to derive O/H

Before going further in our discussion, it will be useful to highlight an issue that may be problematic. A criticism that may be addressed is the suitability of the strong-line method to derive oxygen abundances, and to which extent the systematic errors inherent to this method may affect our *L*–*Z* relation.

Different authors have pointed out that the R_{23} method involves systematic errors due to the failure to take into account the variety of physical conditions in different H II regions. For instance, Kennicutt, Bresolin & Garnett (2003) suspected the R_{23} method to be systematically biased toward a higher value of O/H than the direct method, especially at the high-metallicity end (see also Stasinska 2002). The strong-line method yields oxygen abundances that are systematically higher than the electronic temperature-based technique by an amount depending on the calibration and the excitation range considered. However, it is not clear whether the direct electronic temperature-based method is underestimating the oxygen abundances, or the strong-line method is overestimating them (see Stasinska, Schaerer & Leitherer 2001 for a discussion of the modelling of H II regions). The debate of understanding if the discrepancies in abundance scales are due to systematic biases in the electronic temperature-based scale or in the H II region models used to calibrate different strong-line versus abundance relations, particularly at high metallicity regime, is not settled yet.

The R_{23} parameter has been calibrated and correlated with metallicity by measuring oxygen abundances using the direct method, i.e. based on estimates of electronic density and temperature, for a large sample of H II regions in the low-metallicity regime and using photoionization models for the high-metallicity regime (see Garnett 2002 for a review). The direct method suffers from severe limitations, such as the restricted range of the ionization parameters and/or metallicities and the observability of intrinsic weak lines. This makes this method difficult to use for abundance estimates, especially for galaxies at cosmological distances. There are several reasons for questioning the accuracy of both abundance scales (see Kennicutt et al. (2003) for a detailed discussion of different issues related to this topic). Pilyugin (2000) has provided new calibrations to implement McGaugh (1991) corrections into the empirical strong-line method. This method, usually called the 'P-method', is claimed to be more accurate for low-ionization H II regions and for metal-poor nebulae than the traditional R_{23} method. However, the P-method seems to suffer some weaknesses even within the abundance range for which it was designed (Saviane et al. 2002; Kennicutt et al. 2003). Edmunds & Pagel (1984) and Pilyugin (2000) calibrations, between R_{23} and O/H, have the same slope but are shifted towards higher abundances by ∼0.07 dex, a value smaller than both the intrinsic uncertainties of the calibration and the intrinsic scatter of the *L*–*Z* relation. Moreover, Melbourne & Salzer (2002) have shown that using the Pilyugin (2000) calibration instead of that of Edmunds & Pagel (1984) has only a small effect on the slope of the *L*–*Z* relation.

To check any dependency of the *L*–*Z* relation on the choice of the O/H versus R_{23} calibration, we used the Pilyugin (2000) and McGaugh (1991) calibrations to derive oxygen abundances. In each case, both line fluxes and EWs are used to calculate the R_{23} and O_{32} parameters. We have to mention that these calibrations are roughly parallel in the O/H–R_{23} diagram; the McGaugh (1991) calibration being systematically shifted toward higher abundances by ∼0.2 dex at a given R_{23}. In each case, we performed a linear regression on the *L*–*Z* relation, in a similar way used to derive equation (5). We find that (i) the slopes of the different *L*–*Z* relations are similar and (ii) none of the adopted O/H–R_{23} calibrations leads to a slope as shallow as the *L*–*Z* relation slope for irregular galaxies. We conclude that, while the slope of the *L*–*Z* relation is slightly sensitive to the choice of the O/H–R_{23} calibration, our determination is not biased toward a steep slope.

As our first motivation is to build a *L*–*Z* relation for the local Universe to be used as a reference for intermediate- and high-redshift studies where the majority of abundance estimates are based on the strong-line method (e.g. Kobulnicky et al. 2003; Lemoine-Busserolle et al. 2003; Lilly et al. 2003; Lamareille et al., in preparation), and because it is a 'differential' comparison of the abundance properties of different galaxies, the accurate choice of the R_{23} calibration is not a critical issue.

3.1.2 Reddening

Is there any other systematic effect that may be responsible for the steep *L*–*Z* relation we derived? The *L*–*Z* relation could be biased toward a steeper relation as a result of neglecting the effect of internal extinction. One may expect naively that bright galaxies are more affected by internal reddening than fainter ones, causing a systematic effect which increases as a function of the absolute magnitude and leading to a steeper *L*–*Z* relation.

To investigate this effect, we have to estimate the extinction for our sample of galaxies. We derived the intrinsic interstellar

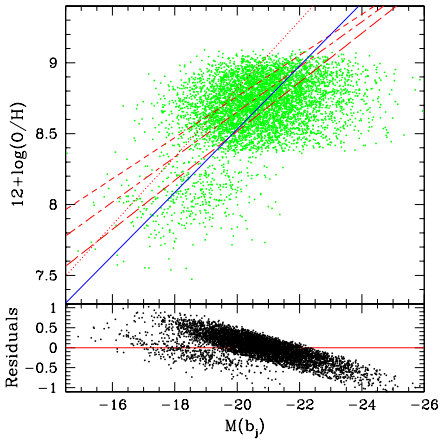


Figure 7. Extinction-corrected *L–Z* relation for the sample of 6387 star-forming galaxies extracted from the 2dFGRS. The linear regression on this sample is plotted as a solid line. The dotted line shows the relation from Melbourne & Salzer (2002), the short-dashed line the relation for normal galaxies (Kobulnicky et al. 1999), the long-dashed line for UV-selected and H II galaxies (Contini et al. 2002) and the short-dashed–long-dashed line the relation for spirals from Pilyugin et al. (2004). The bottom panel shows the residuals of the linear regression.

reddening using the observed Balmer line flux ratios Hα/Hβ following the standard prescription (e.g. Osterbrock 1989), and using the extinction law from Seaton (1979). Note that although different extinction laws available in the literature are different in the UV, they show similar behaviour in the optical, making the results of the subsequent analysis independent of the chosen extinction law (the galactic internal reddening and how it behaves as a function of galaxy properties will be discussed in more detail in a forthcoming paper).

The results of the extinction correction on the *L–Z* relation, using the O/H–R_{23} calibration as given by Kobulnicky et al. (1999), is shown in Fig. 7. Again, a linear least-squares bisector fit is applied to the data, and we find the following expression to the *L–Z* relation:

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = 4.07(\pm0.09) - 0.223(\pm0.004)M(b_\mathrm{j}) \qquad (6)$$

with an rms of 0.32. The extinction-corrected *L–Z* relation is slightly shallower than the previous one (uncorrected for extinction), but we still find a much steeper slope than what was reported before in the literature. Interestingly enough, the slope of our extinction-corrected *L–Z* relation is again in good agreement with that found by Melbourne & Salzer (2002) after correcting their photometry for the internal extinction, despite the different methods adopted to estimate the internal reddening correction. The shift in the zero-point between the two relations may be due to the different procedures used to correct for extinction. Melbourne & Salzer (2002) have corrected only galaxies that deviate at 2σ from the observed colour–magnitude relation, while we correct galaxies independently of their location in the observed colour–magnitude diagram.

3.2 Discussion of the slope of the *L–Z* relation

None of the possible sources of systematic errors listed above, i.e. the choice of the O/H–R_{23} calibration and the internal reddening, can explain the steep slope of the *L–Z* relation we find. How can we explain the difference between our relation and the one derived for 'normal' irregulars and spirals? The fact that different determinations of the *L–Z* relation for irregular and spiral galaxies, using different methods and techniques, have similar slopes suggests that the systematic errors inherent to the O/H–R_{23} calibration cannot bias the *L–Z* relation. Hence, the observed discrepancy between our relation and the other quoted determinations cannot be explained entirely by the uncertainties affecting the calibrations.

The difference between these relations may be attributable to the different samples used by various authors. We think that the nature of the galaxy sample used to study the *L–Z* relation has a strong impact on the derived slope. Mouhcine & Contini (2002) have investigated the *L–Z* relation for samples of H II galaxies, UV-selected galaxies and optical/far-infrared-selected starburst nucleus galaxies. A linear fit to the entire sample provides a steeper correlation than is found by Kobulnicky & Zaritsky (1999), i.e. a slope of 0.25. Once the starburst nucleus galaxies are excluded from the sample, the linear fit is consistent with shallower determinations of the *L–Z* relation (Richer & McCall 1995; Kobulnicky & Zaritsky 1999; Contini et al. 2002; Pilyugin et al. 2004). Again, this suggests that the *L–Z* relation is primarily sensitive to the nature of galaxy samples. The linear fit to irregular and spiral galaxies shown in Fig. 6 is almost parallel to the fit to the UV-selected and H II galaxies, i.e. at a given metallicity star-forming galaxies are brighter than 'normal' galaxies. This is consistent with the expected effect of the current star formation episode in these galaxies, decreasing for a short period their mass-to-light ratio. As discussed by Melbourne & Salzer (2002), different recent determinations of the *L–Z* relation over a large range of metallicities/luminosities deviate from the relation derived for dwarf galaxies, the former being steeper (Zaritsky et al. 1994; Pilyugin & Ferrini 2000). The 2dFGRS galaxy sample contains a mixture of galaxies of different types, representative of the diversity of galaxies in the local Universe. Thus, we believe that our determination of the *L–Z* relation is consistent and more representative of the *L–Z* relation in the local Universe than the previous determinations restricted to a particular type of galaxies.

The difference between our *L–Z* relation and that derived for dwarf galaxies suggests that the overall form of the *L–Z* relation may not be simply approximated by a single linear relation. We split our sample of galaxies into two subsamples: the first having $12 + \log(\mathrm{O/H}) \leqslant 8.3$, as a representative sample of nearby metal-poor galaxies, and the second having $12 + \log(\mathrm{O/H}) \geqslant 8.3$ to mimic the metal-rich galaxy population. Fig. 8 shows the *L–Z* relation for these subsamples. Also shown are (i) the linear fit to the metal-poor sample (solid line) given by the following equation

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = 4.29(\pm0.42) - 0.20(\pm0.02)M(b_\mathrm{j})$$

compared to the Skillman et al. (1989) *L–Z* relation for nearby irregular (metal-poor) galaxies (dotted line), and (ii) the linear fit to the metal-rich sample (dashed line) given by the following equation

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = 2.57(\pm0.32) - 0.30(\pm0.02)M(b_\mathrm{j}).$$

The *L–Z* relations derived for these subsamples are different, with metal-rich galaxies following a steeper *L–Z* relation than the metal-poor galaxies. The slope of the dwarf galaxy *L–Z* relation is slightly steeper than that derived by Skillman et al. (1989), for which the oxygen abundances were estimated using the direct electronic-temperature method. Restricting the 2dFGRS subsample to the best-quality spectra, we found a slope (0.164 ± 0.02), for the dwarf galaxy *L–Z* relation, similar to what has been derived by Skillman et al. (1989), i.e. a slope of 0.153. The variation in the derived slopes being small and included in the error bars, it shows that the choice

© 2004 RAS, MNRAS **350,** 396–406

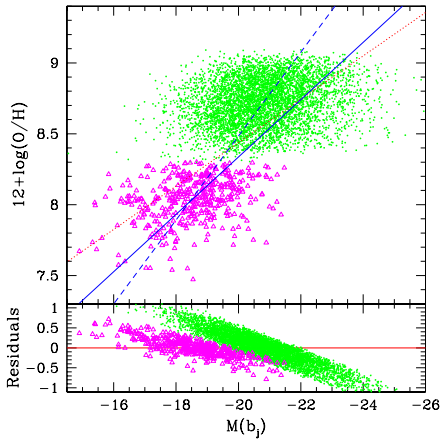


Figure 8. *L–Z* relations for the 2dFGRS metal-poor ($12 + \log(\mathrm{O/H}) \leqslant 8.3$; triangles) and metal-rich ($12 + \log(\mathrm{O/H}) \geqslant 8.3$; dots) galaxies. The solid line shows a linear fit to metal-poor galaxies, the dashed line shows the fit for metal-rich galaxies, and the dotted line shows the *L–Z* relation of dwarf irregular galaxies by Skillman et al. (1989). The bottom panel shows the residuals of the linear regression.

of the 2dFGRS subsample resulting from the selection criteria does not change significantly the slope of the derived *L–Z* relations. The small differences in the slope and zero-point between our *L–Z* determination and that of Skillman et al. (1989) for metal-poor galaxies may be due to: (i) the different methods applied to derive O/H in low-mass galaxies (Skillman et al. 1989 used the 'direct' method whereas we used the strong-line one), (ii) the filter used to measure the galaxy magnitude varies also (b_j-filter in our case instead of the standard *B*-filter used by Skillman et al. 1989), and (iii) the limited size of the Skillman et al. (1989) sample compared with the 2dFGRS subsample.

3.3 Dependence with other galaxy properties

The large sample presented in this paper gives an opportunity to investigate a possible sensitivity of the *L–Z* relation to various galaxy properties, such as SFR, galaxy stellar content, etc.

At a given mass, starburst galaxies tend to be brighter than 'normal' galaxies forming stars at a lower rate, especially in the *B* band. This could introduce a systematic shift in the *L–Z* relation for starburst galaxies toward higher luminosities for a given metallicity. Unfortunately, the 2dFGRS spectra are not calibrated in absolute flux, preventing us from estimating the current SFR of galaxies. Rather than using fluxes, we thus use Balmer emission-line EWs. The Balmer emission-line EWs are a measure of the relative proportion of ionizing photons (produced by massive stars related to the current star formation event) and continuum photons (produced by a mix between the whole cluster embedded in the H II region, the underlying older stellar population and a contribution from the ionized gas). The Balmer emission-line EWs may be understood as a measurement of the specific SFR. An analysis of the *L–Z* relation as a function of the EW of Balmer emission lines might therefore tell us something about the sensitivity of this relation to the 'current' SFR of galaxies.

We split the sample into different groups as a function of their $\mathrm{EW(H}\alpha)_\mathrm{e}$. The first group contains galaxies having $\mathrm{EW(H}\alpha)_\mathrm{e} > 40$ Å, group II contains galaxies with 20 Å $\leqslant EW(H\alpha)_\mathrm{e} \leqslant 40$ Å, group III contains those with 10 Å $\leqslant EW(H\alpha)_\mathrm{e} \leqslant 20$ Å, and finally group IV contains galaxies having $\mathrm{EW(H}\alpha)_\mathrm{e} \leqslant 10$ Å. We then perform, for each group, a linear least-squares bisector fit to the *L–Z* relation. We find that the *L–Z* relations for the first two groups are similar, within the errors, to each other and to the whole sample *L–Z* relation, showing similar scatter around the fit. This might be expected as the first two bins are sampling a short starburst age interval (Stasinska et al. 2001), within which the luminosity is not expected to vary significantly. The two remaining groups show *L–Z* relations with different slopes, indicating a sensitivity of the latter to the current SFR. However, the scatter around the fits is large, preventing us from drawing any firm conclusion.

Similarly, we investigate the sensitivity of the *L–Z* relation to the galaxy colour. Again, no firm conclusion can be drawn. Furthermore, there is no obvious correlation between the residuals from the *L–Z* relation on one hand and $\mathrm{EW(H}\alpha)_\mathrm{e}$ and colour on the other hand. The present sample of galaxies does not present any appealing evidence for the sensitivity of the *L–Z* relation to the stellar content of galaxies.

3.4 *L–Z* relation in the *R* band

r_F-band photometry is available for the 2dFGRS galaxy sample. We thus investigate the r_F-band *L–Z* relation and find a trend between these two quantities similar to what is found in the 'blue' band. We fit a linear relation between the oxygen abundance and the r_F-band absolute magnitude, in a similar way to what has been done for the b_j-band relation. We find the following r_F-band *L–Z* relation

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = 3.72(\pm0.08) - 0.249(\pm0.004)M(r_\mathrm{F}) \qquad (7)$$

with an rms of the residuals of 0.25 dex, lower than the scatter for the b_j-band *L–Z* relation. This might be due to the smaller sensitivity of r_F-band luminosity to the occurrence and the evolutionary status of a recent star formation episode.

3.5 Dependence with redshift and selection biases

In this last section, we investigate whether the *L–Z* relation is redshift-dependent as recently suggested in Schulte-Ladbeck et al. (2004) using SDSS data. Despite the small redshift range of our subsample ($0 < z < 0.15$), Fig. 9 shows indeed significant differences if we divide the sample into three different redshift bins (i.e. $z < 0.05$, $0.05 \leqslant z < 0.1$ and $z \geqslant 0.1$). At a given metallicity, the available observed luminosity range seems to be shifted toward higher luminosities when we look further in the past. This effect is supported by calculating, for each bin, the mean value of the luminosity, which increases (-18.2 for $z < 0.05$, -19.2 for $0.05 \leqslant z < 0.1$ and -20.0 for $z \geqslant 0.1$) while, on average, the metallicity remains approximately constant ($12 + \log(\mathrm{O/H}) = 8.58$, 8.70 and 8.77, respectively). This effect is particularly strong for low-metallicity objects ($12 + \log(\mathrm{O/H}) < 8.3$; see the bottom-left panel).

Before drawing any conclusion on the evolution of the *L–Z* relation with redshift, we must take into account some selection effects. First of all, we have to consider that high-luminosity objects will preferably appear at high redshifts, where the volume of the observed Universe is large enough to make their number significant given their small intrinsic proportion. In contrast, low-luminosity objects may appear at all redshifts, but most of them are observed at low redshift due to the magnitude-limited nature of the survey

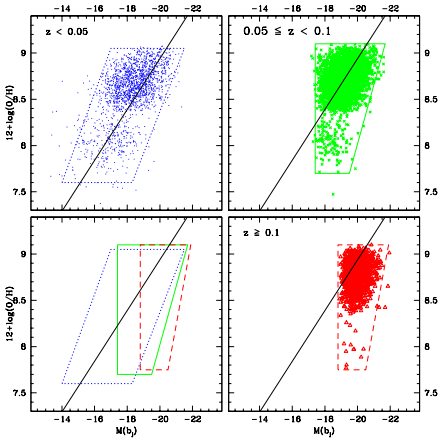


Figure 9. *L–Z* relation for different bins of redshift: $z < 0.05$ (upper left, dots), $0.05 \leqslant z < 0.1$ (upper-right, crosses) and $z \geqslant 0.1$ (bottom right, triangles). The bottom left-hand panel show the three redshift bins together. The solid line shows the *L–Z* relation given in equation (5).

(the Malmquist bias). The first effect does not explain the evolution of the mean luminosity, while it is normalized to the total number of observed objects. The last effect is more problematic because we lose almost all low-metallicity objects at higher redshift. Our quality selection criteria also introduce a bias: very metal-rich, and thus very luminous, objects have been rejected from our subsample by the quality criterion on oxygen emission lines, considering that they are very faint (low S/N) for $12 + \log(\mathrm{O/H}) > 9$.

Taking into account these selection effects, no firm conclusion can be drawn from this study on any evolution of the *L–Z* relation with redshift.

4 CONCLUSIONS

We have investigated the *L–Z* relation in the local Universe, using data of ∼7000 star-forming galaxies ($0 < z < 0.15$) extracted from the 2dFGRS spectroscopic data set. The sample used in this paper is by far the largest sample of galaxies to date to derive the *L–Z* relation.

We first distinguished star-forming galaxies from AGNs using 'standard' diagnostic diagrams to build a homogeneous sample of 6387 starburst galaxies for the *L–Z* study. We proposed also new diagnostic diagrams using 'blue' emission lines ([O II] λ3727, [O III] λ5007 and Hβ) to discriminate starbursts from AGNs in intermediate-redshift ($z > 0.3$) galaxies. We have shown that the underlying absorption lines affecting Balmer lines in emission depend on galaxy properties, with a wide distribution ranging from 1 to 10 Å with an average value of 4.6 Å. Oxygen-to-hydrogen abundance ratios were estimated for this sample of star-forming galaxies using the strong-line method, which relates the R_{23} and O_{32} parameters to O/H. We have confirmed the existence of the *L–Z* relation over a large range of abundances and luminosities. We have found a linear relation between the gas-phase oxygen abundance and both the 'raw' and extinction-corrected b_j-band absolute magnitude with a rms of ∼0.26. A similar relation, with nearly the same scatter, exists for the r_F-band absolute magnitude.

© 2004 RAS, MNRAS **350,** 396–406

Our determination of the *L–Z* relation is in remarkably good agreement with that derived by Melbourne & Salzer (2002) using the KISS data. However, the slope of the relation we have derived is much steeper than those previously determined using different samples of 'normal' dwarf and spiral galaxies. We argue that this difference is not due to any systematic error inherent to the method used to derive O/H in galaxies. The nature of the galaxy sample used to investigate the *L–Z* correlation is however crucial. Neglecting a certain type of galaxy, such as starburst nucleus galaxies, in previous studies has biased the determination of the *L–Z* relation toward shallower slopes. The *L–Z* relation restricted to the metal-poor galaxies of our sample is in agreement with the relation derived by Skillman et al. (1989) for the low-metallicity irregular galaxies.

The *L–Z* relation extends over a range of 9 mag in luminosity, and a factor of ∼50 in oxygen abundance. The 2dFGRS sample of galaxies used in this paper contains a large diversity of masses and stellar populations, from dwarf galaxies to massive spirals. By using such a sample of galaxies, we are constructing a more general *L–Z* relation in the local Universe than previous studies restricted to a given class of galaxies. This correlation seems to be continuous from faint dwarf galaxies to massive spirals, implying that the physical mechanism(s) regulating this correlation is common to star-forming galaxies over the whole Hubble sequence, without a clear dependency on the stellar content of galaxies.

The investigation of the chemical properties of high-z galaxies, and the comparison between galaxy properties over a large range of redshifts will certainly help to clarify the evolutionary pattern of galaxies at different cosmic epochs.

ACKNOWLEDGMENTS

MM would like to thank warmly A. Lançon for interesting and highlighting discussions about reddening in galaxies. We are grateful to the anonymous referee for useful comments and suggestions.

REFERENCES

Alloin D., Collin-Souffrin S., Joly M., Vigroux L., 1979, A&A, 78, 200
Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R., 1981, PASP, 93, 5
Brodie J., Huchra J. P., 1991, ApJ, 379, 157
Colless M. et al., 2001, MNRAS, 328, 1039
Contini T., Treyer M. A., Sullivan M., Ellis R. S., 2002, MNRAS, 330, 75
Dessauges-Zavadsky M., Pindao M., Maeder A., Kunth D., 2000, A&A, 355, 89
Edmunds M. G., Pagel B. E. J., 1984, MNRAS, 211, 507
Erb D. K., Shapely A. E., Steidel C. C., Pettini M., Adelberger K. L., Hunt M. P., Moorwood A. F. M., Cuby J.-G., 2003, ApJ, 591, 101
Garnett D. R., 2002, ApJ, 581, 1019
Garnett D. R., Shields G. A., 1987, ApJ, 317, 82
Garnett D. R., Shields G. A., Skillman E. D., Sagan S. P., Dufour R. J., 1997, ApJ, 489, 63
González Delgado R. M., Leitherer C., Heckman T. M., 1999, ApJS, 125, 489
Hammer F., Gruel N., Thuan T. X., Flores H., Infante L., 2001, ApJ, 550, 570
Im M. et al., 2002, ApJ, 571, 136
Isobe T., Feigelson E. D., Akritas M. G., Babu G. J., 1990, ApJ, 364, 104
Jansen R. A., Fabricant D., Franx M., Caldwell N., 2000, ApJS, 126, 331
Kauffmann G., White S. D. M., Guiderdoni B., 1993, MNRAS, 264, 201
Kauffmann G. et al., 2003, MNRAS, 346, 1055
Kennicutt R. C., 1992, ApJ, 388, 310
Kennicutt R. C., Bresolin F., Garnett D. R., 2003, ApJ, 591, 801
Kewley L. J., Heisler C. A., Dopita M. A., Lumsden S., 2001, ApJS, 132, 37
Kobulnicky H. A., Koo D. C., 2000, ApJ, 545, 712

Kobulnicky H. A., Phillips A. C., 2003, ApJ, 599, 1031
Kobulnicky H. A., Zaritsky D., 1999, ApJ, 511, 118
Kobulnicky H. A., Kennicutt R. C.Jr, Pizagno J. L., 1999, ApJ, 514, 544
Kobulnicky H. A., Willmer C. N. A., Weiner B. J., Koo D. C., Phillips A. C., Faber S. M., Sarajedini V. L., Simard L., Vogt N. P., 2003, ApJ, 599, 1006
Lemoine-Busserolle M., Contini T., Pello R., Le Borgne J.-F., Kneib J.-P., Lidman C., 2003, A&A, 397, 839
Lequeux J., Rayo J. F., Serrano A., Peimbert M., Torres-Peimbert S., 1979, A&A, 80, 155
Lewis I. et al., 2002, MNRAS, 334, 673
Lilly S. J., Carrollo C. M., Stockton A. N., 2003, ApJ, 597, 730
McCall M. L., Rybski P. M., Shields G. A., 1985, ApJS, 57, 1
McGaugh S. S., 1991, ApJ, 380, 140
McGaugh S. S., 1994, ApJ, 426, 135
Madau P., Ferguson H. C., Dickinson M. E., Gaivalisco M., Steidel C. C., Fruchter A., 1996, MNRAS, 283, 1388
Mateo M., 1998, ARA&A, 36, 435
Mehlert D. et al., 2002, A&A, 393, 809
Melbourne J., Salzer J. J., 2002, AJ, 123, 2302
Milvang-Jensen B., Aragon-Salamanca A., Hau G., Jorgensen I., Hjorth J., 2003, MNRAS, 339, 1
Mouhcine M., Contini T., 2002, A&A, 389, 106
Osterbrock D. E., 1989, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei. University Science Books, Mill Valley CA
Pagel B. E. J., 1997, Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies. Cambridge Univ. Press, Cambridge
Pagel B. E. J., Edmunds M. G., Blackwell D. E., Chum M. S., Smith G., 1979, MNRAS, 189, 95
Pettini M., 2004, in Esteban C. et al., eds, Cosmochemistry: The Melting Pot of Elements. Cambridge Univ. Press, Cambridge
Pettini M., Kellogg M., Steidel C. C., Dickinson M., Adelberger K. L., Giavalisco M., 1998, ApJ, 508, 539
Pettini M., Shapley A. E., Steidel C. C., Cuby J., Dickinson M., Moorwood A. F. M., Adelberger K. L., Giavalisco M., 2001, ApJ, 554, 981
Pilyugin L. S., 2000, A&A, 362, 325
Pilyugin L. S., 2001a, A&A, 374, 412
Pilyugin L. S., 2001b, A&A, 369, 594
Pilyugin L. S., Ferrini F., 2000, A&A, 358, 72
Pilyugin L. S., Vílchez J. M., Contini T., 2004, A&A, submitted
Richer M. G., McCall M. L., 1995, ApJ, 445, 642
Rola C. S., Terlevich E., Terlevich R. J., 1997, MNRAS, 289, 419
Saviane I., Rizzi L., Held E. V., Bresolin F., Momany Y., 2002, A&A, 390, 59
Schulte-Ladbeck R. E., Miller C. J., Hopp U., Hopkins A., Nichol R. C., Voges W., Fang T., 2004, in Proc. ESO/USM/MPE Workshop, Multiwavelength Mapping of Galaxy Formation and Evolution. (astro-ph/0312069)
Seaton M. J., 1979, MNRAS, 187, 73P
Skillman E. D., Kennicutt R. C., Hodge P. W., 1989, ApJ, 347, 875
Somerville R. S., Primack J. R., 1999, MNRAS, 310, 1087
Stasinska G., 2002, Rev. Mex. Astron. Astrofis. Ser. Conf., 12, 62
Stasinska G., Schaerer D., Leitherer C., 2001, A&A, 370, 1
van Dokkum P. G., Ellis R. S., 2003, ApJ, 592, 53
van Zee L., Salzer J. J., Haynes M. P., O'Donoghue A. A., Balonek T. J., 1998, AJ, 116, 2805
Veilleux S., Osterbrock D. E., 1987, ApJS, 63, 295
Vilchez J. M., 1995, AJ, 110, 1090
Zaritsky D., Kennicutt R. C., Huchra J. P., 1994, ApJ, 420, 87
Ziegler B. L. et al., 2002, ApJ, 564, 69

This paper has been typeset from a TEX/LATEX file prepared by the author.

E.2 Lamareille et al. 2006a

Article paru dans : "Astronomy and Astrophysics", 2006, volume 448, page 893.

Cet article présente l'échantillon de galaxies LCL05 et le travail d'adaptation du logiciel "platefit" à des obervations à basse résolution évoquée au chapitre 6.

A&A 448, 893–906 (2006)
DOI: 10.1051/0004-6361:20053601
© ESO 2006

Astronomy & Astrophysics

Spectrophotometric properties of galaxies at intermediate redshifts (z ~ 0.2–1.0)⋆

I. Sample description, photometric properties and spectral measurements⋆⋆

F. Lamareille[1], T. Contini[1], J.-F. Le Borgne[1], J. Brinchmann[2,3], S. Charlot[2,4], and J. Richard[1]

[1] Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et Tarbes (LATT - UMR 5572), Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France
e-mail: flamare@ast.obs-mip.fr
[2] Max-Planck Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Strasse 1 Postfach 1317, 85741 Garching, Germany
[3] Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal
[4] Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

Received 9 June 2005 / Accepted 29 October 2005

ABSTRACT

We present the spectrophotometric properties of a sample of 141 emission-line galaxies at redshifts in the range $0.2 < z < 1.0$ with a peak around $z \in [0.2, 0.4]$. The analysis is based on medium resolution (R_s = 500−600), optical spectra obtained at VLT and Keck. The targets are mostly "Canada-France Redshift Survey" emission-line galaxies, with the addition of field galaxies randomly selected behind lensing clusters. We complement this sample with galaxy spectra from the "Gemini Deep Deep Survey" public data release. We have computed absolute magnitudes of the galaxies and measured the line fluxes and equivalent widths of the main emission/absorption lines. The last two have been measured after careful subtraction of the fitted stellar continuum using the `platefit` software originally developed for the SDSS and adapted to our data. We present a careful comparison of this software with the results of manual measurements. The pipeline has also been tested on lower resolution spectra, typical of the "VIMOS/VLT Deep Survey" (R_s = 250), by resampling our medium resolution spectra. We show that we can successfully deblend the most important strong emission lines. These data are primarily used to perform a spectral classification of the galaxies in order to distinguish star-forming galaxies from AGNs. Among the initial sample of 141 emission-line galaxies, we find 7 Seyfert 2 (narrow-line AGN), 115 star-forming galaxies and 16 "candidate" star-forming galaxies. Scientific analysis of these data, in terms of chemical abundances, stellar populations, etc., will be presented in subsequent papers of this serie.

Key words. galaxies: abundances – galaxies: evolution – galaxies: fundamental parameters – galaxies: starburst

1. Introduction

Understanding the major steps in the evolution of galaxies still remains a great challenge to modern astrophysics. While the general theoretical framework of the hierarchical growth of structures in the universe including the build up of galaxies is well in place, this picture remains largely unconstrained by observations, especially at high redshifts. Statistically significant samples of galaxies, from the local Universe to the highest redshifts, are crucial to constrain the models of galaxy formation and evolution. Indeed, comparing the physical properties (star formation rate, extinction, chemical abundances, kinematics, mass, stellar populations, etc.) of galaxies at different epochs will allow us to study the evolution with redshift of fundamental scaling relations such as the Luminosity-Metallicity or the Tully-Fisher relations and hence put strong constraints on galaxy formation and evolution models.

Thanks to recent massive surveys ("Sloan Digital Sky Survey" SDSS, Abazajian et al. 2003, 2004; "2degree Field Galaxy Redshift Survey" 2dFGRS, Colless et al. 2001), large spectroscopic samples of galaxies are now available in the local universe, giving access to the detailed physical properties of galaxies as a function of their environment for more than ~100 000 of them. Similar massive spectroscopic surveys are being carried out on the largest ground-based telescopes to explore the high-redshift ($0.2 < z < 4$) universe (e.g. "VIMOS/VLT Deep Survey" VVDS, Le Fèvre et al. 2003;

⋆ Based on observations collected at the Very Large Telescope, European Southern Observatory, Paranal, Chile (ESO Programs 64.O-0439, 65.O-0367, 67.B-0255, 69.A-0358, and 72.A-0603).

⋆⋆ Tables 6–9 are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to `cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5)` or via `http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/448/893`

"Deep Extragalactic Evolutionary Probe" DEEP, Koo & DEEP Team 2002; etc...). The main goal of these surveys is to study the evolution of galaxies, large-scale structures, and Active Galactic Nuclei (AGN) over more than 90% of the current age of the universe (e.g. Le Fèvre et al. 2004). Most previous studies of intermediate-redshift ($z \sim 0.2-1$) galaxies have been driven by the "Canada-France Redshift Survey" (CFRS, Lilly et al. 1995) which produced a unique sample of 591 field galaxies with $I_{AB} < 22.5$ in the range $0 < z < 1.4$ with a median redshift of ∼0.56 (Lilly et al. 1995). Deep multicolor (B, V, I and K) photometry is available for most galaxies and several objects have been observed with the Hubble Space Telescope (HST, Brinchmann et al. 1998) providing useful complementary informations on the morphology (Lilly et al. 1998; Schade et al. 1999) and the level of interactions (Le Fèvre et al. 2000) of galaxies up to $z \sim 1$. This survey has been, for some years, a unique tool for statistical studies of the evolution of field galaxies as a function of redshift. However, because of the low spectral resolution ($\Delta\lambda \sim 40$ Å) and limited signal-to-noise ratio (hereafter *SNR*) of original CFRS spectra, no reliable estimate of crucial physical properties, such as chemical abundances and reddening, have been determined from these data.

Subsequent spectrophotometric studies of intermediate-redshift galaxies have been performed by various authors on smaller samples (e.g. Guzman et al. 1997; Kobulnicky & Zaritsky 1999; Hammer et al. 2001; Contini et al. 2002; Lilly et al. 2003; Kobulnicky et al. 2003; Liang et al. 2004a,b; Maier et al. 2004). Most of these studies were focused on galaxies with either a peculiar morphology (e.g. compact and luminous galaxies; Guzman et al. 1997; Hammer et al. 2001) or selected in a special wavelength domain: UV-bright (Contini et al. 2002), infrared-bright (Liang et al. 2004a), or narrow-band selected galaxies (Maier et al. 2004).

Thanks to the new class of multi-object spectrograph and to the associated large and deep surveys (VVDS, DEEP, etc.), a large amount of spectrophotometric data will now become available. One of the goals of this paper is to review all the technical issues that can be involved in the reduction and analysis process of these large datasets, together with the scientific results that can be drawn from these studies. This will allow us to define a standard pipeline with particular care taken to optimise it for the VVDS.

This paper builds up on previous work dedicated to the spectrophotometric analysis of SDSS data (e.g. Tremonti et al. 2004; Brinchmann et al. 2004), in which a large part of the pipeline has been described already. In this paper, we describe how we adapt the existing pipeline to the study of intermediate-redshift galaxies observed at a lower spectral resolution and *SNR* than the SDSS galaxies. In order to do that, we defined a sample of ∼140 galaxies at intermediate redshifts ($0.2 < z < 1.0$) showing a large range of physical properties. Using medium-resolution optical spectra mainly acquired with the FORS (FOcal Reducer Spectrograph) instruments on the VLT, we derived their spectrophotometric properties, with a particular attention on defining an automatic process which will be mandatory to analyze large surveys. We also investigate the effect of spectral resolution on the derived quantities, as large surveys like VVDS are based on low-resolution spectra.

This first paper focuses on the general reduction pipeline, photometric properties and emission-line measurements. The scientific analysis of this sample in terms of stellar populations, chemical abundances, etc., will be presented in subsequent papers.

This paper is organized as follow: we first describe our sample in Sect. 2, and then the observations and associated data reduction in Sect. 3. We present the spectroscopic analysis in Sect. 4 and the photometric data in Sect. 5. Finally we perform a spectral classification of our sources in Sect. 6.

2. Sample description

2.1. The parent samples

The CFRS produced a large and homogeneous sample of field galaxies with measured redshifts and morphological properties. This gives us the opportunity to select interesting galaxies at intermediate redshifts in order to acquire new spectra with a better spectral resolution and *SNR* than the original ones. We thus decided to select and re-observe a sub-sample of CFRS galaxies selected in three of the five CFRS fields visible from Paranal (Chile), namely CFRS 0000+00 (hereafter CFRS00), CFRS 0300+00 (hereafter CFRS03), and CFRS 2215+00 (hereafter CFRS22). In addition to this main sample, we acquired spectra for some new and unidentified galaxies selected to fill the slits in the FORS masks. This sample of 63 galaxies is called the "CFRS sub-sample" (see Table 1).

In addition, we decided to take advantage of some series of spectra previously observed by the "Galaxies" team in Toulouse and their collaborators. They were essentially samples of galaxies inside massive lensing clusters, but, in order to complete the masks, some foreground or background field galaxies were observed. These 48 field galaxies form the "CLUST sub-sample" (see Table 2).

Finally, we added a sample of public available spectra from the "Gemini Deep Deep Survey" (GDDS, Abraham et al. 2004) to cover the high redshift end (i.e. $0.4 < z < 1.0$). We selected 31 emission-line spectra which form the "GDDS sub-sample" (see Table 3).

2.2. Selection criteria

The main goal of our program is to probe the physical properties of star-forming galaxies at intermediate redshifts. We thus selected, among the CFRS sub-sample, galaxies with narrow emission lines as quoted in the literature, thus excluding galaxies with broad Balmer emission lines typical of AGN. In order to obtain spectra with a sufficient *SNR* in a reasonable exposure time, we limited ourselves to galaxies brighter than an apparent V-band magnitude $V_{AB} = 23$ (on the CFRS sub-sample). In order to fill the MOS masks, some galaxies without emission lines were also observed. Although we will not include these objects in the present analysis, their spectra have been reduced for possible future use. After the basic data reduction

Table 1. The CFRS sub-sample. [a] Unique identification number (this work, please use the acronym "LCL05", for reference). [b] CFRS id if available. [c] Redshift (see Sect. 3.2 for redshift determination). [d] Signal-to-noise ratio of the continuum at ~5500 Å or ~3500 Å (noted by the symbol *). [e] Maximum signal-to-noise ratio of the strongest emission line. [f] "a" flag means the emission lines were manually measured on this spectrum, "c" flag means this spectrum was a combination of two observations.

LCL05[a]	CFRS[b]	J2000 (α, δ)	z^c	S/N_c^d	S/N_m^e	f
field: CFRS00						
001		00 02 46.93 − 00 39 01	0.3405	7.2	17	a
002		00 02 43.10 − 00 40 48	0.6157	7.3*	23	a
003		00 02 41.53 − 00 40 01	0.3409	11.1	58	a
004	00.0852	00 02 39.83 − 00 41 02	0.2682	13.1	50	a
005	00.0861	00 02 39.41 − 00 41 40	0.2682	19.7	19	
006	00.0900	00 02 37.06 − 00 40 36	0.2470	8.7	33	a
007	00.0940	00 02 35.58 − 00 41 06	0.2694	13.5	26	
008	00.1013	00 02 32.97 − 00 41 33	0.2437	7.5	34	
009	00.0124	00 02 29.91 − 00 41 42	0.2880	8.5	16	
010	00.0148	00 02 28.19 − 00 41 16	0.2672	14.0	39	c
011	00.1726	00 02 48.51 − 00 41 35	0.2959	16.1	55	a
012	00.0699	00 02 44.91 − 00 41 23	0.0874	11.6	17	
013		00 02 44.59 − 00 39 52	0.2489	11.2	21	a
014		00 02 38.75 − 00 40 21	0.3902	7.2	7	a
015	00.1057	00 02 34.15 − 00 41 31	0.2432	5.8	30	a
016	00.0121	00 02 30.16 − 00 41 35	0.2975	12.8	228	a
017	00.0229	00 02 23.26 − 00 41 23	0.2453	13.9	18	
field: CFRS03						
018	03.1184	03 02 49.28 + 00 13 37	0.2046	7.3	30	c
019	03.1343	03 02 49.56 + 00 11 58	0.1889	5.0	33	
020	03.0442	03 02 44.89 + 00 13 45	0.4781	6.3*	27	c
021	03.0476	03 02 43.11 + 00 14 13	0.2601	13.4	73	ac
022	03.0488	03 02 42.16 + 00 13 24	0.6049	5.6*	38	a
023	03.0507	03 02 40.44 + 00 14 03	0.4648	6.9*	30	
024	03.0523	03 02 39.34 + 00 13 27	0.6532	7.0*	47	ac
025	03.0578	03 02 35.19 + 00 14 10	0.2188	7.4	32	
026	03.0605	03 02 33.01 + 00 14 07	0.2189	9.6	54	ac
027	03.0003	03 02 31.85 + 00 13 18	0.2186	4.3	46	ac
028	03.0037	03 02 29.48 + 00 14 13	0.1744	26.0	86	ac
029	03.0046	03 02 28.67 + 00 13 33	0.5123	5.5*	18	c
030	03.0085	03 02 25.24 + 00 13 24	0.6083	4.1*	23	c
031	03.0096	03 02 24.29 + 00 12 28	0.2189	7.8	60	ac
field: CFRS22						
032	22.0502	22 17 58.26 + 00 14 29	0.4682	6.0	15	
033	22.0585	22 17 55.60 + 00 16 59	0.2940	11.9	32	c
034	22.0671	22 17 53.03 + 00 18 27	0.3175	15.5	67	ac
035	22.0819	22 17 48.76 + 00 17 18	0.2910	10.4	36	ac
036	22.0855	22 17 47.88 + 00 16 28	0.2105	13.6	100	a
037	22.0975	22 17 45.12 + 00 14 47	0.4189	6.8	21	
038	22.1013	22 17 44.31 + 00 15 05	0.2307	14.4	76	a
039	22.1084	22 17 42.53 + 00 14 21	0.2928	16.3	52	ac
040	22.1203	22 17 39.54 + 00 15 25	0.5384	9.5*	69	c
052	22.0474	22 17 58.70 + 00 21 11	0.2794	8.0	119	a
053	22.0504	22 17 58.07 + 00 21 37	0.5382	10.9*	66	a
054	22.0637	22 17 54.01 + 00 21 26	0.5422	16.4*	83	a
055	22.0642	22 17 53.77 + 00 22 05	0.4687	3.7*	10	a
056	22.0717	22 17 51.63 + 00 21 46	0.2787	19.6	38	
057	22.0823	22 17 48.57 + 00 21 27	0.3333	24.6	28	
058	22.1082	22 17 42.49 + 00 21 05	0.2918	4.7	71	
059		22 17 44.00 + 00 23 21	0.2765	8.6	28	a
060	22.1144	22 17 40.75 + 00 21 46	0.3586	5.0	21	a
061	22.1220	22 17 38.82 + 00 21 19	0.3583	8.9	29	a
062	22.1231	22 17 38.42 + 00 22 13	0.2846	16.8	82	a
063	22.1309	22 17 36.18 + 00 21 24	0.2847	5.2	23	
041		22 17 53.01 + 00 19 14	0.2164	2.7	9	
042		22 17 53.48 + 00 19 25	0.3524	2.2	22	a
043	22.0622	22 17 54.58 + 00 16 58	0.3237	6.4	20	
044		22 17 46.54 + 00 17 13	0.2764	19.9	24	
045	22.0919	22 17 46.48 + 00 16 53	0.4712	6.1*	158	ac
046		22 17 46.99 + 00 16 23	0.6515	7.3*	35	
047		22 17 47.12 + 00 16 26	0.4716	2.8*	24	
048	22.0903	22 17 46.76 + 00 15 45	0.2948	4.6	22	c
049	22.0832	22 17 48.44 + 00 15 15	0.2306	25.1	91	ac
050	22.1064	22 17 43.08 + 00 15 08	0.5369	4.4*	42	ac
051	22.1339	22 17 35.39 + 00 14 34	0.3842	6.1*	78	ac

Table 2. The CLUST sub-sample. Same legend as Table 1. [g] alternative identification number if available (LBP2003: Le Borgne et al. 2003, CBB2001: Couch et al. 2001, CPK2001: Campusano et al. 2001, SKK2001: Smail et al. 2001).

LCL05[a]	alt[g]	J2000 (α, δ)	z^c	S/N_c^d	S/N_m^e
field: a2218					
136	SKK2001 368	16 35 59.12 + 66 12 01.3	0.6926	4.0*	17
137	SKK2001 159	16 35 45.02 + 66 12 44.7	0.4730	5.7*	24
138		16 35 40.48 + 66 13 06.0	0.4491	1.4	6
field: a2390					
064		21 53 38.10 + 17 43 48.0	0.2412	13.6	70
065		21 53 40.01 + 17 44 07.2	0.0665	6.1	214
066		21 53 28.00 + 17 39 01.1	0.4261	1.0	8
067		21 53 25.34 + 17 39 44.4	0.4500	3.3	10
068		21 53 30.42 + 17 39 16.4	0.6291	2.6*	11
069		21 53 26.84 + 17 40 43.4	0.2213	6.8	38
070		21 53 29.30 + 17 40 26.8	0.7392	6.1*	27
071		21 53 33.45 + 17 40 53.2	0.5263	3.9	29
072		21 53 39.42 + 17 43 50.6	0.3425	4.8	15
141		21 53 33.02 + 17 41 56.8	0.3982	5.7	33
field: a963					
139		10 17 04.82 + 39 02 27.2	0.7307	1.2	27
140		10 17 04.57 + 39 02 25.3	0.7307	2.4	25
field: ac114					
073	LBP2003 b	22 58 37.19 − 34 49 27.8	0.2605	10.6	42
074		22 58 43.42 − 34 48 04.8	0.0965	13.7	253
075	CBB2001 796	22 58 54.75 − 34 48 26.8	0.0985	10.2	28
076	LBP2003 h	22 58 43.35 − 34 49 36.5	0.3207	21.5	54
077	LBP2003 c	22 58 43.07 − 34 48 48.1	0.2999	19.8	47
078	CPK2001 V7	22 58 45.60 − 34 49 03.9	0.5669	9.3*	27
079	CPK2001 V6	22 58 50.94 − 34 47 26.5	0.4095	5.0*	16
080	CBB2001 688	22 58 41.83 − 34 49 06.1	0.3304	8.5	34
081	CPK2001 V11	22 58 57.46 − 34 47 06.8	0.3805	2.5	13
082	CPK2001 V9	22 58 56.56 − 34 46 58.6	0.4121	7.2*	17
083		22 58 54.94 − 34 46 32.6	0.7262	11.7*	111
084	CBB2001 453	22 58 37.48 − 34 50 16.2	0.4100	4.2*	24
085		22 58 35.92 − 34 49 26.9	0.7186	3.0*	20
086		22 58 35.20 − 34 48 59.0	0.4125	2.6	11
087		22 58 42.52 − 34 49 26.8	0.4092	1.3*	9
088		22 58 41.11 − 34 48 48.2	0.7571	4.8*	70
field: cl1358					
142		13 59 48.33 + 62 31 18.4	0.4069	1.6	72
field: cl2244					
089		22 47 14.75 − 02 03 25.1	0.5628	5.8*	23
090		22 47 14.63 − 02 08 12.9	0.5651	5.4*	34
091		22 47 13.62 − 02 07 36.5	0.7865	7.8*	27
092		22 47 08.58 − 02 07 05.4	0.3289	4.6	57
093		22 47 08.35 − 02 06 38.8	0.6402	5.1*	36
094		22 47 07.04 − 02 04 28.6	0.5701	2.4*	17
095		22 47 09.56 − 02 07 15.7	0.3416	3.9	13
096		22 47 14.16 − 02 06 51.8	0.4386	3.3*	15
097		22 47 11.35 − 02 06 29.6	0.5724	4.8*	17
098		22 47 11.08 − 02 06 19.5	0.5717	2.9*	15
field: j1206					
099		12 06 13.71 − 08 51 01.3	0.3555	7.9	21
100		12 06 10.29 − 08 45 53.7	0.3547	5.6	26
101		12 06 09.66 − 08 50 44.4	0.3547	8.6	18
102		12 06 10.97 − 08 50 22.3	0.4280	10.0	13
103		12 06 13.18 − 08 48 26.8	0.4759	6.6	21
104		12 06 07.74 − 08 47 21.2	0.4522	5.2*	19

Table 3. The GDDS sub-sample. Same legend as Table 1.

LCL05[a]	GDDS id	J2000 (α, δ)	z
field: NOAO-Cetus			
105	02-0452	02 09 49.51 − 04 40 24.49	0.828
106	02-0585	02 09 50.13 − 04 40 07.55	0.825
107	02-0756	02 09 43.49 − 04 39 43.11	0.864
108	02-0995	02 09 48.09 − 04 38 54.39	0.786
109	02-1134	02 09 44.46 − 04 38 33.46	0.913
110	02-1724	02 09 37.13 − 04 36 02.61	0.996
field: NTT Deep			
111	12-5337	12 05 18.75 − 07 24 57.19	0.679
112	12-5513	12 05 16.62 − 07 24 43.70	0.611
113	12-5685	12 05 15.21 − 07 24 28.16	0.960
114	12-5722	12 05 20.96 − 07 24 22.27	0.841
115	12-6456	12 05 19.15 − 07 23 45.64	0.612
116	12-6800	12 05 18.14 − 07 23 21.97	0.615
117	12-7099	12 05 26.34 − 07 22 53.02	0.567
118	12-7205	12 05 15.47 − 07 22 58.00	0.568
119	12-7660	12 05 26.83 − 07 22 07.83	0.791
120	12-7939	12 05 31.39 − 07 20 37.77	0.664
121	12-8250	12 05 17.24 − 07 20 02.97	0.767
field: SA22			
122	22-0040	22 17 32.22 + 00 12 45.91	0.818
123	22-0145	22 17 47.08 + 00 13 17.40	0.754
124	22-0563	22 17 36.84 + 00 15 27.22	0.787
125	22-0619	22 17 45.85 + 00 16 42.48	0.673
126	22-0630	22 17 32.36 + 00 16 16.28	0.753
127	22-0643	22 17 38.32 + 00 16 59.41	0.788
128	22-0751	22 17 46.55 + 00 16 26.68	0.471
129	22-0926	22 17 31.36 + 00 17 48.10	0.786
130	22-1534	22 17 37.87 + 00 17 45.88	0.470
131	22-1674	22 17 49.22 + 00 17 14.32	0.879
132	22-2196	22 17 44.16 + 00 15 21.56	0.627
133	22-2491	22 17 37.66 + 00 14 12.38	0.471
134	22-2541	22 17 32.94 + 00 13 58.92	0.617
135	22-2639	22 17 46.70 + 00 13 31.93	0.883

process (see Sect. 3), we selected only the spectra with "visible" (i.e. from visual examination, signal-to-noise ratio of at least 5) emission lines and a good overall *SNR* of the continuum (at least 10). We also want the spectrum to show at least [OII]λ3727, Hβ and [OIII]λ5007 lines in order to derive the metallicity of the galaxies.

We do not aim to construct any volume-limited, magnitude-limited, or emission-line flux-limited sample. Our main concern is to build a sample of star-forming galaxies selected by their bright emission lines. However, we must point out that this selection criterion introduces some biases. First the very high or very low metallicity objects will not be selected (i.e. [OIII] lines are too weak). Second, very dusty and thus very strongly reddened galaxies are not selected in our sample.

3. Spectroscopic data

3.1. Observations and data reduction

Spectrophotometric observations of the "CFRS sub-sample" were performed during two observing runs (periods P65 and P67) with the ESO/VLT at Paranal (Chile). Two nights (July 1st and August 28th, 2000) were devoted to the first run (ESO 65.O-0367) during which we observed three masks: two in the CFRS22 field and one in the CFRS00 field. We used the FORS1 spectrograph mounted on the ANTU unit of the VLT. The exposure time for each mask was divided into four exposures of 40 min, leading to a total exposure time per mask of 2h40min. Two other nights (June 25th and September 13th, 2001) were allocated for the second run (ESO 67.B-0255). For this run, we used both the FORS1 and FORS2 spectrograph mounted on the ANTU and KUEYEN units of the VLT respectively. We observed three more masks: one in the CFRS22 field (total exposure time = 8×25 min = 3h20min), one in the CFRS00 field (total exposure time = 6×25 min = 2h30min), and one in the CFRS03 field (total exposure time = 8×25 min = 3h20min).

The instrumental configuration was the same for all the observations. MOS masks have been produced using the FIMS software. Pre-images (5 min exposure time in $r_{\rm Gunn}$ band) for each field have been acquired for an accurate positioning and orientation of the MOS masks. The GRIS300V grism has been used to cover a total possible wavelength range of ~4500–8500 Å with a resolution $R_{\rm s} = 500$. The effective wavelength range depends on the position of the slit/galaxy in the MOS mask, being shorter at the edges of the mask. The slit width was 1″ yielding a nominal resolution of ~15 Å. The GG435+31 light blocking filter was used to avoid any second-order contamination in the red part of the spectrum.

Most spectra of the "CLUST sub-sample" have been obtained during the run ESO 072.A-0603 with FORS2 on VLT/KUEYEN dedicated to the observation of background galaxies magnified by massive clusters. As the main targets do not fill the whole masks, slits have been designed on cluster and foreground galaxies, as well as background unmagnified galaxies. The clusters observed were Abell 2390, AC 114 and Clg 2244-02 (hereafter Cl2244). FORS2 in MXU mode has been used with the GRIS300V grism and an order sorting filter GG375, allowing a useful wavelength range from 4000 Å to 8600 Å, and yielding a wavelength resolution of $R_{\rm s} = 500$. The observations were made in service mode between August 29th and September 3rd, 2003. For each cluster mask, a total exposure time of ~4 h was obtained. A 1″ slit width was used for each slit. Similar spectra were obtained on April 11th 2002 during a visitor mode run (ESO 69.A-0358) on cluster MACS J1206.2-0847 (hereafter J1206) with the FORS1 spectrograph on VLT/MELIPAL (see Ebeling et al., in preparation). The GRIS300V grism and a 1″-width slit were used, yielding a wavelength coverage between ~4000 Å and 8600 Å, and a wavelength resolution of $R_{\rm s} = 500$. An order sorting filter GG375 was used. The total exposure time was 38 min. The additional AC 114 data were obtained on October 5, 1999 during the run ESO 64.O-0439 with FORS1 on VLT/ANTU (UT1) telescope. The same G300V and 1″-width slit were used. These observations were also part of a program to study magnified background galaxies. The wavelength coverage is ~4000–8000 Å and the resulting resolution 500. Depending on the mask used, the exposure times were 2h15min, 1h30min or 1h17min (see Campusano et al. 2001).

Table 4. Summary of spectroscopic observations.

LCL05 ids	instrument/telescope	run	λ range (Å)	resolution	slit width/lentgh	exposure time
001-010	FORS1 / VLT	65.O-0367	4500–8500	$R_s = 500$	1″ / 22″	4×40 min
010-017	FORS2 / VLT	67.B-0255	4500–8500	$R_s = 500$	1″ / 22″	6×25 min
018-031	FORS1 / VLT	67.B-0255	4500–8500	$R_s = 500$	1″ / 22″	2×25 min
018-031(c)	FORS2 / VLT	67.B-0255	4500–8500	$R_s = 500$	1″ / 22″	6×25 min
032-040	FORS1 / VLT	65.O-0367	4500–8500	$R_s = 500$	1″ / 22″	4×40 min
033-040(c) / 042-051	FORS2 / VLT	67.B-0255	4500–8500	$R_s = 500$	1″ / 22″	6×25 min
034-040(c) / 041 / 045-051(c)	FORS1 / VLT	67.B-0255	4500–8500	$R_s = 500$	1″ / 22″	2×25min
052-063	FORS1 / VLT	65.O-0367	4500–8500	$R_s = 500$	1″ / 22″	4×40 min
064-072 / 083-098	FORS2 / VLT	72.A-0603	4000–8600	$R_s = 500$	1″ / 22″	∼4 h
073-082	FORS1 / VLT	64.O-0439	4000–8000	$R_s = 500$	1″ / 22″	2h15min, 1h30min or 1h17min
099-104	FORS1 / VLT	69.A-0358	4000–8600	$R_s = 500$	1″ / 22″	38 min
136 / 142	LRIS / Keck	2001A	3800–10 000	$R_s \approx 2000$	1″ / 175″	33 min
137-140	LRIS / Keck	2002A	3800–10 000	$R_s \approx 2000$	1″ / 175″	33 min
141	LRIS / Keck	2002B	3800–10 000	$R_s \approx 2000$	1″ / 175″	33 min
105-135	GMOS / Gemini	GDDS	5500–9200	$R_s \approx 630$		

The remaining spectra in the "CLUST sub-sample" (with LCL05# $\geq$ 136) are more magnified objects serendipitously found during a long-slit search for Lyman-α emitters at high redshift along the critical lines of the clusters Abell 963, Abell 2218, Abell 2390 and Clg 1358+62 (Santos et al. 2004; Ellis et al. 2001). The double-beam Low Resolution Imaging Spectrograph (LRIS, Oke et al. 1995) was used on the Keck telescope with a 1″-width long and 175″-length long slit, a 600-line grating blazed at λ 7500 Å (resolution ∼ 3.0 Å) for the red channel and a 300-line grism blazed at 5000 Å with a dichroic at 6800 Å (resolution ∼ 3.5–4.0 Å) for the blue channel of the instrument. More details on these observations are given in Santos et al. (2004).

Data reduction was performed in a standard way with IRAF packages. In particular, the extraction of the 1D spectra and the computation of *SNR* for each spectrum have been performed with the IRAF package `apall`. The wavelength calibration used He-Ar arc lamps and flux calibration have been done using spectrophotometric standard stars observed each night. Two examples of FORS spectra of CFRS galaxies are shown in Fig. 1.

Spectroscopic observations of the GDDS sub-sample have been done with GMOS spectrograph on the Gemini North telescope between August 2002 and August 2003. The spectra cover a typical wavelength range of 5500 Å to 9200 Å with a wavelength resolution of approximately $R_s \approx 630$ (see Abraham et al. 2004 for full details).

The spectroscopic observation details are summarized in Table 4.

3.2. Redshift distribution

The redshift of galaxies were derived using the centroid of the brightest emission lines: [OII]λ3727, [OIII]λ5007, Hβ and Hα when available. In case of doubt, we tried to adjust a stellar template to the continuum. Our redshifts agree with the published ones to within 1% for the re-observed CFRS galaxies.

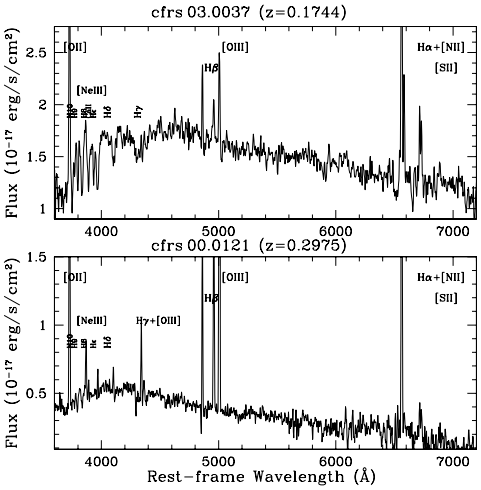


Fig. 1. Examples of VLT/FORS spectra of intermediate-redshift CFRS galaxies. *Bottom panel*: a low-metallicity galaxy (CFRS 00.0121) with a high collisional excitation degree. *Top panel*: a high-metallicity galaxy (CFRS 03.0037). The position of the brightest emission lines is indicated.

Figure 2 shows the histogram of the measured redshifts. The redshift distribution is dominated by galaxies in the range $z \in [0.2, 0.4]$. This is a result of our selection criteria which favor galaxies showing both [OII]λ3727 and Hα emission lines. This population is complemented by a number of galaxies with $z \in [0.4, 1.0]$ leaving us with a statistically significant, although not complete, sample of 141 galaxies spanning the redshift range 0.2 to 1.0.

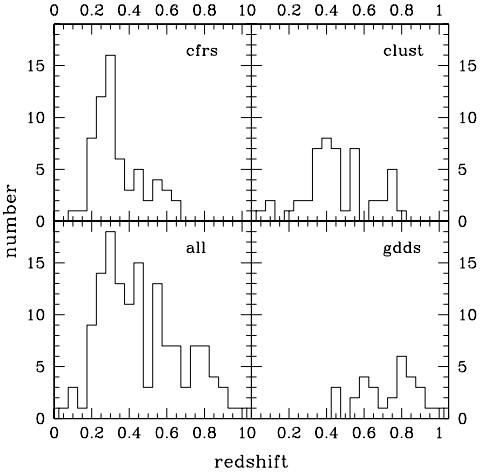


Fig. 2. Redshift histogram of our sample of intermediate-redshift galaxies (*bottom-left*: all sample, *top-left*: "CFRS sub-samble", *top-right*: "CLUST sub-sample", *bottom-right*: "GDDS sub-sample"). The number of galaxies is calculated per 0.05 redshift bin.

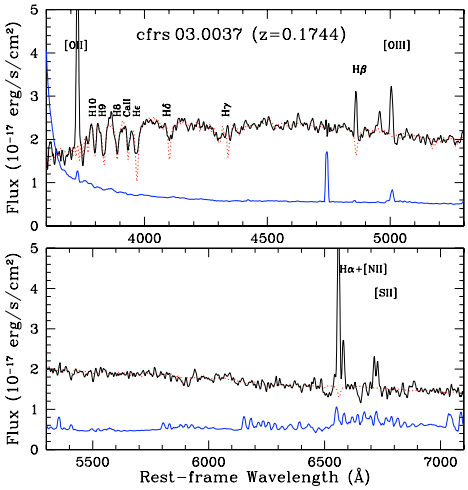


Fig. 3. Example of input spectrum for the CFRS 03.0037 galaxy at $z = 0.1744$. The solid line shows the observed spectrum, the blue line the error spectrum (magnified 5 times) and the red dotted line shows the continuum fitting.

4. Spectroscopic analysis

4.1. Continuum fitting and subtraction

4.1.1. The software

For the spectral fitting we have adapted the `platefit` IDL code developed primarily by C. Tremonti. The code is discussed in detail in Tremonti et al. (2004), but for the benefit of the reader we outline the key features here.

The continuum fitting is done by fitting a combination of model template spectra (discussed below) to the observed spectrum with a non-negative linear least squares fitting routine. The strong emission lines are all masked out when carrying out this fit. The fitted continuum is then subtracted from the object spectrum together with smoothed continuum correction to take out minor spectrophotometric uncertainties. The residual spectrum contains the emission lines.

The fit to the emission lines is carried out by fitting Gaussians in velocity space to an adjustable list of lines. All forbidden lines are tied to have the same velocity dispersion and all Balmer lines are also tied together to have the same velocity dispersion. This improves the fit for low *SNR* lines, but for the present sample this is not of major importance. The weak [NII]λ6548 and [NII]λ6584 emission lines, which are closed to the Hα emission line at our working resolution, are tied together so that the line ratio [NII]λ6584/[NII]λ6548 is equal to the theoretical value 3. The [OII]$\lambda\lambda$3726, 3729 line doublet is measured as one [OII]λ3727 emission line, with a velocity dispersion freely fitted between 1.0 and 2.0 times the velocity dispersion of the other forbidden lines, which reproduces the broadening effect of two narrow lines blended together. `platefit` returns the equivalent widths, fluxes and associated errors for all fitted lines as well as other information.

The pipeline was optimised for SDSS spectra so some precautions must be taken when using it on other data sets. In particular it is important to have a reliable error estimate for each pixel (i.e. the error spectrum, see Fig. 3) and to mask out regions of the spectra which are unreliable. Failure to do so will severely affect the continuum fitting.

The software returns a set of new spectra (sampled in velocity space): the continuum spectrum which is the fitted linear combination of the model templates added to the smoothed continuum (see Fig. 3), the flux-continuum spectrum which is the raw spectrum with the stellar continuum subtracted, the nebular spectrum which is built by adding all the emission-line fits together (see Fig. 4), and finally the stellar spectrum which is the raw spectrum with the nebular one subtracted (note that this only take into account the lines which are included in the fitting).

4.1.2. Model templates

The template spectra used to fit the continuum emission of the galaxy in `platefit` were produced using the Bruzual & Charlot (2003) population synthesis model[1]. At wavelengths between 3200 and 9500 Å, the template spectra rely on the STELIB stellar spectral library (Le Borgne et al. 2003), for which the resolution is about 3 Å *FWHM*.

The template spectra were chosen in order to represent, through non-negative linear combinations, the properties of galaxies with any star formation history and metallicity. Specifically, the spectra were selected to provide good

[1] These template spectra are included in the original model release package.

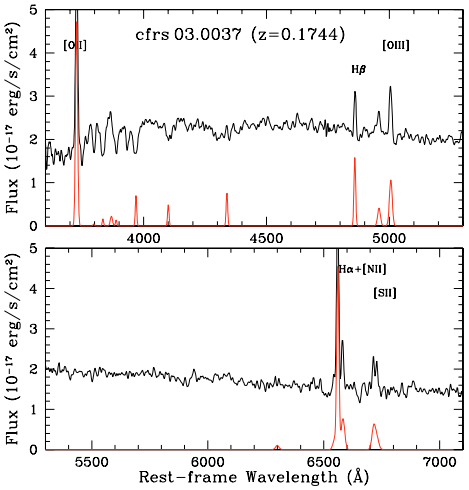


Fig. 4. Example of emission-line fits, done after the continuum subtraction for the CFRS 03.0037 galaxy at $z = 0.1744$.

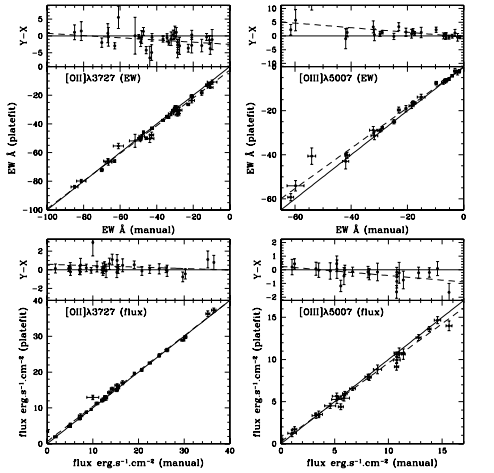


Fig. 5. Comparison between oxygen emission lines measured automatically (using `platefit`) and manually (using IRAF task `splot`). Top panels: [OII]λ3727 (*left*) and [OIII]λ5007 (*right*) equivalent widths (in Å) given by `platefit` as a function of the manual measurement. Bottom panels: same for the measurements of line fluxes (in 10^{-17} erg s^{-1} cm^{-2}). The solid line is the $x = y$ line and the dashed line is the linear regression.

coverage of SDSS-DR1 galaxies in the plane defined by the 4000 Å break and the Hδ stellar absorption line strength, which are good indicators of the star formation history of a galaxy (e.g., Kauffmann et al. 2003b). The library includes 10 template spectra for each of the three metallicities $Z = 0.2\ Z_\odot$, $Z_\odot$ and $2.5\ Z_\odot$. The spectra correspond to 10 instantaneous-burst models with ages of 0.005, 0.025, 0.10, 0.29, 0.64, 0.90, 1.4, 2.5, 5, and 11 Gyr.

4.2. Adaptation to non-SDSS spectra and measurement of emission lines

We have created an interface procedure which facilitates the analysis of our non-SDSS spectra with the `platefit` routines. The input spectra are provided as two FITS files each: one for the spectrum itself and another one for the error spectrum, the output spectra are written into ASCII files and the measurements are provided in a FITS table. The behaviour of the interface procedure is controlled by a parameter file which is an extension of that used in the `platefit` code and which controls the operation of the code.

The result of flux and equivalent-width measurements of the main emission lines is shown in Table 8 and in Table 9.

4.2.1. Comparison with manual determination

It is instructive to compare the performance of the automatic fitting code with manual measurements of line fluxes using standard methods. To this end we measured emission lines from a subsample of the spectra using the task `splot` in IRAF. This subsample is made of the 31 first reduced spectra, that do not show any specific properties, among the CFRS sub-sample (see Table 1). In this section we will compare these manual results to the automatically computed ones. We expect to see significant differences for the Balmer lines where it is difficult to adjust for the contribution of the underlying stellar absorption when doing manual fitting. In contrast the measurements for the forbidden lines should be consistent within the errors as the effects of absorption lines for these is much less.

In Fig. 5, we compare the automatic (using `platefit`) and manual measurements (using IRAF task `splot`) of oxygen emission-line equivalent widths (top panels) and fluxes (bottom panels). Figure 5 shows that there is a very good agreement between manual and automatic measurements for two of the strongest emission lines: [OII]λ3727 and [OIII]λ5007. Almost every point fall on the $y = x$ line and we also remark that the error estimates are consistent between the two methods. By comparing the bottom to the top panels, we see that the agreement is good both for equivalent-width or for line-flux measurements.

In Fig. 6, we now compare the automatic and manual measurements of equivalent widths for Balmer emission lines (top panels) and low-intensity forbidden emission lines ([NII]λ6584 and [SII]λ6717, bottom panels). Figure 6 shows clearly the need to use `platefit` in order to have a good estimate of the Balmer emission lines. As we see in the top-left panel, manual measurements significantly underestimate the flux in the Hβ emission line where underlying stellar absorption is normally not negligible in our galaxies. We note however that the difference between manual and automatic measurements for the Hα emission line is smaller, which is to be expected since the underlying absorption is similar to that at Hβ, but the emission flux is considerably higher. The bottom panels show the same comparison for the fainter [NII]λ6584 and

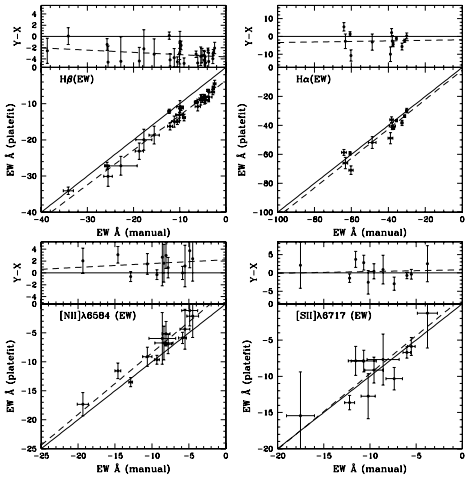


Fig. 6. Comparison between equivalent widths (in Å) for the Balmer (*top panels*) and [NII]λ6584, [SII]λ6717 (*bottom panels*) emission lines measured automatically (using `platefit`) and manually (using IRAF task `splot`). The solid line is the $x = y$ line and the dashed line is the linear regression.

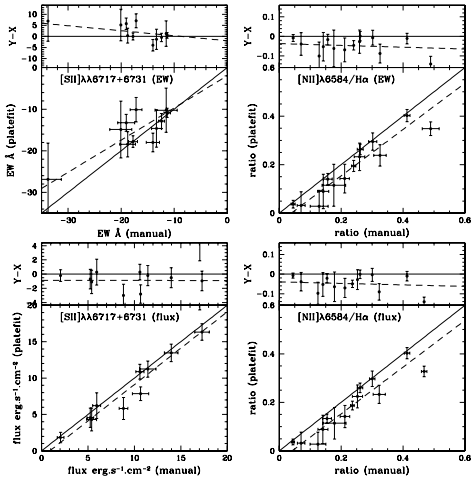


Fig. 7. Comparison between blended features computed from equivalent width (in Å, *top panels*) and from fluxes (in 10^{-17} erg s^{-1} cm^{-2}, *bottom panels*) automatically (using `platefit`) and manually (using IRAF task `splot`): the line sum [SII]$\lambda\lambda$6717+6731 (*left*) and the line ratio [NII]λ6584/Hα (*right*). The solid line is the $x = y$ line and the dashed line is the linear regression.

[SII]λ6717 emission lines. The dispersion here is larger but the measurements are consistent within the errors.

Two features are based on two blended emission lines each at our working resolution: the doublet [SII]$\lambda\lambda$6717+6731 and the line ratio [NII]λ6584/Hα. In Fig. 7, we compare the automatic and manual measurements of these blended features (EWs: top panels, fluxes: bottom panels). Figure 7 illustrates the performance of `platefit` in deblending these lines. We see that `platefit` is able to give good results for the measurement of these low-intensity blended emission lines. To reach this level of accuracy we had to modify the way the equivalent width was estimated by `platefit`, which was optimised for higher resolution spectra. We tested various methods, and found that the best results were obtained when we calculated the equivalent width taking the continuum from the smoothed continuum spectra and combined this with the emission line flux. This allows us to make use of the line information in other parts of the spectrum to overcome the blending problems and we get a very good agreement between the measurements at different spectral resolutions as we will see below.

4.2.2. Resolution accuracy

To prepare for the spectral analysis of upcoming deep surveys, such as VVDS, we have used our medium resolution data to test the behaviour of `platefit` when used on spectra with a lower resolution. This point will be critical in particular for the [NII]λ6584/Hα ratio, as these two lines are blended in low-resolution spectra ($R_s \lesssim 313$). The main issue is to determine if we can use this ratio to perform any spectral classification (see Sect. 6) and metallicity estimate (van Zee et al. 1998; Pettini & Pagel 2004). Our sample is approximatively at the spectral resolution $R_s = 500$, while the resolution of the VVDS is $R_s = 250$. Thus, we have downgraded the resolution of our spectra by a factor of two with a gaussian convolution, and we have rerun `platefit` on the new spectra.

Table 5 shows the difference between downgraded resolution and original resolution measurements for some characteristic lines. We see that the rms of the relative difference is low and strictly less than the error associated on each line. We also remark that there are some systematic shifts (i.e. the mean value of the difference is not null) but they are still lower than the error. Figure 8 shows that there is no dependence with the line intensity. For low resolution spectra, we reach a higher level of accuracy by tiding up the velocity dispersion of all the emission lines together, whatever they are forbidden or Balmer lines. This implies the assumption that all broad-line AGNs have been taken out of the sample before running the `platefit` software (see Sect. 6 below for a detailed discussion about the various spectral types of emission-line galaxies).

The [NII]λ6584/Hα line ratio as measured on the downgraded spectra is compared to the original measurements in Fig. 9 (see also Table 5). It is clear that the difference is small and consistent with zero within the errors. The logarithm of this line ratio, which is used for metallicity estimates, also has a weak dependence on the spectral resolution, and the scatter is lower than the standard error on metallicity calibrations (∼0.2 dex).

Table 5. Calculations of the mean and the rms of the difference between downgraded resolution and original resolution measurements. We give first the absolute values, and then the relative values which are more physically significant in percent (*rel.* columns). We compare these results to the mean of the error on the original data (two last columns).

Parameter	mean	*rel.*	rms	*rel.*	err	*rel.*
EW([OII]λ3727)	−0.30Å	3.3%	2.09Å	9.8%	1.21Å	8.2%
EW(Hα)	+0.51Å	0.5%	3.32Å	9.0%	1.95Å	9.2%
EW([NII]λ6584)	+0.69Å	12%	1.92Å	24%	1.93Å	47%
[NII]λ6584/Hα	−0.02	11%	0.05	23%	0.05	47%
log([NII]λ6584/Hα)	−0.06 dex	8.2%	0.12 dex	16%	0.20 dex	21%

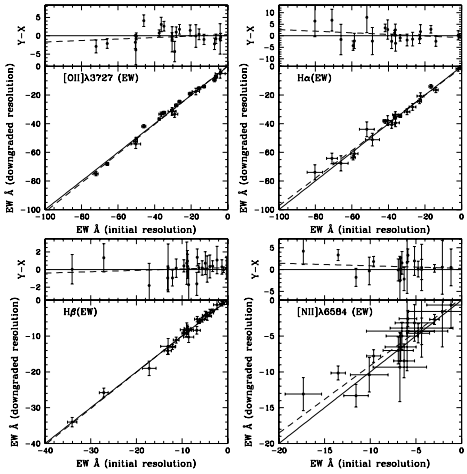


Fig. 8. Comparison between the equivalent width (in Å) of [OII]λ3727 (*top-left*), Hα (*top-right*), Hβ (*bottom-left*) and [NII]λ6584 (*bottom-right*) measured at downgraded (R_s = 250) and original (R_s = 500) resolutions. The solid line is the $x = y$ line and the dashed line is the linear regression.

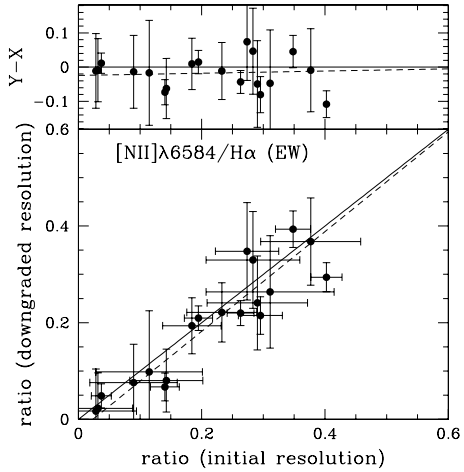


Fig. 9. Comparison between the [NII]λ6584/Hα line ratio calculated with the equivalent widths measured at downgraded (R_s = 250) and original (R_s = 500) resolutions. The solid line is the $x = y$ line and the dashed line is the linear regression.

5. Photometric analysis

5.1. Photometric data

We measured the photometric magnitudes with SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) in the R band using the pre-imaging data. We used an input file with all the image coordinates of the galaxies and we computed the photometric magnitudes using the best radial adjustment (`MAG_BEST` parameter). We adopt these measurements in place of those from the literature for the CFRS sub-sample to ensure consistency with the CLUST sub-sample.

For the CFRS sub-sample, the pre-imaging was performed in the Gunn R band with the VLT/FORS1 camera. For the CLUST sub-sample, pre-images have been acquired in the Bessel R band with the FORS1 camera, except for the J1206 field, for which the pre-imaging has been done with the TEK2048 camera on the UH88in telescope in the R band. For the LRIS data, we used observations of Abell 963, Abell 2218, Abell 2390 with the CFH12k camera at CFHT (Czoske et al. 2002) in the I band. For the cluster Clg 1358+62, we measured photometry on an HST-WFPC image in the *F606W* band.

The photometric calibration was performed in different ways depending on the field. The J1206 field was already calibrated. The other fields from the CLUST sub-sample were calibrated using a photometric standard star. For the CFRS sub-sample, the standard star was observed in a different filter than the galaxies (Bessel R rather than Gunn R), preventing us from using it to do the calibration. Fortunately we were able to take advantage of the previously measured magnitudes of the CFRS galaxies in the I band (CFHT FOCAM camera): the Bessel R magnitudes of these objects were computed using spectroscopic colors (see Sect. 5.2), and we calculated the zero-point of each image by doing a linear regression.

The photometric magnitudes of the GDDS sub-sample were directly taken from the literature (Chen et al. 2002): R band photometry of the NTT Deep field has been taken with the BTC camera on the Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) 4 m telescope, I band photometry of

the NOAO-Cetus and SA22 fields have been taken with the CFH12k camera on the Canada France Hawaii Telescope (CFHT).

5.2. Spectroscopic magnitudes

We want to compute spectroscopic magnitudes, by integrating the flux through a set of filter response curves, in order to have information on the color (we only have photometric magnitudes in the R band), on the k-correction and on the aperture differences (i.e. the amount of flux lost because of the limited size of the slits during spectroscopic observations) of our galaxies.

We used an adaptation of the `filter_thru` routine from the SDSS IDL library[2]. For a flux-calibrated spectrum this routine returns a spectroscopic magnitude in the *AB* system (Oke 1974). If the spectrum does not cover the full bandwidth of the filter (borders at 5%), it returns nothing. We computed spectroscopic magnitudes directly from the observed spectrum if it covers the full bandwidth of the filter, otherwise from the model spectrum given by the continuum fitting.

We used the filter response curve of the FORS1 camera (CCD + atmosphere) for the following bands: Bessel B, V, R and I. We also have the filter response of the FORS1 camera in the Gunn R band (used for the pre-imaging of the CFRS fields), of the TEK2048 camera in the R band (used for the pre-imaging of the J1206 field), of the CFHT FOCAM camera in the I band (used for the original CFRS data), and of the BTC camera in the R band and the CFH12k camera in the I band (used for the photometry of the GDDS sub-sample). Finally we also calculated the photometry in the u, g, r, and i color system of the SDSS for possible comparison (Fukugita et al. 1996). We have checked that the spectroscopic colors are in good agreement (i.e. within the error bars) with published photometric colors.

We can use the information of the continuum *SNR* from Tables 1 and 2 to have an estimate of the uncertainties of the spectroscopic magnitudes. We use the following formula:

$$\Delta m \approx \frac{2.5}{\ln 10} SNR^{-1}.$$

We find a mean uncertainty of ∼0.1 mag.

5.3. Absolute magnitudes

The absolute magnitudes were computed using photometric magnitudes and the k-correction given from spectroscopic magnitudes (see Sect. 5.2). If we want, for example, the absolute magnitude in the I band ($M_{\rm AB}(I)$) given a photometric magnitude in the R band ($R_{\rm AB}$), we use the following formula:

$$M_{\rm AB}(I) = d + R_{\rm AB} + \left(I^{\rm rest}_{\rm spec} - R^{\rm obs}_{\rm spec}\right)$$

where d is the distance modulus, $I^{\rm rest}_{\rm spec}$ and $R^{\rm obs}_{\rm spec}$ are the spectroscopic magnitudes computed respectively in rest-frame and in observed-frame so that $I^{\rm rest}_{\rm spec} - R^{\rm obs}_{\rm spec}$ is the k-correction. Note that we can alternatively write:

$$M_{\rm AB}(I) = d + I^{\rm rest}_{\rm spec} + \left(R_{\rm AB} - R^{\rm obs}_{\rm spec}\right)$$

[2] `http://spectro.princeton.edu`

where $R_{\rm AB} - R^{\rm obs}_{\rm spec}$ is the aperture difference. We remark that the aperture difference (*ape* in Table 6) is less than −1.3 mag for a large majority of our sample, which means that the aperture coverage is at least 30% of the galaxy total luminosity. This avoids important disk/bulge effects (see Kewley et al. 2005 for details). The distance modulus is calculated using the last cosmology given by WMAP (Spergel et al. 2003): $H_0 = 71\ {\rm km\,s^{-1}\ Mpc^{-1}}$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ and $\Omega_{\rm m} = 0.27$. The following formula gives the distance modulus as a function of the redshift z:

$$d = -5 \log\left(\frac{c}{H_0 \cdot 10\ {\rm pc}} \cdot (1+z) \cdot \int_0^z f(z')^{-1/2} {\rm d}z'\right)$$

where $f(z') = (1+z')^2(1+\Omega_{\rm m}z') - \Omega_\Lambda z'(2+z')$.

The photometric magnitudes ($R_{\rm AB}$ and $I^0_{\rm AB}$ in Table 6) are not corrected for foreground extinction whereas this is necessary for future scientific analysis. We thus take into account the foreground dust extinction from the Milky Way by using the Schlegel et al. (1998) dust maps (A_I in Table 6) for computing the rest-frame colors and the absolute magnitude.

5.4. Lensing corrections

For the galaxies in the CLUST sub-sample, we need to correct for the magnification effect caused by the gravitational lensing of the cluster. We do this using the most recent mass models for the galaxy clusters in this sample (for AC 114: Natarajan et al. 1998; Campusano et al. 2001; for Abell 2390: Pelló et al. 1999; for Cl 2244: Kneib et al., unpublished; for Abell 2218: Kneib et al. 1996; Ellis et al. 2001; for Abell 963: Smith et al. 2003; for Clg 1358: Franx et al. 1997). We derived the magnification at the redshift of our background sources with the LENSTOOL software developed by Kneib (1993). The corrections due to the lensing are usually small (<0.3 mag) compared with the photometric errors. For sources very close to the mean redshift of the cluster (for example in J 1206) no correction was applied.

The results are provided in Table 6. The I-band absolute magnitude is given after correction for the foreground dust extinction, the k-correction and the lensing effect. We calculate the absolute magnitude in any others bands using the given spectroscopic colors.

5.5. Color–color diagrams

To gain some insight into the nature of the galaxy population in our sample, we start by constructing the $g - r$ versus $u - g$ color–color diagram (see Fig. 10). Strateva et al. (2001) has shown that this diagram separates galaxies into early and late types. We expect to see irregulars with a blue continuum at low $u-g$ and $g-r$ colors, whereas ellipticals, which have a substantial Balmer break, should have "red" $u-g$ and $g-r$ colours. To ease interpretation we use rest-frame colours throughout.

Figure 10 shows that our galaxy sub-samples are well distributed within the late-type region showing mainly irregular or Sc "color" types. The proportion of early-type spirals is much less and we have only a few ellipticals. This figure thus indicates that the latest spectral types are more likely to be

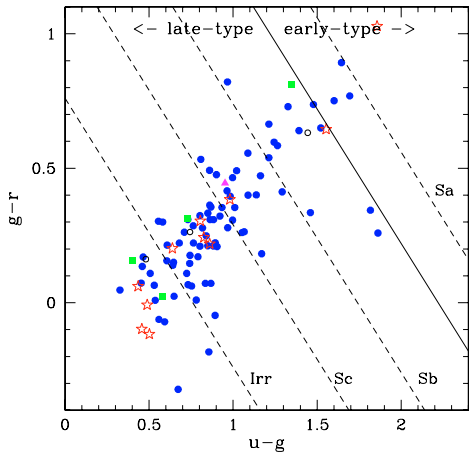


Fig. 10. Rest-frame color–color diagram using SDSS passbands. The solid line shows the empirical separation ($u - r = 2.22$) between late-type (below the line) and early-type (above the line) galaxies from Strateva et al. (2001). The dotted lines shows the mean value of the $u - r$ parameter for standard spectra of the Sa, Sb, Sc and Irr spectral types: respectively 2.56, 1.74, 1.29 and 0.76 (Strateva et al. 2001). The different symbols indicate star-forming galaxies and AGNs as determined in Sect. 6 (see the description of the symbols in Fig. 14).

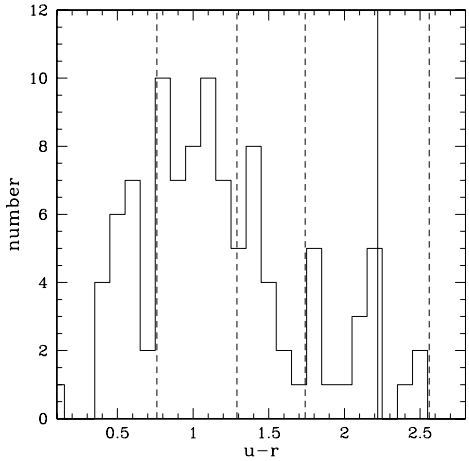


Fig. 11. Histogram of the rest-frame $u - r$ color. We plot the number of galaxies per 0.1 bin of the $u - r$ color as an indicator of the spectral type. The solid and dotted lines are the same as in Fig. 10.

observed, as confirmed by the histogram shown in Fig. 11. This result is primarily due to our selection criterion as we biased our sample in favor of emission-line galaxies. Indeed irregular galaxies usually have brighter emission lines than Sb galaxies, so they will be in our sample down to very low *SNR*. In contrast galaxies of (spectral) type Sb will only be included in our sample when their spectrum is of good *SNR*. Any possible effect introduced by this bias will have to be taken into account in subsequent analysis.

We must however remark that neither Fig. 10 nor Fig. 11 are accurate enough to determine which galaxy is of a given spectral type because of the high dispersion of the $u - r$ values for each spectral type (e.g. the effect of internal dust on the colors).

6. Spectral classification

6.1. Nature of the main ionizing source

As we want to focus the scientific analysis on star-forming galaxies, we have to make the difference between starbursts and AGNs which both show emission lines in their spectrum. The AGN population can be divided into three main types: Seyfert 1, Seyfert 2 and LINERs. The Seyfert 1, also called broad-line AGNs, can be excluded from our sample by comparing the *FWHM* of the Balmer emission lines to the *FWHM* of the forbidden lines: those galaxies with a significantly higher *FWHM* for the Balmer lines are expected to be Seyfert 1. The ratio of the *FWHM* of the Balmer lines to that of the forbidden lines is consistent with unity for most of our sample galaxies (mean of 0.98 with a rms scatter of 0.18). We found 6 peculiar objects showing Balmer lines significantly broader than forbidden ones ($FWHM_{\rm Balmer}/FWHM_{\rm forbidden} \sim 2$–$3$). These objects could be classified as Seyfert 1 galaxies. However, after a careful visual inspection of individual spectra, we found that the measurement of the *FWHM* of the Balmer lines in these galaxies is disrupted by either weak Balmer emission lines or noise features. These objects are thus classified as narrow emission-line galaxies.

6.2. Diagnostic diagrams

6.2.1. "Red" diagnostics diagrams

We still need to separate star-forming galaxies from narrow-line AGNs, namely Seyfert 2 and LINERs. Seyfert 2 have a high excitation degree compared to LINERs. The standard prescription (Veilleux & Osterbrock 1987) makes use of the [NII]λ6584/Hα, [SII]$\lambda\lambda$6717+6731/Hα and [OIII]λ5007/Hβ line ratios to separate the star-forming galaxies from AGNs; and the [OIII]λ5007/Hβ as an indicator of the ionization level to distinguish Seyfert 2 from LINERs.

The standard diagnostic diagrams are shown in Fig. 12 for the [NII] diagnostic and in Fig. 13 for the [SII] diagnostic. The limit between star-forming galaxies and AGNs are given by Kewley et al. (2001) (+0.15 dex for the [SII] diagnostic in order to take into account the model uncertainties). The star-forming galaxies are well separated from AGNs and follow a clear sequence covering a large range of ionization levels and collisional excitation degrees. The classification is obvious, i.e. the [NII] and [SII] diagnostics are in agreement, for 37 galaxies: 34 are star-forming galaxies and 3 are Seyfert 2.

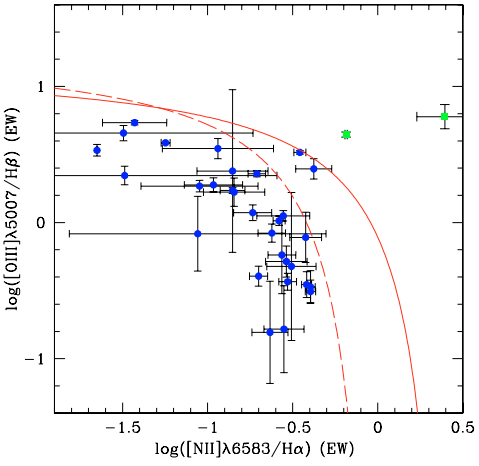


Fig. 12. Standard diagnostic diagram using the [NII]λ6584/Hα emission-line ratio. Blue circles identify star-forming galaxies, green squares indicate AGNs (Seyfert 2) and magenta triangles show contradictory cases (see text for details). The solid line shows the theoretical limit from Kewley et al. (2001). The dashed line is the empirical limit from Kauffmann et al. (2003a) for SDSS galaxies.

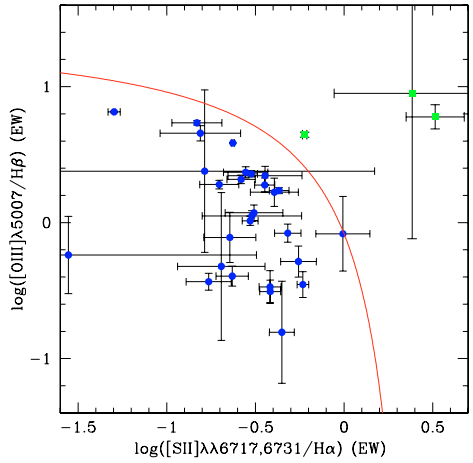


Fig. 13. Standard diagnostic diagram using the [SII]$\lambda\lambda$6717+6731/Hα emission-line ratio. Same legend as in Fig. 12.

6.2.2. "Blue" diagnostic diagrams

As recently pointed by Lamareille et al. (2004), we can also use the "blue" emission lines (i.e. [OII]λ3727, [OIII]λ5007 and Hβ) to perform the spectral classification for higher redshift galaxies (i.e. with no observable Hα and [NII]λ6584 "red" lines) but with a lower accuracy. We note that 104 galaxies (73.8% of our sample) can only be classified with the blue diagnostics. The blue diagnostic diagrams are shown in Fig. 14 and in Fig. 15. Please note that we use theses diagrams without any correction for dust extinction (as calibrated on 2dFGRS data), by the use of equivalent widths instead of fluxes (see Sect. 6.2.3 below).

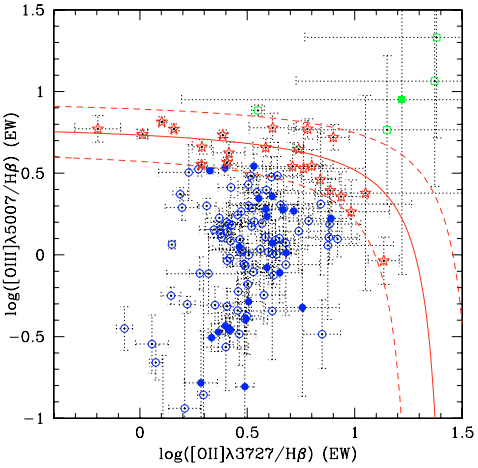


Fig. 14. "Blue" diagnostic diagram. The symbols show the results of the "blue" diagnostic: blue circles for star-forming galaxies, green squares for AGNs (Seyfert 2), magenta triangles for contradictory cases and red stars for unclassified objects. Filled symbols are for objects already classified with standard diagnostic diagrams. The solid line shows the empirical calibration from Lamareille et al. (2004) and the dashed lines the associated error domain.

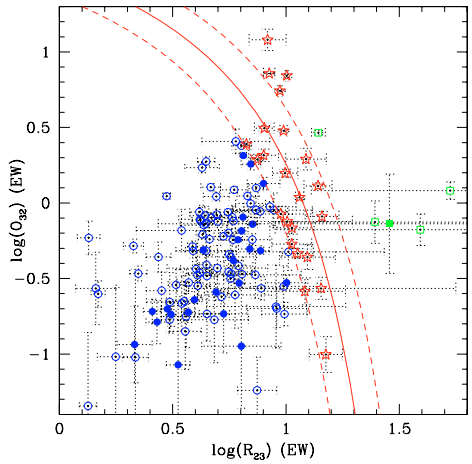


Fig. 15. Another "blue" diagnostic diagram. Same legend as in Fig. 14.

We found four objects (LCL05 045, LCL05 065, LCL05 109, and LCL05 142), very close in the R_{23} vs. O_{32} classification (four points on top of Fig. 15), which are classified as Seyfert 2 according to this diagram. However this classification is not in agreement with i) the "red" classification as star-forming galaxy that we derive for one of them (LCL05 065), ii) with the overall aspect of their spectra

(very faint continuum and high ionization state typical of HII galaxies), or iii) with the low [NII]/Hα ratio estimated recently from NIR spectroscopy for LCL05 045 (Maier et al. 2005). We conclude that the R_{23} vs. O_{32} "blue" classification, calibrated on the 2dFGRS data, may not be valid on its upper part. For these four objects, we keep only the results from the [OIII]λ5007/Hβ vs. [OII]λ3727/Hβ classification, i.e. *candidate* star-forming galaxies (see below).

We found four objects (LCL05 017, LCL05 097, LCL05 115, and LCL05 130) which are classified as Seyfert 2 galaxies but with very high error bars on the diagnostic diagrams. These objects show noisy spectra and/or undetected Hβ emission line (while oxygen lines are detected). Therefore their classification as Seyfert 2 is not fully secure.

We have a number of objects which fall into the error domain on the two "blue" diagrams and are thus unclassified. After checking their spectra, we decided to keep them in our sample as *candidate* star-forming galaxies, keeping in mind in the subsequent analysis that their emission-line spectrum could be contaminated by a low-luminosity AGN.

We finally find 115 (81.6%) "secure" star-forming galaxies, 7 (5.0%) Seyfert 2, 16 (11.3%) "candidate" star-forming galaxies, and 3 (2.1%) objects which are still unclassified (i.e. they have one or more missing lines). Results are shown in Table 7.

6.2.3. Discussion on dust extinction

The "red" diagnostic diagram makes use of various line ratios which are all insensitive to the dust extinction because they involve emission lines with similar wavelengths ([NII]λ6548, [SII]$\lambda\lambda$6717, 6731 and Hα in one case, [OIII]$\lambda\lambda$4959, 5007 and Hβ in the other case). This is not the case for the "blue" diagnostic diagrams which make use of the [OII]λ3727 and Hβ emission lines in the same ratio. These diagrams can then be strongly affected by the dust extinction.

The effect of dust is minimized by the use of equivalent width measurements instead of fluxes. Indeed no correction for reddening is needed on equivalent width ratios, if we assume that the attenuation in the continuum and emission lines is the same. To check this assumption, we have derived dust extinction values from the observed Hα/Hβ Balmer decrement on the 24 galaxies where it is possible (we use the extinction law of Seaton 1979, and a theoretical Balmer decrement of 2.87 from Osterbrock 1989). The $E(B-V)$ coefficients that we found are given in Table 7. We then used these results to correct the [OII]λ3727/Hβ flux ratio for reddening and we compared it to the same equivalent width ratio.

Figure 16 shows the result of this comparison. We see that the equivalent width ratio is consistent with the dust-corrected flux ratio, with the exception of two very high ratios which are underestimated with equivalent widths. The rms of the residuals around the $y = x$ line is 0.10 dex. We conclude that the "blue" diagnostic diagrams are not significantly affected by the differential attenuation between [OII]λ3727 and Hβ emission lines. The low value of the rms of the residuals tells us that any possible effect is already included in the error domain of the "blue" calibration.

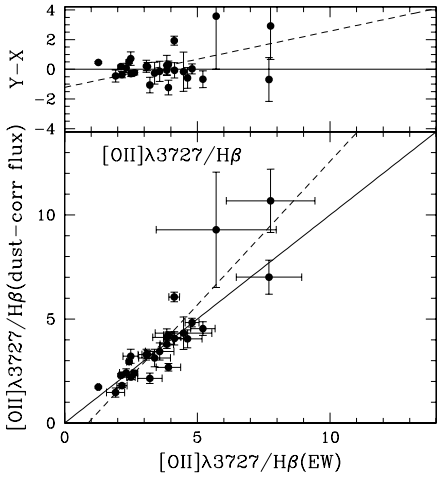


Fig. 16. Comparison between the equivalent-width (x-axis) and dust-corrected flux (y-axis) ratio of [OII]λ3727 and Hβ emission lines. The solid line shows the $y = x$ curve and the dashed line is the fit to the data.

7. Conclusions

We have defined a sample of 141 emission-line galaxies at intermediate redshifts ranging from $z = 0.2$ to $z = 1.0$. We obtained medium-resolution spectroscopic observations of these galaxies in the optical range, and associated R-band photometry. The following conclusions can be drawn from this paper:

- Our sample has been used to test the `platefit` software originally developed by C. Tremonti, and which is designed to automatically measure spectral features (e.g. emission lines). We managed to adapt it to our lower resolution and *SNR* spectra. The comparison with manual measurements shows that we get better measurements for those emission lines where Balmer absorption features are important (e.g. Hα, Hβ and [OII]λ3727 emission lines), and that we get correct measurements of flux and equivalent widths for blended lines (e.g. [NII]λ6584 and Hα emission lines).
- We have done as careful a job as possible and are reasonably sure that the `platefit` software can also be used for future and ongoing large surveys (VVDS, zCOSMOS, etc.) which are based on low resolution spectroscopy. We verify, by downgrading the resolution of our spectra, that the flux and equivalent-width measurements at low resolution are not altered more than the measurement error. In particular, the [NII]λ6584/Hα line ratio is robust to resolution changes.
- The `platefit` software has been used to measure k-corrected spectroscopic colors. Our sample of galaxies covers all the late-type range in a color–color diagram, with a maximum for the Irregular and Sc spectral types.
- Standard and "blue" diagnostic diagrams show a majority of star-forming galaxies, and some narrow-lines AGNs (i.e. Seyfert 2 galaxies), covering the whole range of ionization

level and collisional excitation degree. Because the Hα line gets redshifted out of the optical range at high redshifts, ~70% of our sample must be classified using the "blue" diagnostic diagrams. About 10% of our galaxies still remain unclassified because they fall in the uncertainty region of these diagrams, we classify them as "candidate" star-forming galaxies.

More analysis in terms of chemical abundances and stellar populations will be described in subsequent papers.

Acknowledgements. We thank C. Tremonti for giving us the right to use the `platefit` software. F.L. would like to thank warmly R. Pelló for decisive help on photometric reduction and AB correction calculations. J.B. acknowledges the receipt of an ESA external postdoctoral fellowship. J.B. acknowledges the receipt of FCT fellowship BPD/14398/2003. We thank N. Courtney for the photometric calibration of the J1206 field and R. Ellis for providing us Keck spectroscopy of some magnified objects. We thank the anonymous referee for useful comments and suggestions.

References

Abazajian, K., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2003, AJ, 126, 2081
Abazajian, K., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2004, AJ, 128, 502
Abraham, R. G., Glazebrook, K., McCarthy, P. J., et al. 2004, AJ, 127, 2455
Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
Brinchmann, J., Abraham, R., Schade, D., et al. 1998, ApJ, 499, 112
Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, MNRAS, 351, 1151
Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
Campusano, L. E., Pelló, R., Kneib, J.-P., et al. 2001, A&A, 378, 394
Chen, H., McCarthy, P. J., Marzke, R. O., et al. 2002, ApJ, 570, 54
Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., et al. 2001, MNRAS, 328, 1039
Contini, T., Treyer, M. A., Sullivan, M., & Ellis, R. S. 2002, MNRAS, 330, 75
Couch, W. J., Balogh, M. L., Bower, R. G., et al. 2001, ApJ, 549, 820
Czoske, O., Kneib, J.-P., & Bardeau, S. 2002, ASP Conf. Ser., ed. S. Bowyer, & C.-Y. Hwang [arXiv:astro-ph/0211517]
Ellis, R., Santos, M. R., Kneib, J., & Kuijken, K. 2001, ApJ, 560, L119
Franx, M., Illingworth, G. D., Kelson, D. D., van Dokkum, P. G., & Tran, K. 1997, ApJ, 486, L75
Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., et al. 1996, AJ, 111, 1748
Guzman, R., Gallego, J., Koo, D. C., et al. 1997, ApJ, 489, 559
Hammer, F., Gruel, N., Thuan, T. X., Flores, H., & Infante, L. 2001, ApJ, 550, 570
Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al. 2003a, MNRAS, 346, 1055
Kauffmann, G., Heckman, T. M., White, S. D. M., et al. 2003b, MNRAS, 341, 33
Kewley, L. J., Heisler, C. A., Dopita, M. A., & Lumsden, S. 2001, ApJS, 132, 37
Kewley, L. J., Jansen, R. A., & Geller, M. J. 2005, PASP, 117, 227
Kneib, J.-P. 1993, Ph.D. Thesis
Kneib, J.-P., Ellis, R. S., Smail, I., Couch, W. J., & Sharples, R. M. 1996, ApJ, 471, 643
Kobulnicky, H. A., Willmer, C. N. A., Phillips, A. C., et al. 2003, ApJ, 599, 1006
Kobulnicky, H. A., & Zaritsky, D. 1999, ApJ, 511, 118
Koo, D. C., & DEEP Team. 2002, BAAS, 34, 1320
Lamareille, F., Mouhcine, M., Contini, T., Lewis, I., & Maddox, S. 2004, MNRAS, 350, 396
Le Borgne, J.-F., Bruzual, G., Pelló, R., et al. 2003, A&A, 402, 433
Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, MNRAS, 311, 565
Le Fèvre, O., Vettolani, G., Maccagni, D., et al. 2003, in Discoveries and Research Prospects from 6- to 10-Meter-Class Telescopes II, ed. P. Guhathakurta, Proc. SPIE, 4834, 173
Le Fèvre, O., Mellier, Y., McCracken, H. J., et al. 2004, A&A, 417, 839
Liang, Y. C., Hammer, F., Flores, H., et al. 2004a, A&A, 423, 867
Liang, Y. C., Hammer, F., Flores, H., Gruel, N., & Assémat, F. 2004b, A&A, 417, 905
Lilly, S. J., Le Fevre, O., Crampton, D., Hammer, F., & Tresse, L. 1995, ApJ, 455, 50
Lilly, S., Schade, D., Ellis, R., et al. 1998, ApJ, 500, 75
Lilly, S. J., Carollo, C. M., & Stockton, A. N. 2003, ApJ, 597, 730
Maier, C., Meisenheimer, K., & Hippelein, H. 2004, A&A, 418, 475
Maier, C., Lilly, S. J., Carollo, M., Stockton, A., & Brodwin, M. 2005, ApJ, 634, 849
Natarajan, P., Kneib, J., Smail, I., & Ellis, R. S. 1998, ApJ, 499, 600
Oke, J. B. 1974, ApJS, 27, 21
Oke, J. B., Cohen, J. G., Carr, M., et al. 1995, PASP, 107, 375
Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei (Mill Valley, CA, University Science Books), 422
Pelló, R., Kneib, J. P., Le Borgne, J. F., et al. 1999, A&A, 346, 359
Pettini, M., & Pagel, B. E. J. 2004, MNRAS, 348, L59
Santos, M. R., Ellis, R. S., Kneib, J., Richard, J., & Kuijken, K. 2004, ApJ, 606, 683
Schade, D., Lilly, S. J., Crampton, D., et al. 1999, ApJ, 525, 31
Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
Seaton, M. J. 1979, MNRAS, 187, 73P
Smail, I., Kuntschner, H., Kodama, T., et al. 2001, MNRAS, 323, 839
Smith, G. P., Edge, A. C., Eke, V. R., et al. 2003, ApJ, 590, L79
Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, ApJS, 148, 175
Strateva, I., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., et al. 2001, AJ, 122, 1861
Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, ApJ, 613, 898
van Zee, L., Salzer, J. J., Haynes, M. P., O'Donoghue, A. A., & Balonek, T. J. 1998, AJ, 116, 2805
Veilleux, S., & Osterbrock, D. E. 1987, ApJS, 63, 295

E.3 Lamareille et al. 2006b

Article paru dans : "Astronomy and Astrophysics", 2006, volume 448, page 907.

Cet article présente la relation Luminosité-Métallicité à décalage spectral intermédiaire évoquée au chapitre 8 estimée à partir de l'échantillon de galaxies LCL05.

A&A 448, 907–919 (2006)
DOI: 10.1051/0004-6361:20053602
© ESO 2006

Astronomy & Astrophysics

Spectrophotometric properties of galaxies at intermediate redshifts (z ~ 0.2–1.0)⋆

II. The Luminosity – Metallicity relation⋆⋆

F. Lamareille[1], T. Contini[1], J. Brinchmann[2,3], J.-F. Le Borgne[1], S. Charlot[2,4], and J. Richard[1]

[1] Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et Tarbes (LATT - UMR 5572), Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France
e-mail: flamare@ast.obs-mip.fr
[2] Max-Planck Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Strasse 1 Postfach 1317, 85741 Garching, Germany
[3] Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal
[4] Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

Received 9 June 2005 / Accepted 29 October 2005

ABSTRACT

We present the gas-phase oxygen abundance (O/H) for a sample of 131 star-forming galaxies at intermediate redshifts ($0.2 < z < 1.0$). The sample selection, the spectroscopic observations (mainly with VLT/FORS) and associated data reduction, the photometric properties, the emission-line measurements, and the spectral classification are fully described in a companion paper (Paper I). We use two methods to estimate the O/H abundance ratio: the "standard" R_{23} method which is based on empirical calibrations, and the CL01 method which is based on grids of photo-ionization models and on the fitting of emission lines. For most galaxies, we have been able to solve the problem of the metallicity degeneracy between the high- and low-metallicity branches of the O/H vs. R_{23} relationship using various secondary indicators. The luminosity – metallicity ($L - Z$) relation has been derived in the B- and R-bands, with metallicities derived with the two methods (R_{23} and CL01). In the analysis, we first consider our sample alone and then a larger one which includes other samples of intermediate-redshift galaxies drawn from the literature. The derived $L - Z$ relations at intermediate redshifts are very similar (same slope) to the $L - Z$ relation obtained for the local universe. Our sample alone only shows a small, not significant, evolution of the $L-Z$ relation with redshift up to $z \sim 1.0$. We only find statistical variations consistent with the uncertainty in the derived parameters. Including other samples of intermediate-redshift galaxies, we find however that galaxies at $z \sim 1$ appear to be metal-deficient by a factor of ∼3 compared with galaxies in the local universe. For a given luminosity, they contain on average about one third of the metals locked in local galaxies.

Key words. galaxies: abundances – galaxies: evolution – galaxies: fundamental parameters – galaxies: starburst

1. Introduction

The understanding of galaxy formation and evolution has entered a new era since the advent of 10-m class telescopes and the associated powerful multi-object spectrograph, such as VIMOS on the VLT or DEIMOS on Keck. It is now possible to collect spectrophotometric data for large samples of galaxies at various redshifts, in order to compare the physical properties (star formation rate, extinction, metallicity, etc) of galaxies at different epochs of the Universe, using the results of recent surveys such as the "Sloan Digital Sky Survey" (SDSS, Abazajian et al. 2003, 2004 and the "2 degree Field Galaxy Redshift Survey" (2dFGRS, Colless et al. 2001) as references in the local Universe.

The correlation between galaxy metallicity and luminosity in the local universe is one of the most significant observational results in galaxy evolution studies. Lequeux et al. (1979) first revealed that the oxygen abundance O/H increases with the total mass of irregular galaxies. To avoid several problems in the estimate of dynamical masses of galaxies, especially for irregulars, absolute magnitudes are commonly used. The luminosity – metallicity ($L - Z$) relation for irregulars was later confirmed by Skillman et al. (1989), Richer & McCall (1995) and Pilyugin (2001) among others. Subsequent studies have extended the $L - Z$ relation to spiral galaxies (Garnett & Shields 1987; Zaritsky et al. 1994; Garnett et al. 1997; Pilyugin & Ferrini 2000), and to elliptical galaxies

⋆ Based on observations collected at the Very Large Telescope, European Southern Observatory, Paranal, Chile (ESO Programs 64.O-0439, 65.O-0367, 67.B-0255, 69.A-0358, and 72.A-0603).
⋆⋆ Tables 5 and 6 and Appendix A are only available in electronic form at http://www.edpsciences.org

(Brodie & Huchra 1991). The luminosity correlates with metallicity over ∼10 mag in luminosity and 2 dex in metallicity, with indications that the relationship may be environmental- (Vilchez 1995) and morphology- (Mateo 1998) free. This suggests that similar phenomena govern the $L - Z$ over the whole Hubble sequence, from irregular/spirals to ellipticals (e.g. Garnett 2002; Pilyugin et al. 2004). Recently, the $L - Z$ relation in the local universe has been derived using the largest datasets available so far, namely the 2dFGRS (Lamareille et al. 2004) and the SDSS (Tremonti et al. 2004). The main goal of this paper is to derive the $L - Z$ relation for a sample of intermediate-redshift star-forming galaxies, and investigate how it compares with the local relation.

Recent studies of the $L - Z$ relation at intermediate redshifts have provided conflicting evidence for any change in the relation and no consensus has been reached. Kobulnicky & Zaritsky (1999) and Lilly et al. (2003) found their samples of intermediate-redshift galaxies to conform to the local $L - Z$ relation without any significant evolution of this relation out to $z \sim 1$. In contrast, other authors (e.g. Kobulnicky et al. 2003; Maier et al. 2004; Liang et al. 2004; Hammer et al. 2005; Kobulnicky & Kewley 2004) have recently claimed that both the slope and zero point of the $L - Z$ relation evolve with redshift, the slope becoming steeper and the zero point decreasing at early cosmic time. This would mean that galaxies of a given luminosity are more metal-poor at higher redshift, showing a decrease in average oxygen abundance by ∼0.15 dex from $z = 0$ to $z = 1$.

In this paper, we present gas-phase oxygen abundance measurements for 131 star-forming galaxies in the redshift range $0.2 < z < 1.0$. The sample selection, the spectroscopic observations and data reduction, the photometric properties, the emission-line measurements, and the spectral classification of a sample of 141 intermediate-redshift emission-line galaxies are detailed in Lamareille et al. (2006), hereafter Paper I. Among the sample of 131 star-forming galaxies, 16 objects may contain a contribution from a low-luminosity active galactic nucleus and are thus flagged as "candidate" star-forming galaxies (see Paper I for details). Spectra were acquired mainly with the FORS1/2 (FOcal Reducer Spectrograph) instrument on the VLT, with the addition of LRIS (Low Resolution Imaging Spectrograph) observations on the Keck telescope, and galaxies selected from the "Gemini Deep Deep Survey" (GDDS, Abraham et al. 2004) public data release. The spectra are sorted into three sub-samples with different selection criteria: the "CFRS sub-sample" contains emission-line galaxies selected from the "Canada-France Redshift Survey" (Lilly et al. 1995), the "CLUST sub-sample" contains field galaxies randomly selected behind lensing clusters, and the "GDDS sub-sample" stands for galaxies taken from the GDDS survey.

These new data increase significantly the number of metallicity estimates available for this redshift range and are among the highest quality spectra yet available for the chemical analysis of intermediate-redshift galaxies. In addition to providing new constraints on the chemical enrichment of galaxies over the last ∼8 Gyr, we hope that these measurements will be useful in modeling the evolution of galaxies on cosmological timescales. These new data are combined with existing emission-line measurements from the literature to assess the chemical evolution of star-forming galaxies out to $z = 1$. In the near future, this work will be extended to samples of thousands of galaxies up to $z \sim 1.5$, thanks to the massive ongoing deep spectroscopic surveys such as the "VIMOS VLT Deep Survey" (VVDS, Le Fèvre et al. 2004).

The paper is organized as follows: Sect. 2 discusses the methods we have used to estimate the gas-phase oxygen abundance, and how we have addressed the issue of degeneracy in the determination of the oxygen abundance from strong emission lines. In Sect. 3 we study the relation between the luminosities and the metallicities of our sample galaxies, combined with other samples of intermediate-redshift galaxies published so far. Finally, in Sect. 3.4, we discuss the possible evolution of the $L - Z$ relation with redshift.

Throughout this paper, we use the WMAP cosmology (Spergel et al. 2003): $H_0 = 71$ km s^{-1} Mpc^{-1}, $\Omega_\Lambda = 0.73$ and $\Omega_m = 0.27$. The magnitudes are given in the AB system.

2. Gas-phase oxygen abundance

Emission lines are the primary source of information regarding gas-phase chemical abundances within star-forming regions. The "direct" method for determining the chemical composition requires the electron temperature and the density of the emitting gas (e.g. Osterbrock 1989). Unfortunately, a direct heavy-element abundance determination, based on measurements of the electron temperature and density, cannot be obtained for faint galaxies. The [OIII]λ4363 auroral line, which is the most commonly applied temperature indicator in extragalactic HII regions, is typically very weak and rapidly decreases in strength with increasing abundance; it is expected to be of order 10^2–10^3 times fainter than the [OIII]λ5007 line.

Given the absence of reliable [OIII]λ4363 detections in our spectra of faint objects, alternative methods for deriving nebular abundances must be employed that rely on observations of the bright lines alone. Empirical methods to derive the oxygen abundance exploit the relationship between O/H and the intensity of the strong lines via the parameter R_{23} = ([OIII]$\lambda\lambda$4959+5007+[OII]λ3727)/Hβ (see Fig. 1).

Many authors have developed techniques for converting R_{23} into oxygen abundance, both for the metal-poor (Pagel et al. 1980; Skillman 1989; Pilyugin 2000) and metal-rich (Pagel et al. 1979; Edmunds & Pagel 1984; McCall et al. 1985) regimes. On the *upper*, metal-rich branch of the R_{23} vs. O/H relationship, R_{23} increases as metallicity decreases via reduced cooling, elevated electronic temperatures, and a higher degree of collisional excitation. However, the relation between R_{23} and O/H becomes degenerate below 12 + log(O/H) ∼ 8.4 ($Z \sim 0.3\,Z_\odot$) and R_{23} reaches a maximum (see Fig. 1).

For oxygen abundances below 12 + log(O/H) ∼ 8.2, R_{23} decreases with decreasing O/H – this defines the *lower*, metal-poor branch. The decrease in R_{23} takes place because the greatly reduced oxygen abundance offsets the effect of reduced cooling and raised electron temperatures caused by the lower metal abundance. In this regime, the ionization parameter, defined by the emission-line ratio

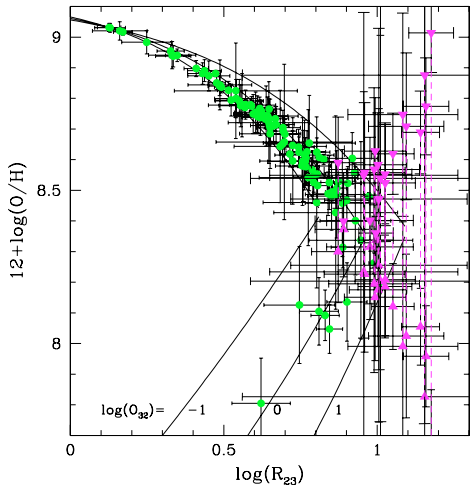


Fig. 1. Calibration of gas-phase oxygen abundance as a function of the strong-line ratio $\log(R_{23})$ (based on equivalent width measurements). Calibration curves from McGaugh (1991) (analytical formulae from Kobulnicky et al. 1999) are shown for three different values of the ionization parameter expressed in terms of the observable line ratio $\log(O_{32})$ (-1, 0 and 1). Our sample of intermediate-redshift galaxies are plotted with the following symbols: filled circles are for "normal" objects, while the triangles represent intermediate-metallicity galaxies (see Sect. 2.1.2 for details).

O_{32} = [OIII]$\lambda\lambda$4959+5007/[OII]λ3727, also becomes important (McGaugh 1991).

The typical spread in the R_{23} vs. O/H relationship is $\pm$0.15 dex, with a slightly larger spread ($\pm$0.25 dex) in the turnaround region near 12 + log(O/H) $\sim$ 8.4. This dispersion reflects the uncertainties in the calibration of the R_{23} method which is based on photo-ionization models and observed HII regions. However, the most significant uncertainty involves deciding whether an object lies on the *upper*, metal-rich branch, or on the *lower*, metal-poor branch of the curve (see Fig. 1).

In this paper, we use the strong-line method to estimate the gas-phase oxygen abundance of our sample galaxies using the emission line measurements reported in Paper I. Two different methods are considered: the R_{23} method (McGaugh 1991; Kewley & Dopita 2002) which is based on empirical calibrations between oxygen-to-hydrogen emission-line ratios and the gas-phase oxygen abundance, and the Charlot & Longhetti (2001, hereafter CL01) method which is based on the simultaneous fit of the luminosities of several emission lines using a large grid of photo-ionization models. The CL01 method has the potential of breaking the degeneracies in the determination of oxygen abundance (see CL01 for details), but we must point out that both the R_{23} estimator and the CL01 approach are limited by the O/H degeneracy when only a few emission lines are used, unless further information exists. However, the use of these two methods provides an important consistency check.

2.1. The R_{23} method

We first discuss the commonly used R_{23} method which is based on empirical calibrations as mentioned above. This method uses two emission-line ratios: R_{23} = ([OIII]$\lambda\lambda$4959+5007+[OII]λ3727)/Hβ, and O_{32} = [OIII]$\lambda\lambda$4959+5007/[OII]λ3727. Analytical expressions between the gas-phase oxygen-to-hydrogen abundance ratio and these two emission-line ratios are found in Kobulnicky et al. (1999), both for the metal-poor *(*lower) and metal-rich *(*upper) branches (see Fig. 1).

Kobulnicky & Phillips (2003) have shown that equivalent widths can be used in the R_{23} method instead of line fluxes. We will take advantage of this here since this gives equivalent results in the R_{23} method. This is very useful for objects with no reddening estimate as no reddening correction has to be applied on equivalent-width measurements, assuming that the attenuation in the continuum and emission lines is the same (see Paper I for a comparison between the equivalent width and dust-corrected flux [OII]λ3727/Hβ ratios). This method has already been applied by Kobulnicky & Kewley (2004) on intermediate-redshift galaxies.

To be more confident we have compared the gas-phase oxygen abundances we found with equivalent widths or with dust-corrected fluxes on the 24 galaxies where a correction for dust reddening was possible (i.e. Hα and Hβ emission lines observed). We find very good agreement with no bias and the rms of the residuals around the $y = x$ line is 0.1 dex only.

2.1.1. Breaking the double-value degeneracy in the R_{23} method

We explore here different methods to break the degeneracy in the determination of O/H with the R_{23} method, which leads to two possible values of the gas-phase oxygen abundance for a given R_{23} line ratio (low- and high-metallicity, as discussed in Sect. 2).

A number of alternative abundance indicators have been used in previous works to break this degeneracy, e.g. [NII]λ6584/[OIII]λ5007 (Alloin et al. 1979), [NII]λ6584/[OII]λ3727 (McGaugh 1994), [NII]λ6584/Hα (van Zee et al. 1998), and galaxy luminosity (Kobulnicky et al. 1999).

The most commonly used prescription uses the N2 = [NII]λ6584/Hα line ratio as a secondary, non-degenerate, indicator of the metallicity (van Zee et al. 1998). We thus discuss the results we get with this method and then introduce a new method we call the L diagnostic.

The N2 diagnostic. We want to check if the N2 diagnostic can be used on our data independently of the ionization parameter. Figure 2 shows the theoretical limit between low- and high-metallicity regimes as a function of $\log(O_{32})$ which is calculated with the following procedure: *(i)* for each value of $\log(O_{32})$ we take the maximum value of $\log(R_{23})$ (i.e. at the turnaround point of the O/H vs. R_{23} relationship, see Fig. 1); *(ii)* we calculate the associated gas-phase oxygen

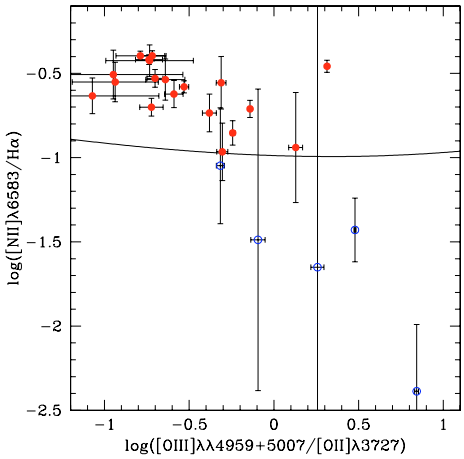


Fig. 2. The N2 separation between high- and low-metallicity galaxies as a function of $\log(O_{32})$. The solid line shows the theoretical limit between low- and high-metallicity galaxies, converted into a value of $\log([\mathrm{N\,II}]\lambda6584/\mathrm{H}\alpha)$ using the relation of van Zee et al. (1998) (see text for details). The filled circles are high-metallicity objects and open circles low-metallicity ones for our sample of 25 spectra for which this diagnostic was applied.

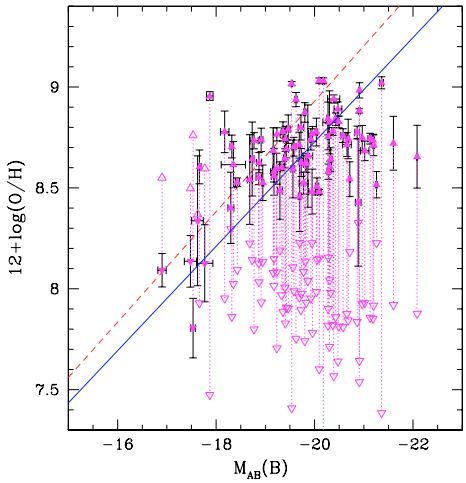


Fig. 3. The L diagnostic for breaking the degeneracy in the O/H vs. R_{23} relationship. Triangles pointing up show the gas-phase oxygen abundance estimated in the high-metallicity regime with the R_{23} method. Triangles pointing down show the low-metallicity regime, the two estimates associated to one galaxy are connected by a dotted line. The metallicity assigned to each galaxy is plotted with a filled symbol. The dashed line shows the relation from Lamareille et al. (2004). The solid line is the bisector least-squares fit to our data.

abundance, which is the separation between low- and high-metallicity regimes; *(iii)* we calculate the associated value of $\log([\mathrm{N\,II}]\lambda6584/\mathrm{H}\alpha)$ (Eq. (1) of van Zee et al. 1998). Our data sample is also shown in Fig. 2. To first order, the observed limit between low- and high-metallicity objects seems independent of $\log(O_{32})$. We thus adopt $\log([\mathrm{N\,II}]\lambda6584/\mathrm{H}\alpha) > -1$, as our criterion for placing galaxies on the high-metallicity branch – in agreement with the standard limit used in the literature (Contini et al. 2002). We note that low-metallicity galaxies show big error bars for the N2 index. This is explained by a weak $[\mathrm{N\,II}]\lambda6584$ emission line in this regime.

The emission lines required for the N2 method can only be seen in our optical spectra for the lowest-redshift galaxies. For the 24 spectra to which this diagnostic was applied, we find 5 (21%) low-metallicity galaxies and 19 (79%) metal-rich galaxies.

The L diagnostic. The N2 indicator needs the $[\mathrm{N\,II}]\lambda6584$ and Hα emission lines which are not in the wavelength range of most of our spectra because of their high redshift. Although the low-redshift sample shows a high fraction of high-metallicity objects, it is clear that we cannot make this assumption in general. Thus we need to find another way to break the O/H degeneracy using information from the blue part of the spectrum only. One possibility is to break the degeneracy by creating an hybrid method including additional physical parameters for the galaxies such as the intensity of the 4000 Å break, the $u-r$ color or the intensity of the blue Balmer emission-lines. We do not, however, find any clear correlation between these parameters and the metallicities in our sample of 24 galaxies with the N2 diagnostic available.

Indeed, after extensive testing and evaluation of other methods, we reached the conclusion that the best way to do this is to use the $L-Z$ relation itself. To do this we compare the two metallicities given by the R_{23} method and take the *closest* one to the $L-Z$ relation derived for the 2dFGRS (Lamareille et al. 2004) to be our metallicity estimate for the galaxy (see Fig. 3). We emphasize that we do *not* assign a metallicity based on the luminosity, and as we will discuss further below, this approach for breaking the metallicity degeneracy is robust to rather substantial changes in the $L-Z$ relation with redshift. This way of breaking the degeneracy in the O/H vs. R_{23} relationship is called the L diagnostic in the rest of the paper.

Taking into account the high dispersion of the $L-Z$ relation (i.e. rms = 0.25 dex), we have to be very careful when using this diagnostic in the turnaround region (i.e. $12+\log(\mathrm{O/H}) \approx 8.4$) of the O/H vs. R_{23} relationship, where the abundances derived in the two regimes are both close enough to the $L-Z$ relation to be kept. These have to be considered uncertain, but the fact that the low- and high-metallicity points are equally distant from the standard $L-Z$ relation indicates that the choice of metallicity value *will not significantly change the results* on the derived $L-Z$ relation, in the intermediate metallicity regime. We have verified that the $L-Z$ relation obtained when using only galaxies with a N2 diagnostic or a reliable L diagnostic is the same as the one derived with all the points (difference < 1%).

To illustrate this method we show in Fig. 4 the effect of the L-diagnostic on the $L-Z$ relation. We present for each

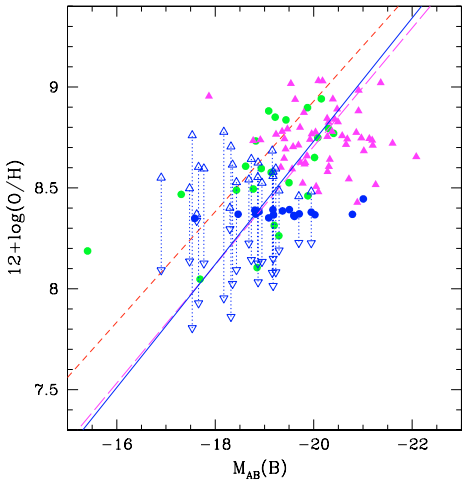


Fig. 4. The Luminosity – Metallicity relation with unreliable metallicity estimates using the R_{23} method. Filled circles are galaxies with an available N2 diagnostic for the metallicity determination. Solid triangles are objects with a reliable L diagnostic, and open triangles are objects with an unreliable diagnostic (for these objects the two possible abundances are plotted). The solid line shows the linear regression on all these points, compared to the relation in the local universe (short-dashed line) and the relation derived with a reliable metallicity diagnostic (long-dashed line).

galaxy the two estimates of $12 + \log(\mathrm{O/H})$ with the R_{23} method – the upper branch is shown by upwards pointing triangles and the lower branch by downwards pointing triangles. These are connected by a dotted line. The metallicity assigned to a given galaxy by the L-diagnostic is indicated with a filled symbol. The resulting $L - Z$ relation is still very similar to the standard relation (the new slope value is -0.31) but with a larger dispersion (rms of the residuals = 0.31 dex). In view of these results, *we conclude that the possible errors introduced by the L diagnostic, have a marginal effect on the determination of the $L - Z$ relation at intermediate redshifts*.

To be complete, we must point out that the $L - Z$ relation derived using local galaxies may not be valid for intermediate-redshift galaxies. However, previous works (Kobulnicky et al. 2003; Lilly et al. 2003) have shown that the $L - Z$ relation has the same or *steeper* slope at high redshifts. A steeper slope would *increase* the difference between the L–Z relation and the unselected abundance estimate, strengthening the L diagnostic for metallicity determinations. In summary, the $L - Z$ relation derived using the L diagnostic *will not* be biased if: *i)* the $L - Z$ relation for our sample of intermediate-redshift galaxies is the same as the $L - Z$ relation in the local universe; or *ii)* the $L - Z$ relation for our sample is steeper than the local $L - Z$ relation; or *iii)* the $L - Z$ relation for our sample has the same slope as the local one but is shifted towards lower metallicities by less than 0.5 dex. The other cases (i.e. a flatter $L - Z$ relation and an important shift towards lower metallicities) cannot be derived without using a non-degenerate metallicity indicator.

2.1.2. Results

The results of the gas-phase oxygen abundances, estimated with the R_{23} method, are shown in Table 5 both for the lower and upper branches of the O/H vs. R_{23} relationship. For the convenience of the reader, the redshift and the absolute magnitude in the B-band are also given in this table. Starting with 131 star-forming galaxies (selection described in Paper I), the metallicity has been estimated for 121 of them (the 10 remaining spectra do not show the [OII]λ3727 emission line or give incompatible results). The *final* adopted gas-phase oxygen abundance together with its error estimate are reported in the last column of Table 5. These values are the results of the two methods used to break the O/H degeneracy as described in previous sections. The N2 diagnostic is first used on 24 spectra to determine the metallicity regime, then the L diagnostic is used on the 80 remaining spectra. Among them, 23 still have an unreliable metallicity diagnostic. We have flagged those determinations in Table 5.

For a few galaxies, located in the turnaround region of the O/H vs. R_{23} relationship, the O/H estimate given by the lower-branch is *higher* than that given by the upper branch (see Fig. 1). This occurs when the measured R_{23} parameter reaches a higher value than the maximum allowed by the photo-ionization model. The cause of this could be observational uncertainty mainly due to a weak Hβ emission line (which causes the high value of R_{23} and the big error bars shown in Fig. 1) or problems with the adopted calibrations. In any case we can not resolve this issue and have decided to throw out the galaxies for which the difference between the low and high estimates is big; in other cases the final gas-phase oxygen abundance was computed as an average of these two estimates; they are called "intermediate-metallicity" galaxies. We note that a higher proportion of the candidate star-forming galaxies falls into the intermediate-metallicity region, because their R_{23} parameter reaches by definition a high value (see Paper I for a detailed discussion on the spectal classification of the candidate star-forming galaxies).

Four galaxies of our sample have previous gas-phase oxygen abundance estimates from the litterature (Lilly et al. 2003; Liang et al. 2004; Maier et al. 2005), as shown in Table 1. The values are all in relatively good agreement. Unfortunatelly we do not have enough objects in common to conclude in any bias between the different methods.

In summary, our sample of star-forming galaxies contains 10 low-metallicity objects (8.3%), 94 high-metallicity objects (77.7%) and 17 intermediate-metallicity objects (14.0%).

2.2. The Charlot & Longhetti (2001) method

The standard R_{23} method, used in numerous studies to estimate the oxygen abundance of nearby galaxies, is based on empirical calibrations derived using photo-ionization models (see e.g. McGaugh 1991). An alternative would be to directly compare the observed spectra with a library of photo-ionization models. The main advantage of such a method is the use of more emission lines than the R_{23} method in a consistent way, which can give a better determination of the

Table 1. Comparison between the gas-phase oxygen abundances found by us (R_{23} and CL01 methods) and in the litterature (Lilly et al. 2003; Liang et al. 2004; Maier et al. 2005) for 4 CFRS galaxies.

CFRS	LCL05	R_{23}	CL01	Lilly	Liang	Maier
22.0919	045	8.48 ± 0.01	8.40 ± 0.17	8.30 ± 0.20	...	8.38 ± 0.14
03.0085	030	8.82 ± 0.16	8.74 ± 0.18	8.84 ± 0.07	...	8.36 ± 0.41
03.0507	023	8.77 ± 0.03	8.80 ± 0.12	...	8.55 ± 0.05	...
03.0488	022	8.71 ± 0.06	8.65 ± 0.13	...	...	8.88 ± 0.07

metallicity. Here we will use a grid based on the models of CL01. The CL01 models combine population synthesis models from Bruzual & Charlot (2003, version BC02) with emission line modelling from Cloudy (Ferland 2001) and a dust prescription from Charlot & Fall (2000). The details of this grid are given in Brinchmann et al. (2004) and Charlot et al. (in preparation), but we will summarize the most important ones here for the convenience of the reader.

The models are parametrized by the total metallicity, $\log(Z)$, the ionization parameter, $\log(U)$, the dust-to-metal ratio, ξ, and the total dust attenuation, τ_V. For each parameter the model predicts the flux of an emission line and we compare these predictions to our observed fluxes using a standard χ^2 statistic. The emission lines used here are [OII]λ3727, [OIII]$\lambda\lambda$4959,5007, [NII]λ6584, [SII]$\lambda\lambda$6717,6731, Hα and Hβ. The result of this procedure is a likelihood distribution $P(Z, U, \xi, \tau_V)$ which can be projected onto 12+log(O/H) to construct the marginalized likelihood distribution of 12+log(O/H).

We show some examples of these likelihood distributions in Fig. 5. For the majority of our spectra we find double-peaked likelihood distributions which is just a reflection of the inherent degeneracy of the strong-line models when insufficient information is present. This is discussed in more detail by Charlot et al. (in preparation) who show that the degeneracy is lifted with the inclusion of [NII]λ6584, as for the standard R_{23} method as discussed above.

The Bayesian approach used in our model fits offers two alternative methods to break the degeneracy in the O/H determinations. The first is to use the global maximum of the likelihood distribution. The complex shape of the likelihood surface makes this method rather unreliable so we will not pursue this further, although for the bulk of the galaxies it gives results consistent with the other methods. The second method is to use the maximum-likelihood estimate which we derive by fitting Gaussians to each of the peaks of the likelihood distributions. To do this we assume that the double-peaked likelihood distribution is a combination of two nearly Gaussian distributions which correspond to the two possible metallicities. We fit Gaussians to each peak and take the mean of the Gaussian with the highest integrated probability as our estimate of 12 + log(O/H), with an error estimate given by the sigma spread of the Gaussian fit.

Results of gas-phase oxygen abundance estimates with the CL01 method are shown in Table 6. In Fig. 6, we compare the O/H estimates obtained by this method with those found by the R_{23} method. The two values agree quite well, though the methods adopted to break the O/H degeneracy and in how they deal with the effect of dust attenuation (the CL01 method takes dust attenuation into account in a self-consistent way, whereas the R_{23} method avoids the problem of dust attenuation by using EWs) are significantly different. It is clear that there is a residual systematic difference between the two estimators. A linear fit of the residuals shows a slope of 0.62. Only one object (LCL05 081) show very different results because of a contradictory metallicity classification between the two methods (i.e. a low metallicity with the L diagnostic, but a high metallicity with the CL01 method). We acknowledge that two different calibrations have different systematic uncertainties. In this particular case, the trend to find higher metallicities with the CL01 method is likely explained by the depletion of heavy elements into dust grains, which is not taken into account by the McGaugh (1991) models.

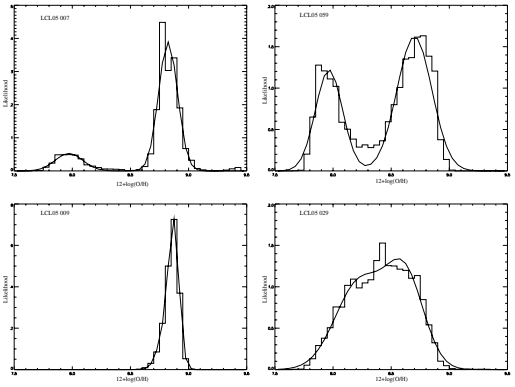


Fig. 5. Examples of likelihood distributions of the gas-phase oxygen abundance, and the associated Gaussian fits, obtained with the Charlot & Longhetti (2001) method. *Top-left panel*: a degenerate case highly likely to be a metal-rich galaxy (LCL05 007, all lines used, faint [OIII]λ5007 line). *Top-right panel*: another degenerate case but with a much higher uncertainty on the metallicity regime (LCL05 059, blue lines only). *Bottom-left panel*: a non-degenerate case with a high metallicity (LCL05 009, all lines used). *Bottom-right panel*: a galaxy with an intermediate metallicity (LCL05 029, blue lines only, faint [OIII]λ5007 line).

3. The Luminosity – Metallicity relation

In this section, we first derive the Luminosity – Metallicity relation for our sample of intermediate-redshift galaxies using the gas-phase oxygen abundances estimated with the R_{23} method and the absolute magnitudes in the B band, both listed in Table 5. The linear regression used to derive the $L - Z$

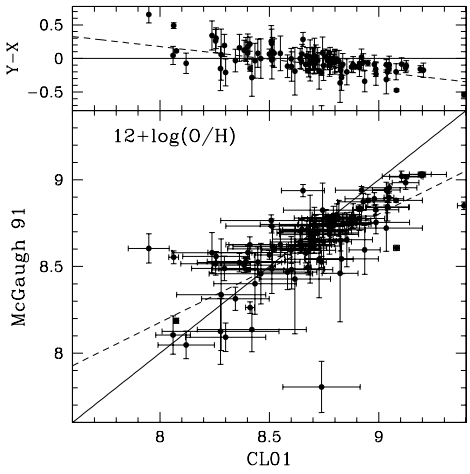


Fig. 6. Comparison between the R_{23} and the CL01 estimates of the metallicity. The top panel shows the residuals around the $y = x$ curve (solid line). The dashed line shows the linear fit.

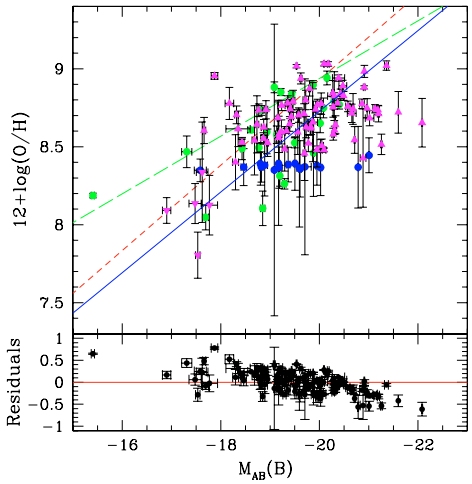


Fig. 7. The Luminosity – Metallicity relation in the B band with gas-phase oxygen abundances derived with the R_{23} method. The filled circles are galaxies for which the metallicity regime was determined using the N2 diagnostic, blue circles are objects in the intermediate metallicity regime. In the other cases, the upwards pointing triangles indicate objects that were determined to lie on the upper-branch and the downwards pointing triangles those that lie on the lower branch. The solid line shows the linear regression on the intermediate-redshift galaxy sample. The short-dashed and long-dashed lines are the $L - Z$ relations in the local universe derived by Lamareille et al. (2004) (2dFGRS data) and Tremonti et al. (2004) (SDSS data) respectively. The bottom panel shows the residuals around the solid line.

relation is based on the OLS linear bisector method (Isobe et al. 1990), it gives the bisector of the two least-squares regressions x-on-y and y-on-x. See Appendix A (only available online) for a detailed discussion on the dependence of the $L - Z$ relation on the fitting method.

Figure 7 shows the $L-Z$ relation based on the N2 diagnostic to break the O/H degeneracy, whenever possible, and on the L diagnostic otherwise. We obtain the following relation in the B band:

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = -(0.26 \pm 0.03) M_{\mathrm{AB}}(B) + 3.55 \pm 0.54 \qquad (1)$$

with a rms of the residuals of 0.25 dex. This dispersion is very close to the one obtained for the $L - Z$ relation in the local universe using 2dFGRS data and derived by Lamareille et al. (2004). The existence of the $L - Z$ relation at intermediate redshifts is clearly confirmed.

We also derive a $L - Z$ relation in the R band, using magnitudes reported in Paper I:

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = -(0.24 \pm 0.03) M_{\mathrm{AB}}(R) + 3.82 \pm 0.52 \qquad (2)$$

with a rms of the residuals of 0.26 dex, still very similar to the R-band $L - Z$ relation in the local universe (Lamareille et al. 2004). Note however that the dispersion is not smaller than for the relation in the B band. We will thus focus our analysis on the B-band $L - Z$ relation in order to allow comparisons with previous studies for which the B-band magnitudes are commonly used.

We then derive the luminosity – metallicity relation for intermediate-redshift galaxies using the gas-phase oxygen abundances estimated with the CL01 method (reported in Table 6) and the B-band absolute magnitudes listed in Table 5. We find the following relation (see Fig. 8):

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = -(0.34 \pm 0.05) M_{\mathrm{AB}}(B) + 2.06 \pm 0.99 \qquad (3)$$

with a rms of the residuals of 0.36 dex.

We conclude that the $L-Z$ relation at intermediate redshifts, obtained with the CL01 estimate of the metallicity, is not significantly different from the local $L - Z$ relation, considering that we break the degeneracy between low- and high-metallicity estimates with the maximum-likelihood method, which adds some uncertainties.

3.1. Selection effects

In this section we investigate the different selection effects which could introduce systematic biases in the $L - Z$ relation. First of all, the sample selection, based on the presence of emission lines in the galaxy spectra (see Paper I for details), introduces a straight cut at high metallicities, where the oxygen lines become too faint to be measured. The consequence of this effect is that all galaxies have a gas-phase oxygen abundance $12 + \log(\mathrm{O/H}) < 9.0$. Another bias introduced by the redshift is the result of the selection applied for the CFRS sub-sample: galaxies in the redshift range $0.2 < z < 0.4$ were preferred in order to observe the [NII]λ6584 and Hα emission lines.

Since our sample is limited in apparent magnitude, the Malmquist bias, whereby the minimum luminosity observed increases with redshift, is clearly present (see Fig. 9). This turns out to be the most problematic bias. This also affects the metallicity which is linked to the luminosity through the $L - Z$

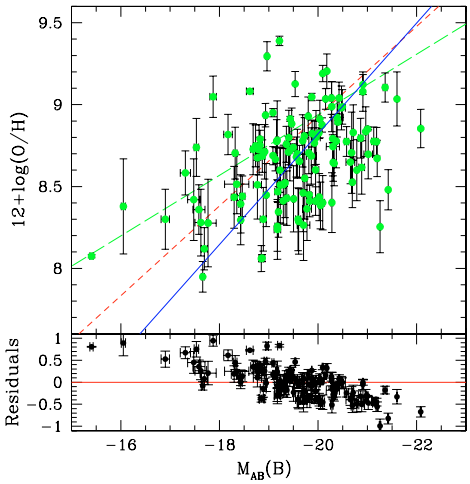


Fig. 8. The L–Z relation with the CL01 estimate of the metallicity. The short-dashed line is the L–Z relation in the local universe derived with the 2dFGRS data (Lamareille et al. 2004). The long-dashed line is the same relation derived with the SDSS data (Tremonti et al. 2004). The solid line is the $L - Z$ relation derived for our sample of intermediate-redshift galaxies. The bottom panel shows the residuals around the solid line.

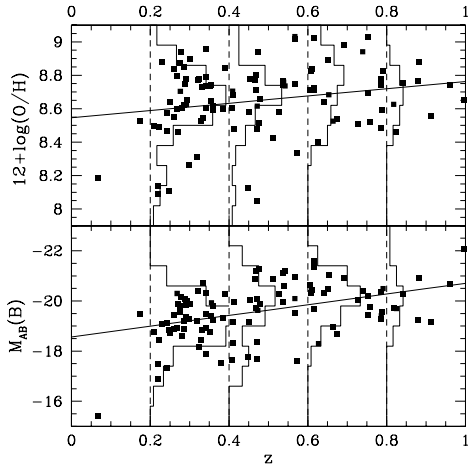


Fig. 9. A view of our sample's selection effects. This figure shows, as a function of redshift, the distribution of the absolute B-band magnitudes (*bottom panel*) and metallicities (*top panel*) of our sample of intermediate-redshift galaxies. The straight line shows a linear regression of the observed (not real) evolution. Histograms are plotted for four redshift bins: $0.2 \leq z \leq 0.4$, $0.4 < z \leq 0.6$, $0.6 < z \leq 0.8$ and $z > 0.8$.

relation. This bias results in an apparent increase of the observed metallicity with increasing redshift whereas galaxy evolution models predict that, on average, the metallicity should decrease with increasing redshift. Nevertheless, Fig. 9 shows that our sample of intermediate-redshift galaxies seems to be complete in the redshift range $0.2 < z < 0.6$, allowing us to perform reliable comparisons with local samples.

We checked that there is no significant bias between the three sub-samples (CFRS, CLUST and GDDS sub-samples) considered in this study.

3.2. Addition of other samples of intermediate-redshift galaxies

In order to study the $L - Z$ relation for a larger and more complete (in terms of redshift coverage) sample of intermediate-redshift galaxies, we have performed an exhaustive compilation of star-forming galaxies with relevant data (luminosity and metallicity derived with the R_{23} method) available in the literature (Kobulnicky & Zaritsky 1999; Hammer et al. 2001; Contini et al. 2002; Kobulnicky et al. 2003; Lilly et al. 2003; Liang et al. 2004). The luminosities were adjusted to our adopted cosmology and converted to the AB system when necessary.

The $L - Z$ relation for this extended sample, and using metallicities derived with the R_{23} method, takes the following form:

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = -(0.26 \pm 0.03) M_{\mathrm{AB}}(B) + 3.36 \pm 0.53 \qquad (4)$$

with a rms of the residuals of 0.33 (see Fig. 10).

The $L - Z$ relation at intermediate redshifts is again very close to the one in the local universe derived from 2dFGRS data. It has almost the same slope and zero-point than for the local relation, while the metallicity is on average 0.32 dex lower. This difference is within the uncertainty associated to the zero-point (0.53 dex). However, this difference in the zero point has already been interpreted in previous studies as a deficiency by a factor of 2 for the metallicity of intermediate-redshift galaxies compared to local samples (Hammer et al. 2005; Kobulnicky 2004). We also note that this extended sample is clearly biased towards high-luminosity objects at high redshifts, as shown by the histograms in Fig. 11.

We conclude that the $L - Z$ relation, derived for the *whole* sample of intermediate-redshift galaxies (i.e. our own sample combined with other data drawn from the literature), is still very similar, in term of slope, to the $L - Z$ relation in the local universe. The possible shift in the zero point between the two $L - Z$ relations will be investigated further in Sect. 3.4.

3.3. Different regimes of the L – Z relation

Different authors (e.g. Melbourne & Salzer 2002; Lamareille et al. 2004) have suggested that the global $L - Z$ relation in the local universe may not be simply approximated by a *single* linear relation and proposed to divide the galaxy samples into metal-poor dwarfs and metal-rich spirals. The $L - Z$ relations derived for these two subsamples by Lamareille et al. (2004) are indeed different, with metal-rich galaxies following a steeper $L - Z$ relation than the metal-poor ones.

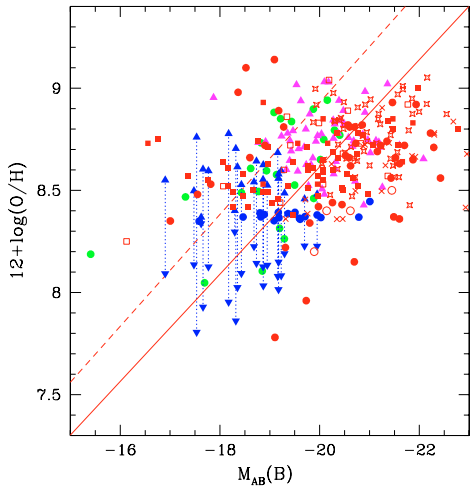


Fig. 10. The $L - Z$ relation including additional samples of intermediate-redshift galaxies and using metallicities derived with the R_{23} method. Green filled circles are objects where N2 diagnostic is used for metallicity estimate, magenta triangles are objects with a secure L diagnostic, and blue triangles are objects with an unreliable diagnostic (for these objects the two possible abundances are shown). Other samples of intermediate-redshift galaxies drawn from the literature are plotted in red: open squares from Kobulnicky & Zaritsky (1999), solid squares from Kobulnicky et al. (2003), open circles from Hammer et al. (2001), filled circles from Liang et al. (2004), stars from Lilly et al. (2003) and crosses from Contini et al. (2002) ($z > 0.1$). The solid line shows the linear regression for all these points, compared to the relation obtained in the local universe from 2dFGRS data (dashed line).

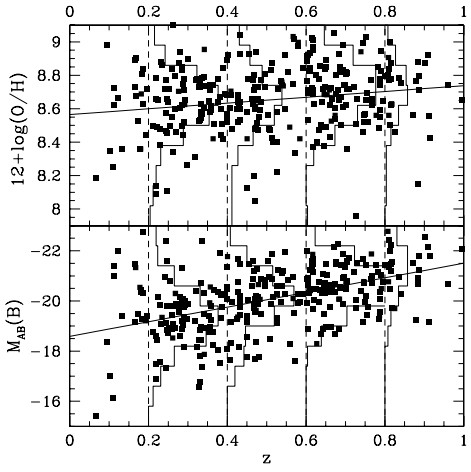


Fig. 11. Selection effects when we include other samples of intermediate-redshift galaxies drawn from the literature (see text for details). This figure shows, as a function of redshift, the distribution of the absolute B-band magnitudes (*bottom panel*) and metallicities (*top panel*) of the combined sample of intermediate-redshift galaxies. The straight line shows the linear regression of the observed (not real) evolution. Histograms are plotted for four redshift bins: $0.2 \leq z \leq 0.4$, $0.4 < z \leq 0.6$, $0.6 < z \leq 0.8$ and $z > 0.8$.

We can try to apply this distinction between metal-poor and metal-rich galaxies to our samples of intermediate-redshift galaxies, in order to derive "metallicity-dependant" $L - Z$ relations. However, we believe that a constant limit in metallicity to separate the two galaxy populations (e.g. $12 + \log(\mathrm{O/H}) = 8.3$ as used in Lamareille et al. 2004) is not the best way to do as it does not take into account accurately the high dispersion of observed metallicities at a given galaxy luminosity. Indeed there is no clear physical separation between galaxies having a metallicity lower or higher than one specific value.

Instead, taking into account the intrinsic scatter of the $L-Z$ relation, we try in this section to define a "region fitting" which gives the behavior of the $L - Z$ relation in a metal-rich and a metal-poor regimes (i.e. respectively the upper and the lower regions of the $L - Z$ relation). We assume that the separation between metal-rich and metal-poor galaxies increases with the absolute magnitude with a similar slope of -0.27 than for the $L - Z$ relation in the local universe from the 2dFGRS. *The separation between metal-poor and metal-rich galaxies is thus equal to the mean metallicity of a galaxy at a given luminosity*. Note that this method is not sensitive to whether the physical mixing of galaxies in the $L-Z$ diagram is done along the x-axis or along the y-axis (if the mixing is done along the x-axis, this is rather a high/low-luminosity separation).

We emphasize that we do not use the standard, horizontal, separation between low- and high-metallicity objects described in Sect. 2.1.1. We use instead a luminosity-dependant separation which gives us 61 metal-poor and 59 metal-rich galaxies. Please note that in order to take into account the lower average metallicity of our sample (see Fig. 7), we have shifted our luminosity-dependent separation between metal-rich and metal-poor galaxies towards lower metallicities by -0.20 dex, keeping the same slope given by the local $L - Z$ relation.

We have applied this method to divide our sample of intermediate-redshift galaxies into metal-rich and metal-poor galaxies using the $L - Z$ relation derived in the local universe from the 2dFGRS data. The two new linear fits obtained for each sub-sample are shown in Fig. 12. We derive the following relations:

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = -(0.26 \pm 0.02) M_{\mathrm{AB}}(B) + 3.30 \pm 0.38 \qquad (5)$$

for metal-poor galaxies, and

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = -(0.24 \pm 0.03) M_{\mathrm{AB}}(B) + 4.15 \pm 0.49 \qquad (6)$$

for metal-rich galaxies. The rms of the residuals for the whole sample is now equal to 0.15 dex only, and we see on the bottom panel of Fig. 12 that there is almost no residual slope. This has to be compared with the quite high dispersion (rms$\sim$0.28–0.34 dex) and the non-zero slope of the residuals obtained for the *single* $L - Z$ relation (see Fig. 7).

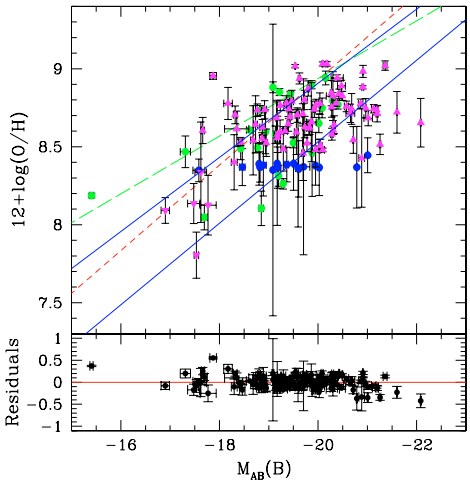


Fig. 12. The "region-fitted" $L - Z$ relations for our own sample of intermediate-redshift galaxies. The metallicities are derived with the R_{23} method. The solid lines represent the two linear regressions for the metal-poor and metal-rich galaxies (see text for details). Same legend as in Fig. 7 for the data points. The bottom panel shows the residuals around these two fits.

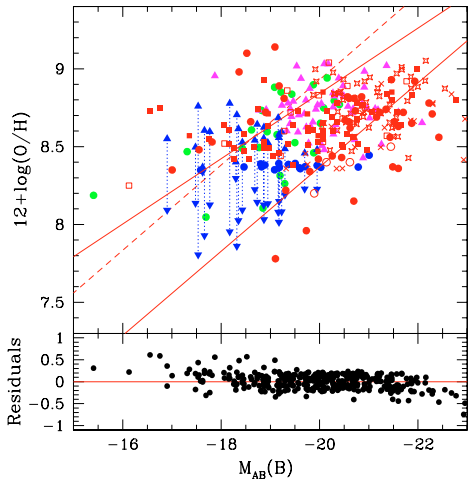


Fig. 13. The "region-fitted" $L - Z$ relations including additional samples of intermediate-redshift galaxies (as described in Sect. 3.2). The metallicities are derived with the R_{23} method. The solid lines represent the two linear regressions for the metal-poor and metal-rich galaxies (see text for details). Same legend as in Fig. 7 for the data points. The bottom panel shows the residuals around these two fits.

The same distinction between metal-poor and metal-rich galaxies can be applied to the whole sample of intermediate-redshift galaxies, i.e. adding the samples drawn from the literature (see Sect. 3.2).

The two new linear fits obtained for each sub-sample (the separation is shifted by −0.32 dex) are shown in Fig. 13. We derive the following relations:

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = -(0.27 \pm 0.03) M_{\mathrm{AB}}(B) + 2.96 \pm 0.53 \qquad (7)$$

for 184 metal-poor galaxies , and

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = -(0.21 \pm 0.01) M_{\mathrm{AB}}(B) + 4.65 \pm 0.29 \qquad (8)$$

for 164 metal-rich galaxies. The rms of the residuals for the whole sample is equal to 0.19 dex and we see again on the bottom panel of Fig. 13 that there is almost no residual slope.

The metallicity-dependent $L-Z$ relations derived above are very similar, in terms of slope and zero point, if we consider our sample alone or the whole sample of intermediate-redshift galaxies.

3.4. Evolution of the L − Z relation with redshift?

We now investigate a possible evolution with redshift of the $L - Z$ relation, using the R_{23} method for the metallicity determination.

We first divided our own sample of intermediate-redshift galaxies into four redshift bins: $0.2 \leq z \leq 0.4$, $0.4 < z \leq 0.6$, $0.6 < z \leq 0.8$ and $0.8 < z < 1.0$.

The resulting $L - Z$ relations per redshift bin are shown in Fig. 14. The parameters (slope, zero points) of the linear regressions are listed in Table 2. The parameter f_{above} corresponds to the fraction of galaxies located above the local $L - Z$ relation derived with 2dFGRS data.

Table 2. Redshift evolution of the slope, zero point and rms of the residuals of the $L - Z$ relation for our own sample of intermediate-redshift star-forming galaxies. Metallicities have been estimated with the R_{23} method. The parameter f_{above} represents the fraction of galaxies located above the local $L - Z$ relation. The results obtained on the 2dFGRS sample (Lamareille et al. 2004) are given for reference.

Redshift bin	Slope	Zero Point	rms	f_{above}
2dFGRS	-0.27 ± 0.01	3.45 ± 0.09	0.27	
$0.2 \leq z \leq 0.4$	-0.34 ± 0.05	2.06 ± 0.98	0.27	0.45
$0.4 < z \leq 0.6$	-0.27 ± 0.06	3.18 ± 1.24	0.30	0.30
$0.6 < z \leq 0.8$	-0.28 ± 0.04	3.01 ± 0.85	0.17	0.15
$0.8 < z < 1.0$	-0.29 ± 0.17	2.74 ± 3.44	0.27	0.10

With the present sample, we only see *a small, not significant, evolution of the $L - Z$ relation with redshift*, in terms of slope and zero point, from the local universe to $z \sim 1$. We only find statistical variations consistent with the uncertainty in the derived parameters. The small variation is however confirmed by a decreasing fraction of galaxies falling above the local $L-Z$ relation (f_{above} in Table 2).

In order to be more complete in searching for any possible evolution of the $L - Z$ relation with redshift, Fig. 15 and Table 3 show the $L - Z$ relation with the addition of other samples of intermediate-redshift galaxies (as described in Sect. 3.2) divided into four redshift bins: $0.2 \leq z \leq 0.4$, $0.4 < z \leq 0.6$, $0.6 < z \leq 0.8$ and $0.8 < z < 1.0$.

As previously observed with our sample alone, the $L - Z$ relation only shows a small evolution, in terms of slope and

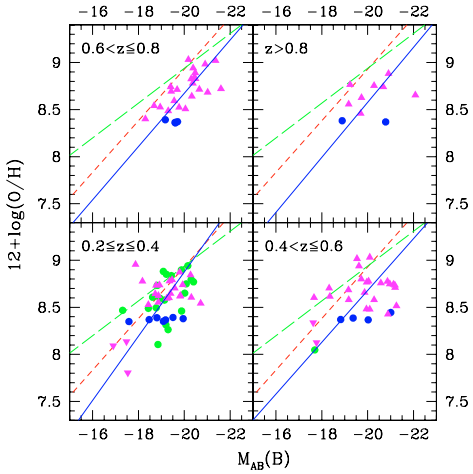


Fig. 14. Redshift evolution of the $L - Z$ relation (see text for details). The four panels show the $L - Z$ relation for our own sample of intermediate-redshift galaxies in the redshift ranges $0.2 \leq z \leq 0.4$, $0.4 < z \leq 0.6$, $0.6 < z \leq 0.8$ and $0.8 < z < 1.0$. The legend is the same as in Fig. 7.

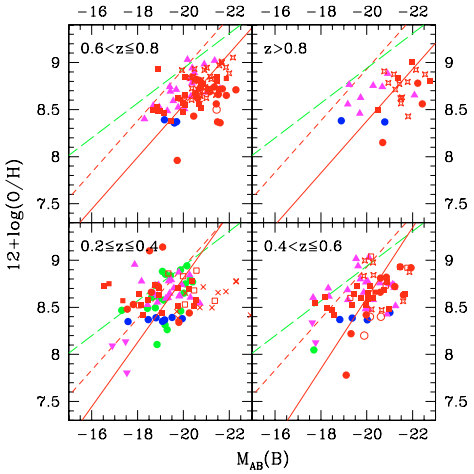


Fig. 15. Redshift evolution of the $L - Z$ relation using the R_{23} method for the metallicity determination and including other samples of intermediate-redshift galaxies (as described in Sect. 3.2). The four panels show the $L - Z$ relation for the full combined sample in the redshift ranges $0.2 \leq z \leq 0.4$, $0.4 < z \leq 0.6$, $0.6 < z \leq 0.8$ and $0.8 < z < 1.0$. The legend is the same as in Fig. 10.

Table 3. Redshift evolution of the slope, zero point and rms of the residuals of the $L-Z$ relation including other samples of intermediate-redshift galaxies (as described in Sect. 3.2). Metallicities have been estimated with the R_{23} method. The parameter $f_{\rm above}$ represents the fraction of galaxies located above the local $L - Z$ relation.

Redshift bin	Slope	Zero Point	rms	$f_{\rm above}$
$0.2 \leq z \leq 0.4$	-0.34 ± 0.10	1.98 ± 1.85	0.43	0.43
$0.4 < z \leq 0.6$	-0.37 ± 0.09	1.10 ± 1.86	0.39	0.22
$0.6 < z \leq 0.8$	-0.28 ± 0.04	3.04 ± 0.81	0.23	0.07
$0.8 < z < 1.0$	-0.28 ± 0.08	2.86 ± 1.72	0.27	0.03

zero points, between these four redshift bins. Again, we only find statistical variations consistent with the uncertainty in the derived parameters (see Table 3).

However, we remark that the $L - Z$ relation tends to shift toward lower metallicities when the redshift increases, which is confirmed by a decrease of the fraction of galaxies $f_{\rm above}$ above the local $L - Z$ relation (from 43% at $z \sim 0.3$ to 3% at $z \sim 1$, see Table 3).

To better quantify this possible evolutionary effect, we estimate for each galaxy with a given luminosity, the difference between its metallicity and the one given by the $L - Z$ relation in the local universe. For each redshift bin, the mean value of this difference give us the *average* metallicity shift, assuming that, in average, the metallicity increases with the galaxy luminosity with a slope equal to -0.27 (see Table 2). The results are shown in Table 4 (case a). We clearly see a decrease of the mean metallicity for a given luminosity when the redshift increases. The last column shows that the galaxies in the redshift range $0.8 < z < 1.0$ appear to be metal-deficient by a factor of $\sim$3 compared with galaxies in the local universe. For a given luminosity, they contain on average about third of the metals locked in local galaxies.

We acknowledge that the evolution of the $L - Z$ relation is a combination of a metallicity and a luminosity evolution at a given stellar mass. Unfortunately our sample is not large enough to statistically distinguish between the two effects, but for the convenience of the reader we have done the same calculations after correcting the luminosity of the galaxies from the evolution. The results are listed in Table 4 (case b). We have used the last results obtained on the evolution of the galaxy luminosity function in the VVDS first epoch data (Ilbert et al. 2005), which give an average evolution in the B-band magnitude of -0.3 at $z = 0.2$, -0.7 at $z = 0.4$, -0.9 at $z = 0.8$ and -1.0 at $z = 1.0$ since $z = 0.0$. If these values correctly reflect the luminosity evolution of our sample, the metallicity decrease at redshift up to $z = 1.0$ would be of a factor $\sim$1.6 for a given stellar mass (if we neglect the effect of the different mass-to-light ratios).

4. Conclusion

Starting with a sample of 129 star-forming galaxies at intermediate redshifts ($0.2 < z < 1.0$), for which the sample selection, the observations and associated data reduction, the photometric properties, the emission-line measurements, and the spectral classification are described in Paper I, we derived the gas-phase oxygen abundance O/H which is used as a tracer of the metallicity. We used two methods: the R_{23} method (McGaugh 1991) which is based on empirical calibrations, and the CL01 method (Charlot & Longhetti 2001) which is based on grids of photo-ionization models and on fitting emission lines. We have

Table 4. Evolution with redshift of the mean value of the metallicity difference with the $L - Z$ relation in the local universe. The average difference of metallicity (derived with the R_{23} method) is computed for four redshift bins for our sample of star-forming galaxies, including other samples of intermediate-redshift galaxies (as described in Sect. 3.2). Case (a) is uncorrected data, case (b) is after the luminosities have been corrected from evolution (see text for details). The two last columns show the same value converted into a linear scale. It indicates the amount of metals in each redshift bin compared with the value in the local universe.

	$\langle Z - Z_{2dF}(L) \rangle$		linear	
Redshift bin	(a)	(b)	(a)	(b)
$0.2 \leq z \leq 0.4$	−0.16	−0.08	0.97	1.17
$0.4 < z \leq 0.6$	−0.33	−0.14	0.60	0.93
$0.6 < z \leq 0.8$	−0.38	−0.14	0.47	0.83
$0.8 < z < 1.0$	−0.55	−0.28	0.34	0.64

investigated the problem of the metallicity degeneracy between the high- and low-metallicity branches of the O/H vs. R_{23} relationship. The following conclusions have been drawn from this study:

- The N2 diagnostic based on the [NII]λ6584/Hα line ratio is the best way to discriminate between high- and low-metallicity objects.
- The L diagnostic can be used with a relatively high confidence level for galaxies far enough from the turnaround region (12+log(O/H) ∼8.3) of the O/H vs. R_{23} relationship. Note however that, in this region, the error in the final abundance will be low.
- Any diagnostic based on the galaxy color or the intensity of the Balmer break will fail because of the high dispersion in the relations between metallicity and these parameters.
- The CL01 method offers a good way to break the metallicity degeneracy with the maximum likelihood method, even when the [NII]λ6584 and Hα lines are not available.

We have then derived the following luminosity – metallicity ($L - Z$) relations: the $L - Z$ relation in the B-band and in the R-band using the R_{23} method for metallicity determinations (Eqs. (1) and (2)), the L–Z relation in the B-band with the CL01 method to derive metallicities (Eq. (3)), and the $L - Z$ relation for our galaxies combined with other samples of intermediate-redshift galaxies drawn from the literature (see Sect. 3.2) and the R_{23} method for metallicity estimates (Eq. (4)). We investigated the possibility to divide, for a given luminosity, the sample into metal-rich and metal-poor galaxies in order to do a "region fitting" instead of a single linear fit. We thus derived two new $L - Z$ relations showing similar slopes but lower residuals (Eqs. (7) and (8)). We draw the following conclusions from this analysis:

- The L–Z relations at intermediate redshifts are very similar in term of slope to the $L - Z$ relations obtained in the local universe (Lamareille et al. 2004; Tremonti et al. 2004).
- When including other samples of intermediate-redshift galaxies (see Sect. 3.2), we find a $L - Z$ relation which is shifted by ∼0.3 dex towards lower metallicities compared with the local one.

Finally, we investigated any possible evolution of these $L - Z$ relations with redshift. We find that:

- Our sample alone does not show any significant evolution of the $L - Z$ relation up to $z \sim 1.0$. We only find statistical variations consistent with the uncertainty in the derived parameters.
- Including other samples of intermediate-redshift galaxies (see Sect. 3.2), we clearly see, at a given galaxy luminosity, a decrease of the mean metallicity when the redshift increases. Galaxies at $z \sim 1$ appear to be metal-deficient by a factor of ∼3 compared with galaxies in the local universe. For a given luminosity, they contain on average about one third of the metals locked in local galaxies.
- If we apply a correction for the luminosity evolution, galaxies at $z \sim 1$ appear to be metal-deficient by a factor of ∼1.6 compared with galaxies in the local universe.

Further analysis of our sample of intermediate-redshift galaxies, in terms of mass and star formation history, will be performed in subsequent papers.

Acknowledgements. F.L. would like to thank warmly H. Carfantan for help and valuable discussions about fitting methods, and E. Davoust for English improvement. J.B. acknowledges the receipt of an ESA external post-doctoral fellowship. J.B. acknowledges the receipt of FCT fellowship BPD/14398/2003. We thank the anonymous referee for useful comments and suggestions.

References

Abazajian, K., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2003, AJ, 126, 2081
Abazajian, K., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2004, AJ, 128, 502
Abraham, R. G., Glazebrook, K., McCarthy, P. J., et al. 2004, AJ, 127, 2455
Alloin, D., Collin-Souffrin, S., Joly, M., & Vigroux, L. 1979, A&A, 78, 200
Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, MNRAS, 351, 1151
Brodie, J. P., & Huchra, J. P. 1991, ApJ, 379, 157
Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
Charlot, S., & Fall, S. M. 2000, ApJ, 539, 718
Charlot, S., & Longhetti, M. 2001, MNRAS, 323, 887
Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., et al. 2001, MNRAS, 328, 1039
Contini, T., Treyer, M. A., Sullivan, M., & Ellis, R. S. 2002, MNRAS, 330, 75
Edmunds, M. G., & Pagel, B. E. J. 1984, MNRAS, 211, 507
Ferland, G. J. 2001, PASP, 113, 41
Garnett, D. R. 2002, ApJ, 581, 1019
Garnett, D. R., & Shields, G. A. 1987, ApJ, 317, 82
Garnett, D. R., Shields, G. A., Skillman, E. D., Sagan, S. P., & Dufour, R. J. 1997, ApJ, 489, 63
Hammer, F., Gruel, N., Thuan, T. X., Flores, H., & Infante, L. 2001, ApJ, 550, 570
Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., et al. 2005, A&A, 430, 115
Ilbert, O., Tresse, L., Zucca, E., et al. 2005, A&A, 439, 863
Isobe, T., Feigelson, E. D., Akritas, M. G., & Babu, G. J. 1990, ApJ, 364, 104

Kewley, L. J., & Dopita, M. A. 2002, ApJS, 142, 35
Kobulnicky, C. 2004, to appear in Proc. of the Bad Honnef workshop on starbursts, held August 2004 [arXiv:astro-ph/0410684]
Kobulnicky, H. A., & Kewley, L. J. 2004, ApJ, 617, 240
Kobulnicky, H. A., & Phillips, A. C. 2003, ApJ, 599, 1031
Kobulnicky, H. A., & Zaritsky, D. 1999, ApJ, 511, 118
Kobulnicky, H. A., Kennicutt, R. C., & Pizagno, J. L. 1999, ApJ, 514, 544
Kobulnicky, H. A., Willmer, C. N. A., Phillips, A. C., et al. 2003, ApJ, 599, 1006
Lamareille, F., Mouhcine, M., Contini, T., Lewis, I., & Maddox, S. 2004, MNRAS, 350, 396
Lamareille, F., Contini, T., Le Borgne, J.-F., et al. 2006, A&A, 448, 893
Le Fèvre, O., Mellier, Y., McCracken, H. J., et al. 2004, A&A, 417, 839
Lequeux, J., Peimbert, M., Rayo, J. F., Serrano, A., & Torres-Peimbert, S. 1979, A&A, 80, 155
Liang, Y. C., Hammer, F., Flores, H., et al. 2004, A&A, 423, 867
Lilly, S. J., Le Fevre, O., Crampton, D., Hammer, F., & Tresse, L. 1995, ApJ, 455, 50
Lilly, S. J., Carollo, C. M., & Stockton, A. N. 2003, ApJ, 597, 730
Maier, C., Meisenheimer, K., & Hippelein, H. 2004, A&A, 418, 475
Maier, C., Lilly, S. J., Carollo, M., Stockton, A., & Brodwin, M. 2005, ApJ, 634, 849
Mateo, M. L. 1998, ARA&A, 36, 435
McCall, M. L., Rybski, P. M., & Shields, G. A. 1985, ApJS, 57, 1
McGaugh, S. S. 1991, ApJ, 380, 140
McGaugh, S. S. 1994, ApJ, 426, 135
Melbourne, J., & Salzer, J. J. 2002, AJ, 123, 2302
Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei (Mill Valley, CA: University Science Books), 422
Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., Blackwell, D. E., Chun, M. S., & Smith, G. 1979, MNRAS, 189, 95
Pagel, B. E. J., Edmunds, M. G., & Smith, G. 1980, MNRAS, 193, 219
Pilyugin, L. S. 2000, A&A, 362, 325
Pilyugin, L. S. 2001, A&A, 374, 412
Pilyugin, L. S., & Ferrini, F. 2000, A&A, 358, 72
Pilyugin, L. S., Vílchez, J. M., & Contini, T. 2004, A&A, 425, 849
Richer, M. G., & McCall, M. L. 1995, ApJ, 445, 642
Skillman, E. D. 1989, ApJ, 347, 883
Skillman, E. D., Kennicutt, R. C., & Hodge, P. W. 1989, ApJ, 347, 875
Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, ApJS, 148, 175
Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, ApJ, 613, 898
van Zee, L., Salzer, J. J., Haynes, M. P., O'Donoghue, A. A., & Balonek, T. J. 1998, AJ, 116, 2805
Vilchez, J. M. 1995, AJ, 110, 1090
Zaritsky, D., Kennicutt, R. C., & Huchra, J. P. 1994, ApJ, 420, 87