Propriétés physiques des premières étoiles et galaxies. Contraintes sur les modèles de formation des galaxies

Johan Richard

▶ **To cite this version:**

Johan Richard. Propriétés physiques des premières étoiles et galaxies. Contraintes sur les modèles de formation des galaxies. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005. Français. NNT : . tel-00010464

HAL Id: tel-00010464
https://theses.hal.science/tel-00010464

Submitted on 6 Oct 2005

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

par

Johan RICHARD

Propriétés des premières étoiles et galaxies. Contraintes sur les modèles de formation des galaxies

Soutenue le 20 juillet 2005 devant le Jury :

Pr P. Von Ballmoos	Président
Dr D. Schaerer	Examinateur
Dr J.-G. Cuby	Rapporteur
Dr J. Silk	Rapporteur
Dr R. Pelló	Directrice de thèse
Dr J.-P. Kneib	Directeur de thèse

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

À mes parents

Remerciements

De nombreuses personnes m'ont aidé, encouragé tout au long de ma thèse, et j'aurais eu les plus grandes difficultés à passer ces trois années si je n'avais eu leur soutien. Qu'ils trouvent dans ces quelques lignes toute l'expression de ma gratitude. J'aurais ardemment souhaité mentionner tout le monde en première position, mais je me suis rapidement aperçu que j'obtiendrais un résultat illisible...

Je remercie tout d'abord Roser pour m'avoir proposé ce sujet, à la fois très intéressant et très ambitieux, et pour avoir encadré la majeure partie de mon travail. Nos nombreuses discussions, ses conseils avisés, sa disponibilité m'ont été d'une utilité extrême dans la progression de ma thèse. Elle a aussi fait preuve d'une patience infinie à mon égard, y compris pendant les situations les plus délicates. J'ai admiré la passion qui l'anime dans son travail, dont elle a pris tant de plaisir à me faire partager, ainsi que ses grandes qualités professionnelles et humaines.

Je dois beaucoup à Jean-Paul depuis mon stage de deuxième année à Supaero, au cours duquel il m'a transmis une petite partie de son savoir-faire qui s'est avérée plus qu'utile par la suite. Après m'avoir proposé un stage de `DEA` en collaboration avec des chercheurs de Caltech, il s'est occupé de coencadrer ma thèse en y apportant un regard different et en y ajoutant ses conseils et ses remarques pertinentes. Par son truchement, j'ai pu profiter d'un accès aux toutes dernières données pour compléter mon travail, et participer à des projets avec ses collaborateurs aux Etats-Unis.

J'ai apprécié ses nombreuses compétences scientifiques et informatiques, et admiré sa capacité à mener une telle quantité de travail et de projets différents tout en ayant une vie de famille aussi remplie. Je profite également de ces quelques lignes pour le remercier, ainsi que toute sa famille, pour leur accueil chaleureux lors de mes séjours en Californie.

Daniel Schaerer, comme coresponsable avec Roser sur le projet de recherche de galaxies très distantes, a fortement contribué à tout mon travail de thèse sur ce sujet, que ce soit au niveau des articles ou des demandes de temps d'utilisation des télescopes. Ses nombreaux conseils, commentaires et son point de vue de théoricien-modélisateur m'ont été très bénéfiques durant ces trois années.

Je remercie Richard Ellis pour m'avoir accueilli à Caltech à de nombreuses reprises depuis mes deux mois de stage de `DEA`, et aussi pour m'avoir impliqué dans des projets aussi intéressants avec les membres de son groupe. Merci aussi pour avoir pu participer à plusieurs séries d'observations au télescope Keck.

J'ai été amené, durant mes séjours à Caltech, à fréquenter des collaborateurs, camarades de bureau, et autres amis d'outre-Atlantique. Je remercie Mike Santos pour son encadrement lors de mon stage de `DEA`, et pour sa contribution indispensable dans le projet de recherche d'émetteurs Lyman-α. Je tiens également à saluer mes collocataires du bureau Robinson *Ellis Island* pour les très bons moments passés là-bas : Graham, Chris, Jason, Tommaso. Un grand merci aussi à Alexie pour m'avoir

fait découvrir, lors de mon dernier séjour, d'autres aspects de la vie à Caltech.

Je salue mes collaborateurs sur le projet `EMIR` à Madrid et à Ténérife, et mes amis étudiants étrangers que j'ai pu croiser lors de mes voyages : Alison, Alice, Kirsten, Patricia & Jorge. Je remercie aussi le personnel technique des observatoires du Paranal et du Keck pour tout le soutien logistique dont j'ai pu avoir besoin lors des missions d'observations.

Je remercie Jean-Gabriel Cuby et Joseph Silk pour avoir accepté de rapporter sur ce document et pour avoir pris le temps de l'étudier. Je suis également ravi que Peter van Ballmoos ait bien voulu présider le Jury de soutenance, et que Daniel Schaerer ait pu y assister.

Ce travail s'est déroulé dans l'ambiance très agréable qui règne entre les membres de l'équipe de "physique des galaxies". J'ai notamment apprécié la compagnie de Thierry, Jean-François et Pascal au cours des déjeuners partagés ensemble. Merci aussi à tous les chercheurs de cette équipe et de celle de cosmologie, à qui j'ai pu demander une aide quelconque et qui ont toujours pu me conseiller.

Mon travail au cœur du projet `EMIR` m'a amené à fréquenter plusieurs membres du Groupe d'Instrumentation des Grands Télescopes (`GIGT`) de l'Observatoire. J'ai pris un réel plaisir à travailler avec Sylvie Brau-Nogué, grâce à l'adéquation quasi-naturelle que nous avons pu trouver dans nos échanges d'idées sur ce projet. J'ai également apprécié ses grandes qualités humaines au cours de nos discussions, ainsi que son soutien sur le plan personnel, et je l'en remercie.

Notre facilité de communication s'est ajoutée à l'ambiance très amicale du reste du groupe `EMIR` du Laboratoire, et qui ressortait dans nos réunions de travail. Merci à Christian Lucuix, Hervé Valentin et Sébastien Baratchart pour ces échanges.

Les services administratifs et techniques du Laboratoire d'Astrophysique et de l'Observatoire Midi-Pyrénées m'ont apporté tout le soutien logistique nécessaire pour ma thèse, notamment pour la préparation des missions. Je tiens à saluer ici leur travail à tous. Merci aussi au secrétariat de l'Ecole Doctorale pour leur aide et pour leur efficacité.

Mes deux premières années de thèse se sont déroulées dans le bureau 159, que j'ai partagé avec d'autres membres ou visiteurs de l'équipe de physique des galaxies. J'ai apprécié, en particulier, l'humour décapant de Charly et la gentillesse de Mélanie et Florence, et je les en remercie. Mon déménagement de troisième année vers le bureau 153 m'a fait connaître les joies de la cohabitation entre doctorants : merci à Denis et Fabrice pour tous les échanges que nous avons pu avoir.

Je suis très heureux d'avoir effectué ce travail en compagnie des doctorants et autres "précaires" du laboratoire d'Astrophysique : merci à Marion & Ruben,

Mathilde, Cindy, Marie, Florence, Fabrice, Sébastien, Sébastien, Sébastien & Céline, Marceau, Mika, Pat, Loïc, Christophe. Je remercie également mes amis en thèse dans d'autres laboratoires de Toulouse : Vincent, Mathias & Céline, mes anciens camarades de Supaéro : Xavier, Schtip !, Audrey & Aron, Gonéri, Jean-Alex, Alexandre, ManuB, et tous ceux que j'aurais pu oublier. Enfin, je suis sincèrement redevable envers Myriam pour tout le soutien personnel qu'elle m'a apporté durant ma thèse.

Je profite également de ces pages pour saluer mes anciens camarades du lycée Saint-Louis à Paris : Bénédicte, Aurélie, Laurence, Joffrey, Camille, Olivier, Anne-Cécile, Louise, Hélène, Florence, Siou-Y, Polina. J'ajoute une grande pensée pour Bruno Reyssat, avec qui je partageais la même passion pour l'astrophysique, mais qui hélas nous a quitté beaucoup trop vite, il y a 3 ans.

Et finalement, dans le désordre le plus complet, je remercie le chalet de Bonascre, pour les fins de semaines de ski dans les Pyrénées, l'Utopia, pour tous les films diffusés en Version Originale, le Marché Plus, pour ouvrir tous les soirs jusqu'à 21 h, Wikipédia, pour tout ce que j'ai pu apprendre grâce à leur concept d'encyclopédie gratuite en ligne, Hayao Miyazaki, pour ses formidables films d'animations, ainsi que tous les oubliés.

Mon ultime remerciement, et certainement le plus chaleureux, est adressé à mon entourage familial. Mes parents, ma sœur, mes grands-parents et tous les autres m'ont porté leur affection et soutenu de manière permanente durant mes longues études, sans jamais douter de mes capacités ou du parcours que j'ai pu choisir. Pour toutes ces raisons, merci.

Table des matières

Remerciements **5**

Avant-Propos **13**

1 Notions théoriques utilisées **17**
1.1 Cosmologie 18
1.1.1 Introduction 18
1.1.2 Principe cosmologique et Relativité Générale 21
1.1.3 Modèles d'Univers et Paramètres cosmologiques 23
1.1.4 Formation des premiers objets de l'Univers 30
1.1.5 Taux de formation stellaire cosmique - Fonction de Luminosité 37
1.2 Propriétés des galaxies à grand z 40
1.2.1 Distribution Spectrale d'Energie 40
1.2.2 Estimations de la densité numérique d'objets 45
1.2.3 La raie d'émission Lyman-α 46
1.2.4 Méthodes Observationnelles 48
1.3 Lentilles Gravitationnelles 54
1.3.1 Historique 54
1.3.2 Equation des lentilles 56
1.3.3 Propriétés de l'amplification 58
1.3.4 Cas des amas de galaxies 60
1.3.5 Etude des galaxies faibles et / ou distantes par effet de lentille forte 63

2 Emetteurs Lyman-α à $4.5 < z < 6.5$ **65**
2.1 Introduction 66
2.2 Observation et réduction des données 66
2.2.1 Stratégie d'observation 66
2.2.2 Procédure de réduction des données spectroscopiques 71
2.2.3 Recherche et pré-identification des raies d'émission 76
2.2.4 Candidats obtenus 78
2.3 Bilan des observations 82
2.3.1 Relevé spectroscopiques de tous les objets identifiés 82
2.3.2 Identification du décalage spectral pour les objets extraits . . 83

2.3.3 Procédure utilisée pour la confirmation des candidats émetteurs Lyman-α . . . 94
2.3.4 Bilan du relevé . . . 94
2.3.5 Sources particulières . . . 95
2.4 Fonction de luminosité Lyman-α . . . 98
2.4.1 Calcul de l'amplification des sources d'arrière-plan . . . 100
2.4.2 Mesure du covolume et de la sensitivité de l'étude . . . 101
2.4.3 Contraintes sur la densité numérique d'émetteurs Lyman-α à $4.5 \leq z \leq 6.7$ . . . 102
2.5 Discussion . . . 103

3 Paramètres physiques des galaxies à grand z 107
3.1 Introduction . . . 108
3.2 Etude d'une galaxie à $z \simeq 7$ amplifiée par l'amas Abell 2218 . . . 109
3.2.1 Détection et configuration *lensing* . . . 109
3.2.2 Données photométriques . . . 110
3.2.3 Données spectroscopiques . . . 114
3.2.4 Ajustement de la `DSE` par des modèles . . . 117
3.2.5 Discussion . . . 125
3.2.6 Propriétés physiques de cette source . . . 128
3.3 Autres sources à $z \simeq 6$ détectées par *Spitzer* . . . 129

4 Sélection photométrique de galaxies à très grand z 131
4.1 Introduction . . . 132
4.2 Simulations . . . 132
4.2.1 Ingrédients pris en compte dans les simulations . . . 133
4.2.2 Propriétés photométriques . . . 134
4.2.3 Propriétés spectroscopiques . . . 138
4.3 Observations et Réduction des données photométriques . . . 139
4.3.1 Observations . . . 139
4.3.2 Réductions de données "standard" dans le proche-infrarouge . . . 142
4.3.3 Améliorations . . . 148
4.3.4 Comparaison avec d'autres procédures de réduction . . . 151
4.3.5 Réductions de données dans le visible . . . 152
4.4 Photométrie . . . 154
4.4.1 Alignement des images et astrométrie . . . 154
4.4.2 Détections et mesures avec `SExtractor` . . . 154
4.4.3 Evaluation des erreurs photométriques . . . 156
4.4.4 Niveaux de complétude et taux de fausses détections . . . 157
4.4.5 Diagrammes couleur-couleur . . . 159
4.5 Sélection de candidats à grand z . . . 162
4.5.1 Construction du catalogue d'objets non-détectés dans le visible 162
4.5.2 Discussion complémentaire sur la réalité des objets . . . 164
4.5.3 Diagrammes couleur-couleur des objets sélectionnés . . . 166
4.5.4 `DSE`s et *redshifts photométriques* . . . 167

4.5.5 Sources particulières . . . 173
4.5.6 Amplification des candidats . . . 175
4.6 Observations et Réduction des données Spectroscopiques . . . 177
4.6.1 Stratégie . . . 177
4.6.2 Procédure de réduction . . . 184
4.7 Interprétation des données spectroscopiques . . . 191
4.7.1 Sources à faible décalage spectral . . . 191
4.7.2 Sources potentielles à grand décalage spectral . . . 195
4.8 Propriétés globales des candidats . . . 200
4.8.1 Nombre de candidats . . . 201
4.8.2 Corrections d'amplification . . . 202
4.8.3 Abondance d'objets observés par rapport aux modèles . . . 204
4.8.4 Fonction de Luminosité . . . 206
4.8.5 Taux de formation stellaire cosmique . . . 211

5 Discussion Générale 215
5.1 Comparaison des méthodes utilisées . . . 216
5.2 Contraintes communes sur la réionisation . . . 218
5.2.1 Présence de la raie Lyman-α à grand z . . . 218
5.2.2 Taux de formation stellaire cosmique . . . 219
5.2.3 Nature des sources ionisantes . . . 220

6 Conclusions et Perspectives 223
6.1 Conclusions . . . 224
6.2 Futurs développements instrumentaux . . . 226
6.2.1 Domaine du proche-infrarouge . . . 226
6.2.2 Autres domaines de longueur d'onde . . . 230
6.3 *Lensing*, ou pas *Lensing* ? . . . 232

Liste des publications 235

Revues à comité de lecture . . . 236
Comptes-rendus de conférences et colloques . . . 237
Rapports techniques . . . 237
Communiqués de presse . . . 238

A Magnitudes et systèmes photométriques 239
A.1 Flux et magnitudes . . . 240
A.1.1 Système de Véga . . . 240
A.1.2 Système `AB` . . . 240
A.1.3 Système `ST` . . . 241
A.2 Erreurs photométriques, Couleurs . . . 241
A.3 Magnitudes absolues . . . 241

B Relevé spectroscopique autour des lignes critiques 243

C Développement du simulateur d'EMIR **257**
C.1 Vue d'ensemble 257
C.2 Ingrédients des simulations 258
C.2.1 Propriétés physiques des sources 258
C.2.2 Fond de ciel et conditions d'oservations 258
C.2.3 Instrument 259
C.3 Interface utilisateur 259
C.4 Exemples de simulations 260

D Article Santos et al. 2004 **271**

E Article Kneib et al. 2004 **293**

F Article Egami et al. 2005 **303**

G Article Richard et al. 2003 **309**

H Article Pello et al. 2004a **315**

I Article Richard et al. 2005 **323**

Liste des tableaux **353**

Liste des figures **355**

Bibliographie **370**

Avant-Propos

« On ne sait plus ce que c'est que l'obscurité. A force de vouloir faire la lumière sur tout, on ne distingue plus rien ! »

R. Devos, *Les ombres d'antan*

La quête de nos origines et de celles du monde qui nous entoure est un des problèmes les plus fondamentaux auxquels les philosophes, les scientifiques, les êtres humains d'une manière générale, tentent de répondre depuis la nuit des temps. De leur côté, l'astronomie et l'astrophysique possèdent une vision toute particulière sur ce sujet : du fait de la vitesse finie de la lumière, regarder des objets lointains équivaut à regarder vers le passé... et remonter le temps jusqu'à des époques de l'Univers beaucoup plus anciennes que la formation de la Terre ou de notre Système Solaire.

Au cours des tous premiers âges qui ont suivi le Big Bang, l'Univers a subi une période d'expansion et de refroidissement, et la matière s'est regroupée par gravité dans les premiers halos formés à partir des fluctuations de l'Univers primordial. En moins de 500 millions d'années, le premier soleil prit naissance au coeur d'un de ces halos, mettant un terme à une période d'obscurité. Suivirent les premiers amas d'étoiles, puis les premières galaxies, formés par croissance gravitationnelle des halos de matière. Mais quelles étaient les propriétés physiques de ces objets ? Dans quelles conditions l'Univers s'emplit-il de ces premiers photons stellaires ?

La recherche de ces premières sources lumineuses relève d'un véritable défi de la cosmologie observationnelle, du fait de leur distance et de leur faible dimension relative par rapport à nos "proches voisins" (galaxies, groupes et amas). Cependant, la volonté de connaissance de cette époque méconnue pousse les astronomes à davantage augmenter les diamètres de leurs télescopes, perfectionner les outils et les méthodes d'observation, repoussant ainsi les limites de leur vision dans le temps et dans l'espace. Parallèlement, les modèles théoriques prédisant l'abondance et les propriétés de ces premiers objets se sont multipliés au cours de la dernière décénie, en cherchant à concilier les observations de notre Univers local et celles du fond diffus cosmologique, unique rayonnement nous provenant de l'Univers qui précéda la formation des galaxies. Il apparaît, selon ces modèles, que la détection de tels objets sera à la portée de nos instruments dans un futur proche.

En complément de ces grands projets ambitieux, certaines propriétés de la physique, que mit en évidence la Relativité Générale au début du XX$^{\text{ème}}$ siècle, peuvent être mises à profit dans cette quête. En effet, la faculté qu'ont les objets massifs de défléchir le trajet des rayons lumineux leur confère un rôle possible de *lentille gravitationnelle*, similaire aux lentilles utilisées sur nos bancs d'optique. L'amplification des sources lumineuses au travers de cette lentille équivaut à l'ajout d'un télescope naturel sur le chemin de l'observateur, atout majeur dans la recherche d'objets distants. En particulier, l'utilisation des amas de galaxies comme « télescopes gravitationnels » s'est considérablement développée depuis les quinze dernières années, permettant l'étude d'objets relativement distants de manière très détaillée. Les découvertes et études sur les amas-lentilles se sont multipliées, en même temps que les modèles se sont améliorés en définissant les régions les plus propices à l'amplification de sources en arrière-plan des amas.

Cette thèse est articulée autour de plusieurs projets, utilisant différentes approches d'observation et d'analyse de données dans le champ des amas de galaxies. L'objectif général est la détection et l'étude des propriétés, individuelles ou globales, des galaxies les plus distantes, en exploitant au mieux l'effet d'amplification apporté par les lentilles gravitationnelles pour des objets aussi faibles.

Une des bases de notre étude a été l'utilisation des modèles de galaxies très distantes à sursauts de formation d'étoiles, composés par Daniel Schaerer. J'ai aussi bénéficié des modèles de Jean-Paul Kneib et ses collaborateurs pour les amas-lentilles que nous avons observés, ainsi que les différents codes d'ajustement ou simulation de spectres développés par Roser Pelló.

Je dois aussi souligner la formidable chance d'avoir eu accès, au cours de ma thèse, à un ensemble de données observationnelles d'une très grande richesse, ainsi que de participer à plusieurs campagnes d'observations sur chacun des plus prestigieux télescopes actuels que sont le Very Large Telescope (`VLT`) et le Keck Telescope.

Outre les observations, ma contribution dans ces projets a concerné la réduction complète de différents types de données photométriques et spectroscopiques, mais aussi l'analyse et la comparaison des résultats obtenus avec d'autres études, des modèles ou des simulations.

Ce manuscrit présente le contexte, les résultats et les perspectives du travail que j'ai effectué au cours de cette thèse. Il est organisé en quatre parties principales.

Dans une première partie, j'introduis les différents éléments théoriques ou observationnels, propres à la cosmologie et à l'étude des objets de l'Univers distant, que j'utiliserai par la suite.

La seconde partie présente les résultats d'une recherche de galaxies distantes par un relevé systématique le long des lignes critiques des amas, au moyen de spectroscopie dans le domaine visible avec le Keck Telescope. J'aborde ensuite dans une troisième partie une étude des paramètres physiques déduits de la distribution spectrale en énergie de ce type d'objets, en détaillant l'exemple d'une source fortement amplifiée par l'amas Abell 2218.

Enfin, la quatrième partie expose un bilan du projet de recherche de galaxies extrêmement lointaines à l'aide du `VLT`, sélectionnées par de la photométrie dans le proche infrarouge. Je présente l'ensemble des résultats obtenus pour cette échantillon.

En dernier lieu sont mentionnées la discussion générale des résultats, les conclusions et les perspectives de ce sujet de thèse.

Chapitre 1

Introduction : Notions d'Astrophysique et de Cosmologie utilisées

1.1 Cosmologie

1.1.1 Introduction

La cosmologie consiste à étudier l'Univers dans son ensemble, en tentant de répondre à des questions fondamentales relatives à ses origines, son histoire ou sa structure observable à grande échelle. On peut l'aborder d'un point de vue astrophysique, en suivant une démarche scientifique sans définition préalable de valeurs morales, mais aussi philosophique ou religieux. L'idée n'est certes pas ancienne : dès l'aube des premières civilisations apparurent des *cosmogonies*, ou tentatives de rapporter l'origine de la création de l'Univers au moyen de mythes et de légendes.

Les théories cosmologiques en astrophysique, elles, se développèrent au début du XX$^{\text{ème}}$ siècle, en même temps que leur contrepartie observationnelle. Les scientifiques de cette époque commencèrent à s'éloigner de la métaphysique et tentèrent d'expliquer la forme et la structure de notre Univers au moyen des deux grandes théories de la physique à l'époque : la gravitation et l'électromagnétisme. Les observations des nébuleuses spirales conduisirent les astronomes à s'interroger sur leur nature et leur distance : appartenaient-elles à notre Voie Lactée ou formaient-elles d'autres systèmes indépendants, à plus grande distance ?

Dans les années 1920, Edwin Hubble mesura au mont Wilson les distances des plus brillantes de ces nébuleuses à l'aide d'un des télescopes les plus puissants de l'époque : le *Hooker Telescope*, de 100 pouces (2.54 m) de diamètre. Il en déduisit leur nature *extra-galactique* : chacun de ces objets constituait une galaxie contenant un nombre incommensurable d'étoiles. Vesto Slipher avait par ailleurs montré dans les années 1910 l'existence d'un décalage spectral z entre la longueur d'onde observée λ' et la longueur d'onde au repos λ du spectre de ces objets, presque systématiquement du côté rouge. Hubble (1929) découvrit par la suite une relation entre ce décalage spectral et la distance D des galaxies observées. Cette dépendance est dorénavant connue sous le nom de **loi de Hubble**. Elle s'exprime de la façon suivante :

$$z = \frac{\lambda'}{\lambda} - 1 = \frac{H.D}{c} \tag{1.1}$$

où c est la célérité de la lumière et H la Constante de Hubble habituellement donnée en km s^{-1} Mpc^{-1}, la distance D étant mesurée en mégaparsecs (Mpc[1]) et c en km s^{-1}.

Il fallut alors interpréter ces observations en les confrontant à divers modèles cosmologiques. La loi énoncée par Hubble devint le premier indice montrant l'*expansion de l'Univers* : l'espace dans lequel se trouvent les galaxies s'étend de manière homogène et isotrope à grande échelle, entraînant avec lui tous les objets qu'il contient. Pour une distance donnée, la constante de Hubble H correspond alors au *taux d'expansion*, ou variation de cette distance en fonction du temps. Toutes les mesures de

[1] 1 Mpc=3.09 $\times$ 10^{22} m.

longueurs subissent cette expansion, y compris les longueurs d'onde lumineuses, ce qui explique le décalage z observé dans le spectre des galaxies lointaines. H est une constante en tout point de l'Univers mais une fonction du temps. La valeur actuelle de H, notée H_0, est évaluée à $\sim 70 \pm 5$ km s^{-1} Mpc^{-1}, selon les mesures les plus récentes (Freedman et al., 2001).

Cet effet d'expansion cosmologique influence l'Univers à grande échelle : les objets virialisés seront davantage dominés par l'effet de gravitation local. Ceci explique que la galaxie d'Andromède (située à 0.725 Mpc) se rapproche de la Voie Lactée (son décalage spectral est dirigé vers le bleu, avec $z \simeq -5 \times 10^{-4}$), au lieu de subir l'effet d'expansion de $z = 2 \times\ 10^{-4}$ donné par la loi de Hubble.

La découverte de l'expansion de l'Univers vint à l'appui d'une théorie formulée en 1927 par Georges Lemaître, qui proposait que l'Univers soit issu de "l'explosion d'un atome primordial". En effet, si cet Univers subit une phase de dilatation de ses échelles, on peut imaginer qu'en remontant très loin dans le passé, la taille caractéristique de l'ensemble des galaxies observables de nos jours ne dépassait pas la dimension d'une particule élémentaire. De la même manière, la matière étant beaucoup plus concentrée dans un si petit espace, la densité d'énergie et la température s'élevaient à des valeurs extrêmes. Cette théorie d'un Univers chaud et dense dans sa jeunesse sera communément appelée théorie du "Big Bang" , surnom donné par Fred Hoyle, un de ses plus fervents détracteurs. Elle suppose l'existence d'une singularité initiale de l'espace-temps qu'il est difficile, pour ne pas dire impossible, de décrire avec la physique actuelle : un Univers réduit à un point, de densité d'énergie infinie dans sa limite extrême, qui s'est par la suite considérablement étendu et refroidi au cours du temps.

La théorie de Lemaître proposait trois possibilités d'évolution ultérieure du facteur d'échelle : une expansion, une contraction ou une limite statique. C'est actuellement la théorie du Big Bang qui rend le mieux compte de la majorité des observations cosmologiques. Les principales preuves observationnelles en sont :

- **Le décalage vers le rouge cosmologique** : par effet de dilatation des échelles de l'Univers, le spectre des galaxies est entièrement étiré vers les longueurs d'onde plus grandes, donc plus rouges. La théorie du Big Bang rend compte de la loi de Hubble (Eq. 1.1) liée à cet effet : les galaxies apparaissent d'autant plus décalées vers le rouge qu'elles sont éloignées d'un observateur.

- **Le rayonnement de fond cosmique** : c'est une des prédictions apportant le plus de crédit à cette théorie. Lorsque l'Univers attint un âge de 380 000 ans, sa température s'est abaissée en-dessous de 3000 degrés Kelvin. S'achevait alors *l'ère radiative*, au cours de laquelle les photons ne cessaient d'être capturés et réémis par les noyaux d'hydrogène, rendant l'Univers opaque au rayonnement. Au passage de cette température critique, les électrons libres se conjuguèrent aux protons pour former des atomes neutres, une phase de *recombinaison* qui

eut également comme conséquence de rendre l'espace transparent au rayonnement jusqu'à présent en équilibre thermique avec la matière. Les photons issus de ce découplage entre matière et rayonnement constituent le *Fond Diffus Cosmologique*, nommé ainsi car il fut émis en un bref instant de manière isotrope et uniforme. De par l'effet d'expansion, sa température s'est abaissée jusqu'à atteindre environ 3 Kelvins aujourd'hui. Cette prédiction effectuée par le physicien Gamow (1948), en approfondissant les calculs de Lemaître, fut observée pour la première fois de manière accidentelle par les deux radioélectriciens Penzias & Wilson (1965).
Depuis cette découverte, en accord quasi-parfait avec le modèle cosmologique du Big Bang chaud, plusieurs instruments embarqués sur des satellites et des ballons furent utilisés pour étudier le rayonnement de recombinaison. En particulier, *COsmic Background Explorer* (`COBE`, Mather et al. (1990)) et *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (`WMAP`, Bennett et al. (2003)), travaillant dans le domaine millimétrique, ont permis de mesurer avec une grande précision la température du spectre de corps noir associé. Après soustraction d'un effet *dipolaire*, dû au mouvement de notre Système solaire par rapport à un référentiel absolu, on obtient une température résiduelle de 2.726 Kelvins uniformément sur tout le ciel. Les mêmes instruments ont également étudié les légères fluctuations spatiales de ce même rayonnement (Fig. 1.1).

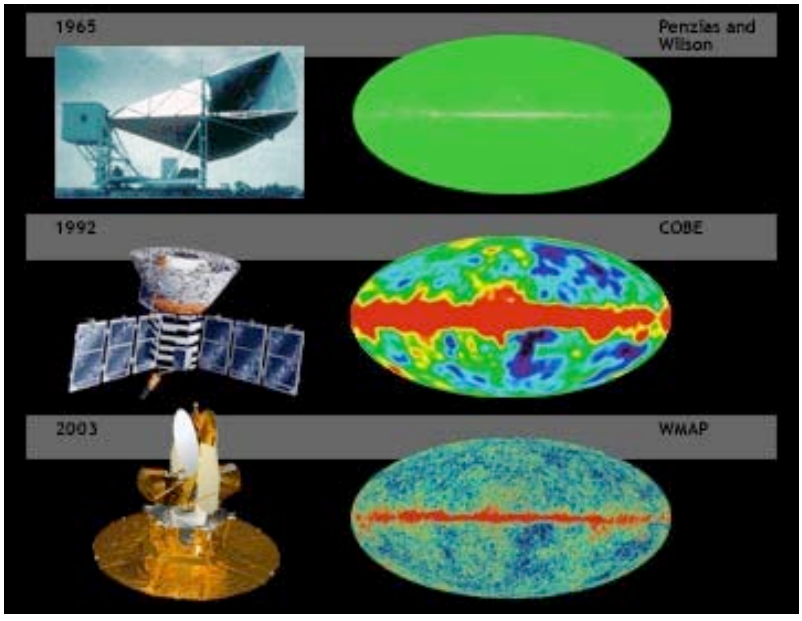


Fig. 1.1: Observations du Fond Diffus Cosmologique. En 1965 (haut), première découverte par Penzias et Wilson. En 1992, premières mesures précises du spectre et de la température du corps noir par `COBE`. En 2003, étude à plus grande résolution des fluctuations du rayonnement par `WMAP`.

– **L'abondance des éléments primordiaux.** Au cours des trois premières secondes de l'Univers primordial, durant *l'ère radiative*, ont été synthétisés

les éléments légers de composition chimique simple, comme des isotopes de l'hélium (^{3}He et ^{4}He), du lithium (^{7}Li) et de l'hydrogène (^{2}H) : c'est la phase de *nucléosynthèse primordiale*. A partir du rapport existant entre le nombre de photons et de baryons, l'abondance cosmique de chacun de ces éléments peut être prédite par la théorie du Big Bang, et les mesures actuelles s'ajustent parfaitement à ce modèle. Les autres théories, comme celle d'un Univers stationnaire, n'arrivent pas à reproduire de telles quantités de Deutérium (^{2}H), par exemple, car ce dernier est facilement détruit au sein des étoiles.

– **Le paradoxe d'Olbers** : il provient de la constatation que le ciel est sombre, alors que si l'Univers était statique et infini, uniformément peuplé d'étoiles (ou de galaxies), il devrait être aussi brillant que la brillance de surface moyenne des étoiles. Pour résoudre cette contradiction décrite par Heinrich Olbers en 1823, il faut faire intervenir certaines hypothèses, comme celui d'un Univers d'âge fini (seul un nombre fini d'étoiles a pu se former) ou subissant une expansion (affaiblissant les objets en étirant leur spectre). Étant donné que la théorie du Big Bang combine l'une et l'autre de ces deux approches, elle permet d'éluder ce paradoxe.

1.1.2 Principe cosmologique et Relativité Générale

La découverte de l'expansion de l'Univers, puis celle du Fond Diffus Cosmologique, sont les deux piliers de la cosmologie observationnelle. Les modèles théoriques, de leur côté, se basent sur le **Principe Cosmologique**. Celui-ci prend comme hypothèse que *L'Univers est homogène et isotrope aux grandes échelles de distance*. Cet axiome simplificateur permet de ne pas attribuer à la Terre ou au Soleil de position privilégiée dans l'espace, et de décrire un Univers où les lois de la physiques sont identiques en tout point et dans toutes les directions.

Les preuves observationnelles favorisant le Principe Cosmologique sont celles du rayonnement fossile de Penzias & Wilson, ainsi que les grands relevés mesurant les décalages vers le rouge (donc les distances) des galaxies en différentes directions du ciel. La distribution des radiosources, ainsi que celle des galaxies lumineuses dans le domaine infrarouge, confirment également l'utilisation du Principe Cosmologique lorsqu'on traite de l'Univers à des échelles supérieures à la dizaine de Mégaparsecs (Fig. 1.2).

Einstein (1905) exprima sa théorie de la *Relativité Restreinte* en se basant sur les travaux de Minkowski au sujet des espaces non-euclidiens et l'expérience de Michelson concernant la vitesse de la lumière. Le principe énoncé fut le suivant : " les lois physiques sont identiques dans tous les systèmes de coordonnées en mouvement uniforme les uns par rapport aux autres ". C'est une généralisation du principe de *Relativité galiléenne* qui se limitait aux lois de la mécanique. Une des conséquences de ce postulat est que la célérité c de la lumière est une constante pour tous les référentiels galiléens.

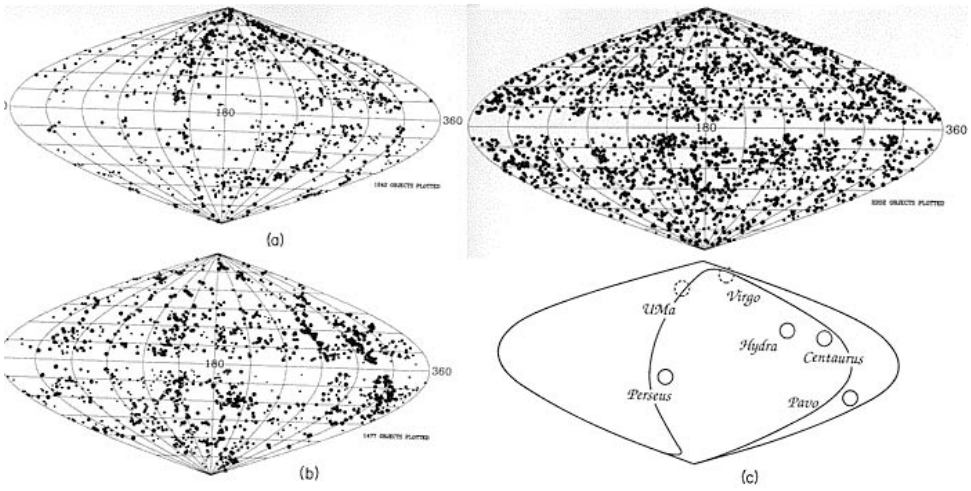


Fig. 1.2: Distribution des galaxies lumineuses en infrarouge observées par `IRAS`, pour différents intervalles de décalage vers le rouge : (a) $0.0 < z < 0.01$, (b) $0.01 < z < 0.02$, (c) $0.02 < z < 0.07$. Des effets de regroupement en amas et super-amas sont visibles au voisinage de notre galaxie (a et b) et cartographiés en bas à droite. Mis à part l'emplacement du plan de la Voie Lactée qui masque les sources situées en arrière-plan, la distribution de ces objets s'homogénéise lorsqu'on atteint les plus grandes échelles de distance (c), ce qui vient à l'appui du Principe Cosmologique. D'après Strauss et al. (1992).

Par la suite, en constatant l'égalité admise depuis longtemps entre la *masse pesante* d'un corps, qui définit l'action d'un champ de gravité, et sa *masse inertielle*, sur laquelle s'appliquent les forces d'inertie dans le principe fondamental de la dynamique, Einstein (1915b) généralisa la loi d'équivalence des lois physiques aux référentiels localement accélérés par l'action d'un champ de gravitation. Dans ces référentiels, cette théorie de la *Relativité Générale* permet de décrire le mouvement des corps en remplaçant l'interaction gravitationnelle par une modification de la structure géométrique de l'espace.

L'espace-temps défini par la Relativité Générale est courbe, car déformé par l'action du champ gravitationnel local. En utilisant le formalisme tensoriel, l'invariance des paramètres physiques dans cet espace se traduit par celle de la métrique ds, qui s'écrit dans le cas des quatre dimensions $(dx^1,\ dx^2,\ dx^3,\ ct)$:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\ dx^\mu dx^\nu \tag{1.2}$$

où $g_{\mu\nu}$ est le *tenseur métrique*. Dans cet espace-temps, le mouvement d'une particule libre (soumise à la seule force de la gravitation) est celui d'une géodésique définie par l'équation $ds = 0$.

L'équivalence masse-énergie de la Relativité Générale permet d'introduire un tenseur exprimant le contenu physique de la matière qui courbe l'espace-temps, le *Tenseur énergie-impulsion* $T^{\mu\nu}$. Pour un fluide parfait de pression p et densité de matière ρ, il peut s'écrire :

$$T^{\mu\nu} = (\rho + \frac{p}{c^2})\ u^\mu u^\nu - p\ g^{\mu\nu} \tag{1.3}$$

où (u^μ) est le vecteur spatio-temporel (quadrivecteur) de la vitesse dans un référentiel inertiel lié au mouvement du fluide.

L'égalité des deux tenseurs suivants fournit l'équation d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} + \Lambda\ g_{\mu\nu} \tag{1.4}$$

Le *tenseur d'Einstein* $G_{\mu\nu}$ est uniquement lié à la géométrie de l'Univers, c'est à dire au tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ et ses dérivées d'ordre 1 et 2. Il traduit l'effet de courbure sur l'espace-temps généré par son contenu énergétique $(T_{\mu\nu})$. Le terme incluant la constante Λ, appelée *Constante Cosmologique*, était absent dans la première version de cette équation. Il fut introduit par Einstein (1917) pour la généraliser en conservant le même cadre d'hypothèses, tout en permettant de décrire un modèle d'Univers statique, qui était dans l'esprit collectif de l'époque jusqu'à la découverte de l'expansion.

1.1.3 Modèles d'Univers et Paramètres cosmologiques

Métrique et paramètre d'échelle

Si l'on se place dans le cadre de la Relativité Générale, la métrique permettant de décrire un Univers obéissant au Principe Cosmologique est celle de Fridman-Lemaître-Robertson-Walker (ou `FLRW`). Dans un système de coordonnées sphériques comobiles $(r,\ \theta,\ \varphi,\ ct)$ facilitant la visualisation du caractère isotropique, cette métrique peut s'écrire de la façon suivante :

$$ds^2 = c^2dt^2 - a(t)^2\Big[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\ d\varphi^2)\Big] \tag{1.5}$$

La fonction $a(t)$ représente un *facteur d'échelle* permettant de décorréler les variables spatiales et temporelles dans cette métrique : deux sources au repos en coordonnées comobiles $(r,\ \theta,\ \varphi)$ restent au repos, mais leur distance physique augmente selon $a(t)$. On pose comme condition en limite de ce paramètre d'échelle $a(t = t_0) \equiv 1$ à l'instant actuel, celui des observations. Comme conséquence directe, la longueur d'onde d'un rayonnement émis par une source à l'instant t subira l'expansion au travers du facteur a(t) et sera donc observée à $t = t_0$ avec un décalage spectral :

$$z = \frac{\lambda'}{\lambda} - 1 = \frac{1}{a(t)} - 1 \tag{1.6}$$

La loi de Hubble (Eq. 1.1), exprimée pour un instant t donné, traduit alors le taux d'expansion, correspondant à l'évolution relative de ce paramètre d'échelle :

$$H(t) = \frac{1}{a(t)}\frac{da(t)}{dt} = \frac{d\ ln(a(t))}{dt} \tag{1.7}$$

La constante entière k, appelée *paramètre de courbure*, peut prendre les valeurs -1, 0 ou 1 selon le type de géométrie à grande échelle de l'Univers :

- $k = -1$: l'Univers est de courbure négative. On parle dans ce cas d'espace-temps hyperbolique (géométrie de Lobatchevsky) ou d'Univers **ouvert**.
- $k = \ 0$: l'Univers est **plat**, sa géométrie est de type euclidienne.
- $k = +1$: l'Univers est de courbure positive, avec une géométrie elliptique (de Riemann). On parle d'Univers **fermé**, son étendue est finie.

Evolution du paramètre d'échelle

La résolution des équations d'Einstein en utilisant la métrique `FLRW` fournit un système d'équations traduisant les relations entre le paramètre d'échelle $a(t)$, son évolution temporelle, et les propriétés physico-géométriques de l'Univers. Ce sont les *Equations de Friedmann (1922)* :

$$H^2(t) \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\,\rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{c^2}{3}\,\Lambda \tag{1.8}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3\,p}{c^2}\right) + \frac{c^2}{3}\,\Lambda \tag{1.9}$$

$$\frac{d(\rho c^2 a^3)}{dt} = -p\,\frac{d(a^3)}{dt} \tag{1.10}$$

La troisième de ces équations traduit simplement la conservation de l'énergie. Si l'on souhaite résoudre ce système d'équations, il nous faut ajouter une équation d'état thermodynamique du type $p(\rho)$, qui dépend de la nature des contributeurs à la densité d'énergie globale de l'Univers : matière ou rayonnement.

Pour ce qui concerne la matière, la pression p_m d'un *gaz de galaxies*, considéré comme un fluide parfait de densité d'énergie ρ_m, est liée à sa température, donc à la dispersion de vitesse de ses particules. Les observations de vitesses particulières v de galaxies proches ou au sein des amas donnent comme ordre de grandeur des valeurs non relativistes ($v \ll c$). L'énergie cinétique volumique générée par cette agitation thermique est donc négligeable par rapport à l'énergie interne des constituants du gaz ($\rho_m\ c^2$ d'après l'équivalence masse-énergie de la Relativité Générale), et on peut raisonnablement prendre comme hypothèse $p_m(\rho_m) \simeq 0$ pour l'équation d'état de la matière. On obtient alors selon (1.10) :

$$\rho_m(t)\ a^3(t) = C^{te} \tag{1.11}$$

L'autre contribution à la densité d'énergie est le rayonnement. Les photons en sont les principales sources connues. La pression de radiation générée par un gaz de photons de densité ρ_r est $p_r = \rho_r\ c^2/3$. En utilisant (1.10) on déduit la relation :

$$\rho_r(t)\ a^4(t) = C^{te} \tag{1.12}$$

Revoilà la constante cosmologique...

La constante Λ qu'introduisit Einstein pour faire apparaître un modèle d'Univers statique dans ses équations a perdu sa raison d'être avec les preuves observationnelles de l'expansion des échelles. Cependant, des observations récentes ont abouti à sa réapparition au sein des équations de Friedmann (1.8 et 1.9) dans lesquelles on peut l'assimiler à une forme supplémentaire de densité d'énergie $\rho_\Lambda\ c^2$, constante :

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda\ c^2}{8\pi\ G} \tag{1.13}$$

On définit ainsi une densité totale $\rho_c(t)$ (incluant cette contribution ρ_Λ de la constante cosmologique), appelée *densité critique*, correspondant à la densité d'énergie nécessaire, à un instant donné, pour que la géométrie de l'Univers soit euclidienne ($k \equiv 0$).

$$\rho_c(t) = \frac{3H^2(t)}{8\pi\ G} \tag{1.14}$$

Pour chaque élément participant à la densité d'énergie, on associe alors un *paramètre cosmologique* Ω représentant la fraction de ce terme par rapport à la densité critique :

$$\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)} \tag{1.15}$$

La première équation de Friedmann (1.8) se simplifie alors de la façon suivante :

$$\left(\frac{H(t)}{H_0}\right)^2 = \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda + \frac{\Omega_k}{a^2} \tag{1.16}$$

avec les valeurs actuelles ($t = t_0$) des paramètres cosmologiques associés à la matière (Ω_m), au rayonnement (Ω_r), à la constante cosmologique (Ω_Λ) et en introduisant le paramètre Ω_k lié à la courbure k :

$$\Omega_k \equiv -\frac{k\ c^2}{H_0^2} = 1 - \Omega_m - \Omega_r - \Omega_\Lambda \tag{1.17}$$

Einstein & De Sitter (1932) ont proposé un modèle simple d'Univers, plat et dominé par la matière ($\Omega_m = 1$, $\Omega_\Lambda = \Omega_r = \Omega_k = 0$). Dans ce cas le facteur d'échelle évolue comme $a(t) \propto t^{2/3}$ après résolution des équations de Friedmann. De plus, s'il est possible de négliger la contribution du rayonnement Ω_r, on peut montrer en utilisant (1.6) qu'en se plaçant à un décalage vers rouge élevé tel que :

$$1 + z \ \gg\ \left(\frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_m}\right)^{1/3} \tag{1.18}$$

$$\text{et} \quad 1 + z \ \gg\ \frac{\Omega_k}{\Omega_m} \tag{1.19}$$

un modèle cosmologique de paramètres (Ω_m, Ω_Λ, Ω_k) quelconques s'approchera, de manière asymptotique, du modèle de Einstein & De Sitter pour les grandes valeurs de z.

Contraintes observationnelles sur les Ω_i

Pour évaluer la densité de matière dans l'Univers, la méthode générale consiste à faire des comptages d'objets astrophysiques de masse connue dans un certain volume. Cependant, la masse n'est pas une observable directe en astronomie, la principale source d'information utilisée par les astrophysiciens étant le rayonnement de photons. Il faut donc considérer une certaine relation entre la masse M d'un objet et sa luminosité L, via le facteur M/L. Dans le cas du système solaire, la quasi-totalité de la masse mesurée à partir du mouvement des planètes est contenue dans le Soleil. On a donc $M_{SS}/L_{SS} \sim 1$, en unités solaires ($M_\odot/L_\odot$).

Cependant, des observations à des échelles plus importantes effectuées depuis les années 1930 ont rendu compte que la majeure partie de la matière serait non-lumineuse. Oort (1932) étudia les mouvements stellaires perpendiculaires au disque galactique, il en déduisit que la masse de ces étoiles était insuffisante pour expliquer une telle dynamique. A peu près à la même période, Zwicky (1933) chercha à "peser" l'amas de Coma en comparant les vitesses individuelles des galaxies à la lumière totale émise. Il aboutit à un facteur M/L voisin de 400, résultat du même ordre de grandeur que celui de Smith (1936) pour un autre amas de galaxies, celui de Virgo ($M/L \sim 200$). Ces résulats peu compréhensibles ne furent remis au goût du jour qu'à partir des années 1970, avec les observations plus précises de la dynamique des galaxies proches. En effet, en mesurant l'évolution radiale de la vitesse de rotation des étoiles dans les spirales, Rubin & Ford (1970) obtinrent un résultat important : 90% de la matière responsable de cette dynamique seraient contenus sous forme non-lumineuse au sein d'un halo plus vaste entourant la galaxie.

Les explications physiques sur l'origine de cette *matière sombre* sont encore très incertaines et intriguent les physiciens. La matière *baryonique* (classique, composée en majorité de protons et de neutrons) participe au facteur Ω_m au travers d'une sous-composante de celui-ci : Ω_b. Les mesures d'abondances des éléments légers, en accord avec la nucléosynthèse primordiale prévue dans la théorie du Big Bang, permettent de contraindre ce facteur de manière assez précise (Burles et al., 2001) :

$$\boldsymbol{\Omega_b.h^2 = 0.02 \pm 0.002} \tag{1.20}$$

où h est la constante de Hubble réduite : $h = H_0/100$ km s^{-1} Mpc^{-1}.

Le rapport entre Ω_b et Ω_m, lui, est une observable lorsqu'on étudie l'émission des amas de galaxies dans le domaine X. Les mesures de ce facteur donnent des valeurs de 0.15 à 0.20, ce qui exclut des modèles avec $\Omega_m = 1$ (White et al., 1993; Ettori & Fabian, 1999).

La majorité de cette matière baryonique serait non-lumineuse et présente sous diverses formes : gaz chaud dans le milieu intergalactique, planètes, poussières ou objets compacts entre les étoiles. Le sous-ensemble Ω_* de matière contenue dans les étoiles atteint seulement $\Omega_* \sim 0.002 - 0.003$. Néanmoins, à elle seule, la contribution Ω_b de l'ensemble des baryons ne permet pas d'expliquer les rapports M/L observés à grande échelle. Il faut faire intervenir une matière noire *non-baryonique*, de nature encore inconnue.

Plusieurs hypothèses ont été formulées à ce sujet, en collaboration avec les études de physiciens des particules. Les principaux candidats aux scénarios de matière sombre sont le *neutrino*, qui possède une masse très faible mais interagit très faiblement avec la matière, et les `WIMP`*s* (pour *Weakly Interacting Massive Particules*), classe de particules lourdes prédite par les extensions supersymétriques du modèles standard de physique des particules. Ces `WIMP`s sont encore actuellement hypothétiques et font l'objet de beaucoup de travaux en laboratoire pour chercher à les détecter.

Parmi les modèles de matière sombre on distingue celui de la matière sombre *chaude* (*Hot Dark Matter*, ou `HDM`), constitué de particules relativistes, qui fut décrit par Y. Zeldovitch, et celui de la matière sombre *froide* (*Cold Dark Matter*, ou `CDM`), dans lequel les particules sont non-relativistes (Peebles, 1993). Ces deux modèles aboutissent à un comportement différent lors de la formation des structures (cf section 1.1.4), et les observations actuelles sur des échelles distinctes tendent à privilégier le modèle `CDM`.

Les contraintes les plus importantes sur le paramètre de densité de matière (incluant la matière sombre) Ω_m ont été obtenues en combinant les observations du Fond Diffus Cosmologique et la détection des *supernovae* les plus distantes connues (Perlmutter et al., 1999; Efstathiou et al., 1999). Beaucoup de résultats aboutissent actuellement à un modèle cosmologique *de concordance* avec les valeurs suivantes :

- Un Univers plat (Rubiño-Martin et al., 2003), soit $\boldsymbol{\Omega_k = 0}$.
- Une densité de matière $\boldsymbol{\Omega_m \simeq 0.3}$
- Une Constante Cosmologique telle que $\boldsymbol{\Omega_\Lambda \simeq 0.7}$

Quant au rayonnement, il est essentiellement dominé par la densité de photons du Fond Diffus Cosmologique. Les mesures de `COBE` ont obtenu $\Omega_r \simeq 5.10^{-5}$ (Mather et al., 1990), ce qui montre que ce paramètre peut être raisonnablement négligé : $\boldsymbol{\Omega_r \simeq 0}$.

Ces valeurs de Ω_i, auxquelles s'ajoutent les dernières contraintes sur la mesure de la constante de Hubble (Freedman et al., 2001) : $\boldsymbol{H_0 = 70\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}}$, seront celles finalement adoptées, sauf mention contraire explicite, tout au long de ce manuscrit.

Il apparaît ainsi que la très grande majorité de la matière serait sombre et non-baryonique, et qu'une constante cosmologique Λ est nécessaire pour expliquer la géométrie plate de l'Univers. La densité ρ_Λ associée est couramment assimilée à une densité d'énergie du vide, de pression négative (Carroll, 2001). Cette force répulsive serait responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers en contrebalançant l'action de la gravité. Néanmoins, les hypothèses sur sa nature exacte sont encore très spéculatives.

Le modèle de concordance n'est pas accepté "à l'unanimité" par la communauté astrophysique : il est présenté par exemple comme difficilement conciliable avec certaines des observations d'amas de galaxies (Douspis et al., 2001).

Mesures des paramètres physiques

Lorsqu'on étudie le domaine extragalactique, il s'avère difficile de mesurer les distances, donc les durées de trajet de la lumière, de manière directe.

Le décalage spectral vers le rouge $\boldsymbol{z}$, appelé aussi selon sa dénomination anglaise **redshift**, est un indicateur précieux de la distance des objets car il est directement mesurable sur le spectre lumineux. Les relations générales permettant de convertir z en un âge ou une distance dépendent de la notion physique utilisée, à cause des effets importants de la Relativité Générale, et de la valeur des paramètres cosmologiques (Ω_m, Ω_Λ, H_0) choisie.

Distance propre comobile, volume comobile

Soit une source (r, $\theta = 0$, $\phi = 0$) émettant à l'instant t_1 un rayon lumineux radial vers l'observateur situé à l'origine. Ce dernier observe la lumière à l'instant t_0. Comme les rayons lumineux suivent des géodésiques, on a $ds = cdt - a(t)dr = 0$ et la *distance propre comobile* parcourue par les photons est la suivante :

$$D_p(r) = \int_0^r dr' = \int_{t_1}^{t_0} \frac{c\ dt}{a(t)}$$

D'après (1.7) :

$$D_p(a) = \int_{a(t_1)}^{1} \frac{c\ da}{a^2\ H(a)}$$

Par dérivation de la relation (1.6) :

$$D_p(z) = \int_0^z \frac{c\ dz}{H(z)} \tag{1.21}$$

On définit de la même manière un *volume comobile* V_C, qui correspond à un volume constant dans un repère comobile lié à l'expansion.

$$V_C(z) = 4\pi\ c\ \int_0^z \frac{D_p^2(z')\ dz'}{H(z')} \tag{1.22}$$

Durée de trajet de la lumière - Âges

Entre l'instant t_1 d'émission de la source précédente à un décalage spectral z et celui de son observation t_0, il s'est écoulé une durée :

$$t_0 - t_1 = \int_{t_1}^{t_0} dt = \frac{1}{c}\int_{t_1}^{t_0} a(t)dr \tag{1.23}$$

$$= \frac{1}{c}\int_{t_1}^{t_0} \frac{dr}{1+z} \tag{1.24}$$

$$t_0 - t_1 = \int_0^z \frac{dz}{(1+z)\ H(z)} \tag{1.25}$$

par analogie avec la distance propre comobile. Cette durée correspond au temps propre de parcours de la lumière et sert à "dater" les objets astrophysiques observés.

On peut en déduire l'âge de l'Univers observable :

$$T = \int_0^\infty \frac{dz}{(1+z)\ H(z)} \tag{1.26}$$

ainsi que le complémentaire de $t_0 - t_1$, le *temps cosmique*, mesurant l'âge de l'Univers au moment de l'émission de lumière par la source :

$$t_H(z) = \int_z^\infty \frac{dz}{(1+z)\ H(z)} \tag{1.27}$$

Pour notre choix de paramètres cosmologiques, l'âge T de l'Univers observable obtenu par l'intégrale (1.26) est de $\simeq 13.7$ milliards d'années. A $z = 7 (z = 10)$, l'âge de l'Univers correspondant est d'environ 770 (480) millions d'années.

De plus les conditions (1.18) et (1.19) sont satisfaites lorsque $z \gg 1.3$, ce qui est le cas pour l'Univers à grand décalage spectral qui fait l'objet de cette thèse. Comme on s'approche alors d'un Univers d'Einstein-de Sitter, dominé par la matière, on a $a(t) \propto t^{2/3}$ et on peut faire les approximations suivantes :

$$H(t) \simeq \frac{2}{3\ t} \tag{1.28}$$

$$\text{et} \quad t \simeq \frac{2}{3\ H_0\ \sqrt{\Omega_m}}\ (1+z)^{-3/2} \tag{1.29}$$

$$\text{soit} \quad t \simeq 5.38 \times 10^8 \left(\frac{1+z}{10}\right)^{-3/2} \text{ans} \tag{1.30}$$

En réalité, le modèle du Big Bang chaud nous indique qu'au-delà de $z \sim 1000$ l'Univers était dominé par le rayonnement, ce qui limite l'utilisation de l'approximation dans cette gamme de décalage spectral. Mais celle-ci se situe bien en dehors du cadre d'étude des premières galaxies ($z \sim 7 - 30$).

Distance de diamètre angulaire

Si on considère que la source émettrice située en $(r, 0, 0)$ est étendue, son image sera observée sous un angle θ, et elle sera lié au facteur d'échelle à l'instant t_1 de l'émission. En utilisant la définition de la métrique (1.5), θ est relié dans le cas de petits angles au diamètre transversal D de l'objet par :

$$D^2 = a(t_1)^2 \; r^2 \; \theta^2$$

On définit ainsi une *Distance de diamètre angulaire* D_A selon la relation trigonométrique classique :

$$D_A = \frac{D}{\theta} = a(t_1) \; r \tag{1.31}$$

$$D_A = \frac{D_p(z)}{1+z} \tag{1.32}$$

Distance de luminosité

Pour une fréquence ν donnée, des photons émis de façon isotrope pendant une durée δt par la source à $t = t_1$ avec une luminosité monochromatique L_ν seront répartis à l'instant d'observation sur une sphère de surface $4\pi r \; a^2(t_0)$, mais décalés à la fréquence $\nu' = \nu \; a(t_0)/a(t_1)$. Le décalage spectral entraîne un étalement de l'énergie sur l'ensemble du spectre par un facteur d'échelle $a(t_1)/a(t_0)$, énergie reçue sur une durée $\delta t'$, qui subit la même expansion par rapport à δt.

La *distance de luminosité* D_L associée au flux monochromatique $F_{\nu'}$ reçu à $t = t_0$ s'écrit donc, par analogie avec les calculs précédents :

$$F_{\nu'} = \frac{L_\nu}{4\pi \; D_L^2} \tag{1.33}$$

$$\text{et} \quad F_{\nu'} = \frac{L_\nu}{4\pi \; r^2 \; (1+z)^2} \tag{1.34}$$

$$\text{soit} \quad D_L = D_p \; (1+z) = D_A \; (1+z)^2 \tag{1.35}$$

Evolution des distances avec le décalage spectral

La Figure 1.1.3 résume l'évolution relative des différentes mesures de distances et d'âge en fonction du décalage spectral. On remarque que la distance de luminosité D_L augmente très fortement avec z, ce qui entraîne un affaiblissement et limite rapidement la détection d'objets de plus en plus distants pour un instrument d'observation donné.

1.1.4 Formation des premiers objets de l'Univers

Les modèles actuels considèrent que les grandes structures de matière (galaxies, amas) observées à différentes échelles se sont formées par croissance des *fluctuations*

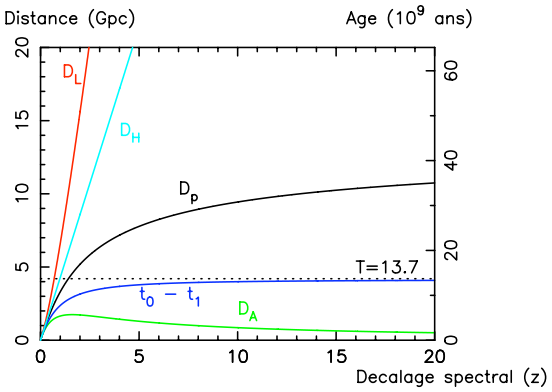


Fig. 1.3: Comparaison de la distance de Luminosité (D_L), distance propre (D_p), durée de trajet de la lumière ($t_0 - t_1$) et distance angulaire (D_A) en fonction du décalage spectral z. La distance de Hubble (D_H) associée à la loi de Hubble de l'équation (1.1) est une approximation linéaire de toutes les distances à $z \ll 1$.

de densité de l'Univers primordial. L'origine de ces dernières est encore hypothétique, les théoriciens supposent que l'Univers contenait des fluctuations quantiques à un âge $t \sim 10^{-35}$ sec., et qu'il a par la suite subi une phase d'*inflation*, au cours de laquelle le paramètre d'échelle a crû de manière exponentielle avec le temps, dilatant ces fluctuations jusqu'à former des perturbations de densité plus importantes. Cette théorie imaginée par Guth (1981) permet, en outre, d'apporter une solution au problème de la platitude de l'Univers.

Les fluctuations sont décrites à l'aide du *contraste de densité* δ, défini pour une coordonnée comobile $(\vec{r}, t)$ par :

$$\delta(\vec{r}, t) = \frac{\rho(\vec{r}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \tag{1.36}$$

où $\bar{\rho}(t)$ évalue, à cet instant t, la densité moyenne de l'Univers supposé homogène et isotrope. On a d'après (1.11) : $\bar{\rho}(t) = \rho_m \ (1+z)^3$ avec ρ_m la densité de matière à l'instant actuel ($t = t_0$).

Les observations du Fond Diffus Cosmologique à $z \sim 1000$ par `COBE` et `WMAP` ont révélé un corps noir parfaitement isotrope, les fluctuations relatives de température étant de l'ordre de 10^{-5} environ. Celles-ci sont directement reliées au contraste de densité des baryons, qui sont les acteurs de la recombinaison. En extrapolant la croissance de ces fluctuations par une approximation linéaire à $t = t_0$, il s'avère impossible que les galaxies, groupes, amas, superamas ... que nous observons aient pu se former à l'aide des seuls baryons. L'explication la plus plausible est l'action de la matière noire sous sa forme non-baryonique, qui participe à la densité moyenne de l'Univers mais pas au Fond Diffus.

Les deux modèles théoriques de matière sombre (`CDM` ou `HDM`, cf. section 1.1.3) prédisent un comportement différent sur l'évolution des structures. Les modèles de type `CDM` entraînent une croissance de type **hiérarchique** ou *bottom-up* : les petits objets se forment d'abord, puis fusionnent de manière continue jusqu'à donner naissance à des objets de plus en plus massifs. Dans le cas de matière noire chaude (modèle `HDM`), les structures se forment par fragmentation successive d'objets à des

échelles de plus en plus petite : c'est le modèle **monolithique**, ou *top-down*. Les observations de la structure à grande échelle de notre Univers proche, ainsi que l'évolution de la masse typique des objets aux grands décalages spectraux tendent à l'heure actuelle à favoriser le modèle hiérarchique. Les modélisations numériques de formation des structures dans un modèle de type Λ-CDM (prenant en compte l'effet d'adjonction de la constante cosmologique Λ), en particulier celles du consortium VIRGO (Fig. 1.4) arrivent à retracer correctement la forme et l'évolution des catégories d'objets observés en fonction de z. Néanmoins, ils souffrent de la "crise des petites échelles" : ils prédisent en effet beaucoup plus de galaxies satellites autour d'une galaxie de la taille de la Voie Lactée que ce qui est actuellement observé.

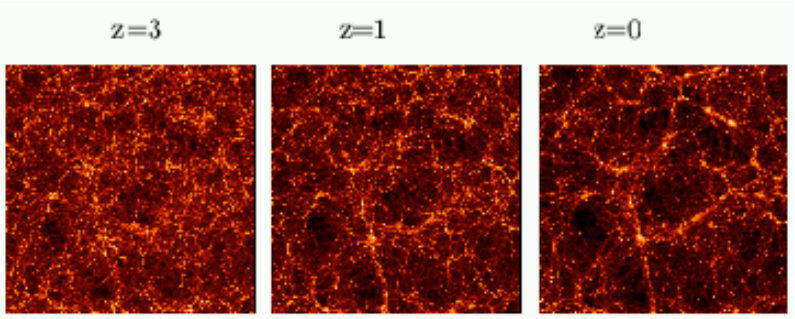


Fig. 1.4: Résultats de simulations numériques traduisant l'évolution des grandes structures dans le cadre d'un Univers plat dominé par une constante cosmologique ($\Omega_m = 0.3,\ \Omega_\Lambda = 0.7$). Dans chaque image, les zones les plus lumineuses correspondent aux régions de surdensités de l'Univers. D'après Jenkins et al. (1998)

Formalisme de Press-Schechter

L'abondance des halos de matière noire et son évolution en fonction du décalage spectral peut être décrite à l'aide du formalisme de Press & Schechter (1974). On suppose que les fluctuations de densité originelles sont gaussiennes dans un Univers globalement homogène et que leur spectre de puissance dans l'espace de Fourier est équiréparti sur toutes les échelles, sous la forme $P(k) \propto k^n$ avec $n \sim 1$ (spectre de Harrison-Zeldovich (Harrison, 1970; Zeldovich, 1972)).

Pour étudier le contraste de densité à l'échelle des premiers halos de matière, on effectue un lissage du spectre par un filtre chapeau $W(M)$ ("top-hat" en anglais, qui prend la valeur 1 à l'intérieur d'une la sphère de masse M, et 0 ailleurs). Le rayon comobile $R(M)$ équivalent est défini par la densité ρ_m :

$$R(M) = \left(\frac{3M}{4\pi\ \rho_m} \right)^{1/3} \tag{1.37}$$

La variance des fluctuations de densité (également gaussiennes) entre ces sphères de masse M s'écrit en fonction du spectre originel $P(k)$:

$$\sigma^2(M) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 \; P(k) \; W_k^2(M) \; dk \tag{1.38}$$

en notant par $\Big(W_k(M)\Big)$ la transformée de fourier de $W(M)$.

Usuellement, on utilise comme normalisation pour cette variance la valeur σ_8, obtenue dans le cas de sphères de rayon $R(M) = 8$ Mpc. Les observations du Fond Diffus Cosmologique et les lentilles gravitationnelles donnent comme contrainte : $\boldsymbol{\sigma_8 \simeq 0.9}$ (Bahcall & Bode, 2003) pour ce paramètre cosmologique supplémentaire. Cette valeur sera utilisée par la suite dans nos applications numériques.

Lorsque le contraste de densité atteint une certaine valeur *critique* (δ_c) l'effondrement gravitationnel, qui jusqu'alors était en compétition avec l'expansion de l'Univers, va l'emporter et entraîner la formation d'un halo virialisé. Une valeur exacte de ce contraste critique peut être obtenue dans le cas théorique simplifié d'un effondrement sphérique (Peebles, 1980) :

$$\delta_{c_0} = \frac{3}{20}(6\pi)^{2/3} \simeq 1.686 \tag{1.39}$$

La probabilité que l'effondrement gravitationnel d'une sphère de masse M donne naissance à un halo suit la même loi de distribution (gaussienne) des fluctuations :

$$P(> \delta_c) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \; \sigma} \int_{\delta_c}^\infty e^{-\delta^2/2\sigma^2} d\delta \tag{1.40}$$

Pour étudier la même probabilité à z quelconque, on utilise la valeur $\delta_c(z)$ obtenue en extrapolant linéairement le contraste qui serait observé à $t = t_0$ *si celui-ci avait exactement la valeur théorique* δ_{c_0} de l'effondrement sphérique au décalage spectral z : $\delta_c(z) = \delta_{c_0}/G(z)$.

Le *facteur de croissance* $G(z)$ dépend de manière complexe des paramètres cosmologiques, la relation générale permettant de le calculer est décrite dans Peebles (1980). Cependant, en se plaçant à des valeurs $z \gg 1$ l'approximation cosmologique d'un Univers d'Einstein-de Sitter nous donne $G(z) \propto a(z)$ soit $\delta_c(z) \simeq 1.686 \; (1+z)$.

L'abondance de halos de matière noire ayant une masse comprise dans l'intervalle $[M \; ; \; M + dM]$ est alors égale au produit de la densité numérique d'objets (ρ_m/M), dans le cas fictif où toute la matière se trouverait dans des sphères de masse M, par la probabilité qu'un halo soit formé en ayant cette masse :

$$\frac{dn}{dM} = \frac{\rho_m}{M} \frac{dP}{d\sigma} \frac{d\sigma}{dM} \tag{1.41}$$

$$\frac{dn}{dM} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_m}{M^2} \left| \frac{d \; ln(\sigma)}{d \; lnM} \right| \; \frac{\delta_c}{\sigma} \; e^{-\delta_c^2/2\sigma^2} \tag{1.42}$$

En définissant comme $\omega(z) \equiv \delta_c(z)/\sigma(M)$ le nombre de déviations standard représenté par $\delta_c(z)$:

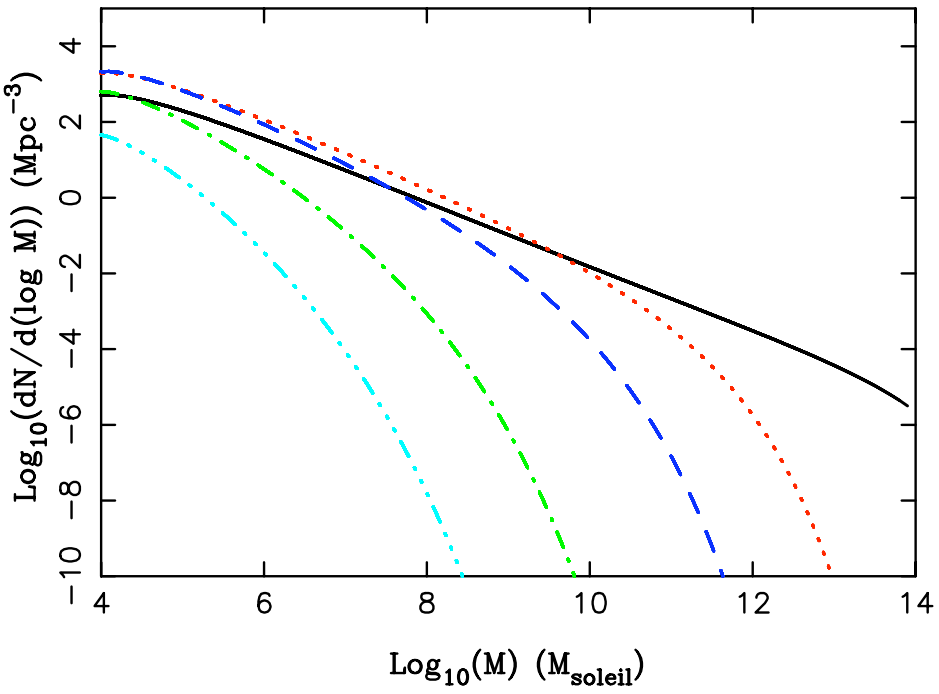


Fig. 1.5: Fonction de masse de Press-Schechter, donnant la densité numérique de halos par décade de masse M, pour un décalage spectral $z = 0$ (trait plein), $z = 5$ (pointillés), $z = 10$ (tirets), $z = 20$ (tirets-pointillés) et $z = 30$ (tirets-triple pointillés). On remarque l'évolution de cette distribution vers les grandes masses au cours du temps cosmique, traduisant les phénomènes de fusion des halos dans le modèle de formation hiérarchique des structures.

$$\frac{dn}{dM}\Big(z\Big) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{\rho_m}{M}\left|\frac{d\,\omega}{dM}\right|\ \omega\ e^{-\omega^2/2} \tag{1.43}$$

Cette fonction de masse prend ainsi une forme *auto-similaire*, dépendant uniquement de la variable $\omega(z)$ adimensionnée. Son allure générale est représentée dans la Figure 1.5 pour différentes valeurs de z.

Un facteur 2 a été introduit *a posteriori* par Press & Schechter (1974) dans les formules 1.42 et 1.43. Bond et al. (1991) ont montré par la suite qu'il peut correspondre, sous certaines hypothèses, au problème du "nuage dans le nuage" : si une masse M a un contraste $\delta < \delta_c(z)$ mais est incluse dans une région de masse supérieure M' avec $\delta' > \delta_c(z)$ elle appartiendra elle aussi à un halo virialisé et doit être prise en compte dans la fonction de masse[2].

Le formalisme de Press-Schechter est une très bonne approximation aux résultats des simulations numériques, même si d'autres améliorations (Press-Schechter étendu) ont été apportées par la suite par Bond et al. (1991), Lacey & Cole (1993) et Sheth et al. (2001), parmi d'autres.

[2]Dans certains cas simplifiés, cette prise en compte se traduit *exactement* par un facteur 2 dans les équations.

Premières sources

Le rayonnement de corps noir, émis au cours de la phase de recombinaison, va par la suite se diluer dans l'espace en subissant l'expansion des échelles. En l'absence d'autres sources lumineuses, l'Univers, alors essentiellement composé d'hydrogène neutre, entre dans la période des *Âges sombres* [3]. Les observations d'objets à grand décalage spectral indiquent par ailleurs que le milieu intergalactique se trouve dans un état d'ionisation complète à $z \sim 6$. L'origine de ce changement physique, opéré en moins de 900 millions d'années, vient du flux énergétique rayonné par les étoiles et noyaux actifs de galaxies (AGN) qui accompagnent la formation des premiers halos. Cette phase importante dans l'histoire de l'Univers est appelée l'époque de *réionisation* ou de *renaissance cosmique*.

Les observations du fond diffus par WMAP ont apporté une contrainte supplémentaire sur les limites de cette période. En effet, les nombreux électrons libres produits par la réionisation vont interagir avec les photons du Fond Diffus Cosmologique, par effet de diffusion Thomson. Celui-ci aura pour conséquence d'influencer les anisotropies de température et la polarisation du rayonnement mesurées (Haiman & Knox, 1999). Les récentes estimations de la profondeur optique de diffusion (τ_e) indiquent $z \lesssim 30$ (Figure 1.6, à gauche) pour le début de la phase réionisation (Kogut et al., 2003; Spergel et al., 2003). Par ailleurs, l'observation du spectre des quasars les plus lointains (cf section 1.2.1) suggère que la réionisation se trouve en phase terminale (Figure 1.6, à droite) à $z \simeq 6$ (Djorgovski et al., 2001a). A l'intérieur de ce domaine de décalage spectral, le rayonnement des premières générations d'étoiles formées dans les "mini-galaxies" les plus denses et l'accrétion des trous noirs dans les "mini-quasars" ont créé des régions ionisées autour des halos de matière noire, jusqu'à leur recouvrement complet (Figure 1.7).

Les mécanismes mis en jeu pour la formation des étoiles sont très complexes. Pour que la gravité prenne le pas sur la pression à l'intérieur d'un halo, celui-ci doit posséder une masse virielle supérieure à la *masse de Jeans* M_J, qui dépend du décalage spectral comme $M_J \simeq 10^4 M_\odot \left(\frac{1+z}{11}\right)^{3/2}$. De plus, la température dans ces objets est telle qu'un mécanisme de refroidissement est nécessaire pour poursuivre l'effondrement et la fragmentation du gaz jusqu'à des échelles stellaires. Les simulations numériques et les modèles théoriques les plus récents (Abel et al., 2000; Bromm et al., 1999) permettent d'envisager le scénario suivant :

1. A $z \sim 25$, des halos de masse virielle $M_{vir} \gtrsim 10^5\ M_\odot \left(\frac{1+z}{11}\right)^{-3/2}$, correspondant à une température virielle $T_{vir} \gtrsim 100\ K$, se refroidissent grâce à l'excitation des transitions rotationnelles-vibrationnelles des molécules de H_2. Ce scénario

[3] Le terme d'*Âges sombres* provient de l'expression anglaise *Dark Ages*, qui qualifie les neuf siècles d'histoire européenne s'étendant entre la chute de l'Empire Romain et la Renaissance, et qui correspond à une période d'obscurantisme sur le plan culturel et scientifique. Sa connotation cosmologique fut introduite en tout premier par Sir Martin Rees.

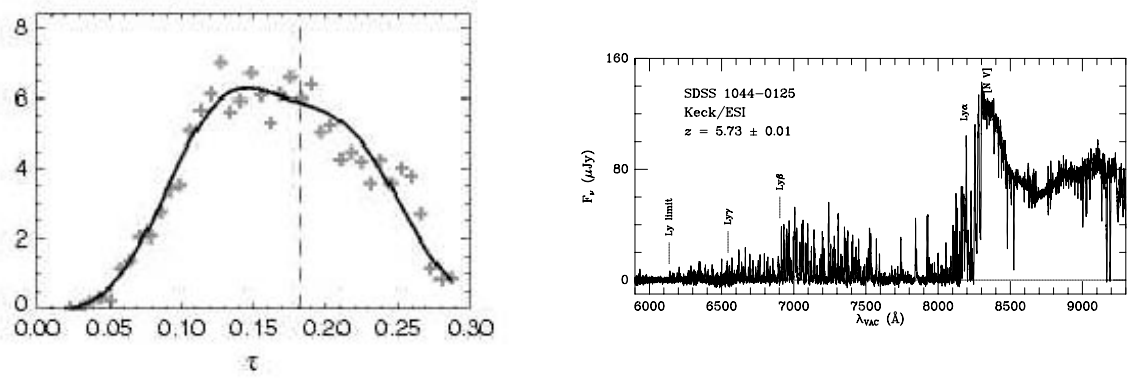


Fig. 1.6: A gauche : contraintes sur la profondeur optique de diffusion (τ_e), combinée entre les mesures de `WMAP` et d'autres observations (d'après Spergel et al. (2003)), dérivant une valeur $\tau_e \sim 0.17 \pm 0.06$. A droite : exemple de spectre d'un quasar lointain à $z \sim 6$, indiquant un Univers en fin de réionisation (d'après Djorgovski et al. (2001a)).

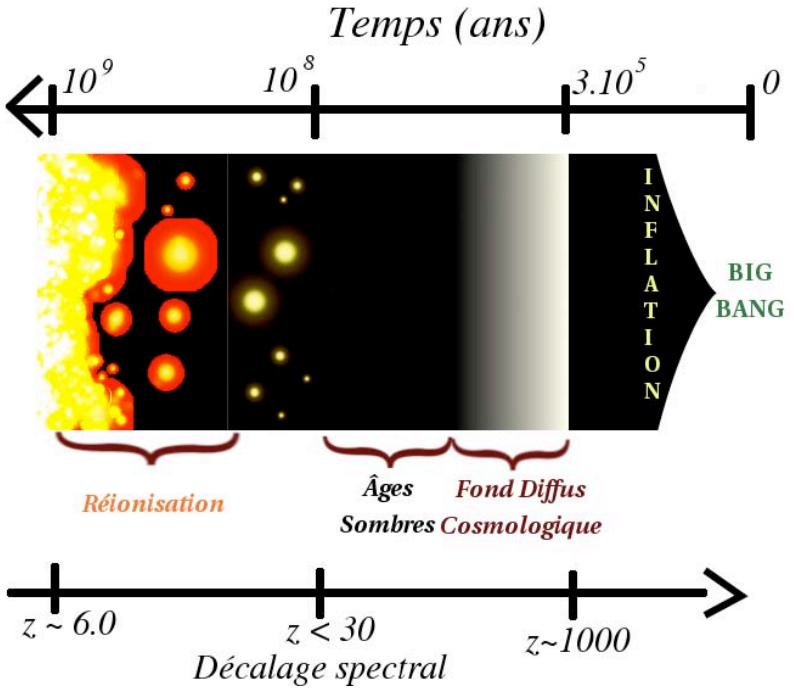


Fig. 1.7: Représentation schématique des grandes phases d'évolution de l'Univers, en fonction de son âge (de droite à gauche). La période des Ages Sombres s'instaure après la fin de la recombinaison et jusqu'à l'illumination des premières sources dans les halos. Celles-ci vont commencer à réioniser des régions du milieu intergalactique autour d'elles, jusqu'à un recouvrement complet. Inspiré de Barkana & Loeb (2001).

suppose une certaine abondance de molécules dans le halo.

2. Les premières sources de rayonnement ultraviolet vont avoir un impact négatif sur ce mécanisme, à cause de la dissociation des molécules de H_2, et la formation stellaire va se stabiliser (Haiman et al., 2000).

3. Vers $z \sim 15$, lorsque la masse des halos dépasse $M_{vir} \gtrsim 10^8\ M_\odot \left(\frac{1+z}{11}\right)^{-3/2}$, soit une température virielle $T_{vir} \gtrsim 10^4\ K$, le mécanisme de refroidissement mettant en œuvre la raie de transition Lyman-α de l'atome d'hydrogène devient beaucoup plus efficace pour la formation d'étoiles (Haiman, 2003). De plus, il est beaucoup moins sensible aux sources de photoionisation que l'hydrogène moléculaire.

Les AGNs ont un spectre plus énergétique et sont donc plus efficaces pour réioniser le milieu intergalactique que les étoiles. Cependant, les contraintes sur la fonction de luminosité de ces objets à $z \sim 6$ (Fan et al., 2001) indiquent que leur abondance n'est pas suffisante pour y contribuer de manière significative, sauf dans le cas d'une évolution importante à plus grand z.

Selon les contributions respectives de chaque type de source, ainsi que la fonction de masse initiale (IMF) des étoiles formées (cf section 1.2.1), il est possible de réioniser complètement l'Univers à des décalages spectraux $9 \lesssim z \lesssim 15$ s'il est relativement homogène, plus tard ($z \sim 6$) dans le cas contraire (Miralda-Escudé, 2003).

1.1.5 Taux de formation stellaire cosmique - Fonction de Luminosité

L'évolution des galaxies depuis le domaine $z > 6$ jusqu'à l'Univers local est assez bien contrainte à l'aide du *Taux de Formation Stellaire* (SFR) par unité de volume comobile (ρ_{SFR}, en $M_\odot/an/Mpc^3$), aussi appelé taux de formation stellaire *cosmique*. La détermination de ce taux utilise des méthodes et des calibrations différentes, selon le domaine spectral et le redshift auxquels les mesures sont effectuées. Pour un objet individuel, on utilise essentiellement comme indicateur de la formation d'étoiles instantanée :

– Le flux émis dans les raies spectrales lors de la recombinaison du gaz ionisé : les raies de l'hydrogène (série de Balmer H_α 6563 Å, H_β 4862 Å, ...) ou de l'oxygène ($[O_{II}]$ 3727 Å, $[O_{III}]$ 4959-5007 Å) sont liées au flux ionisant des étoiles les plus massives, donc les plus jeunes, qui tracent cette formation stellaire.

– Le continuum spectral dans l'ultraviolet, dominé par le rayonnement de ces mêmes étoiles massives. Différentes calibrations existent selon la longueur d'onde utilisée (habituellement 1500 ou 1800 Å)

– Le continuum spectral dans l'infrarouge lointain : le rayonnement des populations stellaires (jeunes ou âgées) est absorbé puis réémis par la poussière

contenue dans les galaxies. On peut évaluer la formation stellaire en faisant des hypothèses sur la profondeur optique moyenne des objets étudiés (Buat et al., 2002)

– Le flux des radiosources à 1.4 GHz : les sources de rayonnement en ondes radio sont le bremsstrahlung thermique des régions d'hydrogène ionisé (Caplan & Deharveng, 1986), ainsi que l'émission synchrotron (non-thermique) des électrons provenant de rayons cosmiques (voir la revue de Condon (1992)).

Les calibrations individuelles de chaque estimateur du `SFR` ont été étudiées en détail par Kennicutt (1998). Dans le domaine radio, on utilise davantage celle de Bell (2003).

Selon le domaine de longueur d'onde utilisé et le décalage spectral de l'objet, on appliquera l'une ou l'autre de ces méthodes en fonction des contraintes observationnelles.

Le flux d'émission de la raie Lyman-α, dont on a vu qu'elle participait à la formation stellaire, est très influencé par l'environnement proche des galaxies (cf section 1.2.3) et ne constitue pas un traceur fiable pour le `SFR`.

Dans le cas des calibrations utilisant la luminosité dans l'ultraviolet, on a uniquement accès à la luminosité intégrée des galaxies sur l'ensemble de leur population stellaire. Il faut prendre comme hypothèse supplémentaire un modèle de répartition relative de la masse des étoiles (*Fonction Initiale de Masse*, ou `IMF`). Cette fonction $\phi(m)$ correspond au nombre d'étoiles formées avec une masse stellaire m, ramené à une unité de masse totale formée. On l'approxime habituellement par une loi de puissance du type $\phi(m) \propto\ m^{-x}$.

La constante de normalisation de $\phi(m)$ est telle que :

$$\int_0^\infty m\ \phi(m)\ dm = 1 \tag{1.44}$$

L'`IMF` la plus couramment utilisée est celle de Salpeter (1955), avec un exposant $x = 2.35$. On suppose également des limites en masses pour la formation stellaire, habituellement dans l'intervalle $0.1\ M_\odot < M_* < 100\ M_\odot$.

Dans un échantillon important de galaxies, les propriétés physiques globales sont bien décrites au travers de la **Fonction de Luminosité** $\Phi(L)$. Celle-ci correspond à la densité numérique d'objets dN par intervalle de luminosité dL, mesurée dans un certain volume d'Univers.

En prenant comme idée de départ la fonction de masse de Press-Schechter (cf section 1.1.4) Schechter (1976) a fourni une forme paramétrique universelle permettant d'ajuster des fonctions de luminosités aux données d'un échantillon :

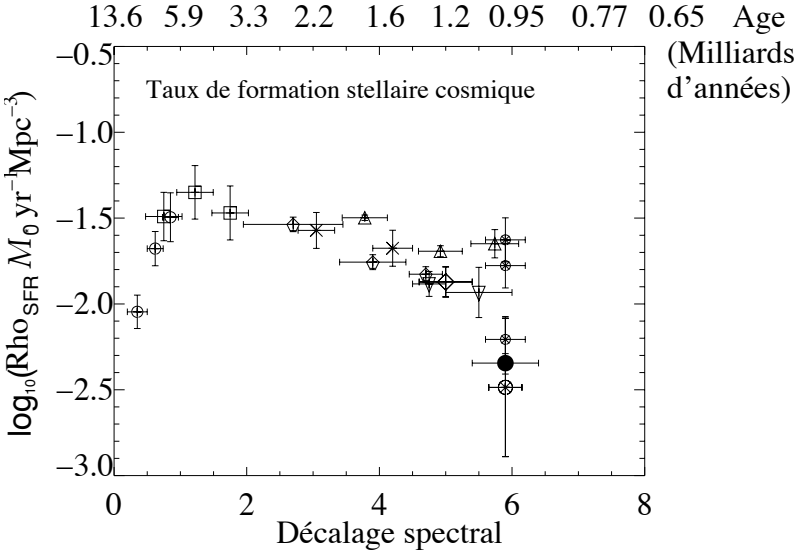


Fig. 1.8: Diagramme de Madau-Lilly : évolution du taux de formation stellaire cosmique $\rho_{\mathtt{SFR}}$ en fonction du décalage spectral z. Les différentes études sont symbolisées par : un point noir pour les travaux sur l'UDF (Bunker et al., 2004), des cercles blancs pour le relevé *Canada-France Redshift Survey* (CFRS) par Lilly et al. (1995), des carrés pour les données de Wang et al. (1997), des croix pour les travaux de Steidel et al. (1999) sur les LBGs, des triangles renversés pour ceux de Fontana et al. (2003), un losange (Iwata et al., 2003), des pentagones (Bouwens et al., 2003a), des triangles droits (Giavalisco et al., 2004), des cercles-croix pour les travaux de Bouwens et al. (2003b, 2004a). D'après Bunker et al. (2004)

$$\Phi(L) = \frac{dN}{dL} = \frac{\Phi^*}{L^*} \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} e^{-L/L^*} \tag{1.45}$$

Cette loi paramétrée par α, L^* et normalisée par Φ^* combine une loi de puissance (de degré $-\alpha$) lorsque $L \ll L^*$ et une coupure exponentielle pour $L \gg L^*$. On retrouve une relation auto-similaire comme dans le cas du Press-Schechter.

Pour pouvoir accéder à le mesure de $\rho_{\mathtt{SFR}}$ à partir d'un échantillon d'objets de différentes luminosités, on passe par la fonction $\Phi(L)$ que l'on ajuste aux observations avant de l'intégrer depuis une luminosité minimale L_{min}. En effet, les sources les plus brillantes vont dominer la valeur de cette intégrale. On obtient une densité de luminosité ρ_L, que l'on convertit ensuite en $\rho_{\mathtt{SFR}}$ à l'aide des calibrations données plus haut.

L'allure générale du SFR cosmique en fonction du décalage spectral, représentée par la diagramme de "Madau-Lilly" (Madau et al., 1996; Lilly et al., 1996), montre une valeur assez stable, légèrement croissante dans le temps pour $1 < z < 6$ puis une forte décroissance entre $z = 1$ et $z = 0$ (Figure 1.8).

A $z > 6$, les résultats récents de Bunker et al. (2004), Bouwens et al. (2004b) et Bouwens et al. (2005) utilisant le Champ Ultra-Profond du télescope spatial *Hubble* (*Ultra-Deep Field* ou UDF) font apparaître des estimations beaucoup plus faibles de

ρ_{SFR} à ces décalages spectraux.

Cependant, il faut noter qu'aucune de ces valeurs n'est corrigée de l'extinction contenue dans ces objets : en prenant en compte des facteurs moyens de rougissement typiques des galaxies formant des étoiles (loi de Calzetti et al. (2000)), la pente de $\rho_{\mathtt{SFR}}$ s'inverse dans l'intervalle $1 < z < 6$ (Hopkins, 2004), et aucune valeur d'extinction n'est actuellement connue pour corriger les estimations à plus grand décalage spectral.

1.2 Propriétés Observationnelles des galaxies à grand décalage spectral

1.2.1 Distribution Spectrale d'Energie

La "cassure de Lyman"

Les objets à $z \lesssim 3.0$ les plus propices à l'observation sont les galaxies formant des étoiles. En effet, d'une part l'histoire du taux de formation stellaire montre un maximum pour $z \lesssim 1.5$ (Fig. 1.8) et d'autre part le continuum spectral dans l'ultraviolet, dominé par les populations d'étoiles jeunes (de type spectral `O` ou `B`) se retrouve dans le domaine visible (0.4 à 0.8 μm) qui est le plus accessible depuis les télescopes au sol et pour lequel les développements instrumentaux ont été les plus importants pendant les dernières décénies.

Le spectre intégré de ces étoiles chaudes, combiné à la présence d'hydrogène neutre en grandes quantités dans le milieu interstellaire, provoque une "cassure" dans le continuum à la limite de la série de Lyman ($\lambda < 912$ Å), en-deçà de laquelle les photons ionisants sont complètement absorbés par l'hydrogène atomique. L'utilisation de cette "cassure de Lyman" (*Lyman-Break*) comme critère de sélection photométrique (cf section 1.2.4) par Steidel et al. (1996) et ses collaborateurs a marqué un tournant important dans les années 1995-2000 pour la compréhension de l'Univers distant : les Galaxies Lyman-Break (ou `LBG`s) sont devenues le type d'objet le plus étudié et caractérisé à $3 < z < 5$.

Parmi les propriétés physiques mises en évidence sur les `LBG`s, on peut citer :

- L'étude détaillée du spectre ultraviolet au repos (domaine $900 - 4000$ Å). Les raies du milieu interstellaire permettent de contraindre les paramètres physiques (abondances, métallicité) des objets individuels (Shapley et al., 2003)
- La mesure de raies d'émission des régions H_{II} dans le domaine visible au repos (Pettini et al., 2001)
- Les effets de regroupement à grande échelle des `LBG`s (Giavalisco & Dickinson, 2001)

– L'histoire du taux de formation stellaire cosmique à $z \sim 3-4$ d'après la fonction de luminosité intégrée dans l'ultraviolet (Steidel et al., 1999)

– Les populations stellaires et l'extinction en combinant les observations dans le visible et l'ultraviolet au repos (Shapley et al., 2001)

La forêt Lyman-α

La présence de systèmes d'hydrogène neutre sur la ligne de visée d'une source à grand z va créer une série d'absorptions dans le domaine spectral 912-1216 Å au repos, qui s'ajoutent à la cassure de Lyman. En effet, le phénomène de diffusion résonnante dans la raie Lyman-α (1216 Å au repos) va entraîner une chute importante du flux au décalage spectral de chaque absorbant : le continuum ultraviolet prend alors une forme très discontinue dans cette plage de longueur d'onde, appelée *forêt Lyman-α* (Lynds, 1971). Cet effet est plus important à plus grand décalage spectral, car on y trouve davantage d'absorbants sur la ligne de visée par l'effet géométrique de distance. Le même comportement existe pour les autres raies de Lyman (Lyman-β 1026 Å, Lyman-γ 972 Å, ...) qui amplifient l'absorption en y juxtaposant d'autres "forêts". L'absorption moyenne du spectre prenant en compte les forêts de Lyman a été modélisée par Madau (1995).

A plus grand décalage spectral, cet effet d'absorption va dominer le spectre dans la région 912-1216 Å , jusqu'à former une discontinuité du *continuum* au niveau de la raie Lyman-α : on parle alors de "cassure Lyman-α".

Pour les sources observées au-delà du décalage spectral marquant la fin de la période de réionisation(z_{re}), l'hydrogène neutre du milieu intergalactique va avoir un effet similaire aux forêts de Lyman, en formant une *dépression* absorbante dans le spectre, appelée dépression de Gunn-Peterson (Gunn & Peterson, 1965), du côté bleu de chaque raie de Lyman de la source (Fig. 1.9). La mesure précise de la largeur de ces dépressions est un moyen d'évaluer z_{re} (Haiman & Loeb, 1999).

Modélisation du spectre ultraviolet des premières sources

Comme la majorité des éléments lourds (*métaux*) sont synthétisés au sein des étoiles, les modèles actuels (Bromm et al., 2002) considèrent que les nuages qui ont donné lieu à la première génération stellaire étaient composés de matière *primordiale*, contenant exclusivement de l'hydrogène et de l'hélium. Les étoiles ainsi formées, dites de **Population III**, ont par la suite enrichi rapidement le milieu intergalactique en métaux dès l'apparition des premières *supernovae*. Ceci permet d'expliquer la présence d'une faible métallicité ($Z \simeq 0.003\ Z_{\odot}$) dans les absorbants Lyman-α jusqu'à $z \sim 5$ (Songaila, 2001).

Les conditions physico-chimiques de la fragmentation du gaz préstellaire sont gérées par la masse de Jeans et les mécanismes de refroidissement par l'hydrogène

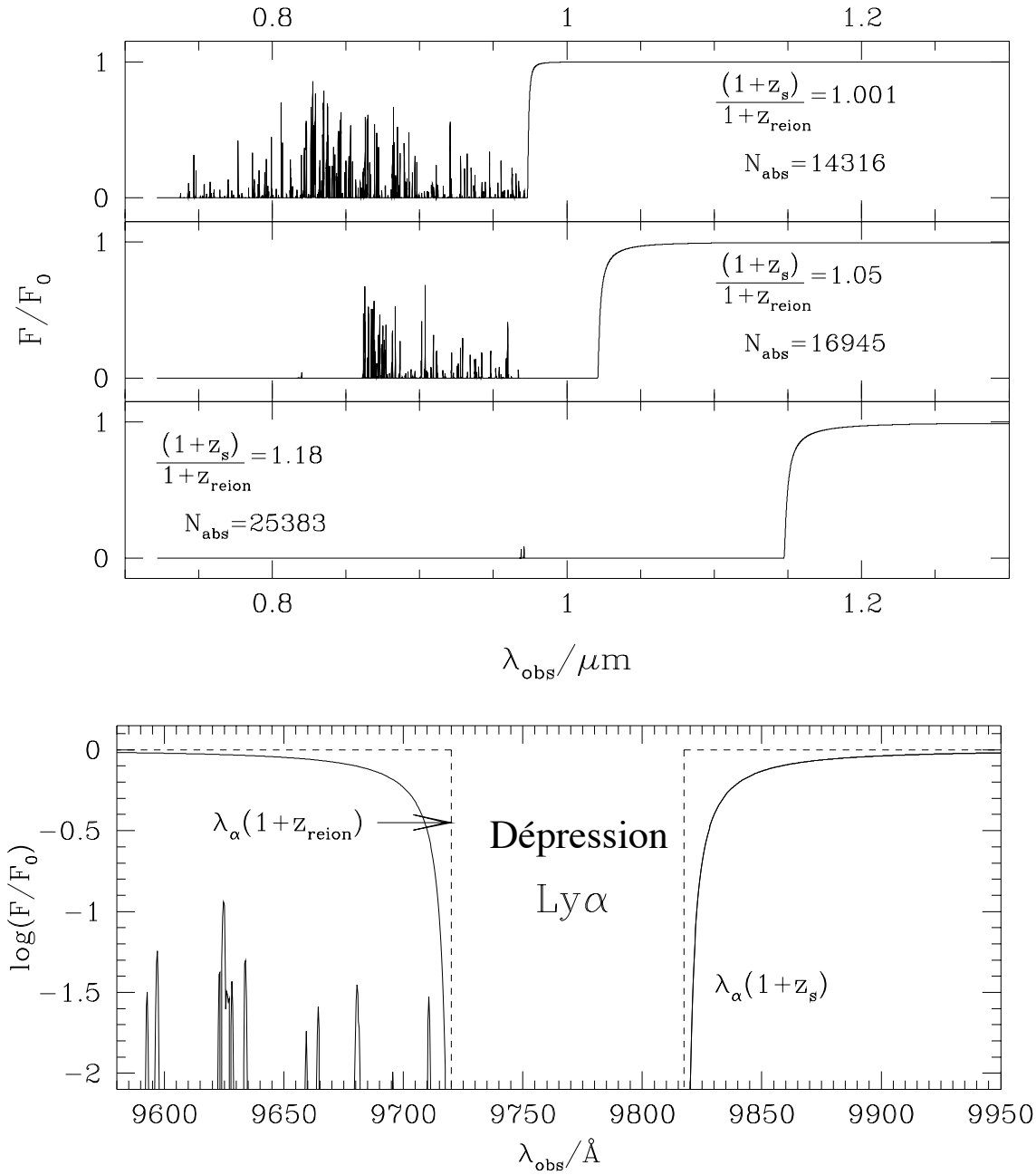


Fig. 1.9: Evolution modélisée du spectre ultraviolet des sources à grand z dans le domaine 912-1216 Å (d'après). En haut, on voit l'effet d'absorption de la forêt de Lyman et sa croissance à mesure qu'on s'approche de la réionisation. En bas : apparition de la dépression de Gunn-Peterson du côté bleu de la raie Lyman-α, pour des sources situées au-delà du décalage spectral de la réionisation z_{re}. D'après Haiman & Loeb (1999).

moléculaire. Dans le cas des nuages de métallicité nulle, les modèles indiquent que la Fonction Initiale de Masse des étoiles formées sera très différente d'une fonction de Salpeter classique, avec un biais vers la formation d'étoiles très massives : 1 $M_\odot$ à 100 $M_\odot$ (Nakamura & Umemura, 2002), voire extrêmement massives (de plusieurs centaines à 1000 $M_\odot$, Larson (2000); Baraffe et al. (2001)). Une autre conséquence

de l'absence de métaux dans les étoiles de Population III est que leur température effective et leur efficacité d'ionisation sont beaucoup plus fortes (Tumlinson & Shull, 2000; Bromm et al., 2001) que les étoiles riches en métaux (Population I, voir Fig. 1.10).

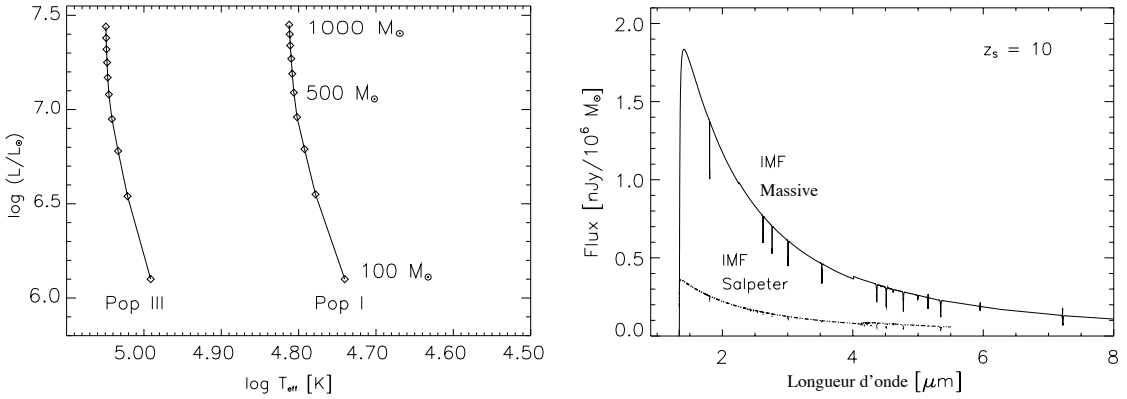


Fig. 1.10: A gauche : évolution de la séquence principale d'age zéro (`ZAMS`), pour des étoiles de Population III (métallicité $Z = 0$). On observe un biais systématique vers les hautes températures effectives T_{eff}. A droite : évolution du spectre ultraviolet observé pour un amas de telles étoiles à $z = 10$, suite à la transition entre une `IMF` classique de Salpeter et une `IMF` privilégiant les étoiles massives. D'après Bromm et al. (2001).

La modélisation des propriétés observées d'un objet composé d'étoiles de Population III doit prendre en compte la contribution du *continuum spectral nébulaire*. Celle-ci devient en effet non négligeable lorsqu'on étudie des objets avec des flux d'ionisation aussi élevés, dont une fraction ne s'échappe pas directement de la galaxie et est absorbée puis réémise par le gaz environnant (transitions de type *libre-lié* et *libre-libre*). Les modèles de Schaerer (2002) prédisent cet effet sur le continuum ultraviolet, ainsi que les flux attendus dans les raies d'émission de l'hydrogène et de l'hélium (Fig. 1.11). Outre les transitions usuelles de Lyman et de Balmer, la présence des raies He II λ1640 dans l'ultraviolet et He II λ4686 dans le visible caractérise ces spectres à $Z = 0$. Cependant, ces transitions de l'hélium dépendent fortement des hypothèses faites sur l'`IMF` des objets et diminuent rapidement, en ~ 4 millions d'années d'évolution passive, si on suppose un sursaut instantané de formation stellaire.

Les mêmes modèles permettent de suivre l'évolution des spectres en métallicité, depuis la valeur nulle jusqu'à la valeur solaire $Z = 0.02$, montrant ainsi la transition entre les objets de Population III et les galaxies habituelles (Schaerer, 2003). De manière générale, la pente du spectre dans l'ultraviolet, liée au flux ionisant des étoiles, tend à diminuer avec la métallicité pour une `IMF` donnée.

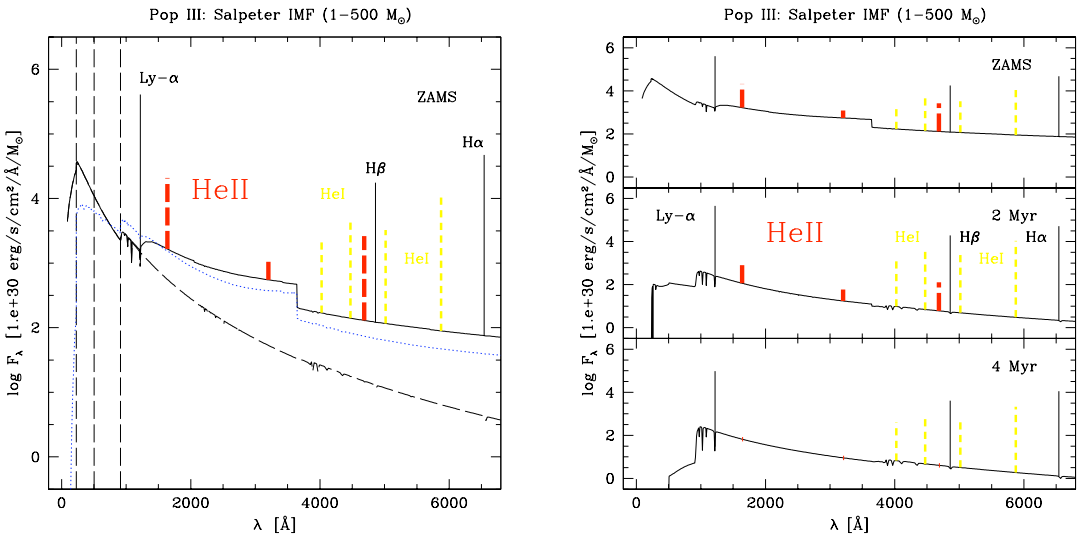


Fig. 1.11: Distribution Spectrale d'Energie d'une galaxie primordiale formée d'étoiles de métallicité $Z = 0$. A gauche : population de la séquence principale d'âge zéro (`ZAMS`), montrant l'écart entre le spectre purement stellaire (tirets) et la prise en compte de l'émission nébulaire (trait plein). Les principales raies d'émission de l'hydrogène et de l'hélium sont indiquées. A droite : évolution temporelle de ce même spectre pour des âges de 0 à 4 millions d'années. Les raies de l'hélium s'estompent rapidement. D'après Schaerer (2002).

Autres signatures

En complément de l'observation directe du spectre ultraviolet pour des objets individuels, d'autres méthodes permettent de contraindre leurs propriétés globales et d'étudier l'époque de la réionisation.

En particulier, l'**excès de fond diffus infrarouge**, mis en évidence par les observations de `COBE` et de `IRTS` dans le domaine 1.2 à 4 μm (Wright, 2001; Matsumoto et al., 2004), aurait pour origine le rayonnement d'étoiles de Population III ou l'accrétion de gaz sur des trous noirs à très grand décalage spectral (Santos et al., 2002; Madau & Silk, 2005). Cependant, il est encore difficile d'évaluer la contribution des autres sources situées en avant-plan, notamment les poussières du système solaire. Les contraintes actuelles données sur l'*efficacité de conversion* des baryons en étoiles, f_*, sont de l'ordre de 10 à 50 % (Salvaterra & Ferrara, 2003).

Certains modèles prédisent également l'existence d'un **fond diffus X**, ayant pour origine les `AGN`s à très grand décalage spectral, et les produits de la formation stellaire intense : des binaires X massives (Helfand & Moran, 2001), le bremsstrahlung et l'effet Compton inverse dans les restes de *supernovae*. Ceux-ci pourraient dominer le rayonnement de fond X et produire un effet inverse par rapport au rayonnement ultraviolet qui photodissocie l'hydrogène moléculaire : les électrons libres formés par l'ionisation supplémentaire sont un catalyseur important pour les réactions de création de H_2 (Glover & Brand, 2003).

Si la formation stellaire est biaisée vers les étoiles massives à grand décalage spectral, le **taux de supernovae** générées devient lui aussi très important, les durées de vie de ces objets étant très courtes. Les *supernovae* jouent un rôle dominant pour l'enrichissement en métaux du milieu interstellaire et l'évolution de la formation d'étoiles (Wada & Venkatesan, 2003). De plus, l'énergie mécanique qu'elles apportent permet d'expulser une partie des matériaux stellaires formés dans le milieu intergalactique. L'observation d'un grand nombre de ces *supernovae* est prédit pour l'avènement du futur *James Webb Space Telescope* (`JWST`) vers 2010 (Ferrara & Marri, 1998).

Enfin, les **sursauts gamma** (*Gamma Ray Bursts*, ou `GRB`s), observés principalement dans les régions de formation d'étoiles (Djorgovski et al., 2001b), seraient liés à la mort d'étoiles très massives (MacFadyen & Woosley, 1999). Compte tenu de l'`IMF` prédite par les modèles de galaxies, le taux de sursauts correspondant et leur très forte intensité ouvrent une toute nouvelle voie d'étude de la formation stellaire à très grand décalage spectral (Gorosabel et al., 2001).

1.2.2 Estimations de la densité numérique d'objets

D'après les mesures de la fonction de luminosité et les comptages des `LBG`s à $z \simeq 4$ (Steidel et al., 1999) le nombre de sources envisagé jusqu'à des profondeurs en magnitude[4] de $R \sim 25$ est de 1 à 2 objets par minute d'arc carrée.

A partir de la fonction de masse des halos de matière noire, dérivée par des modèles semi-analytiques ou un formalisme du type Press-Schechter (voir la Section 1.1.4), on peut estimer la densité de sources potentiellement observables par un instrument. Oh et al. (2001) ont procédé à cette étude pour le cas de la détection des raies de l'hélium dans le spectre de galaxies à métallicité nulle à l'aide du `JWST`. L'hypothèse la plus simple est de considérer que les halos ayant une température virielle $T_{vir} > 10^4\ K$ transforment une fraction constante f_* de leur masse baryonique en étoiles, au cours d'un sursaut d'une durée intrinsèque t_*. Le nombre de halos dN susceptibles d'être observés par tranche de décalage spectral dz est normalisé par le facteur temporel $t_*\ (1+z)/t_H$ où $t_H(z)$ est le temps cosmique (donné par l'équation 1.27) :

$$\frac{dN}{dz} = \frac{t_*\ (1+z)}{t_H(z)}\ \frac{d(V_c)}{dz} \int_{M_{*_{min}}}^{\infty} dn \tag{1.46}$$

$$= \frac{t_*\ (1+z)}{t_H(z)}\ \frac{d(V_c)}{dz} \int_{\frac{M_{*_{min}}}{\Omega_b\ f_*}}^{\infty} \Big(\frac{dn}{dM}\Big) dM \tag{1.47}$$

dn/dM est la fonction de masse des halos de matière noire (Equation 1.43), $V_c(z)$ le volume comobile observé jusqu'à un décalage spectral donné, et $M_{*_{min}}$ la masse

[4]La **magnitude** est une échelle logarithmique permettant de représenter le flux des objets. Voir l'annexe A pour plus de détails sur les différents systèmes photométriques.

stellaire correspondant à la limite de détection instrumentale. En faisant varier les paramètres f_* et t_*, le nombre d'objets détectables dans un champ de 4×4 minutes d'arc évolue de la dizaine au millier d'objets pour les raies les plus intenses (Figure 1.12). Toutefois, ce résultat est lié au seuil de détection typique de $f_\lambda \sim 10^{-21}$ ergs s^{-1} cm^{-2} du `JWST`, atteint pour un temps de pose d'environ 10^5 secondes.

Une autre approche, utilisée par Stiavelli et al. (2004a,b), permet d'exprimer à un décalage spectral donné la densité surfacique d'objets selon leur flux observé, en se servant de modèles semi-analytiques. L'intérêt de cette représentation est de pouvoir directement identifier la région explorée par un sondage (paramétré par sa profondeur et sa taille de champ) dans des diagrammes densité surfacique - magnitude (Figure 1.13).

Deux limites en brillance de surface se superposent dans ces diagrammes :

- Une limite *supérieure*, au-delà de laquelle le nombre d'étoiles formées produit une quantité de métaux trop importante par rapport à ce qui est observé à $z \simeq 5$, notamment dans le spectre des quasars.

- Une limite *inférieure*, en-deçà de laquelle le nombre de sources ionisantes est trop faible pour arriver à réioniser significativement le milieu intergalactique.

Le nombre de sources détectables obtenu est du même ordre de grandeur que pour la première approche.

1.2.3 La raie d'émission Lyman-α

La raie Lyman-α, située dans l'ultraviolet à 1216 Å au repos, constitue le meilleur outil pour la confirmation spectroscopique des galaxies à très grand décalage spectral, car on peut l'observer avec un rapport signal sur bruit beaucoup plus élevé que le continuum sous-jacent dans les domaines du visible et du proche-infrarouge, si elle est en émission.

Cette transition spontanée entre les deux premiers niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène, a pour origine le refroidissement du gaz et la recombinaison de l'hydrogène dans les régions ionisées, qui accompagnent tous deux la formation d'étoiles. Au moment de son émission, c'est la plus intense des raies de recombinaison (Osterbrock, 1989), mais elle a également une section efficace d'absorption très élevée. Par conséquent, si le milieu intergalactique est composé d'une part importante d'hydrogène neutre, les photons Lyman-α seront continuellement absorbés puis réémis par un mécanisme de diffusion résonante. Au lieu d'une émission concentrée dans la région centrale de formation stellaire, un halo diffus beaucoup plus étendu va diminuer fortement la détection de la raie (Loeb & Rybicki, 1999). De plus, leur longueur de trajet augmentant, les photons auront une probabilité plus forte d'être absorbés par la poussière, même présente en petite quantité.

La détection d'un raie de Lyman-α en émission dans les observations de galaxies à $z \simeq 6.5$ (Kodaira et al., 2003; Hu et al., 2002a,b) porterait à croire que l'Univers serait déjà fortement réionisé à cette époque. Cependant, la modélisation

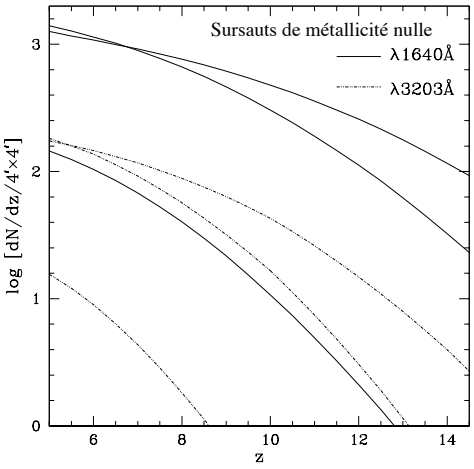


Fig. 1.12: Diagramme représentant les résultats de simulations utilisant le JWST pour la détection de sursauts de formation stellaire de métallicité nulle à différents décalages spectraux. Chaque courbe indique la densité numérique de sources par intervalle de z, détectables dans un champ de vue de 4' × 4' en 10^5 secondes de temps de pose, pour deux des principales raies d'émission de l'hélium dans le domaine observable $1.0 < \lambda < 10\ \mu m$. D'après Oh et al. (2001).

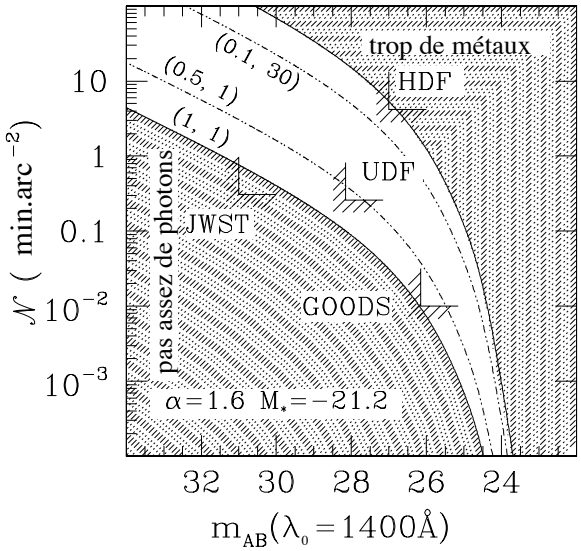


Fig. 1.13: Contraintes sur la densité surfacique de sources présentes dans la phase de réionisation, en fonction de la brillance de ces objets. Les domaines explorés par différents relevés utilisant des télescope spatiaux sont indiqués par des angles hachurés. Les zones grisées correspondent à différentes contraintes observationnelles (limites supérieures et inférieures) sur l'époque de réionisation. D'après Stiavelli et al. (2004b).

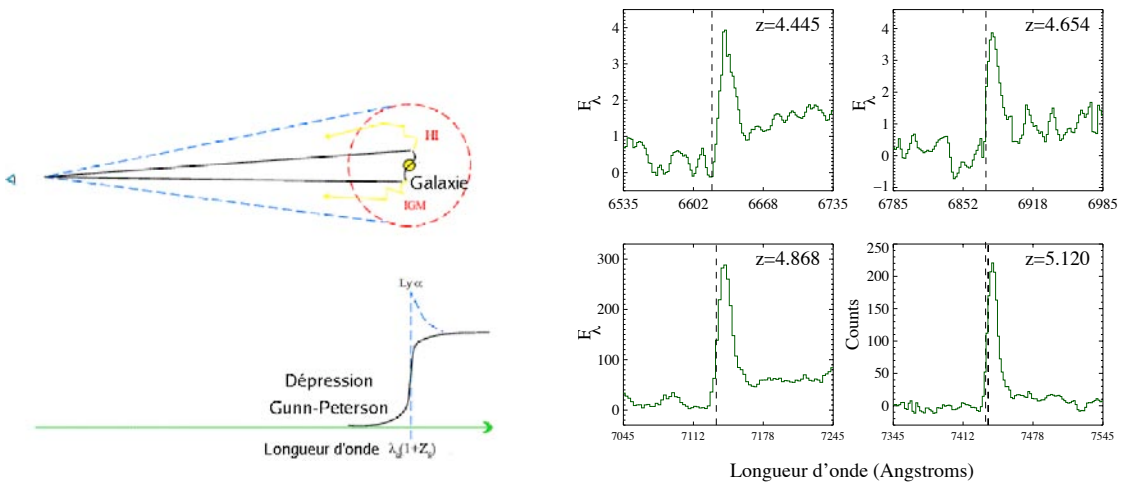


Fig. 1.14: Propriétés de l'émission Lyman-α : à gauche, diffusion de l'émission dans une enveloppe d'hydrogène neutre (H-I) pour une source proche de la réionisation (d'après Barkana & Loeb (2001)). L'émission observée montre un profil asymétrique, plus intense du côté rouge dû à la réflexion sur la partie arrière de l'enveloppe. A droite, exemples de profils observés à $z \simeq 5$: le pic d'émission montre un décalage systématique vers le rouge par rapport au décalage propre de la galaxie z, dû à l'absorption du côté bleu de la raie (d'après Frye et al. (2002))

plus détaillée du transfert radiatif au travers du milieu intergalactique montre que si on suppose la présence de *super-vents* dans le halo de la galaxie, on peut expliquer l'observation de la raie à $z > 6$, y compris à des taux d'ionisation très faibles (Santos, 2004).

Ces vents, en combinaison avec l'expansion des échelles d'origine cosmologique (écoulement de Hubble), entraînent par ailleurs un décalage en fréquence des photons à chaque diffusion, produisant une raie avec un profil *asymétrique* de type *P-Cygni* (Ahn et al., 2003) : l'émission du côté rouge sera moins sensible à la diffusion résonante par l'hydrogène neutre et à l'aborption. On observe donc les photons émis par réflexion sur l'arrière de l'enveloppe de gaz environnante, et la longueur d'onde centrale de la raie présente un décalage systématique du côté rouge par rapport au décalage spectral de la galaxie (Fig. 1.14). Ce type de profil a été observé de manière quasi-systématique dans les émetteurs Lyman-α à $z > 4$.

Les mécanismes de transfert radiatif mis en jeu dans l'étude de la transition Lyman-α dépendent ainsi d'un nombre important de facteurs liés à l'environnement local de la source émettrice, ce qui rend actuellement impossible la modélisation des propriétés physiques d'un objet individuel avec cette seule raie. Son intérêt principal réside dans la confirmation et la détermination précise du décalage spectral.

1.2.4 Méthodes Observationnelles

D'une manière génerale, la connaissance de l'information spectrophotométrique de toutes les sources présentes dans une région du ciel nécessite l'échantillonnage

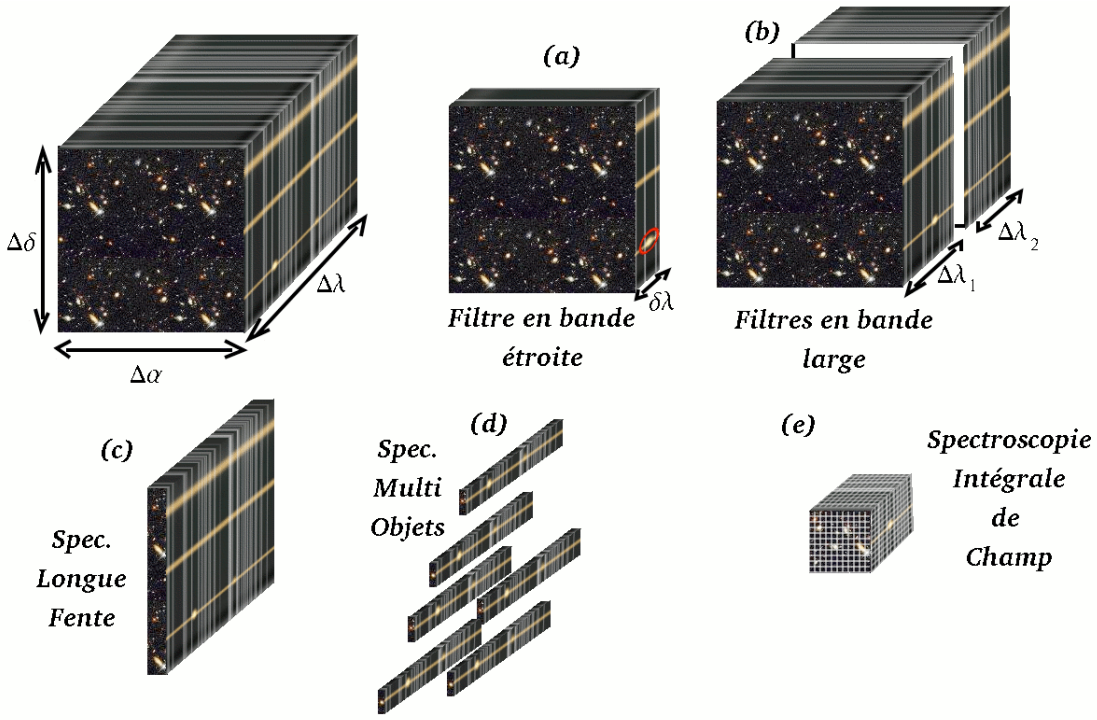


Fig. 1.15: Représentation schématique des techniques de photométrie et spectroscopie dans le plan espace-longueur d'onde (ou décalage spectral en considérant la raie Lyman-α). La présence des raies d'émission atmosphériques de OH, prédominantes dans le domaine spectral 0.65-2.5μm, limite les observations spectroscopiques depuis le sol. En haut à gauche : visualisation schématique du cube d'informations espace-longueur d'onde. Chacune des techniques d'observation est présentée dans une sous-partie (a) à (e).

complet de l'espace des positions et des longueurs d'onde ($\Delta\alpha$, $\Delta\delta$, $\Delta\lambda$) des photons reçus. Cependant, les détecteurs permettant cette mesure étant à l'heure actuelle bidimensionnels, on a généralement une perte d'information par intégration suivant une des dimensions (spatiale ou spectrale), qui dépend de la méthode instrumentale choisie (Fig. 1.15).

Pour pallier à cet inconvénient, la recherche d'objets distants ne va pas se limiter à une technique particulière, mais va les combiner. Ce fut le cas au cours de cette thèse, pour laquelle nous avons adopté des approches techniques assez différentes, en combinaison avec l'utilisation des lentilles gravitationnelles (voir Section 1.3).

Sélection en dehors du domaine visible ou proche-infrarouge

Historiquement, la recherche de galaxies les plus distantes fut synonyme de celle des quasars, des radiogalaxies, et des galaxies lumineuses dans les domaines infrarouge ou submillimétrique (Stern & Spinrad, 1999). Ces objets sont en effet intrinsèquement beaucoup plus brillants : les quasars sont des sources ponctuelles liées à l'accrétion de gaz sur un trou noir supermassif au noyau d'une galaxie souvent masquée par une telle luminosité. Les radiogalaxies ou galaxies ultra-lumineuses en

infrarouge sont des systèmes massifs beaucoup plus évolués que les galaxies classiques.

Cependant, la densité numérique de tels objets reste assez faible et d'autres techniques permirent de franchir des décalages spectraux $z > 1$ d'une manière plus efficace. Au début de 2004, ~ 30 galaxies sont découvertes et confirmées à $z > 5$ et les recherches se multiplient (Spinrad, 2004). La confirmation du décalage spectral des objets à $z \gtrsim 2.3$ est facilitée dans le cas d'une raie Lyman-α intense dans le domaine visible.

Sélection photométrique

En utilisant certains traits particuliers du spectre des galaxies, comme une brusque discontinuité de flux au niveau du *continuum*, il est possible de définir un critère d'estimation du décalage spectral basé uniquement sur de la photométrie. De telles mesures, effectuées à l'aide de **filtres en bande large** (d'une valeur typique de 0.5 à 1.0 μm), se comportent comme un spectre à très basse résolution. On parle généralement de Distribution Spectrale en Énergie ou `DSE` (en anglais : `SED`). Un choix judicieux des caractéristiques de ces filtres permet de discriminer un domaine de décalage spectral spécifique, comme c'est le cas pour les `LBG`s (voir Sect. 1.2.1) : en effet, la discontinuité dans le spectre provenant de la cassure de Lyman (en combinaison avec la forêt Lyman-α à mesure que l'on s'approche des grands décalages spectraux) se prête bien à cette technique de sélection avec seulement trois filtres. Dans un diagramme **couleur-couleur**[5] , qui combine l'évolution relative du flux entre ces trois filtres, la région de sélection correspondant à la discontinuité est bien délimitée (Figure 1.16). La confirmation du grand décalage spectral des objets sélectionnés par cette méthode, à l'aide d'observations spectroscopiques, montre un taux d'efficacité supérieur à 70 % (Steidel et al., 2003).

Cette approche de sélection photométrique multi-bandes n'est certes pas ancienne, puisque elle fut utilisée historiquement par Baum (1957, 1962) afin d'évaluer le décalage spectral d'amas de galaxies distants. D'une manière plus générale, il est possible d'améliorer l'estimateur du décalage spectral en combinant des mesures de photométrie dans un nombre plus important de filtres, couvrant un domaine spectral plus large. On regroupe ce genre d'études sous le terme générique de **redshift photométrique**. Il en existe deux approches principales :

- L'ajustement de la `DSE` observée à l'aide de spectres de référence. Ces derniers peuvent être issus d'observations ou de modèles synthétiques
- Un ajustement *empirique* d'une loi donnant une estimation du décalage spectral $\tilde{z}(C_i)$ en fonction des couleurs C_i observées entre les filtres successifs.

L'intérêt principal d'utiliser cette méthode est qu'elle est moins coûteuse en temps d'observation que la spectroscopie, pour une même surface de champ. Cepen-

[5]La **couleur** d'un objet est relié à la magnitude dans deux filtres différents (voir Annexe A).

dant, la confirmation du décalage spectral nécessite d'observer un spectre complémentaire des objets présélectionnés par des critères photométriques, sauf lorsque le taux de confirmation du critère photométrique s'est avéré très élevé (ce qui est le cas pour les LBGs).

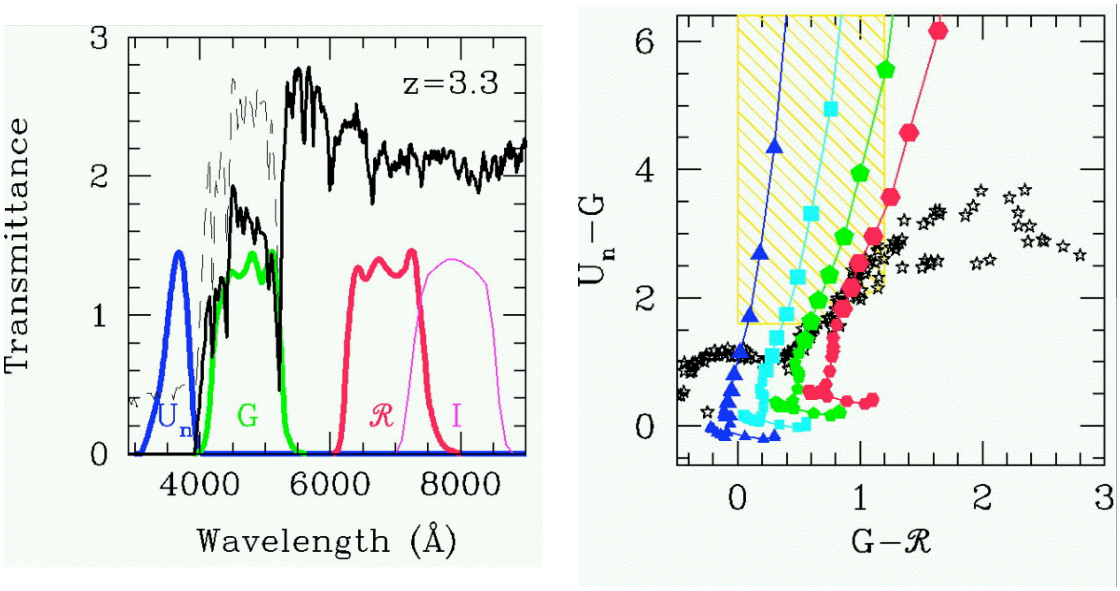


Fig. 1.16: A gauche : superposition d'un modèles spectral de galaxie et de la transmission de trois filtres en bande large (U_n, G, R) disposés de part et d'autre de la discontinuité de Lyman, permettant de sélectionner des sources à grand décalage spectral. Le *continuum* de ces objets est *rouge* dans la couleur $U - G$ et *bleu* dans la couleur $G - R$. A droite : diagramme couleur-couleur correspondant à cette sélection : les couleurs de différents modèles de galaxies sont tracées en fonction de leur décalage spectral. Lorsque $z \geq 3$, les objets se situent dans la zone hachurée qui définit un critère de sélection photométrique. D'après Giavalisco (2002).

Spectroscopie à fente

La majorité des spectrographes utilisent une ou plusieurs fentes, placées sur le chemin optique entre la source et l'observateur, qui permettent d'isoler une petite région du ciel dans le champ de vue au voisinage de chaque source à étudier. Ceci réduit fortement la contamination du spectre de l'objet par celle du ciel environnant : une fente plus étroite augmentera la capacité de séparer les raies d'émission atmosphériques qui limitent la sensitivité spectrale, notamment dans la partie rouge du visible et le proche-infrarouge où une résolution instrumentale de l'ordre de 2000 est nécessaire. Toutefois, le nombre de pixel correspondant à la largeur de la fente doit rester significatif, en vue d'échantillonner correctement l'intervalle $\Delta\lambda$ de la résolution instrumentale.

La configuration spectroscopique la plus simple est celle d'une **fente longue**, qui s'étend sur une des dimensions du champ de vue de l'instrument. Cependant, elle ne permet d'étudier simultanément qu'un ou deux objets spécifiquement sélectionnés,

pour des raisons évidentes d'alignement. Les instruments les plus performants possèdent un mode de spectroscopie **multi-objets** (ou `MOS`) : un ensemble de fentes courtes placées chacune sur une source, en évitant le chevauchement des différents spectres sur l'image finale du détecteur. Chacun des ces objets peut être préalablement sélectionné dans le champ selon d'autres critères (par exemple de la photométrie multi-bandes). Cette capacité de *multiplexage* augmente l'efficacité des observations spectroscopiques par rapport à la fente longue, en permettant d'étudier un nombre typique de $N \simeq 30 - 50$ sources de manière simultanée.

Pour ce qui concerne la recherche d'objets distants, ces techniques visent principalement à mesurer la raie d'émission Lyman-α. Pour les sources à décalage spectral modéré ($z \lesssim 5$) les plus brillantes, on peut aussi envisager la détection de cette même raie si elle est présente en absorption, ou celle de la cassure dans le *continuum* spectral due à la forêt Lyman-α du côté bleu ($\lambda < 1216$ Å). D'autres raies d'absorption métalliques, d'éléments comme le carbone ou le silicium, sont également observées dans le spectre des `LBGs` à ces décalages spectraux. Enfin, si on se trouve en présence d'un noyau actif au cœur de la galaxie, on peut voir apparaître d'autres raies d'émission énergétiques, comme N_V ou C_{IV}. A l'avenir, on imagine également pouvoir détecter la raie de l'hélium He II λ1640 dans les objets primordiaux (de Population III, voir la section 1.2.1).

Filtres en bande étroite

Ce sont des filtres dont la bande passante se situe dans des *fenêtres atmosphériques* très étroites (de l'ordre de l'ordre de 100 Å), pour lesquelles la sensitivité spectrale est beaucoup plus importante grâce aux faibles émissions des raies du ciel. Utilisés en photométrie, ils permettent de sélectionner des objets ayant un flux anormalement élevé, par comparaison avec un filtre en large bande dans le même domaine spectral, à cause de la présence d'une raie d'émission intense.

On définit la **largeur équivalente** W d'une raie comme :

$$W = \int_{\Delta\lambda} \left(\frac{f_\lambda}{f_c} - 1 \right) d\lambda \tag{1.48}$$

où f_λ est le flux monochromatique de l'objet, f_c la valeur moyenne du *continuum* "sous" la raie (estimée à partir des régions adjacentes), et $\Delta\lambda$ la plage de longueur d'onde contenant la raie d'émission. La largeur équivalente mesure donc l'intensité d'une raie en rapport à celle du *continuum*.

Les objets sélectionnés en comparant la photométrie dans un filtre en bande étroite (dominée par le flux dans la raie) avec celle d'un filtre en large bande (dominée par la valeur f_c) seront donc ceux ayant des largeurs équivalentes W les plus importantes. L'identification d'une raie détectée dans un filtre en bande étroite, et donc le décalage spectral correspondant, nécessite de connaître d'autres mesures de la `DSE`,

à cause des différentes origines possibles (H_α, H_β, $[O_{III}]$, Lyman-α, ...).

Cette technique a permis de découvrir beaucoup d'émetteurs Lyman-α à grand décalage spectral, essentiellement dans les fenêtres atmosphériques correspondant à $z \simeq 4.5$, $z \simeq 5.7$ et $z \simeq 6.5$. A cause de l'étroitesse de la zone spectrale explorée, elle est généralement appliquée à des sondages couvrant une large région du ciel, comme le relevé *Large-Area Lyman Alpha Survey* (`LALA`) par Rhoads & Malhotra (2001); Rhoads et al. (2003), ou dans les recherches avec le télescope Subaru (Kodaira et al., 2003; Ajiki et al., 2003).

Des solutions hybrides ont été proposées par d'autres groupes, comme des combinaisons de filtres en bandes étroites dans le cas du *Wide Field Imager Lyman-Alpha Search* (`WFILAS`) (Westra et al., 2005), ou l'utilisation de filtres de largeurs intermédiaires (Ajiki et al., 2004).

Spectroscopie `IFU`

Les instruments de *spectroscopie intégrale de champ* (ou `IFUs`) fournissent un spectre en chaque position d'un champ de vue (Figure 1.15, e). Ils explorent ainsi un cube complet dans l'espace (α, δ , λ) : on parle également de spectroscopie `3D`. Ce type d'instruments est très utile pour étude spectroscopique des objets en relation avec leur morphologie (visible sur les images). Ils sont relativement récents (le premier spectrographe intégral de champ a été lancé par Vanderriest (1980)) et beaucoup de projets sont en développement dans ce domaine.

La technique générale consiste à transformer le plan focal bidimensionnel, en reprojetant le signal mesuré le long d'une *pseudo-fente* en entrée d'un spectrographe classique, qui va produire un spectre sur le détecteur. Les deux approches les plus courantes utilisent :

- un réseau de fibres optiques, chacune d'entre elles placée à une position (α, δ) du plan focal.
- un découpeur de champ (*image slicer*) : un ensemble de miroirs sélectionnant une région rectiligne du plan focal (mini-fente) pour la réimager le long de la pseudo-fente du spectrographe.

Autres techniques diverses

Plusieurs approches spécifiques ont été mis en place par les groupes recherchant des objets distants, parmi lesquelles on peut citer :

- La suppression des raies de OH : afin de limiter la contamination des spectres par les raies d'émission du ciel dont les longueurs d'onde sont biens connues, cette technique consiste à filtrer les zones correspondantes dans un spectre à très haute résolution, puis à le reconcentrer à plus basse résolution sur le détecteur. Elle est utilisée dans l'instrument `COHSI` (Piche et al., 1997).

– Les *fenêtres multi-fentes* : c'est une méthode hybride, qui combine la spectroscopie multi-fentes et l'utilisation d'un filtre en bande étroite. Elle permet de couvrir toute la surface du détecteur par des spectres non contaminés par les raies d'émission du ciel (Martin & Sawicki, 2004).

– Les grismes sur le télescope spatial : celui-ci n'étant pas influencé par l'émission atmosphérique, on peut y effectuer de la spectroscopie *sans fente* avec un grisme à basse résolution. Ce dispositif est mis en place sur la caméra `ACS`, et a permis notamment de confirmer la détection d'une surdensité de galaxies à $z \simeq 6$ dans le champ `UDF` (Malhotra et al., 2005).

– La recherche ciblée de sources autour d'un objet distant, notamment à proximité des quasars. En effet, les quasars sont généralement liés à des galaxies très massives, autour desquelles on s'attend à trouver une concentration plus importantes d'objets par effet de gravité. Cette méthode a été appliquée lors des premières tentatives recherchant des émetteurs Lyman-α par Djorgovski et al. (1985), et aussi dans les premiers champs de recherche des `LBGs` (Steidel & Hamilton, 1992; Steidel et al., 1995)

1.3 Lentilles Gravitationnelles

1.3.1 Historique

Le phénomène de lentille gravitationnelle est un des effets prévus par la théorie de la Relativité Générale, selon lequel la trajectoire d'un rayon lumineux subit une déviation au cours de son passage à proximité d'une masse M. Cette déviation est liée à la modification de la courbure de l'espace-temps et par conséquent de la géométrie des géodésiques. L'angle de déflexion α prédit par Einstein (1915a) est de :

$$\alpha = \frac{4GM}{rc^2} \tag{1.49}$$

où r représente le *paramètre d'impact* du rayon lumineux par rapport à la position de la masse (Figure 1.17). L'expédition historique de Sir Arthur Eddington, au cours de l'éclipse de Soleil de 1919, permit de mesurer le déplacement des étoiles d'arrière-plan au voisinage du bord du disque solaire, et la valeur obtenue de $\sim 1.61" - 1.98"$ (Eddington, 1919) apporta la première preuve expérimentale à la théorie d'Einstein.

La Relativité prédit en détail les différents effets de la masse déflectrice sur les objets situés en arrière-plan : les images de sources ainsi formées sont *amplifiées, déplacées, distordues,* parfois *multipliées*, et subiront un *décalage temporel*.

Les possibles applications cosmologiques de ce phénomène furent mises en avant par Zwicky (1937a,b), à la suite de ses travaux sur la mesure de la masse de l'amas de Coma (voir la section 1.1.3). En effet, pour résoudre l'incertitude existant sur cette masse, il imaginait pouvoir effectuer la démarche inverse d'Eddington : à

partir de la mesure de la déviation des sources, arriver à déduire une valeur de la masse déflectrice. En outre, il fut aussi le premier à percevoir l'avantage d'utiliser ces amas massifs comme des *télescopes gravitationnels* permettant de détecter des galaxies distantes au moyen de l'effet d'amplification.

Ce phénomène fut considéré comme une simple curiosité jusqu'à ses premières observations directes. Walsh et al. (1979) détectèrent deux images du même quasar, séparées de 6", formées par une *galaxie-lentille* plus proche. Cette galaxie identifiée peu de temps après (Stockton, 1980) confirma l'hypothèse d'un mirage gravitationnel. Une nouvelle percée observationnelle eut lieu par la suite, avec la découverte des premiers arcs géants dans les amas de galaxies Abell 370, Abell 2218 et Cl2244-02 (Lynds & Petrosian, 1986; Soucail et al., 1987a,b), interprétés eux aussi comme des effets de lentille gravitationnelle grâce à la mesure du décalage spectral de l'arc d'Abell 370 situé à $z = 0.724$ (Soucail et al., 1988).

Le champ d'étude du *lensing*, selon sa dénomination anglaise, prit alors tout son essor, et constitue actuellement une technique utilisée dans de nombreux domaines de l'astrophysique et de la cosmologie. Selon le degré d'amplitude de ses effets on distingue :

- L'effet de **lentille forte** (*strong lensing*) : il correspond aux amplifications les plus importantes, aboutissant parfois à la formation d'images multiples et d'arcs gravitationnels, notamment au cœur des amas de galaxies. Son application principale est le télescope gravitationnel.
- L'effet de **lentille faible** (*weak lensing*) : il est mesuré de manière statistique sur l'ensemble des sources d'arrière-plan situées à de plus grandes distances de la masse déflectrice, et permet essentiellement d'étudier la distribution en masse de la (ou des) lentille(s).
- L'effet de **micro-lentille** (*micro lensing*) : il étudie le cas d'une source et d'une lentille compactes et permet notamment la recherche et la détection de ce type d'objets dans notre galaxie ou ses proches voisines.

Outre l'utilisation de l'amplification pour la recherche et l'étude de galaxies distantes, qui fait l'objet de ce travail de thèse, on peut citer parmi les applications cosmologiques des lentilles gravitationnelles :

- L'évaluation de la masse pour différents types d'objets, de la proportion de matière noire et de sa distribution dans les amas de galaxies (Kneib et al., 2003).
- Les contraintes sur la valeur de la contante de Hubble H_0, obtenues en mesurant les décalages temporels entre des images multiples d'une source variable (Courbin et al., 2002).

– La détermination des paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ en utilisant les positions relatives des images multiples dans les amas lentilles (Golse et al., 2002; Soucail et al., 2004).

1.3.2 Equation des lentilles

On se place dans le cadre de la Relativité Générale et du Principe Cosmologique, et on cherche une solution de la métrique ds au voisinage d'un champ gravitationnel *stationnaire et faible*, décrit par un potentiel Φ de type newtonien. On trouve la forme générale suivante (Weinberg, 1972) :

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\ \Phi}{c^2}\right)\ c^2\ dt^2 - \left(1 - \frac{2\ \Phi}{c^2}\right)\ dr^2 \tag{1.50}$$

Le potentiel Φ est une perturbation locale de la métrique : on a en effet $\Phi/c^2 \ll 1$ dans le cas d'un potentiel faible. Les autres hypothèses nécessaires sont les suivantes : on considère une lentille (la masse déflectrice) *mince* (sa taille caractéristique est négligeable par rapport à sa distance à l'observateur) et *transparente* (elle n'engendre aucune absorption, diffusion ou émission supplémentaire de la lumière provenant de la source). Enfin, on se place dans le cas de *petits angles*, assimilables à leur tangente.

Comme la lentille est mince, sa distribution de masse tridimensionnelle peut être ramenée à une densité surfacique dans le plan de la lentille, $\Sigma(\vec{r})$. De la même manière on considère la projection bidimensionnelle du potentiel Φ, notée $\Phi_{\mathtt{2D}}$.

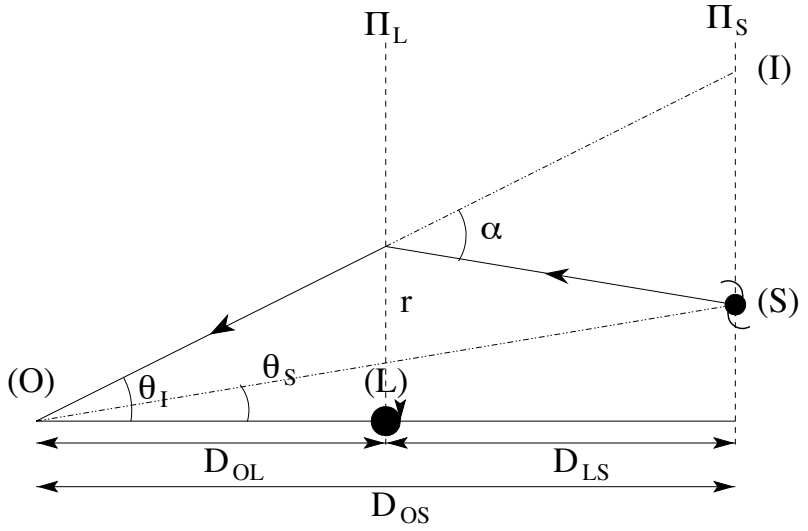


Fig. 1.17: Représentation du *banc d'optique gravitationnelle* avec les positions de la source (S), de la lentille (L), de l'image (I) et de l'observateur (O). La distance r est le paramètre d'impact du rayon lumineux. D'après Bardeau (2004).

La Figure 1.17 permet une étude simple des effets géométriques de l'optique gravitationnelle. Un rayon lumineux issu d'une source S sera défléchi à son passage

dans le plan de la lentille Π_L selon un angle α, entraînant la formation d'une image I. Un observateur situé en O mesure la position de cette image avec un angle θ_I différent de θ_S, position de la source en l'absence de déviation. La relation entre ces trois angles et les distances relatives de la source, de la lentille et de l'observateur peut se déduire de cette figure :

$$D_{\rm OS}\ \theta_I = D_{\rm OS}\ \theta_S + \alpha\ D_{\rm LS} \tag{1.51}$$

On obtient alors :

$$\theta_S = \theta_I - \frac{D_{\rm LS}}{D_{\rm OS}}\ \alpha \tag{1.52}$$

Les distances mises en jeu dans ces équations sont les distances de diamètre-angulaire, décrites en section 1.1.3. La fonction $\alpha(\theta_I)$ caractérise l'effet de la lentille sur la source. Dans le cas plus général d'un vecteur angulaire $\vec{\theta}$ dans le plan Π_L, on peut montrer (Kneib, 1993) qu'elle s'exprime en fonction du potentiel newtonien projeté :

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{2}{c^2}\frac{1}{D_{\rm OL}}\vec{\nabla}\Phi_{\rm 2D}(\vec{\theta}) \equiv \frac{D_{\rm OS}}{D_{\rm LS}}\ \vec{\nabla}\varphi(\vec{\theta}) \tag{1.53}$$

où l'on a défini un nouveau potentiel, φ, appelé *potentiel des lentilles*. Par combinaison des deux relations 1.52 et 1.53, on obtient l'**équation des lentilles** :

$$\vec{\theta_S} = \vec{\theta_I} - \vec{\nabla}\varphi(\vec{\theta_I}) \tag{1.54}$$

En différenciant cette équation, on peut étudier la transformée d'un vecteur angulaire élémentaire $d\vec{\theta_S}$ en un vecteur $d\vec{\theta_I}$. On introduit ainsi la *matrice d'amplification* $\mathcal{A}$ qui s'identifie à l'inverse du jacobien de la transformation géométrique qui fait passer du plan source au plan image :

$$d\vec{\theta}_I = \mathcal{A}\ d\vec{\theta}_S \qquad \mathcal{A}^{-1} = \left(\frac{\partial\vec{\theta}_S}{\partial\vec{\theta}_I}\right) \tag{1.55}$$

En utilisant (1.54), les composantes individuelles de la matrice $\mathcal{A}^{-1}$ s'écrivent :

$$\mathcal{A}^{-1} = \begin{pmatrix} 1-\partial_{xx}\varphi & -\partial_{xy}\varphi \\ -\partial_{yx}\varphi & 1-\partial_{yy}\varphi \end{pmatrix} \tag{1.56}$$

Cette matrice étant réelle, symétrique et positive, elle est diagonalisable dans le systèmes de coordonnées lié à ses vecteurs propres, et prend alors la forme suivante :

$$\mathcal{A}^{-1} = \begin{pmatrix} 1-\kappa+\gamma & 0 \\ 0 & 1-\kappa-\gamma \end{pmatrix} = (1-\kappa)\ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \gamma\ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{1.57}$$

où l'on a introduit les termes de **convergence** (κ) et de **cisaillement** (γ) qui s'expriment dans un système de coordonnées quelconque en fonction des propriétés

de la matrice $\mathcal{A}$ (trace et déterminant) :

$$\kappa = 1 - \frac{1}{2}\, tr(\mathcal{A}^{-1}) = \frac{1}{2}\, \nabla^2\varphi \tag{1.58}$$

$$\gamma^2 = \frac{1}{4}\, (tr(\mathcal{A}^{-1}))^2 - \det(\mathcal{A}^{-1}) = \frac{1}{4}\, (\partial_{xx}\varphi - \partial_{yy}\varphi)^2 + (\partial_{xy}\varphi)^2 \tag{1.59}$$

Les effets individuels de chaque terme κ et γ sont directement visibles dans l'équation (1.57) : le premier effet est une déformation isotropique d'un facteur $(1 - \kappa)$ et le second un étirement-compression d'un facteur γ, dans la direction des axes définie par les vecteurs propres de $\mathcal{A}$.

Enfin, on définit l'**amplification** μ comme le déterminant de la matrice $\mathcal{A}$. Il s'écrit en fonction de la convergence et du cisaillement comme :

$$\mu = \frac{1}{\det(\mathcal{A}^{-1})} = \frac{1}{(1-\kappa)^2 - \gamma^2} \tag{1.60}$$

1.3.3 Propriétés de l'amplification

Etherington (1933) a montré que la brillance surfacique (énergie reçue par unité d'angle solide et par unité de fréquence) est conservée par l'effet de lentille gravitationnelle. L'effet d'amplification est donc **achromatique** et va augmenter la surface d'un objet situé dans le plan source, ce qui se traduit dans le cas d'un objet ponctuel de magnitude m par la diminution de sa magnitude m' observée :

$$m' = m - 2.5\ log_{10}(\mu) \tag{1.61}$$

Cependant, cette augmentation de la surface observée des images s'accompagne d'une réduction de la **surface effective**, qui mesure la région réellement explorée dans le plan source, par rapport à un champ non-amplifié. Pour des raisons de conservation de l'énergie, le facteur de diminution de surface est identique à la valeur μ de l'amplification.

Par la combinaison de ces deux effets, on peut comparer l'adjonction d'une masse déflectrice sur la ligne de visée à celle d'un **télescope gravitationnel**, qui amplifie le flux des objets tout en réduisant la taille de champ couverte sur le ciel.

Etant donnée une population de sources en arrière-plan de la lentille, les deux effets de l'amplification vont s'opposer et modifier la distribution en décalage spectral des objets au travers d'un **biais d'amplification**[6] :

– D'une part, l'augmentation du flux des objets peut s'identifier à une diminution de la limite de détection instrumentale (valeur minimale L_{min} de luminosité

[6] A l'origine, ce terme fut introduit par Turner et al. (1984) et désignait la tendance à détecter des quasars et sources radios proches de galaxies lentilles

intrinsèque accessible par un instrument à un décalage spectral donné), permettant d'observer un plus grand nombre d'objets parmi les moins lumineux.

– D'autre part, la réduction de la surface effective entraîne celle du covolume effectif exploré et par conséquent du nombre d'objets observés à une certaine luminosité.

Si on considère, pour un décalage spectral z donné, l'abondance surfacique (par unité d'angle solide) cumulée $n(z, L)$ de sources ayant une luminosité plus grande que L par intervalle de décalage spectral, le biais d'amplification va modifier selon μ la forme de la fonction $n(z, L)$ en $n'(z, L)$ (Figure 1.18).

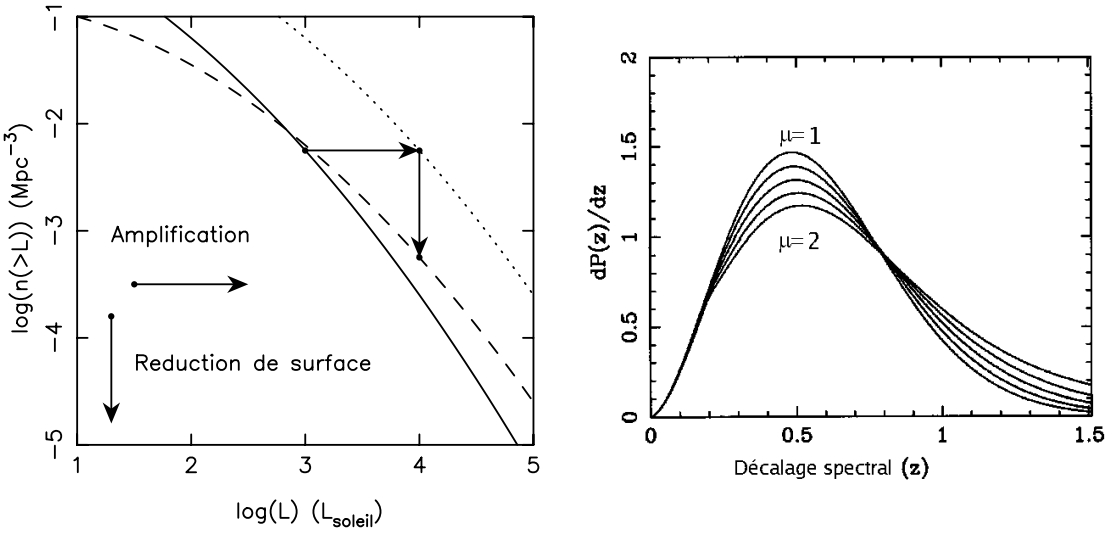


Fig. 1.18: (A gauche) Effet du biais d'amplification sur les comptages cumulés d'objets plus brillants qu'une luminosité L (trait plein) : l'augmentation du flux entraîne une translation horizontale de la courbe $n(z, L)$, la réduction de surface une translation verticale du même facteur μ. La combinaison des deux effets produit la courbe des comptages amplifiés (tirets).

Fig. 1.19: (A droite) Effets de l'amplification sur les comptages d'une distribution de galaxies paramétrée par l'indice $\beta(z)$ (Equation 1.64), en fonction du décalage spectral z des sources. Les différentes courbes correspondent à des facteurs d'amplification de 1 à 2. On distingue deux régimes du biais d'amplification à faible et grand décalage spectral. D'après Broadhurst et al. (1995).

$$n'(z, L) = \frac{1}{\mu}\, n\Big(z, \frac{L}{\mu}\Big) \tag{1.62}$$

$$n'(z, L) \simeq \mu^{\beta(z)-1}\, n(z, L) \tag{1.63}$$

où $\beta(z)$ est la pente logarithmique de $n(L, z)$ si on suppose que cette fonction est ajustée par une loi de puissance dans ce domaine de luminosités : $\beta = -d(ln\ n)/d(ln\ L)$.

– Si $\beta(z) > 1$ on aura une augmentation des comptages d'objets.

– Si $\beta(z) < 1$ la tendance sera inversée (on parle de *déplétion* dans les comptages.

Broadhurst et al. (1995) ont déterminé une expression analytique ajustant $\beta(z)$ pour une population moyenne de galaxies, observée dans des relevés profonds :

$$\beta(z) = 0.15 + 0.6z + 1.1z^{3.2} \tag{1.64}$$

L'effet de l'amplification sur une telle distribution (Figure 1.19) fait apparaître deux régimes distincts :

– A faible z, l'effet de réduction de la surface est prépondérant et entraîne une déplétion du nombre d'objets.

– A grand z, l'amplification a tendance à privilégier la détection des sources les plus faibles et les plus distantes par rapport à un champ vide.

L'effet du biais d'amplification est également appliqué dans d'autres domaines de la cosmologie. Il permet notamment d'évaluer de modéliser les amas de galaxies ou de contraindre les paramètres cosmologiques (Taylor et al., 1998; Fort et al., 1997; Mayen & Soucail, 2000).

1.3.4 Cas des amas de galaxies

Les effets de lentille gravitationnelle produits par un amas de galaxies peuvent être considérés comme la superposition de potentiels (ϕ_i) individuels de chaque galaxie, ainsi que du potentiel à grande échelle de l'amas lui-même. En première approximation, on peut considérer que *la lumière trace la masse*, c'est à dire que les objets les plus brillants de l'amas seront les principaux contributeurs au potentiel final. Dans la plupart des amas, il existe une galaxie principale beaucoup plus lumineuse que les autres (Figure 1.20), qui se retrouve approximativement au centre du potentiel gravitationnel.

Le profil de masse utilisé pour modéliser chacune des composantes est une **distribution elliptique pseudo-isotherme tronquée** (`PIEMD` ou *Pseudo-Isothermal Elliptical Mass Distribution*, Kassiola & Kovner (1993)).

La densité de masse projetée $\Sigma(x, y)$ y est définie comme :

$$\Sigma(x,y) = \frac{\sigma_0^2}{2G} \frac{r_{coupure}}{r_{coupure} - r_{cœur}} \left[\frac{1}{(r_{cœur}^2 + \rho^2)^{1/2}} - \frac{1}{(r_{coupure}^2 + \rho^2)^{1/2}} \right], \tag{1.65}$$

avec $\rho^2 = [(x - x_c)/(1 + \epsilon)]^2 + [(y - y_c)/(1 - \epsilon)]^2$.

Ce profil de masse combine une distribution de forme elliptique, de centre (x_c, y_c) et d'ellipticité ϵ, à laquelle s'ajoutent un rayon de coeur $r_{cœur}$ et un rayon de coupure $r_{coupure}$. La densité de masse y est presque constante pour $\rho < r_{cœur}$, décroît comme

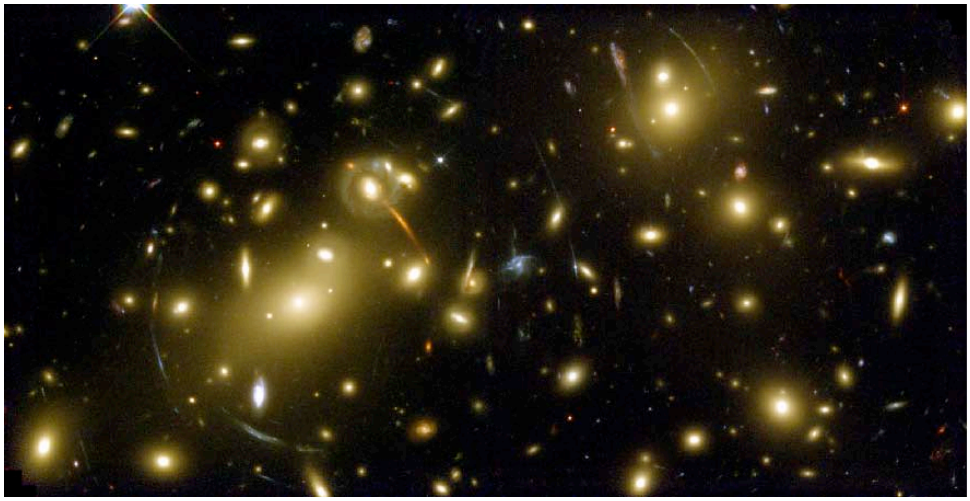


Fig. 1.20: Exemple d'amas de galaxie observé dans le visible (Abell 2218). On observe une galaxie centrale très lumineuse, qui se confond avec le centre du potentiel gravitationnel. Les effets de lentille sont clairement visibles sous forme de grands arcs ou de plus faibles déformations sur la forme des galaxies d'arrière plan.

ρ^{-2} pour $r_{cœur} < \rho < r_{coupure}$ et comme ρ^{-4} pour $\rho > r_{coupure}$. L'intensité du potentiel est paramétrée par la valeur σ_0 de la dispersion de vitesse au centre de l'objet.

En définissant la densité de surface **critique** :

$$\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{\rm OS}}{D_{\rm LS} D_{\rm OL}}$$

Le potentiel correspondant à cette distribution s'écrit directement :

$$\nabla^2 \varphi(x,y) = 2\ \kappa = 2\ \frac{\Sigma(x,y)}{\Sigma_{crit}} \tag{1.66}$$

On définit, pour un potentiel donné, les **lignes critiques** comme le lieu des points du plan image pour lesquels l'amplification $\mu(x,y)$ est infinie, ce qui correspond à $\det(\mathcal{A}^{-1}) = 0$ pour la matrice $\mathcal{A}$. Leur projection dans le plan source est désignée sous le terme de **lignes caustiques**.

Dans le cas du modèle théorique `PIEMD` utilisé pour les amas, deux lignes critiques (interne et externe) sont présentes. La traversée d'une de ces lignes caustiques entraînera une modification du **nombre d'images** de la source : celui passe de $n = 1$ (dans la région extérieure) à $n = 3$, 5, etc... Les systèmes d'images multiples formés possèdent des configurations géométriques particulières (Figure 1.21).

Pour chaque galaxie lentille, les paramètres **géométriques** définissant l'ellipse (x_c, y_c, ϵ, orientation du demi-grand axe θ) sont fixés de manière à ce qu'ils correspondent à la répartition de la lumière observée.

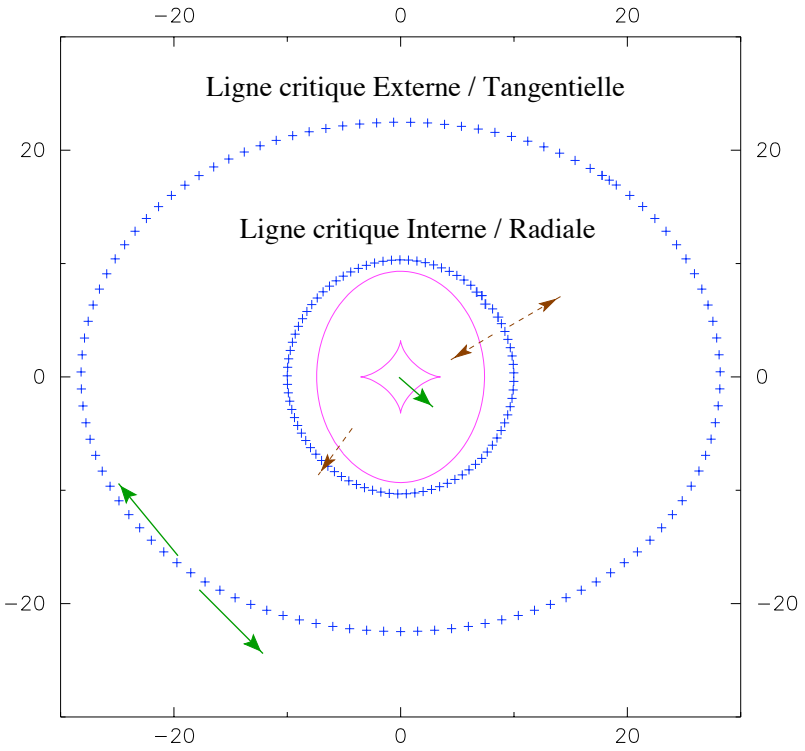


Fig. 1.21: Formation d'images multiples pour le modèle de masse `PIEMD`. On distingue deux lignes critiques théoriques (croix) : la ligne interne (ou *radiale*) et la ligne externe (ou *tangentielle*). Les lignes caustiques correspondantes (trait plein) ont une forme d'ellipse et d'astroïde, respectivement. Une source coupant la ligne caustique radiale (flèches en tirets) formera une paire d'images presque symétriques, ou *arc radial* dans la direction opposée au centre. Une source coupant la ligne caustique tangentielle (flèches en trait plein) formera également une paire d'images symétriques ou *arc tangentiel* sur la ligne critique externe. D'après Golse (2002).

Les valeurs des paramètres **dynamiques** ($r_{coupure}$, $r_{cœur}$, σ_0) sont soit laissées libres, pour les galaxies les plus brillantes, soit reliées à la luminosité individuelle de chaque objet au moyen des relations d'échelles suivantes (Kneib et al., 1996; Smith et al., 2005) :

$$r_{cœur} = r^*_{cœur}(L/L^*)^{1/2} \quad (1.67)$$

$$r_{coupure} = r^*_{coupure}(L/L^*)^{1/2} \quad (1.68)$$

$$\sigma_0 = \sigma^*_0(L/L^*)^{1/4} \quad (1.69)$$

les valeurs $r^*_{cœur}$, $r^*_{coupure}$ et σ^*_0 étant suposées constantes pour tout l'amas.

Afin de diminuer la quantité de paramètres libres de ce modèle, le nombre de galaxies ajustées de manière individuelle est choisi arbitrairement en fonction des contraintes disponibles, qui peuvent être de plusieurs types :

– La position, la forme et le flux de chaque image d'un système multiple.

– La position des lignes critiques, contrainte par l'effet de symétrie de réflexion

sur des paires d'images multiples (Figure 1.21).

– Les effets de *lentille faible* visibles dans la distribution de la forme des galaxies d'arrière-plan.

L'ajustement du modèle complet consiste à minimiser un estimateur χ^2, qui quantifie l'erreur entre le modèle et les observations. Pour chacune de ces contraintes, la contribution à la fonction χ^2 prend la forme générale :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{\|X_i^{obs} - X_i^{mod}\|^2}{\sigma_{obs}^2} \tag{1.70}$$

où X_i^{obs} et X_i^{mod} sont les N vecteurs des valeurs observées et modélisées pour chaque contrainte, et σ_{obs} correspond à l'erreur typique des observations (précision astrométrique sur la position, photométrique sur le flux, etc...). Cette fonction χ^2 est minimisée en faisant varier l'ensemble des paramètres libres inclus dans le modèle. C'est généralement un processus itératif (Smith et al., 2005).

1.3.5 Etude des galaxies faibles et / ou distantes par effet de lentille forte

Dans le cas limite circulaire ($\epsilon = 0$) où $r_{cœur} \to 0$ et $r_{coupure} \to \infty$, le profil `PIEMD` prend une forme beaucoup plus simple :

$$\Sigma(r) = \frac{\sigma_0^2}{2\ G\ r} \tag{1.71}$$

$$\text{soit} \rho(r) = \frac{\sigma_0^2}{2\pi\ G\ r^2} \tag{1.72}$$

Ce profil est appelé **sphère isotherme singulière** ou `SIS` (pour *Singular Isothermal Sphere*) car il est à symétrie sphérique, avec une dispersion de vitesse σ constante. L'angle de déflexion α prend dans ce cas une valeur unique, que l'on définit comme le **rayon angulaire d'Einstein**, et que l'on note θ_E. Son expression est la suivante :

$$\theta_E = \frac{4\pi\sigma_0^2}{c^2}\ \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \tag{1.73}$$

Même si le modèle `SIS` est peu vraisemblable d'un point de vue physique, son intérêt principal vient de sa simplicité d'utilisation. Par exemple, la valeur de θ_E permet de connaître une mesure approximative de la distance angulaire à laquelle se trouve la ligne critique externe, par rapport au centre d'un amas de galaxies. Celle-ci est directement liée à la région d'amplification gravitationnelle maximale, qui se situe au voisinage de cette ligne.

Pour les amas de galaxies à décalage spectral intermédiaire ($z \sim 0.2 - 0.4$), qui sont actuellement les télescopes gravitationnels les mieux connus, la valeur typique de θ_E est de quelques dizaines de secondes d'arc. Il est donc possible de couvrir l'ensemble des régions les plus amplifiées avec un champ de vue de 2×2 minutes d'arc. Dans le plan source, la surface explorée avec une amplification $\mu > 10$ est de l'ordre de 30 secondes d'arc carrées.

Depuis la fin des années 1980, avec l'avènement des premiers détecteurs électroniques, les arcs gravitationnels mis en évidence dans le champ de ces amas ont permis d'explorer en détail des galaxies fortement amplifiées (Mellier et al., 1991; Ebbels et al., 1996; Trager et al., 1997). Celles-ci peuvent soit correspondre aux galaxies les plus distantes (voir par exemple Franx et al. (1997); Hu et al. (2002a,b)), ou bien à des sources intrinsèquement moins lumineuses (Lemoine-Busserolle et al., 2003). Pour celles-ci, le niveau de détection obtenu, ainsi que l'effet d'étirement de la dimension spatiale des images par rapport au plan source, nous donne accès à des propriétés physiques, comme le taux de formation stellaire, sur des échelles beaucoup plus fines.

Chapitre 2

Recherche de galaxies Lyman-α à grand décalage spectral

2.1 Introduction

Nous avons vu que la raie Lyman-α émise par les régions de formation d'étoiles est un très bon indicateur du décalage spectral des galaxies distantes, ce qui permet d'approcher l'époque où les galaxies ont activement participé à la réionisation du milieu intergalactique. La mesure de la densité numérique de sources émettrices dans cette raie apporte des contraintes sur cette phase et sur l'évolution du taux de formation stellaire cosmique.

Plusieurs modèles prédisent par ailleurs qu'au cours de la période qui suivit directement la réionisation, le fond de rayonnement ultraviolet intense et les paramètres physiques du milieu intergalactique ont inhibé la formation stellaire dans les halos de plus faible masse (Barkana & Loeb, 2000; Gnedin, 2000). Ceci permettrait d'expliquer le déficit de galaxies satellites observées autour de la Voie Lactée par rapport aux prédictions (Moore et al., 1999). Le domaine de décalage spectral $5 \lesssim z \lesssim 7$ s'avère ainsi particulièrement propice à ce genre d'études. Afin de sonder des domaines de luminosités aussi faibles à une telle distance, l'utilisation maximale de l'amplification gravitationnelle des amas de galaxies est un atout majeur.

Ce projet a consisté à scruter les régions amplifiées les plus proches des lignes critiques d'un ensemble d'amas de galaxies, en effectuant de la spectroscopie visible avec une fente longue de manière *aveugle*, dans le but de rechercher des raies d'émission Lyman-α : nous n'avons procédé à aucune préselection des sources finalement obtenues, ce qui facilite la délimitation de la *fenêtre de sélection* et l'interprétation des résultats.

2.2 Observation et réduction des données

2.2.1 Stratégie d'observation

Choix des amas de galaxies

Plutôt que de faire des observations très profondes dans une unique direction de pointage, nous avons préféré utiliser un ensemble de neuf amas de galaxies dont la majorité fait partie du catalogue de Abell (1958). En effet, à cause des phénomènes de regroupement spatial des sources, ceci permet de se rapprocher de la *variance cosmique* dans laquelle la distribution des objets suit une loi poissonnienne. Les amas ont finalement été adoptés pour notre étude selon les critères suivants :

- La **visibilité** : l'amas doit être observable depuis l'hémisphère Nord dans lequel se trouve le télescope et l'instrument utilisés.
- La **forte amplification** gravitationnelle : les indices qui permettent de nous en assurer sont la brillance des amas en rayonnement X (qui donne une estimation

de leur masse), la présence de grands arcs gravitationnels ou celle d'images multiples connues.

- Les **Contraintes sur le modèle de masse** de ces amas. Ce sont ces modèles qui permettent de localiser la position des lignes critiques de manière précise et de définir le pointage des observations. Les modèles les mieux contraints sont ceux pour lesquels le décalage spectral d'une ou plusieurs images multiples est connu.

- Le **décalage spectral** moyen des lentilles, $z_{amas} \simeq 0.2 - 0.3$, afin de conserver des propriétés homogènes d'amplification sur l'ensemble de l'échantillon. Dans ce domaine de z, les modèles de masse des amas sont les mieux contraints et les rayons d'Einstein (θ_E) sont les plus grands.

- L'existence d'**images du télescope spatial Hubble** (`HST`), à haute résolution angulaire, qui s'avèrent très utiles pour identifier les sources correspondant aux raies d'émission observées dans les spectres, et d'éventuelles configurations d'images multiples dans le champ de l'amas. Ces données acquises par la caméra planétaire à grand champ de seconde génération (*Wide Field Planetary Camera 2*, ou `WFPC-2`) avec un filtre visible rouge (à 7020 ou 8140 Å selon les cas) couvrent une surface de 2 × 2 minutes d'arc carrées, centrée la plupart du temps sur le cœur de l'amas.

- L'existence d'**images** dans des **filtres en large bande** (cf. section 1.2.4) : elles apportent une information supplémentaire sur le domaine de décalage spectral d'une source identifiée par la spectroscopie.

Configuration instrumentale

Nous avons utilisé pour nos observations le spectro-imageur visible à basse résolution `LRIS` (pour *Low Resolution Imaging Spectrometer*, Oke et al. (1995)) situé au foyer Cassegrain du télescope Keck I de 9.8 m de diamètre, sur le Mauna Kea. L'avantage de cet instrument est de garantir une couverture spectrale très étendue (pouvant aller jusqu'à 3000 - 10000 Å) avec une longueur de fente de 175" qui correspond à la dimension nécessaire pour couvrir la totalité d'une ligne critique (Figure 2.2).

A partir de l'été 2000, cet instrument a été amélioré d'une seconde caméra (`LRIS-B`, voir l'annexe de Steidel et al. (2004)), optimisée pour l'imagerie et la spectrométrie dans la partie bleue ($\lambda < 5000$ Å). La lumière provenant du télescope est ainsi séparée en deux faisceaux, bleu et rouge, à l'aide d'un **dichroïque**, pour atteindre l'une et l'autre des caméras. Les éléments disperseurs sont de nature différentes pour chaque canal : un **réseau de diffraction** est utilisé du côté rouge, et un **grisme** (élément d'optique combinant un prisme et un réseau) du côté bleu.

Le domaine spectral rouge $\lambda > 6500$ Å est fortement dominé par la présence de

groupes de raies d'émission de OH (Figure 2.1) : la recherche de sources dans cette région est facilitée par l'augmentation de la résolution, que l'on peut contrôler en ajustant la largeur de la longue fente.

Une fente plus étroite améliore la séparation des raies contaminatrices du ciel, mais diminue la capacité de détection (en terme de rapport signal sur bruit) de sources ponctuelles lorsqu'elle est de taille similaire ou inférieure au **seeing**, qui mesure la largeur à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle. La valeur de seeing typique dans le domaine visible est de $\simeq 0.8$". De plus, une fente plus large permet de cartographier une surface de champ plus étendue, pour un temps d'observation donné.

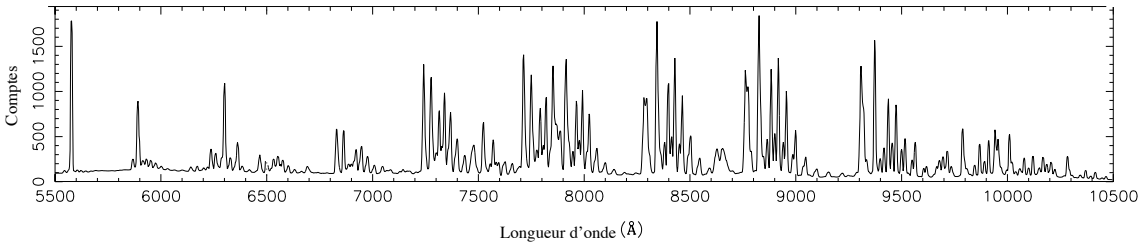


Fig. 2.1: Exemple de spectre d'émission du ciel observé par `LRIS` dans la partie rouge, à une résolution spectrale $R \sim 1000$, montrant un grand nombre de raies contaminatrices de OH d'origine atmosphérique. On distingue plusieurs groupes de raies (ou *forêts*) intenses et certaines fenêtres spectrales où le niveau de fond de ciel est plus faible, comme dans les zones 8100-8300 Å et 9100-9300 Å.

Les observations de ce projet effectuées en mars 2000 n'ont utilisé que la partie rouge (6800-9500 Å) du spectre, seule à notre disposition, avec une largeur de fente de 0.7" et un réseau de 600 traits/mm marqué à 7500 Å. Les observations suivantes, avec une fente élargie à 1.0", ont conservé le même réseau marqué à 10000 Å pour la partie rouge, et un grisme de 300 traits/mm marqué à 5000 Å pour la partie bleue (4000-6700Å), en séparant les deux faisceaux par un dichroïque à 6800 Å. La résolution correspondant à ces configurations est de $\delta\lambda \simeq 3 - 4$Å.

Pour chaque position de fente, deux prises de vues de 1000 secondes chacune ont été réalisées, ce qui donne une limite de détection de $\sim 6 \times 10^{-17}$ ergs s^{-1} cm^{-2} pour le flux d'une raie d'émission, dans les zones propres entre les raies de OH. Pour changer rapidement la position de pointage entre deux fentes juxtaposées, une simple translation du télescope dans la direction perpendiculaire à la fente est opérée. Les positions finalement adoptées sont contrôlées à l'aide de la caméra de guidage de l'instrument (voir Sect. 2.2.4).

Bilan des régions cartographiées

Pour chaque amas, une série de 5 à 10 positions de fentes adjacentes ont été observées en fonction de la largeur de la zone de forte amplification, permettant la cartographie d'une bande autour de la ligne critique. Les différentes configurations

(angles, nombre de fentes) finalement adoptées optimisent :

- La géométrie des lignes critiques, qui peuvent avoir une forme circulaire ou une configuration plus allongée fournissant un angle de position privilégié pour les longues fentes.
- La cartographie d'un seul des deux côtés de la ligne critique : en effet, dans ce domaine d'amplification élevée, les modèles de lentille prédisent qu'une source formera une paire d'images presque équidistantes de part et d'autre de la ligne critique. La position des fentes cherche donc à minimiser cette redondance.
- La contamination minimale par les galaxies les plus brillantes du champ, appartenant principalement à l'amas de galaxies, qui limitent la détection de sources sous-jacentes plus faibles.
- La ligne critique externe, d'une longueur plus étendue, est privilégiée, mais pour un des amas (Abell 1689) la ligne critique interne a aussi été observée.

La position des lignes critiques varie de manière très faible avec le décalage spectral pour le domaine $4.5 < z < 6.5$ qui nous intéresse dans ce projet, ce qui assure la validité des configurations choisies pour toutes les sources. Les différentes campagnes d'observations effectuées sur `LRIS`, les amas et positions de fentes correspondantes sont présentés en Table 2.1.

Amas	Asc. Droite $hh:mm:ss$	Déclinaison $dd:mm$	z_{amas}	Date	Orientation* (degrés)	Fentes
Abell 68	00 : 36 : 59	+09 : 09	0.255	Sep. 2002	1 : −40.0	6 [a-f]
Abell 370	02 : 37 : 18	−01 : 48	0.375	Oct. 2001	1 : −8.0	7 [a-g]
				Sep. 2002	2 : +1.7	7 [a-g]
Abell 773	09 : 14 : 30	+51 : 55	0.217	Mar. 2000	1 : −46.8	10 [a-j]
Abell 963	10 : 17 : 09	+39 : 01	0.206	Avr. 2002	1 : +3.6	7 [a-g]
Abell 1689	13 : 09 : 00	−01 : 06	0.183	Mar. 2000	1 : +84.1	11 [a-k]
				Avr. 2001	2 : +43.0	5 [a-e]
				Mai. 2002	3 : +12.3	5 [a-e]
Abell 2218	16 : 35 : 42	+66 : 19	0.176	Avr. 2001	1 : −44.0	3 [a-c]
				Avr. 2002	2 : −49.2	6 [a-f]
Abell 2219	16 : 38 : 54	+46 : 47	0.226	Mai. 2002	1 : −69.0	7 [a-g]
Abell 2390	21 : 53 : 35	+17 : 40	0.228	Sep. 2002	1 : −63.0	6 [a-f]
Cl1358+62	13 : 59 : 54	+62 : 31	0.328	Avr. 2001	1 : −15.0	6 [a-f]

Tab. 2.1: Vue d'ensemble des observations effectuées. De gauche à droite : identifiant de l'amas de galaxies, position astrométrique de la galaxie centrale (équinoxe J2000.0), décalage spectral de l'amas, époque de chaque série d'observations, angle de position de la fente utilisée et nombres de fentes adjacentes correspondant.
(*) Les angles sont mesurées du Nord vers l'Est.

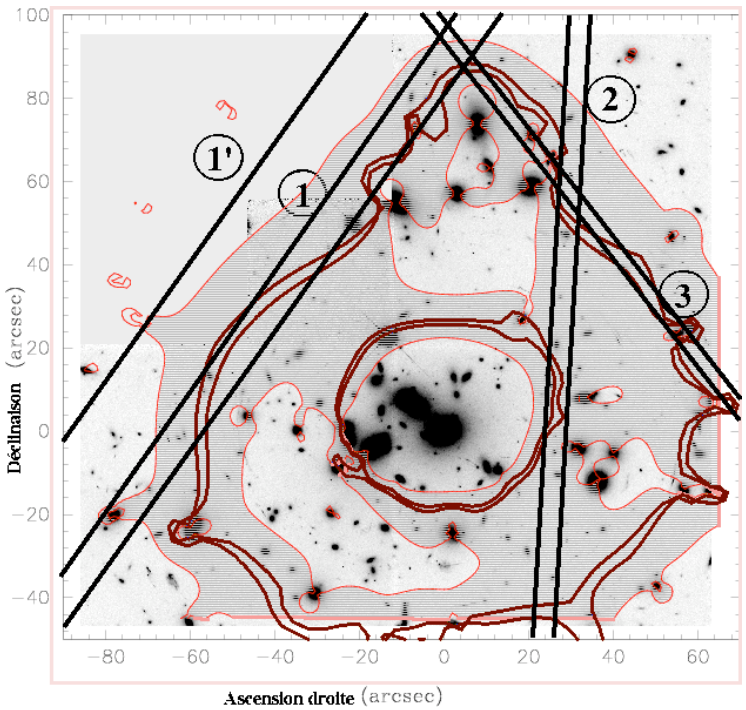


Fig. 2.2: Aspect général des lignes critiques et de la position des fentes utilisées pour l'amas Abell 1689. Les lignes critiques sont représentées pour $z = 4$ et $z = 6$ (marron). La région hachurée correspond à la zone où l'amplification μ est supérieure à 10. Dans ce cas précis, une fente 1' (ou A1689-1k dans les catalogues) a été ajoutée à la position d'une source à $z = 5.118$ décrite par Frye et al. (2002). Cette source émettrice en Lyman-α n'ayant pas été découverte de manière "aveugle", elle n'est pas incluse dans la suite de notre étude.

2.2.2 Procédure de réduction des données spectroscopiques

Les données produites par un instrument (imageur ou spectrographe) sont généralement des images brutes issues de la lecture d'un capteur placé au foyer. Dans le domaine de longueur d'onde visible, les détecteurs utilisés sont des dispositifs à *transfert de charge* (ou `CCDs`, pour *Charge Coupled Devices*) qui fournissent un signal électronique proportionnel (au travers d'un **gain** d'amplification) au nombre de photons reçus sur un pixel de leur surface.

Pour pouvoir exploiter de manière directe le signal scientifique contenu dans ces images, une chaîne de traitement des données est nécessaire, elle permet de soustraire les différents bruits et signaux parasites (réduction) et de faire correspondre les mesures ultérieures avec des valeurs physiques comme le flux ou la longueur d'onde (calibration). Nous avons utilisé l'environnement logiciel `IRAF` (*Image Reduction and Analysis Facility*) mis en place par l'observatoire astronomique `NOAO`, qui regroupe un ensemble de procédures dédiées à ce genre de travail, ainsi qu'un système de développement de scripts pour automatiser les tâches de réduction.

Toutes les images réduites et analysées se trouvent sous le format de fichier informatique `FITS` (pour *Flexible Image Transport System*). Ce format est le plus répandu pour les observations astronomiques, car il contient à la fois les données sous la forme d'une table de pixels non-compressée et un système *d'entête* incluant toute une liste de paramètres relatifs à l'observation, facilitant ainsi l'exploitation des images.

Biais du détecteur et correction du gain

Lors de l'acquisition et de la lecture des images, le `CCD` introduit plusieurs sortes de signaux parasites : un **bruit de lecture**, qu'on peut modéliser par la superposition d'un bruit gaussien de moyenne nulle (avec une dispersion $\sigma \sim 6$ électrons dans le cas de `LRIS`) et d'un **biais**, qui se présente comme une valeur positive de *bruit de fond* relativement uniforme sur toute la surface du détecteur, d'origine électronique. La première étape de réduction va donc consister à évaluer la valeur de ce biais et soustraire une constante sur toute l'image, à l'aide de la procédure **ccdproc** sous `IRAF`.

Chacun des canaux de `LRIS` est composé de plusieurs amplificateurs (quatre du côté bleu, deux du côté rouge), dont les propriétés de gain et de biais diffèrent les unes des autres (Figure 2.3). Au cours de cette étape, nous avons traité indépendamment chaque région, en ramenant la valeur moyenne du bruit de fond à zéro et corrigeant les différences de gains entre les amplificateurs.

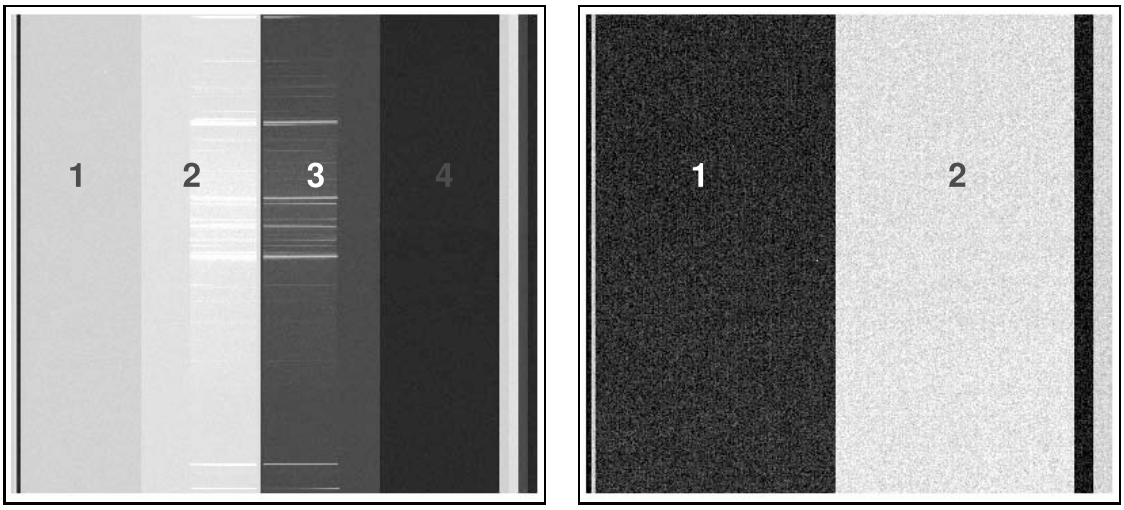


Fig. 2.3: Différences de biais et de gain sur les images brutes de `LRIS`, dans la partie bleue (à gauche) et dans la partie rouge (à droite). On voit apparaître chacune des parties du détecteur.

Soustraction des cosmiques par `LACOSMIC`

Au cours de la période d'intégration des photons par le détecteur, des particules énergétiques provenant de l'instrument ou de son environnement peuvent heurter de manière aléatoire sa surface collectrice. L'image brute est ainsi entâchée de **cosmiques**, régions ponctuelles ou formant des traînées de $\simeq$ 10 à 30 pixels contigus, dans lesquels ceux-ci prennent une valeur anormalement intense.

Les cosmiques les plus faibles peuvent être problématiques, dans la mesure où l'on pourrait les confondre avec le flux d'une source ou des raies d'émission lors de l'analyse. Afin de filtrer ces signaux sur chaque pose individuelle, nous avons utilisé la procédure `LACOSMIC` développée par van Dokkum (2001). Celle-ci est basée sur une méthode de *filtrage laplacien*, couramment utilisée dans les algorithmes de reconnaissance des contours dans une image : les cosmiques peuvent ainsi être identifiés par le changement brusque de flux sur leurs bords, qui contraste avec les pixels environnants (Figure 2.4).

Les paramètres de détection de cette procédure sont ajustés en contrôlant qu'elle n'engendre aucune déterioration du signal contenu dans les raies d'émission des sources astronomiques clairement identifiées.

Correction de la réponse pixel à pixel (*Flat-fielding*)

Chaque élément du détecteur ne convertit pas de manière identique le nombre de photons reçu sur sa surface, à cause des défauts de transmission intervenant sur le trajet optique et au niveau des pixels individuels. Pour normaliser le signal mesuré à la même référence, on utilise des images de calibration obtenues dans des conditions d'éclairage uniforme (**flat-field**) de l'instrument, la configuration spectroscopique étant laissée inchangée. Plusieurs méthodes sont possibles :

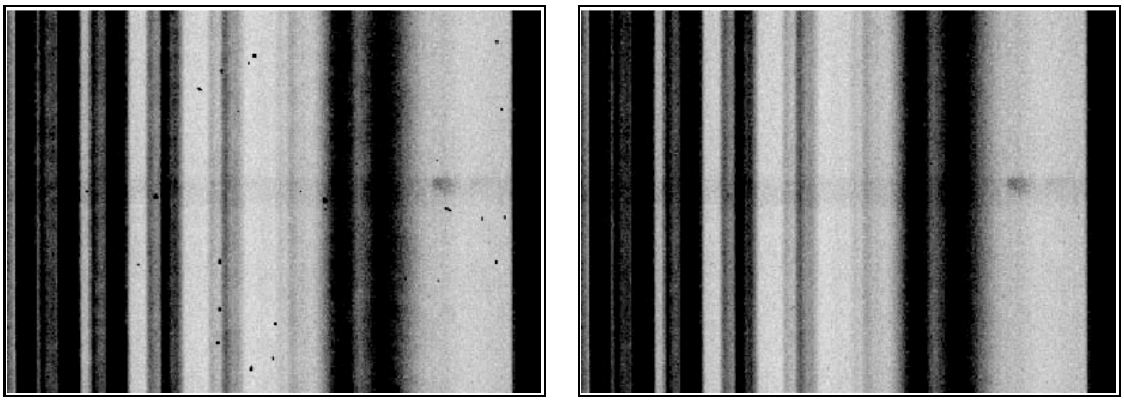


Fig. 2.4: Traitement des images par la procédure `LACOSMIC`. L'algorithme utilisé supprime le flux parasite dans les images sans altérer le continuum spectral des galaxies ou les raies en émission (comme celle visible dans l'objet au centre).

– L'observation de la coupole illuminée uniformément par une lampe intense (**dome flat**).

– L'éclairage de l'instrument en utilisant une lampe **halogène** interne. Celle-ci est privilégiée dans la partie bleue, où la réponse spectrale du *dome flat* chute rapidement.

De telles images de calibration sont prises au crépuscule (pour les *dome flat*) ou à plusieurs reprises au cours de la nuit (pour la lampe halogène). Après soustraction de la valeur de biais dans ces clichés, la procédure **response** permet d'ajuster la forme générale du spectre de la lampe choisie et d'obtenir la réponse normalisée. Celle-ci est ensuite appliquée aux images astronomiques au moyen de la tâche **ccdproc**. Un contrôle visuel du résultat (Figure 2.5) permet de sélectionner la meilleure méthode à appliquer aux données.

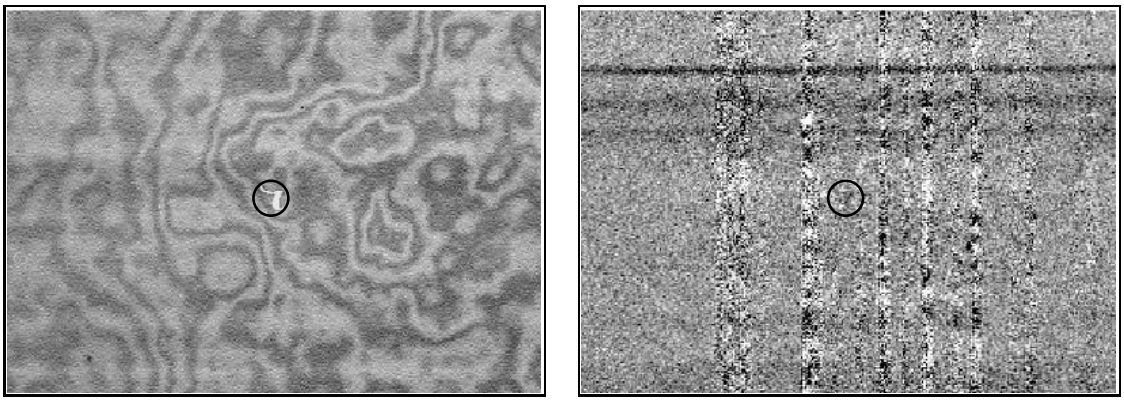


Fig. 2.5: A gauche : image normalisée de la réponse pixel à pixel du détecteur, montrant un défaut important sur la surface (cercle). A droite : présence d'un résidu, en négatif, dans les spectres finaux (après soustraction du ciel), indiquant une mauvaise correction du flat-field.

Combinaison des poses individuelles

Deux poses individuelles sont intégrées en chaque position de fente. Ceci permet de réduire le bruit de lecture sur l'image finale (celui-ci étant de type gaussien), mais aussi de contrôler la présence d'éventuels résidus de cosmiques ou d'autres défauts apparaissant sur une seule des poses.

La procédure **imcombine** a été utilisée pour cumuler le signal total mesuré. Celle-ci corrige également les différences de temps de pose entre deux clichés dans le cas où l'un d'entre eux a été accidentellement interrompu par un incident technique ou météorologique.

Calibration en longueur d'onde et correction de la distorsion

Dans la direction de l'axe *spectral* des données, la conversion entre la position (distance en pixels du bord) et la longueur d'onde physique λ d'un élément d'image, ou *fonction de dispersion* du spectre, n'a pas une relation linéaire simple. Pour faire correspondre ces deux mesures, deux types de calibration sont utilisables :

- Des images de calibration, ou **arcs**, intégrées en début et fin d'observation pour chaque configuration instrumentale utilisée. Celles-ci observent les raies d'émission de lampes de calibration, dont les positions et les rapports de flux sont connus à l'avance : les éléments chimiques produisant de telles raies sont habituellement l'argon, le néon, le mercure ou l'hélium. Elles sont cruciales dans la partie bleue qui contient très peu de raies d'émission du ciel.
- Les forêts de raies d'émission d'hydroxyde (`OH`), d'origine atmosphérique, très nombreuses dans la partie rouge et dont les longueurs d'ondes sont bien connues.

La méthode d'ajustement est identique dans les deux cas. Elle se déroule en quatre étapes successives (Figure 2.6) :

1. L'identification des raies dans un spectre de référence. Cette étape interactive, effectuée à l'aide de la procédure **identify**, consiste à faire correspondre la position des pics d'émission observés sur un spectre extrait au milieu de la fente avec une table indiquant les longueurs d'onde des raies connues, mesurées en laboratoire.
2. L'ajustement de la fonction de dispersion sur toute la fente. Par pas successifs, la procédure **reidentify** ajuste de manière automatique des coefficients polynômiaux à cette fonction pour des spectres situés à différentes positions le long de la fente.
3. Un ajustement bidimensionnel sur toute l'image est ensuite réalisé, au moyen des mesures précédentes, par la procédure **fitcoo**. Les raies de calibration les moins intenses et certaines mesures aberrantes sont exclues lors de cette étape.

4. Le résultat de l'opération précédente permet de faire une correction bidimensionnelle de l'image du spectre, via la procédure **transform**. Celle-ci crée une nouvelle image du spectre, dont les pixels sont réechantillonnés à intervalle de longueur d'onde constant, et où la distorsion (visible sur les raies du ciel incurvées dans les images brutes) est corrigée (Figure 2.6). L'information sur la longueur d'onde est également stockée dans l'entête du fichier `FITS`.

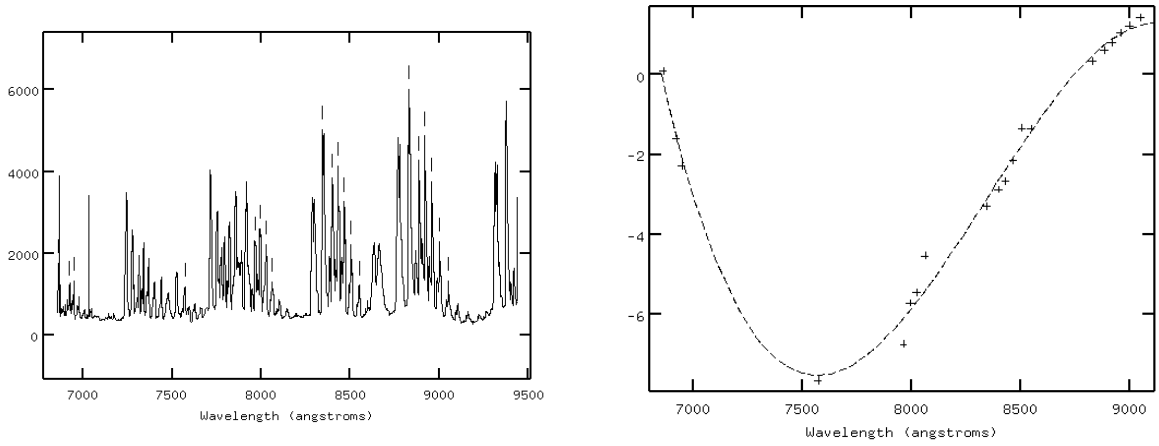


Fig. 2.6: A gauche : identification des raies atmosphériques dans la partie rouge, par la procédure **identify**. A droite : ajustement correspondant pour la fonction de dispersion du spectre.

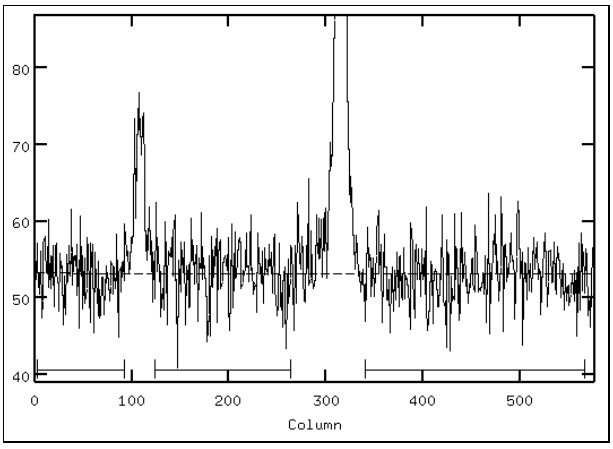
Soustraction du ciel

Une fois les raies du ciel "redressées" dans la direction des lignes ou des colonnes de l'image, il devient plus aisé de soustraire le fond de ciel sur le spectre et faire ressortir, par contraste, les sources astronomiques. En effet, on peut évaluer et retirer la forme à grande échelle spatiale de ce bruit de fond sur chaque ligne (ou colonne) à $\lambda = Cte$ en ajustant une fonction polynômiale avec la procédure **background**. Dans les cas où une source très brillante influence par son flux cet ajustement, les régions correspondantes sont masquées manuellement (Figure 2.7).

Cette opération est essentielle pour l'identification de raies d'émission fortement contaminées par des raies du ciel intenses : la sensitivité dans ces régions reste cependant beaucoup plus faible, à cause du bruit de photons généré. Des motifs à plus grande échelle apparaissent également dans les résidus de soustraction de ciel du côté rouge du spectre et contribuent aussi à réhausser le niveau de bruit. (Figure 2.8).

Calibration en flux

Afin de convertir les valeurs numériques mesurées sur le détecteur (qui sont codées en `ADUs`, pour *Analog Digit Units* proportionnelles au signal électronique) en unités physiques réelles, on examine le spectre d'**étoiles standard** brillantes, dont les valeurs absolues du flux sont connues et calibrées à l'avance, entre chaque série



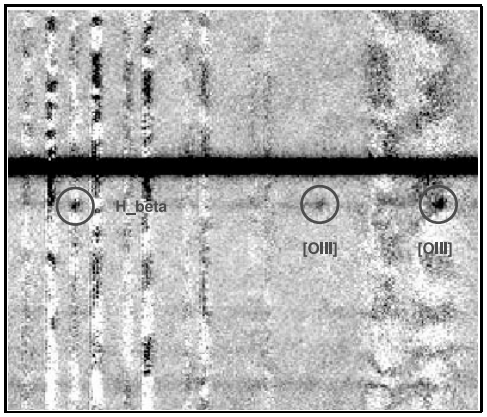


Fig. 2.7: (Gauche) : ajustement du fond de ciel le long des colonnes (trait pointillé) par une fonction polynômiale. Les objets les plus brillants ne sont pas pris en compte.

Fig. 2.8: (Droite) : Motifs à grande échelle présents dans les résidus de la soustraction de ciel. Les raies d'émission sous-jacentes (ici les raies de Balmer et de l'oxygène) sont beaucoup moins détectables.

d'observations similaires (même configuration instrumentale, même amas). Une ou deux étoiles sont choisies, avec une masse d'air[1] la plus proche possible de celle des observations.

Après avoir reçu un processus de traitement (soustraction du biais, *flat-fielding*, soustraction du ciel, calibration en longueur d'onde) identique à celui des images astronomiques, le spectre de chaque étoile est *extrait* (voir Sect. 2.3.2) au moyen de la procédure **apall**. Les valeurs en `ADU` sont ensuite mesurées par la fonction **standard** et comparées à des tables de calibration, qui fournissent le flux de cette étoile dans différents filtres de bande passante étroite couvrant tout le spectre.

La *fonction de sensitivité*, permettant de convertir les unités en flux absolu, est alors ajustée aux mesures via la tâche **sensfunc**, qui prend en compte la durée d'intégration de l'étoile standard (Figure 2.9). Cette fonction est directement appliquée aux spectres bidimensionnels en utilisant la procédure **calibrate**. Les unités physiques finalement mesurées sur un spectre calibré en flux sont des ergs s^{-1} cm^{-2} $Å^{-1}$.

2.2.3 Recherche et pré-identification des raies d'émission

Un contrôle visuel minutieux des images spectrales réduites a permis de cataloguer des raies d'émission potentiellement attribuées à des sources astronomiques. La pertinence de chacune d'entre elles est pondérée par l'évaluation des critères suivants :

[1]La **masse d'air** mesure la longueur relative du chemin des photons au travers de l'atmosphère, rapportée à 1.0 pour une source observée au zénith. Elle augmente approximativement comme $1/cos(\theta)$ en fonction de l'angle θ entre la source et le zénith.

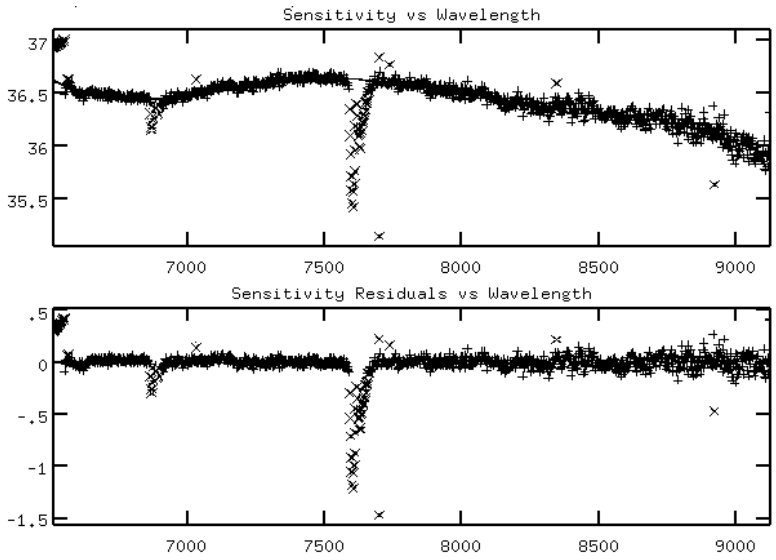


Fig. 2.9: Ajustement du spectre de l'étoile standard (en haut) permettant de mettre en évidence la fonction de transmission en flux. L'échelle est donnée en magnitudes. En bas : résidus correspondants à cet ajustement. On remarque une région d'absorption atmosphérique, autour de $\lambda \simeq 7600$ Å, qui n'est pas prise en compte pour déterminer la transmission générale du filtre.

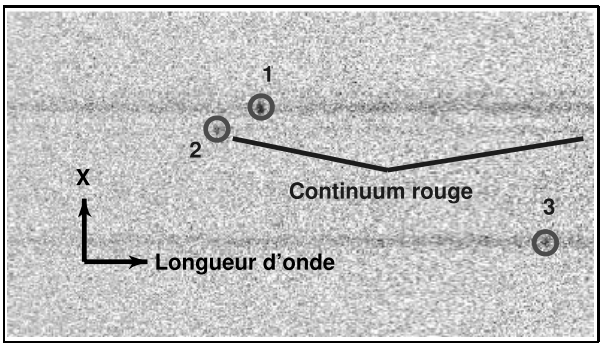
- La vérification des poses individuelles : si une raie est réelle, on doit s'attendre à observer un signal légèrement plus faible (avec un niveau de détection diminué d'un facteur proche de $\sqrt{2} \simeq 1.414$) sur chacun des deux clichés.

- La présence d'un *continuum* spectral visible à la même position spatiale que la raie, qui confirme la réalité d'une source astrophysique pour les objets les plus brillants. On s'attend, dans ce cas, à identifier un objet bien détecté sur les images du filtre en large bande couvrant le domaine spectral de ce *continuum*. De plus, si on observe la chute dans le flux du *continuum* de part et d'autre de la raie sur le spectre `LRIS` (flux plus intense du côté bleu), on peut interpréter la raie comme étant $Lyman - \alpha$ (Figure 2.10). Dans le cas contraire, il s'agit plus vraisemblablement d'une source à faible décalage spectral.

- Dans le cas de raies d'émission isolées émanant de sources spatialement étendues (sur une échelle supérieure à la seconde d'arc), une même raie faible peut être identifiée sur des positions de fentes adjacentes, ce qui renforce son niveau de détection.

- Pour les sources à plus faible décalage spectral, ou les galaxies avec un spectre énergétique (émissions intenses de recombinaison dues à de la formation stellaire ou la présence d'un `AGN`), différentes raies isolées peuvent être identifiées à une même position spatiale. Ceci confirme la réalité de l'objet émetteur et fournit une mesure précise de son décalage spectral.

– Le profil spectral des raies d'émission : dans certains cas avantageux, on verra apparaître dans les spectres LRIS une raie faiblement asymétrique, ce qui renforce son identification comme étant Lyman-α, ou une légère séparation du doublet pour la raie $[O_{II}]$ (3727 Å au repos). En effet, la distance spectrale entre les deux raies individuelles à $z \gtrsim 0.7$ (dans la partie rouge du spectre) est de l'ordre de grandeur de la résolution instrumentale. Cette identification est encore plus forte pour les observations effectuées avec une fente de 0.7" (Figure 2.11). Pour ces deux cas, la réalité de la raie s'accompagne d'une valeur plausible de son décalage spectral.



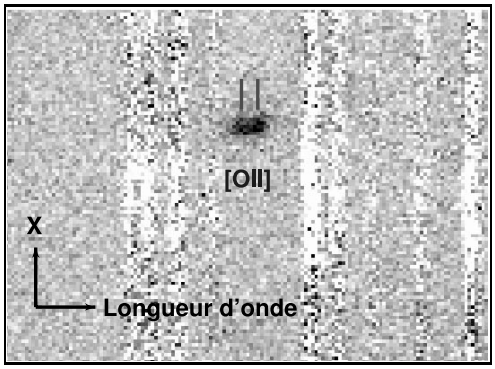


Fig. 2.10: (Gauche) : détection de trois raies d'émission (cercles) sur un spectre LRIS avec un *continuum* sous-jacent. Contrairement aux objets (1) et (3), le *continuum* de la source (2) n'est présent que du côté rouge de la raie, ce qui porte à penser à une émission de Lyman-α. Les sources (1) et (3) sont vraisemblablement à plus faible décalage spectral.

Fig. 2.11: (Droite) : Résolution du doublet d'émission de l'oxygène dans la partie rouge de LRIS avec une fente de 0.7". La position théorique des deux raies à $z = 1.165$ est indiquée par des lignes verticales. On remarque également la bonne résolution des raies atmosphériques.

2.2.4 Candidats obtenus

Il existe une ambiguïté sur la valeur de décalage spectral des sources pour lesquelles une raie en émission apparaît de manière isolée sur le spectre LRIS. En effet, plusieurs interprétations sont possibles pour une raie intense par rapport au *continuum* (avec une forte largeur équivalente W) : elle peut provenir de la recombinaison de Lyman-α (1216 Å) mais aussi des transitions de l'oxygène ($[O_{II}]$ 3727 Å, $[O_{III}]$ 4959 et 5007 Å) et de la série de Balmer de l'hydrogène (H_β 4862 Åou H_α 6563 Å), toutes habituellement observées dans les galaxies formant des étoiles et les régions H_{II}.

Les raies d'émission sélectionnées sont donc fortement contaminées par des sources à plus faible décalage spectral. Dans la plupart des cas, on peut arriver à infirmer un grand décalage spectral par la présence d'autres raies, en fonction de la longueur

d'onde λ_0 observée. Cependant :

- Si $\lambda_0 \gtrsim$ 7400 Å , il est impossible de discriminer une raie de Lyman-α à $z \gtrsim 5$ d'une raie de $[O_{II}]$ à $z \gtrsim 0.9$, car la raie de $[O_{III}]$ correspondant à $[O_{II}]$ se situe dans le proche infrarouge, hors du domaine spectral couvert par `LRIS` ($\lambda > 10000$ Å).
- Dans la partie rouge, la recherche des raies correspondantes de $[O_{III}]$ ou de Balmer est gênée par la présence de raies atmosphériques.

Pour cette raison, des contraintes externes sur le décalage spectral s'avèrent très utiles pour briser une telle dégénérescence. La comparaison avec d'autres données, notamment d'imagerie, nécessite la localisation précise de chaque objet dans le champ observé.

Position de la fente et des candidats sur les images du *Hubble Space Telescope*

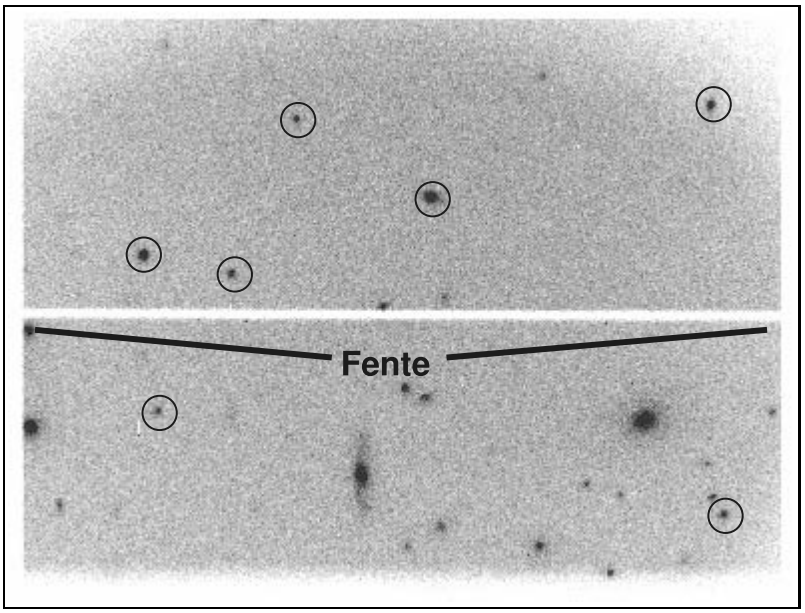


Fig. 2.12: Exemple d'image acquise par la *caméra de guidage* de l'instrument. On remarque la position de la fente (bande horizontale au centre) et plusieurs sources ponctuelles identifiées dans le champ de l'image `HST` (cercles).

A chaque déplacement du télescope entre deux positions de fente, on conserve une image acquise par la **caméra de guidage** de `LRIS`, de courte durée. Celle-ci fournit simultanément la position actuelle de la fente (ligne horizontale proche du milieu de l'image) ainsi que celle des objets les plus brillants du champ pointé (Figure 2.12). On utilise par la suite cette image pour contrôler la position instrumentale utilisée sur l'image `HST`, qui contient un champ plus étendu et une résolution permettant une localisation précise des objets. Nous avons développé un script semi-automatique

sous IRAF qui effectue ces opérations dans l'ordre :

1. L'identification interactive de plusieurs sources ponctuelles communes aux champs de la caméra de guidage et de l'image HST, et la mesure automatique de la position de leurs centroïdes.
2. Le calcul de l'équation du lieu de la fente, à partir de la dépression en flux apparaissant dans la partie centrale du champ de la caméra de guidage.
3. L'ajustement d'une transformation géométrique entre ces deux images et le calcul de la nouvelle équation de fente sur l'image HST.
4. Un nouveau processus effectue les deux dernières étapes de manière automatique, en utilisant un plus grand nombre d'objets contenus dans les deux champs, pour améliorer la précision de la transformation.
5. La position longitudinale de la fente, qui peut légèrement varier entre plusieurs observations, est ensuite affinée de manière à faire coïncider les objets les plus brillants avec les *continui* apparents sur le spectre.

Une fois bien établie la transformation entre une position sur le spectre et celle sur l'image HST, il est alors aisé d'identifier à quelle source peut correspondre chaque raie d'émission cataloguée.

Contraintes par la photométrie multi-bandes

La majorité des objets à raies d'émission sélectionnés apparaissent sur les données du HST, mais sont aussi présents sur d'autres images de télescopes au sol, prises dans des filtres en large bande. La plupart de ces données complémentaires proviennent de l'instrument CFH12k Cuillandre et al. (2000) au foyer du télescope Canada-France-Hawaï (CFHT).

Pour les positions les plus éloignées du centre de l'amas, ces images sont une bonne alternative à l'absence d'observation HST (la taille de champ de la caméra WFPC-2, de 145" de côté , étant légèrement inférieure à la longueur de la longue fente LRIS, 175") pour déterminer les sources responsables des raies en émission.

De plus, des mesures de photométrie sur ces images, utilisant le logiciel SExtractor (voir chapitre 4.4.2), peuvent dans certains cas infirmer l'interprétation d'une raie comme Lyman-α si aucune dépression de flux n'est mesurée entre deux filtres situés de part et d'autre de la raie (chacun d'entre eux mesurant le niveau de *continuum* spectral de l'objet).

Les différentes images disponibles pour nos amas sont présentées en Table 2.2.

Contraintes par la présence d'images multiples

La position des fentes a été choisie de manière à explorer les régions proches des lignes critiques à grand décalage spectral. Les sources obtenues seront donc très

Amas	Référence HST	Autres données
Abell 68	R_{702W}	CFH12k (B, R, I)
Abell 370	R_{675W}	CFH12k (B, V, R, I)
Abell 773	R_{702W}	UH-2.2m (R)
Abell 963	R_{702W}	CFH12k (B, V, R, I)
Abell 1689	ACS-I_{775W}	CFH12k (B, R, I)
Abell 2218	I_{814W}	CFH12k (B, R, I)
Abell 2219	R_{702W}	CFH12k (B, R, I)
Abell 2390	I_{814W}	CFH12k (B, R, I)
Cl1358+62	V_{606W}	

Tab. 2.2: Liste des images du télescope spatial utilisées pour l'identification (la bande choisie est la plus proche du filtre I) et autres données (observations au sol) disponibles pour chaque amas, dans les filtres en bande large correspondants.

amplifiées, et on s'attend dans la majorité des cas à la formation d'images multiples. Il se crée notamment une paire d'images symétriques, de part et d'autre de la ligne critique, selon la configuration présentée sur la Figure 1.21. Celles-ci auront un aspect et une valeur d'amplification similaires.

Les modèles de lentilles sont utilisés pour localiser avec précision la ligne critique au décalage spectral supposé de chaque candidat Lyman-α. Avec la résolution fournie par les images HST, il est alors possible d'identifier l'image "compagne" du candidat par son flux, sa couleur et sa morphologie.

Pour une des raies d'émission d'un candidat derrière l'amas Abell 2218, une telle contre-image a été clairement repérée de l'autre côté de la ligne critique, à l'emplacement prévu par le modèle de lentille (Figure 2.13). Cette découverte a apporté des contraintes supplémentaires sur le décalage spectral de la source. En effet, au décalage spectral correspondant à la raie d'émission $[O_{II}]$, aucune contre-image n'est visible. Cette galaxie a été ultérieurement confirmée à $z \simeq 5.6$ (voir section 2.3.5).

Parmi les candidats, plusieurs émetteurs Lyman-α à images multiples ont été repérées sur les images du télescope spatial. Celles-ci correspondent à des observations déjà connues, ou à une contre-image de la même source. Il s'agit des émetteurs Lyman-α à $z = 4.92$ derrière l'amas MS1358+62 (Franx et al., 1997), $z = 4.86$ derrière Abell 1689 (Frye et al., 2002) et $z = 4.05$ derrière Abell 2390 (Frye & Broadhurst, 1998; Pelló et al., 1999b). Egalement, une autre source à image non-multiple (donc plus faiblement amplifiée) dans le champ de l'amas Abell 370 a été identifiée sur plusieurs fentes comme étant à $z \simeq 2.8$, à partir d'une raie en émission Lyman-α spatialement étendue : cet objet découvert par Ivison et al. (1998) est étudié plus précisément en section 2.3.5.

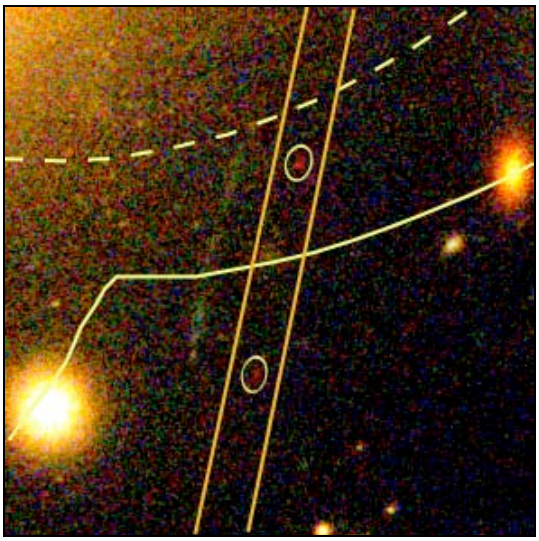


Fig. 2.13: Détection d'un candidat et de sa contre-image dans le champ d'Abell 2218. La position des lignes critiques à $z = 5.6$ (dans le cas d'un émetteur Lyman-α, trait plein) et $z = 1.14$ (dans le cas de $[O_{II}]$, trait pointillé) suggèrent une identification à grand décalage spectral pour cette source. Les deux objets ont une morphologie et une photométrie similaires sur cette image `HST` composite, combinant les bandes $\mathtt{V}_{450}$, $\mathtt{R}_{606}$ et $\mathtt{I}_{814}$.

2.3 Bilan des observations

2.3.1 Relevé spectroscopiques de tous les objets identifiés

Pour chaque objet détecté dans une des fentes `LRIS`, un spectre monodimensionnel a été *extrait* autour de la position spatiale identifiée en utilisant la procédure d'`IRAF` **apall**.

Les sources sélectionnées de cette manière auront :

– soit une magnitude suffisamment brillante : elles sont alors repérées par l'intensité de leur *continuum* spectral.

– soit des raies en émission avec une forte largeur équivalente, ce qui permet de détecter leur présence dans le spectre bidimensionnel. Ces objets auront en général une magnitude plus faible que les précédents.

Dans les régions du champ étudiées, des sources d'arrière-plan situées à plus petit décalage spectral seront aussi moyennement à fortement amplifiées. On s'attend donc à trouver des galaxies intrinsèquement plus faibles que les galaxies de champ pour une même magnitude d'observation.

Un intérêt supplémentaire de notre relevé en fente longue est qu'il permet d'étudier de manière exhaustive la spectroscopie d'une surface de ciel proche de la région centrale des amas de galaxies. Avec en moyenne 5 à 10 fentes pour chaque position, une série de spectres échantillonne cette zone, couvrant une surface moyenne de 1200

sec.arc^2, d'une façon similaire à celle d'un IFU.

2.3.2 Identification du décalage spectral pour les objets extraits

A cause des effets de distorsion dans la direction *spatiale* du spectre, qui ne sont pas corrigés lors de la procédure décrite en section 2.2.2, la fonction **apall** va détecter l'évolution de la position du *continuum* à différentes longueurs d'onde, puis ajuster l'allure générale par une fonction polynômiale. Un spectre monodimensionnel est ensuite extrait en intégrant le flux mesuré à chaque longueur d'onde sur la largeur du *continuum*, en suivant le profil ajusté.

Pour les sources détectées par leurs seules raies en émission, le profil du *continuum* n'est pas visible sur le spectre bidimensionnel. Pour effectuer l'extraction, on translate l'ajustement obtenu pour le *continuum* de l'objet le plus proche à la position spatiale de la raie identifiée, les effets relatifs de distorsion étant supposés négligeables sur les petites échelles.

Une majorité de sources brillantes observées sont des galaxies appartenant à l'amas, dont on peut mesurer les décalages spectraux dans la partie bleue de LRIS, notamment à partir du décrément à 4000 Å produit par la cassure de Balmer et les raies d'absorptions métalliques, des raies d'absorption K et H du calcium (à 3933 et 3969 Å au repos) ou de la raie en émission de $[O_{II}]$.

Pour la plus grande partie des objets d'arrière-plan dont on a pu déterminer un décalage spectral, celui-ci provient des raies en émission de recombinaison (raies de Balmer ou de l'oxygène). Dans le cas d'une raie d'émission isolée, la mesure de z prend en compte le résultat des campagnes de confirmation avec l'instrument ESI (voir la section 2.3.4), qui ont permis de résoudre la majorité des cas de dégénerescence.

Pour deux sources dans Abell 2218 à $z \simeq 2.5$, l'identification provient de la raie de Lyman-α en absorption. Ces deux objets portent les identifiants 273 et 384 dans l'étude sur les images multiples présentée par Ebbels et al. (1996) pour cet amas.

Le catalogue spectroscopique de tous ces objets d'arrière-plan est détaillé dans les Tables 2.3 et 2.4. L'identification des sources dans le champ des amas est présentée dans les Figures 2.14 à 2.21. Les aggrandissements des images HST autour des objets, ainsi que les spectres LRIS bidimensionnel et extrait sont reportés en annexe B.

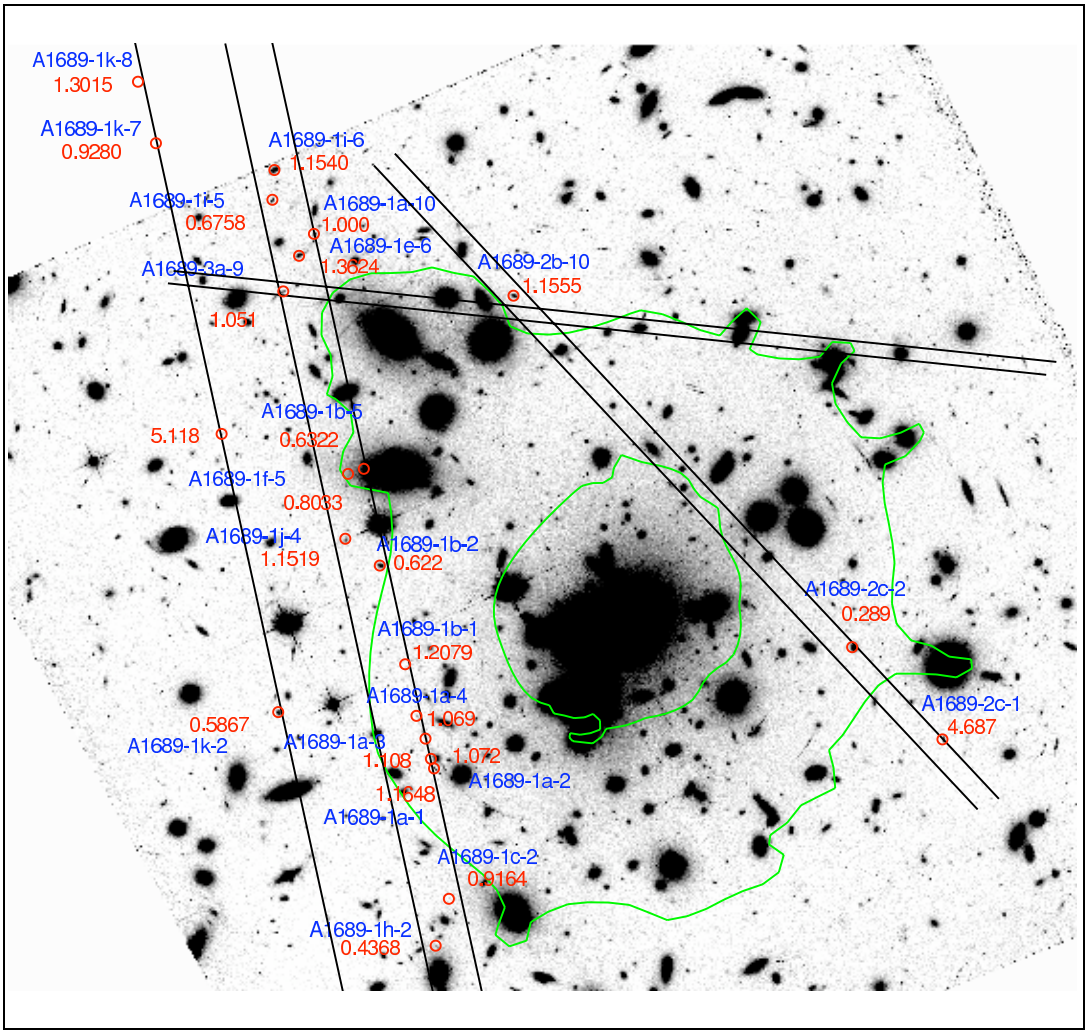


Fig. 2.14: Identification des objets en arrière-plan de l'amas Abell 1689, détectés lors du relevé spectroscopique avec `LRIS`. Les différentes séries de fentes sont présentées par deux lignes délimitant les régions explorées. Les lignes critiques à $z = 5$ sont superposées en vert, d'après les modèles de masse de l'amas.

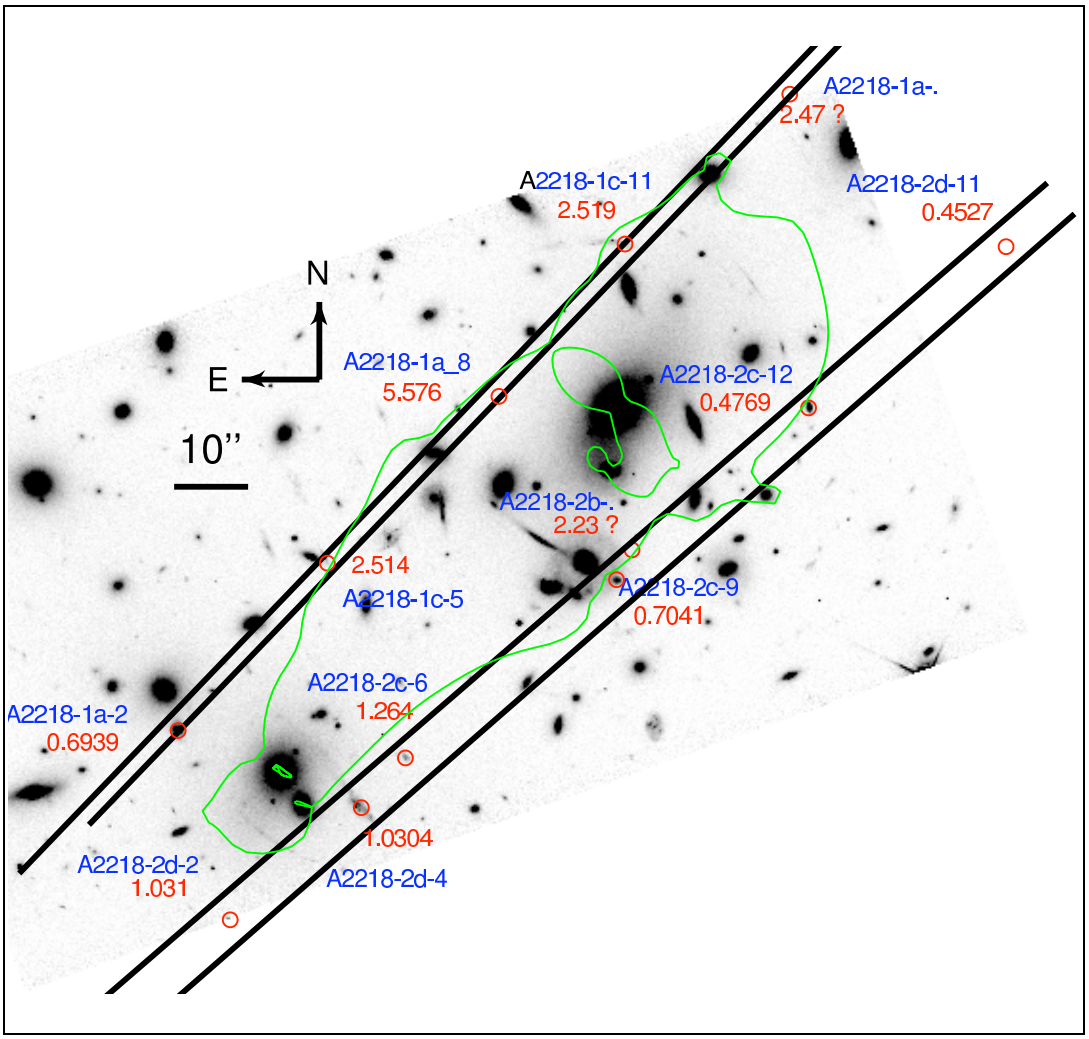


Fig. 2.15: Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 2218

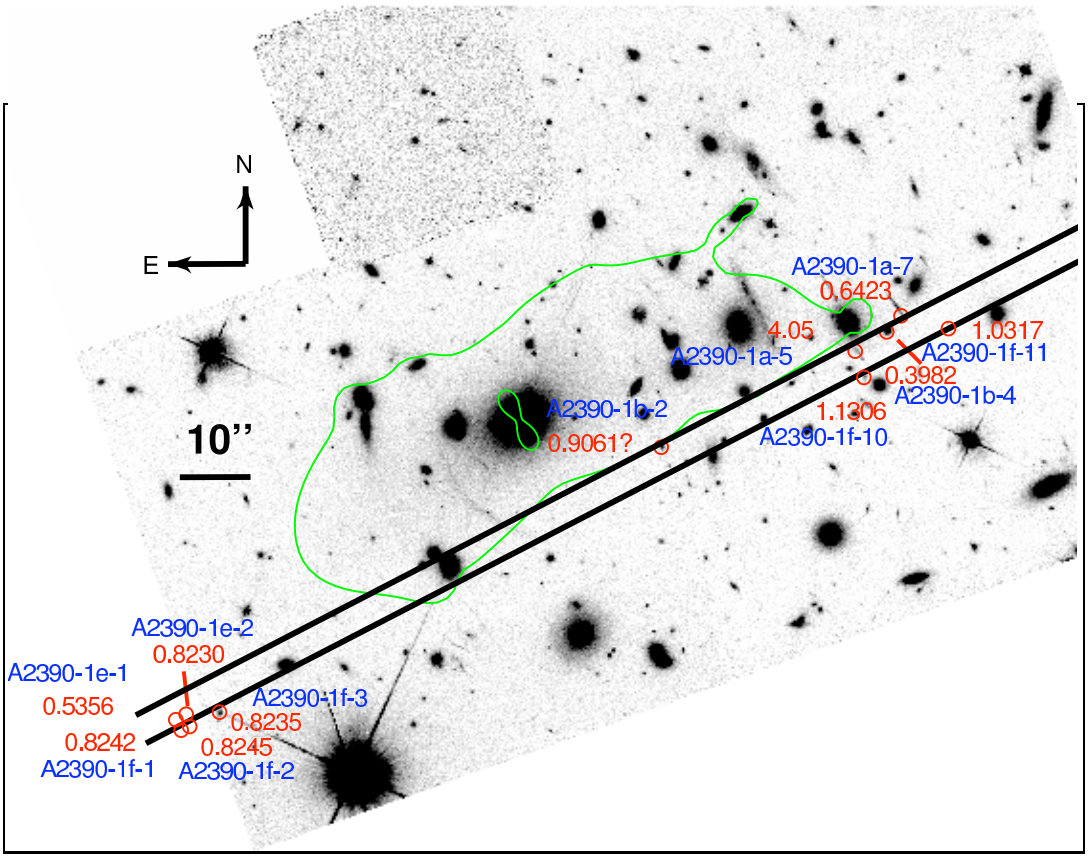


Fig. 2.16: Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 2390

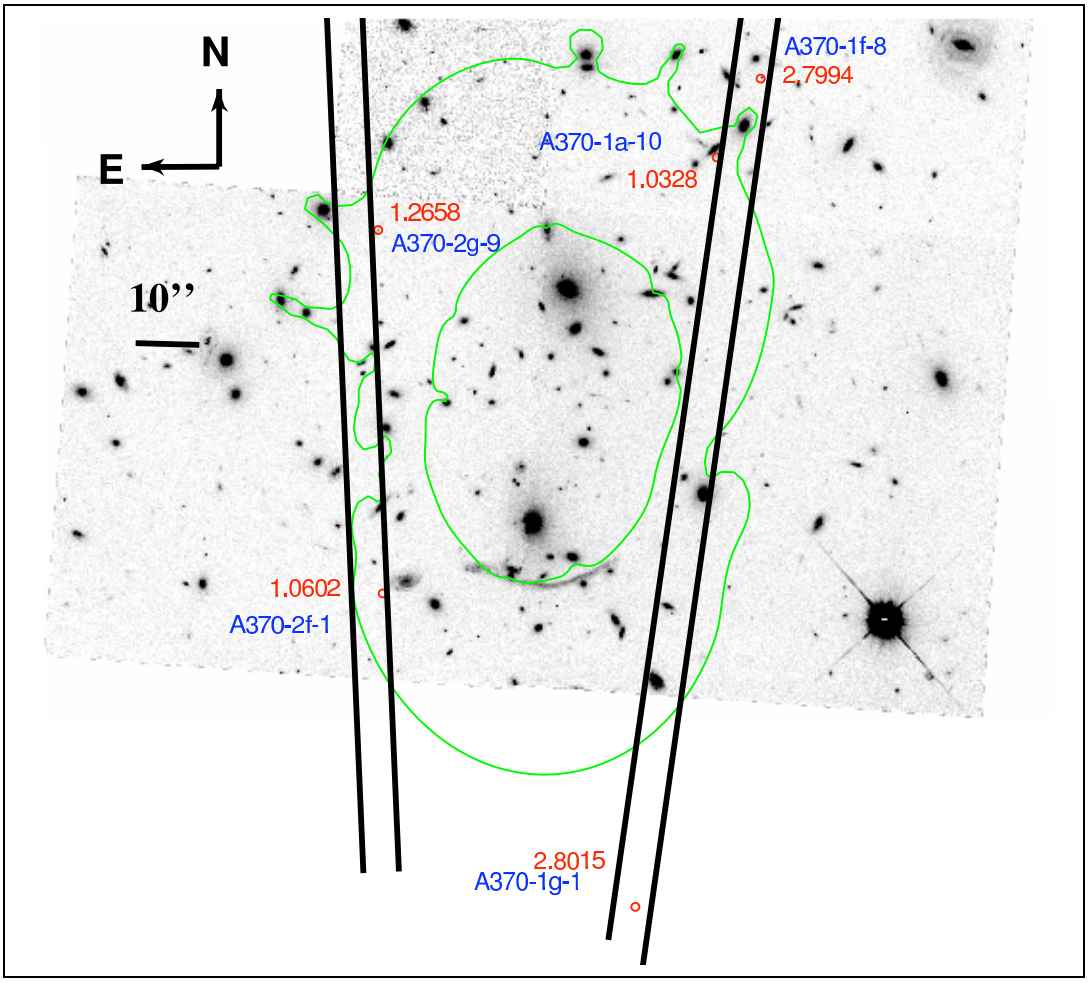


Fig. 2.17: Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 370

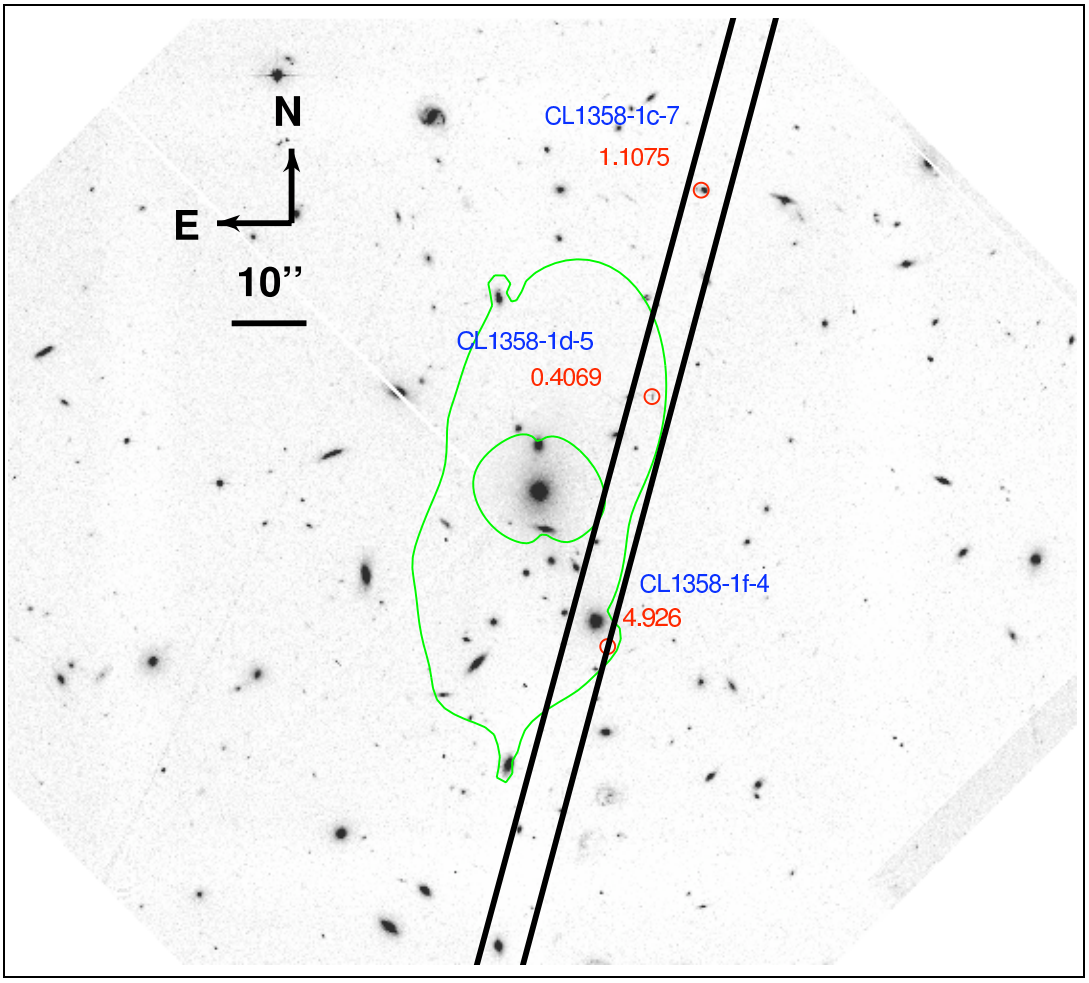


Fig. 2.18: Figure identique à 2.14, pour l'amas CL1358

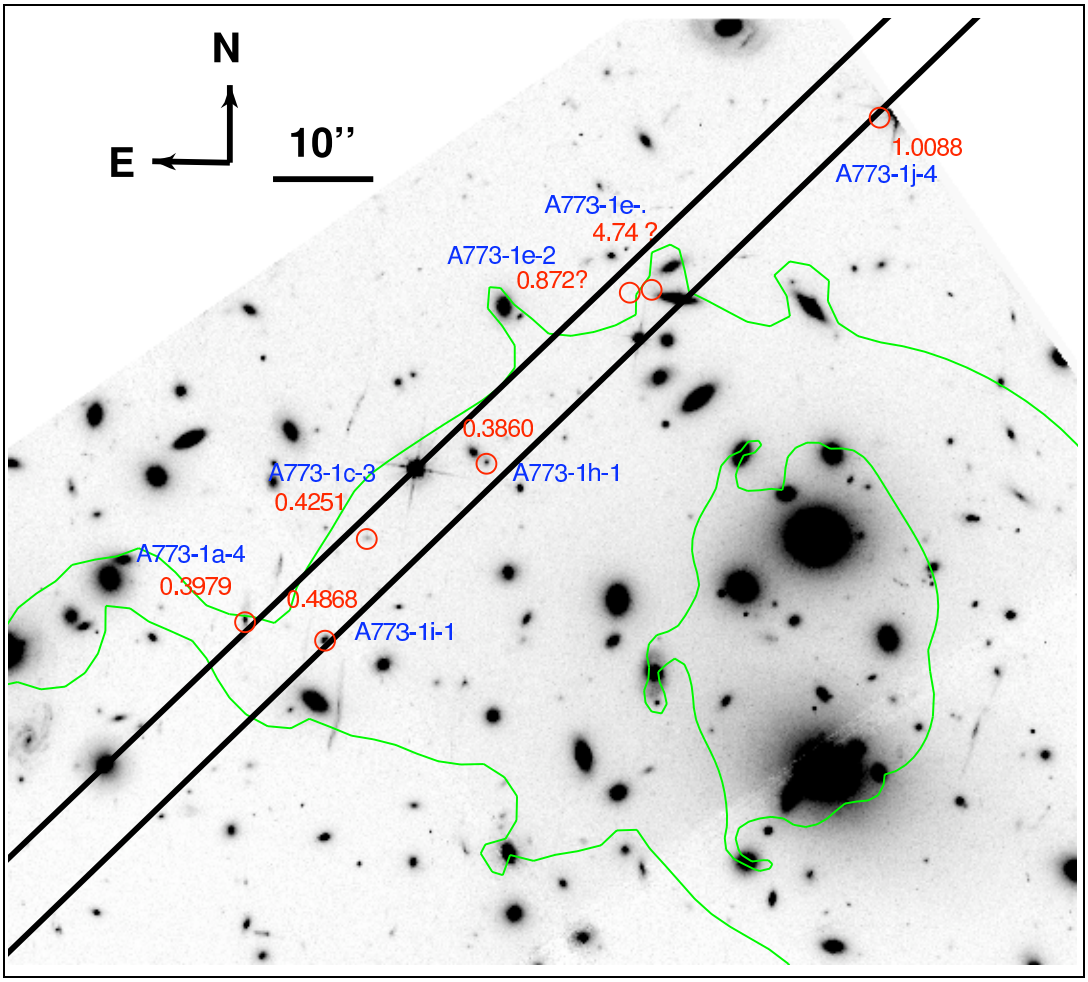


Fig. 2.19: Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 773

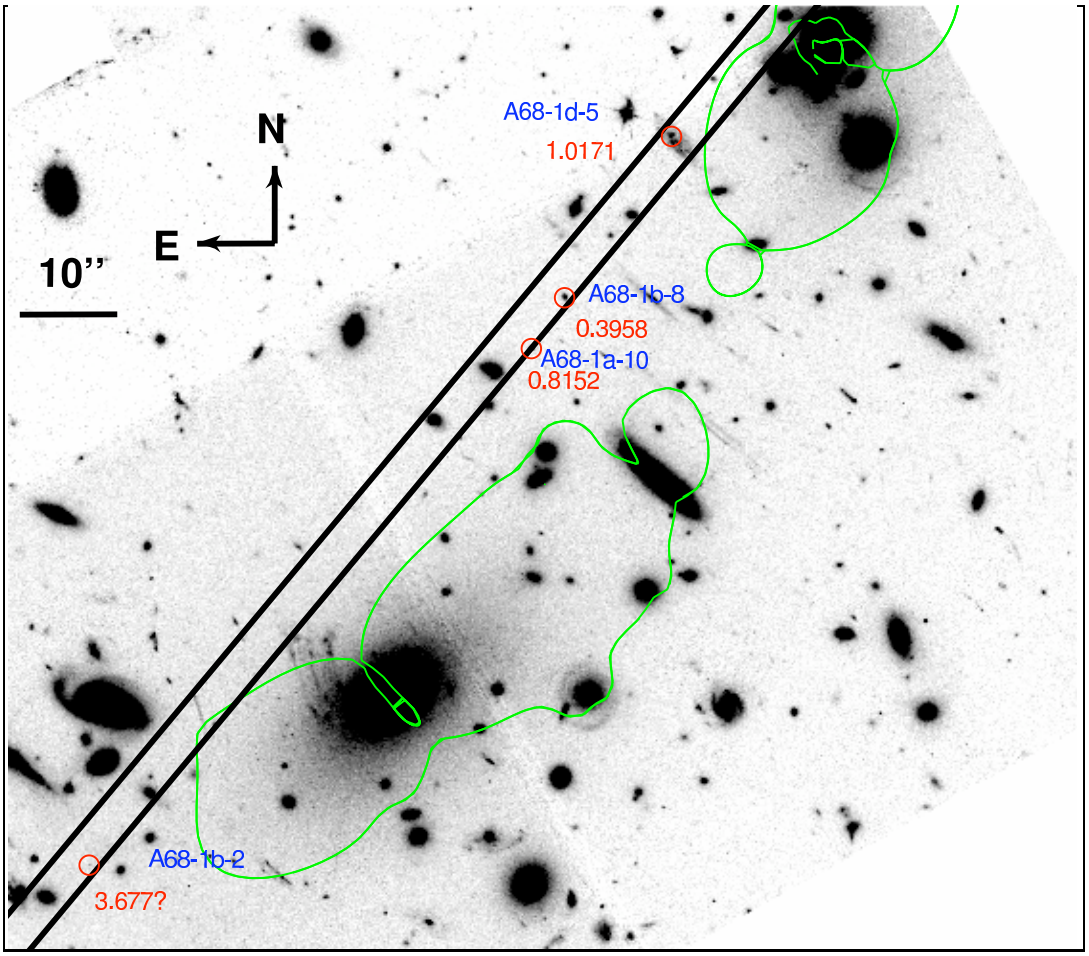


Fig. 2.20: Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 68

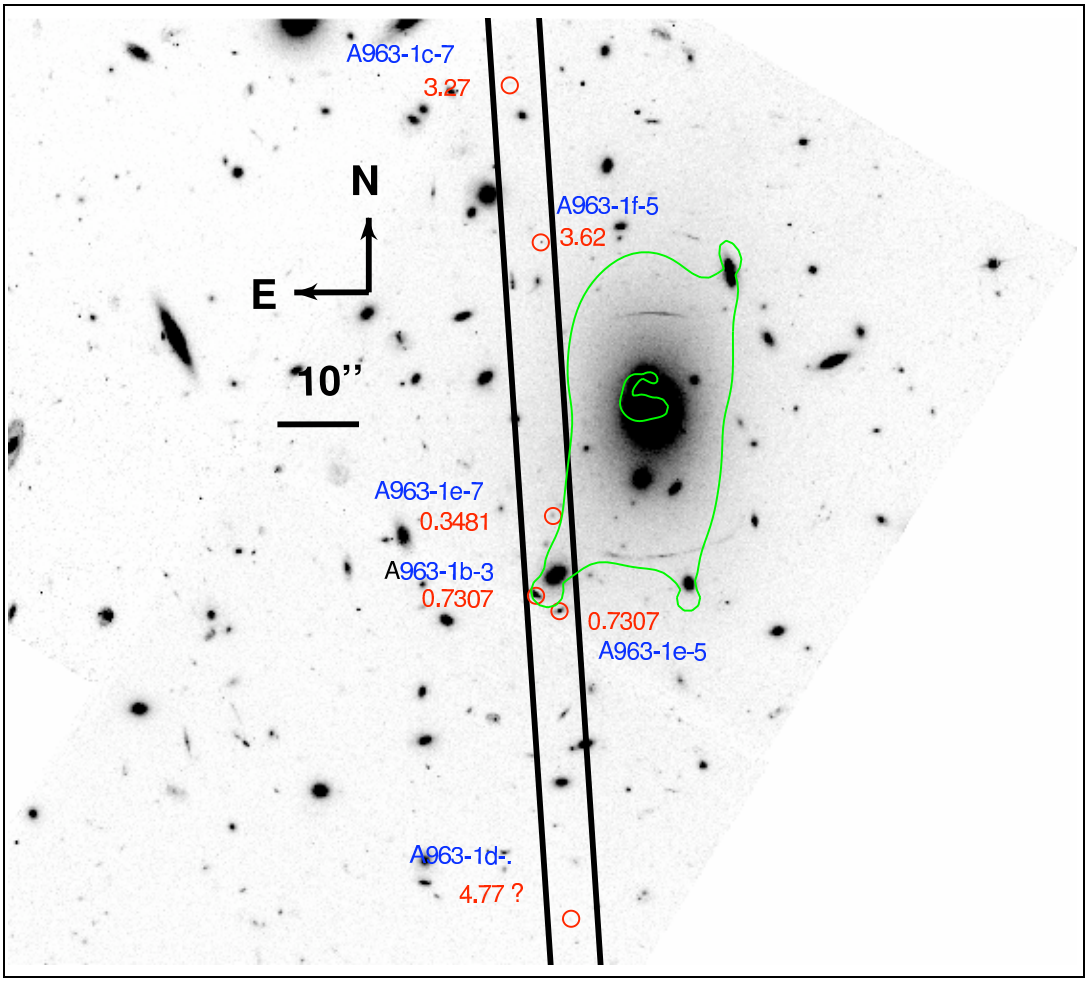


Fig. 2.21: Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 963

ID.	α	δ	z_{spec}	μ	I	Indicateur de z
A2218-1a-8	16 35 51.75	66 12 45.6	5.576	65.3	-1.	$Ly-\alpha$
CL1358-1f-4	13 59 49.19	62 30 44.8	4.926	6.7	-2.	$Ly-\alpha$
A1689-2c-1	13 11 25.38	−01 20 52.4	4.867	6.5	23.95	$Ly-\alpha$
A963-1d-.	10 17 04.45	39 01 47.1	4.77 ?	9.5	-2.	$Ly-\alpha$?
A773-1e-.	09 17 55.31	51 44 26.6	4.74 ?	2.5	-2.	$Ly-\alpha$?
A2390-1a-5	21 53 33.35	17 41 54.0	4.05	8.0	-1.	$Ly-\alpha$
A68-1b-2	00 37 08.96	09 09 06.9	3.677 ?	1.0	-1.	$Ly-\alpha$?
A963-1f-5	10 17 04.77	39 03 11.0	3.62	5.3	-1.	$Ly-\alpha$
A963-1c-7	10 17 05.10	39 03 30.5	3.27	2.3	-1.	$Ly-\alpha$
A370-1g-1	02 39 51.80	−01 35 57.6	2.8021	2.3	21.06	$Ly-\alpha, N_V, C_{IV}, Si_{IV}$
A370-1f-8	02 39 50.60	−01 33 45.0	2.7994	4.2	-1.	$Ly-\alpha$
A2218-1c-11	16 35 48.93	66 13 06.2	2.519	56.4	20.5	$Ly-\alpha, C_{II}, Si_{II}, Al_{III}$
A2218-1c-5	16 35 55.65	66 12 23.9	2.514	18.7	-1.	$Ly-\alpha, C_{III}, C_{II}, Si_{II}$
A2218-1a-.	16 35 45.25	66 13 26.4	2.47 ?	1.0	-2.	$Ly-\alpha$?
A2218-2b-.	16 35 48.78	66 12 24.9	2.23 ?	1.0	-2.	$Ly-\alpha$?
A1689-1e-6	13 11 33.89	−01 19 16.9	1.3624	4.1	21.48	$[O_{II}], Mg_I, Mg_{II}$
A1689-1k-8	13 11 36.02	−01 18 42.2	1.3015	1.6	23.48	$[O_{II}]$
A370-2g-9	02 39 54.67	−01 34 08.4	1.2658	7.8	22.94	$[O_{II}]$
A2218-2c-6	16 35 53.84	66 11 56.8	1.264	6.9	22.02	$[O_{II}]$
A1689-1b-1	13 11 32.52	−01 20 37.7	1.2079	29.2	-1.	$[O_{II}], H, K$
A1689-1a-1	13 11 32.10	−01 20 58.2	1.1648	31.7	-1.	$[O_{II}], H, K$
A1689-2b-10	13 11 31.03	−01 19 24.7	1.1555	11.0	21.66	$Mg_I, Mg_{II}, [O_{II}], K, H$
A1689-1i-6	13 11 34.21	−01 18 59.9	1.1540	2.3	21.44	$[O_{II}], H, K$
A1689-1j-4	13 11 33.28	−01 20 13.0	1.1519	7.0	22.15	$[O_{II}], H, K$
A2390-1f-10	21 53 33.26	17 41 50.2	1.1306	2.5	-1.	$[O_{II}], Mg_{II}$
A1689-1a-3	13 11 32.20	−01 20 52.8	1.108	30.0	-1.	$[O_{II}], H, K, G$
CL1358-1c-7	13 59 47.38	62 31 46.2	1.1075	1.9	-2.	$[O_{II}], [Ne_{III}], H\delta, \gamma, Mg_I, C_{III}]$
A1689-1a-2	13 11 32.13	−01 20 56.8	1.072	22.8	21.18	$[O_{II}]$
A1689-1a-4	13 11 32.30	−01 20 48.9	1.069	27.0	-1.	$[O_{II}], H, K, G$
A370-2f-1	02 39 54.66	−01 35 06.3	1.0602	5.8	-1.	$[O_{II}]$
A1689-3a-9	13 11 34.09	−01 19 23.8	1.051	4.0	22.16	$Mg_I, C_{II}, Fe_{II}, [O_{II}]$
A370-1a-10	02 39 51.06	−01 33 57.4	1.0328	3.9	-1.	$[O_{II}], K, H$
A2390-1f-11	21 53 32.39	17 41 57.2	1.0317	4.7	-1.	$[O_{II}]$
A2218-2d-2	16 35 57.75	66 11 35.0	1.031	4.3	22.08	$[O_{II}]$
A2218-2d-4	16 35 54.82	66 11 50.1	1.0304	5.4	18.9	$[O_{II}], H\delta, \gamma, Mg_{II}, Fe_I, Fe_{II}$
A68-1d-5	00 37 04.93	09 10 21.4	1.0171	3.7	20.22	$[O_{II}]$
A773-1j-4	09 17 52.88	51 44 44.7	1.0088	2.4	-2.	$[O_{II}], K, H$
A1689-1a-10	13 11 33.69	−01 19 12.6	1.000	3.3	21.58	$[O_{II}], H, K$

Tab. 2.3: Catalogue spectroscopique des sources d'arrière-plan identifiées sur les spectres LRIS avec $z_{spec} \geq 1.0$, classés par décalage spectral décroissant. De gauche à droite : identifiant, position astrométrique (équinoxe J2000.0), décalage spectral, amplification, magnitude dans la bande I des images CFH12k (-1 dans le cas d'une non-détection, -2 en absence de données), raies principales identifiées pour déterminer le z_{spec}.

ID.	α	δ	z_{spec}	μ	I	Indicateur de z
A1689-1k-7	13 11 35.78	−01 18 54.6	0.9280	1.7	24.17	$[O_{II}]$
A1689-1c-2	13 11 31.89	−01 21 24.3	0.9164	4.6	-1.	$[O_{II}]$
A2390-1b-2	21 53 35.33	17 41 40.1	0.9061 ?	7.4	22.11	$[O_{II}]$
A773-1e-2	09 17 55.39	51 44 26.5	0.872 ?	1.0	-2.	$[O_{II}]$?
A2390-1f-2	21 53 40.15	17 40 59.6	0.8245	2.1	22.36	$[O_{III}], [Ne_{III}], H\delta, \gamma, \beta$
A2390-1f-1	21 53 40.23	17 40 59.0	0.8242	2.0	22.66	$[O_{III}], [Ne_{III}]$
A2390-1f-3	21 53 39.84	17 41 01.7	0.8235	4.7	22.78	$[O_{III}]$
A2390-1e-2	21 53 40.18	17 41 01.4	0.8230	1.5	-1.	$[O_{II}], [O_{III}], H\delta, \beta, [Ne_{III}]$
A68-1a-10	00 37 05.90	09 09 59.7	0.8152	2.7	99	$K, H, G, H\gamma, Mg_B$
A1689-1f-5	13 11 33.24	−01 20 00.2	0.8033	7.1	-1.	$[O_{II}], K, H$
(*) A963-1e-5	10 17 04.57	39 02 25.3	0.7307	3.5	-1.	$[O_{II}], [O_{III}], H\beta, \gamma, \delta, Mg_B$
(*) A963-1b-3	10 17 04.82	39 02 27.2	0.7307	4.6	-1.	$Mg_I, [O_{II}], H\beta, \gamma, \delta, [O_{III}]$
A2218-2c-9	16 35 49.13	66 12 20.9	0.7041	10.3	-1.	$K, H, H\gamma, \delta, G, Mg_B$
(*) A2218-1a-2	16 35 58.91	66 12 00.5	0.6939	3.8	19.35	$H\theta, \eta, \zeta, \delta, \gamma, \beta, [O_{II}]$
A1689-1i-5	13 11 34.24	−01 19 05.8	0.6758	2.1	22.24	$[O_{III}], H\beta$
A2390-1a-7	21 53 32.88	17 41 59.1	0.6423	2.5	21.18	$[O_{II}], [O_{III}]$
A1689-1b-5	13 11 33.06	−01 19 59.2	0.6322	7.4	-1.	$[O_{III}], H\beta, Mg_B, G$
A1689-1b-2	13 11 32.81	−01 20 18.0	0.622	5.5	22.75	$H\beta, [O_{III}], Mg_B$
A1689-1k-2	13 11 34.16	−01 20 47.2	0.5867	2.6	21.93	$[O_{III}], H\beta, \gamma, Mg_B$
A2390-1e-1	21 53 40.29	17 41 00.6	0.5356	1.7	21.81	$H\beta, [O_{III}]$
A773-1i-1	09 17 58.79	51 43 50.0	0.4868	2.6	-2.	$H\beta, [O_{III}]$
(*) A2218-2c-12	16 35 44.84	66 12 44.1	0.4769	4.1	19.84	$[O_{II}], H\theta, \eta, \zeta, \delta, \gamma, \beta, [O_{III}]$
(*) A2218-2d-11	16 35 40.42	66 13 05.8	0.4527	1.9	21.95	$[O_{II}], K, H, G, H\delta, \gamma$
A1689-1h-2	13 11 32.05	−01 21 33.5	0.4368	2.2	-1.	$[O_{III}], H\beta$
A773-1c-3	09 17 58.34	51 44 00.5	0.4251	2.3	-2.	$H\beta, [O_{III}]$
(*) CL1358-1d-5	13 59 48.33	62 31 18.4	0.4069	1.4	-2.	$H\beta, \alpha, [O_{III}], [O_{II}]$
(*) A2390-1b-4	21 53 33.02	17 41 56.8	0.3982	1.7	20.62	$[O_{II}], [O_{III}], H\theta, \eta, \zeta, \delta$
A773-1a-4	09 17 59.64	51 43 51.8	0.3979	2.0	-2.	$[O_{III}]$
A68-1b-8	00 37 05.67	09 10 04.9	0.3958	1.5	99	$H\beta, \alpha, [O_{III}], [O_{II}]$
A773-1h-1	09 17 57.07	51 44 08.5	0.3860	1.0	-2.	$[O_{III}]$
A963-1e-7	10 17 04.64	39 02 37.1	0.3481	1.9	-1.	$[O_{II}], [O_{III}], H\delta, \gamma, \beta, \alpha$
A1689-2c-2	13 11 26.57	−01 20 34.6	0.2890	1.0	21.39	K, H, G, Mg_B

Tab. 2.4: Catalogue spectroscopique des objets avec $z_{spec} < 1$. Même légende que la Table 2.3.

2.3.3 Procédure utilisée pour la confirmation des candidats émetteurs Lyman-α

Au cours de ce projet, l'examen visuel de l'ensemble des spectres `LRIS` (présenté en section 2.2.3) a fourni une liste d'émetteurs Lyman-α les plus probables (Table 2.5). Afin de confirmer cette identification, nous avons réalisé pour la majorité d'entre eux un spectre à résolution intermédiaire, à l'aide de l'Imageur et Spectrographe à Echelette (`ESI`, Sheinis et al. (2002)) sur le télescope Keck II.

Malgré une fente d'entrée assez courte (L $\simeq$ 20"), cet instrument apporte comme avantage une couverture spectrale complète du domaine visible (3900 - 11000 Å) à une résolution bien plus élevée que `LRIS` ($R = \delta\lambda/\lambda \sim 6000$ pour la largeur de fente utilisée de 0.75"). La contamination par les raies spectrales atmosphériques de OH est ainsi bien plus faible, et cette configuration permet également :

- d'infirmer certains candidats par la séparation du doublet d'oxygène $[O_{II}]$ (Figure 2.22, à gauche) ou la détection d'autres raies masquées par le ciel sur le spectre `LRIS`.
- de confirmer l'émission comme provenant de Lyman-α, en faisant apparaître l'asymétrie de cette raie (Figure 2.22, à droite).

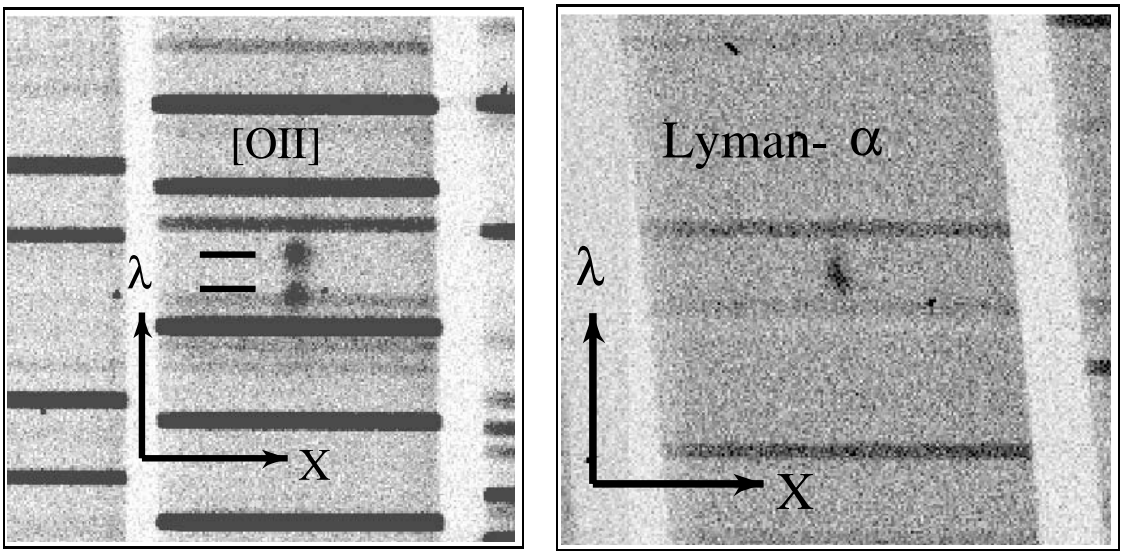


Fig. 2.22: Confirmation / Infirmation du décalage spectral des sources avec `ESI` : à gauche, séparation des deux composantes du doublet de $[O_{II}]$. A droite, détection d'un profil asymétrique pour la raie Lyman-α.

2.3.4 Bilan du relevé

L'interprétation du décalage spectral de chaque candidat par l'analyse de son spectre `ESI` est présentée dans la Table 2.5. Les taux de confirmation et d'infirma-

tion provenant de ces observations se résument de la manière suivante :

- 14 candidats ont été spectroscopés avec `ESI`
- 4 raies Lyman-α ont été confirmées, dont une de manière marginale.
- 8 sources ont été infirmées comme émetteurs Lyman-α, par la présence de $[O_{II}]$ (dans 3 cas), de $[O_{III}]$ (dans 3 cas) ou de H_α (dans 2 cas).
- 2 objets n'ont pas eu de confirmation de la présence d'une raie.

2.3.5 Sources particulières

Parmi l'ensemble des objets extraits, plusieurs possèdent des raies d'émission particulièrement intenses par rapport à leur niveau de *continuum*, ce qui permet de déterminer leur décalage spectral avec une assez bonne précision, en dépit de leur faible luminosité.

Il est très intéressant d'étudier les propriétés spectrophotométriques de ce type de sources à fortes raies en émission, car on peut en déduire des paramètres physiques comme les abondances chimiques ou la métallicité. Ainsi, 7 des objets de notre relevé spectroscopique (dont les identifiants sont mentionnés avec une étoile dans les Tables 2.3 et 2.4) ont été ajoutés en complément d'un échantillon plus large de sources, amplifiées par des amas ou provenant de champs vides (Lamareille et al., 2005b). L'analyse effectuée concerne la sélection spectrale, les mesures de flux et de largeurs équivalentes des raies, ainsi que la détermination de la relation métallicité-luminosité dans le domaine $0.2 \lesssim z \lesssim 1.0$ (Lamareille et al., 2005a).

Deux autres sources, à plus grand décalage spectral, méritent par ailleurs une attention particulière et sont décrites ci-après.

Amas	Fente(s)	λ_{raie} (Å)	Raie	z	Notes
Emetteurs Ly-α sans confirmation ESI nécessaire					
Abell 370	1[a-g]	4630	Ly-α	2.80	Source publiée par Ivison et al. (1998)
Abell 370	1f	4628	Ly-α	2.80	Dépression du *continuum* côté bleu
Abell 2390	1a	6140	Ly-α	4.05	Contre-image d'une source publiée par Frye & Broadhurst (1998)
Abell 1689	2c	7141	**Ly-α**	4.86	Source publiée par Frye et al. (2002)
MS1358+62	1[ef]	7205	**Ly-α**	4.92	Contre-image d'une source publiée par Franx et al. (1997)
Campagne ESI Juillet 2000 : 3 candidats de la campagne LRIS de Mars 2000					
Abell 1689	1a	8072	$[O_{II}]$	1.166	Doublet
Abell 1689	1f	8817	?	?	Pas de confirmation.
Abell 1689	1f	8825	?	?	Pas de confirmation.
Campagne ESI Mai 2001 : 1 candidat de la campagne LRIS d'Avril 2001					
Abell 2218	1c	8001	**Ly-α**	5.576	Paire d'images avec raie asymétrique (Ellis et al., 2001)
Campagne ESI Novembre 2001 : 2 candidats de la campagne LRIS d'Octobre 2001					
Abell 370	1a	7683	$[O_{II}]$	1.03	Doublet
Abell 370	1c	8612	$[O_{III}]$	0.72	Détection de $[O_{II}]$
Campagne ESI Juin 2002 : 8 candidats des campagnes précédentes LRIS (bleu et rouge)					
Abell 963	1[cd]	5191	Ly-α	3.62	Raie asymétrique
Abell 963	1[efg]	5617	Ly-α	3.27	Raie asymétrique
Abell 1689	2a	7055	?	?	Pas de confirmation.
MS1358+62	1d	8740	H-α	0.33	Galaxie appartenant à l'amas.
Abell 2218	2g	8146	$[O_{III}]$	0.627	Détection de $[O_{II}]$
Abell 2218	2[ab]	8441	$[O_{II}]$	1.18	Doublet
Abell 2218	2b	7737	H-α	0.179	Galaxie appartenant à l'amas.
Abell 2218	2[bc]	7685	$[O_{III}]$	0.57	Détection de $[O_{II}]$
Autres émetteurs possibles (LRIS uniquement)					
Abell 773	1e	6978	*Ly-α*	4.74	Raie possible
Abell 963	1d	7025	*Ly-α*	4.77	Raie possible
Abell 68	1b	5687	Ly-α	3.68	Raie possible
Abell 2218	1a	4216	Ly-α	2.47	Raie possible
Abell 2218	2b	3928	Ly-α	2.23	Raie possible

Tab. 2.5: Candidats à des émetteurs Lyman-α. Pour chaque objet sont répertoriés l'amas, la position et la (ou les) fentes pour lesquelles une raie est identifiée, la longueur d'onde correspondante, son identification physique et le décalage spectral correspondant. Les raies Lyman-α mentionnées en caractères gras sont les émetteurs certains, celles en italique sont les émetteurs possibles, inclus

Emission Lyman-α diffuse autour d'un AGN hyperlumineux à $z \sim 2.8$

Dans chacune des 7 fentes adjacentes d'un même angle de position, placées dans le champ de l'amas Abell 370, une raie d'émission Lyman-α intense apparaît clairement à $\lambda \sim 4620$ Å, avec une structure spatiale très étendue le long de la fente (plusieurs secondes d'arc) et perpendiculairement à celles-ci (> 7" d'après le nombre de fentes où la raie est observée, voir la Figure 2.23). L'identification de la raie se fait au travers d'une seconde émission à $\lambda \sim 4710$ Åcorrespondant à N_V (1238 Å au repos) à la position où l'objet est le plus lumineux.

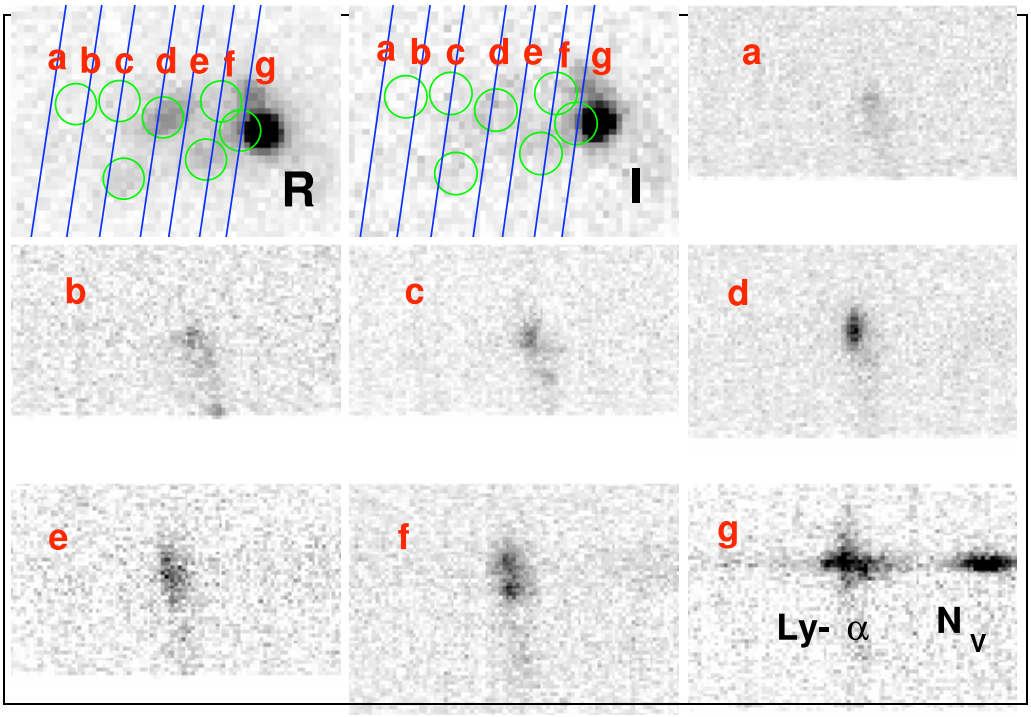


Fig. 2.23: Emission Lyman-α étendue autour de la source à $z \simeq 2.8$ (Ivison et al., 1998). Les positions des fentes LRIS sont présentées dans les deux images en haut à gauche, pour l'image LRIS (à gauche) en bande R ou de la CFH12K (au centre) dans le filtre I. Les spectres bidimensionnels des chacune des 7 fentes sont présentés successivement dans le sens de lecture.

La source correspondant à cette émission, qui se situe en dehors de l'image HST, est visible sur les images de télescopes au sol en bande R et I, provenant de LRIS et de la caméra CFH12k respectivement (Figure 2.23, en haut à gauche). Cet objet montre une structure complexe, avec une région ponctuelle très brillante en bordure de la dernière fente de notre relevé (associée à la détection de la raie de N_V) et une région plus étendue dans la direction des autres fentes.

Ivison et al. (1998) ont mentionné pour la première fois cet objet, qui est la contrepartie visible d'une source sub-millimétrique hyperlumineuse à $z \sim 2.8$, amplifiée par l'amas d'un facteur $\mu \sim 2.3$. Cette source s'avère être un noyau actif de galaxie (AGN), dont l'identification des raies d'émission est compatible avec celle du dernier

spectre présenté en Figure 2.23. Une source secondaire, nommée L2 par Ivison et al. (1998) et mentionnée comme ayant une raie d'émission Lyman-α. Elle correspond à la position de la quatrième fente présentée.

La série de spectres obtenus permet d'identifier d'autres régions d'émission Lyman-α à un décalage spectral identique (ou très proche) de celui de l'AGN. Le flux détecté dans la raie d'émission est assez fort dans l'ensemble des positions de fentes, tout en restant corrélée avec les images dans les bandes R et I. Il serait intéressant d'obtenir des images du télescope spatial à plus haute résolution pour identifier des soustructures dans cet objet (qui apparaissent dans les spectres au travers de la raie, aux positions encerclées sur la Figure 2.23).

Emetteur Lyman-α à $z \simeq 5.6$

Dans le cas de la source multiple derrière l'amas Abell 2218 décrite en section 2.2.4, les deux images ont été confirmées au cours d'une même observation ESI (Ellis et al., 2001). Sur le spectre bidimensionnel ou monodimensionnel extrait (Figure 2.24), l'asymétrie dans le profil de la raie est clairement visible, confirmant son interprétation comme étant Lyman-α. La mesure de la longueur d'onde au maximum de l'émission fournit un décalage spectral $z = 5.576$ pour cette objet. Néanmoins, cette valeur peut être légèrement surestimée car elle ne prend pas en compte un facteur correctif provenant de l'absorption du côté bleu de la raie, qu'il est difficile à estimer.

Les mesures de photométrie sur chacune des images dans la bande $\mathtt{I}_{814W}$ de la WFPC-2 permettent de dériver une magnitude de $I \simeq 25.9 \pm 0.2$. Les modèles de masse très contraints pour cet amas (voir section 2.4.1) indiquent par ailleurs une amplification d'un facteur ($\times$ 33), équivalent à environ 3.8 magnitudes, portant la magnitude effective (non-amplifiée) de cette source à $I \simeq 29.7$, ce qui est très faible.

Le flux intégré dans la raie d'émission Lyman-α, à partir du spectre LRIS ou ESI, est de $F \simeq 6 \times 10^{-17}$ ergs s^{-1} cm^{-2}, ce qui correspond à une contribution d'environ 50% à la mesure de magnitude dans la bande $\mathtt{I}_{814}$. Il s'agit donc d'une source peu lumineuse formant des étoiles, dont la majorité du spectre est dominée par son flux dans la raie Lyman-α.

Dans la fenêtre spectroscopique du domaine 9020-9300 Å, pour laquelle la contamination des raies du ciel est très faible, aucun *continuum* stellaire n'est détecté. Ceci implique une limite supérieure de flux de 3×10^{-20} ergs s^{-1} cm^{-2}, qui confirme le résultat précédent.

2.4 Fonction de luminosité Lyman-α

Dans le domaine de décalage spectral $4.5 \lesssim z \lesssim 6.7$, nous avons obtenu trois émetteurs Lyman-α bien confirmés, ainsi que deux autres possibles. Les flux mesurés

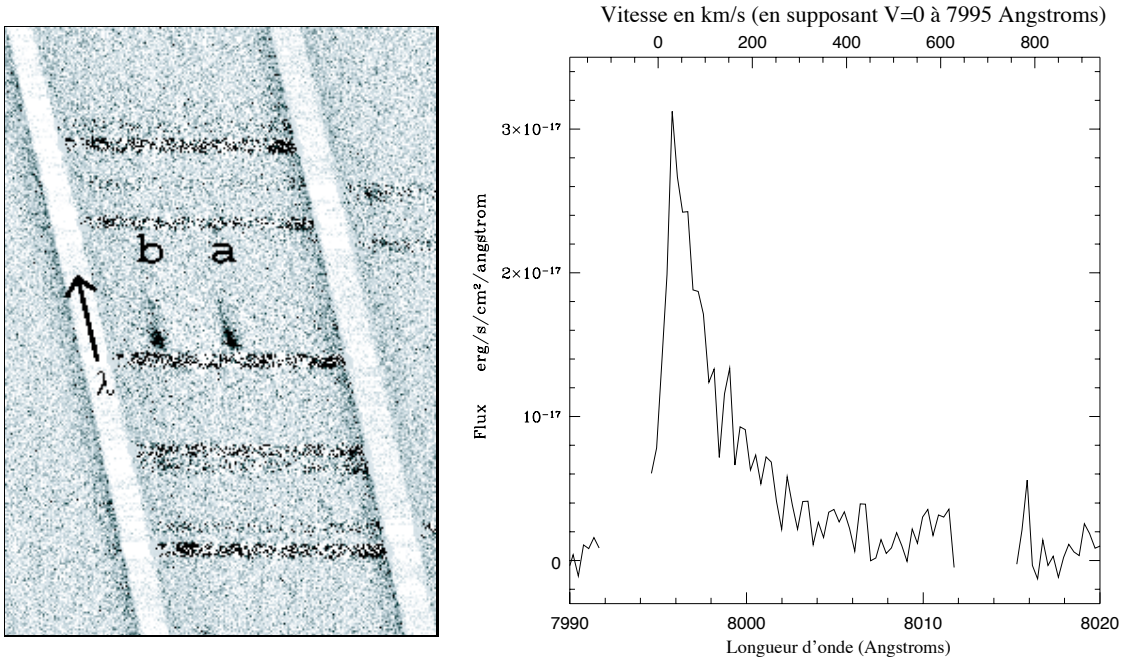


Fig. 2.24: A gauche : spectre ESI des deux images a et b de la galaxie à $z = 5.576$. A droite, spectre monodimensionnel extrait, combinaison des deux images. Les régions contaminées par des raies du ciel intenses ont été masquées. Le profil asymétrique de la raie Lyman-α est clairement visible dans les deux types de spectres. D'après Ellis et al. (2001).

dans la raie Lyman-α et la luminosité correspondante sont résumés pour chaque objet en Table 2.6. Aucune de ces sources n'a été détectée à $z > 5.6$, malgré une bonne sensitivité dans la fenêtre spectrale autour de $z \simeq 6.5$.

Emetteur	Asc. Droite hh mm ss	Déclinaison dd mm ss	z	Flux (*)	μ	Luminosité ergs s^{-1}
Sources Lyman-α confirmées						
A2218.1.a	16 35 51.75	+66 12 45.6	5.58	4.4	33.1	$(7.8\pm0.8)\times10^{41}$
(Seconde image)	16 35 51.89	+66 12 51.5	–	–	30.2	–
Cl1358.1.ef	03 59 49.19	+62 30 44.8	4.92	10	10	$(2.5\pm0.3)\times10^{42}$
A1689.2.f	13 11 25.38	−01 20 52.4	4.86	3.0	7.2	$(7.4\pm0.7)\times10^{42}$
Sources Lyman-α possibles						
A773.1.e	09 17 55.31	+51 44 26.6	4.74	1.1	9.5	$(2.8\pm0.6)\times10^{41}$
A963.1.d	10 17 04.45	+39 01 47.1	4.77	0.69	2.2	$(1.4\pm0.2)\times10^{42}$

Tab. 2.6: Propriétés des émetteurs Lyman-α inclus dans notre étude. De gauche à droite, identifiant de la source (amas, position et fente), astrométrie (α, δ, équinoxe J2000.0), décalage spectral, flux observé, amplification calculée par les modèles et luminosité Lyman-α (corrigée de l'amplification).
(*) flux observé, en unités multiples de 10^{-17} ergs s^{-1} cm^{-2}

L'ensemble de ces détections ou non-détections apporte des contraintes physiques sur l'abondance d'émetteurs dans ce domaine de décalage spectral, ou plus précisément de la densité numérique d'objets en fonction la luminosité de leur raie Lyman-α. Pour les évaluer, les effets combinés de l'amplification doivent être précisément pris en compte en utilisant les modèles de masse des amas observés.

2.4.1 Calcul de l'amplification des sources d'arrière-plan

Le logiciel `LENSTOOL`, développé par Kneib (1993), a été utilisé pour déterminer les positions des lignes critiques et les facteurs d'amplification des objets étudiés, en se basant sur les modèles de masse les plus récents. Les valeurs de μ obtenues sont présentées dans la Table 2.6 pour chaque source, et sont en grande majorité très élevées.

D'une manière générale, la valeur de l'amplification μ dépend de la position (α,δ) dans le champ et du décalage spectral de la source z, celui de la lentille étant fixe. La variation de la fonction $\mu\ (\alpha, \delta, z)$ en fonction de la position est assez forte dans les régions étudiées, qui ont été spécifiquement choisies pour leur proximité des lignes critiques. Les valeurs de μ peuvent ainsi varier de quelques unités à plusieurs dizaines d'unités le long d'une fente. Par contre, pour le domaine de z considéré, les variations de $\mu\ (z)$ en une position donnée seront beaucoup plus lentes : elles correspondent essentiellement à un déplacement progressif des lignes critiques vers l'extérieur de l'amas avec le décalage spectral, qui évolue moins rapidement à grand z.

La dépendance en z de la fonction $\mu\ (\alpha, \delta, z)$ est directement liée à celle de $\kappa\ (z)$ et $\gamma\ (z)$ d'après l'équation 1.60, au travers des distances de diamètre angulaire $D_{OS}(z)$ et $D_{LS}(z)$. Par souci de simplification dans le calcul de $\mu\ (\alpha, \delta, z)$ dans chaque amas, on définit des valeurs $\tilde{\kappa}\ (\alpha, \delta)$ et $\tilde{\gamma}\ (\alpha, \delta)$ pour lesquelles on a isolé la dépendance en z :

$$\tilde{\kappa} = \left(\frac{D_{OS}(z)}{D_{LS}(z)}\right) \kappa \tag{2.1}$$

$$\tilde{\gamma} = \left(\frac{D_{OS}(z)}{D_{LS}(z)}\right) \gamma \tag{2.2}$$

$$\text{soit } \mu\ (\tilde{\kappa}, \tilde{\gamma}, z) = \frac{1}{\left(1 - \tilde{\kappa}\ \frac{D_{LS}}{D_{OS}}\right)^2 - \left(\tilde{\gamma}\ \frac{D_{LS}}{D_{OS}}\right)^2} \tag{2.3}$$

De cette manière, il suffit de construire à l'aide de `LENSTOOL` des cartes fournissant pour chaque amas $\tilde{\kappa}\ (\alpha, \delta)$ et $\tilde{\gamma}\ (\alpha, \delta)$ en chaque position (α, δ), pour ensuite calculer l'amplification de sources à différents z, au travers de la relation 2.3.

2.4.2 Mesure du covolume et de la sensitivité de l'étude

Pour mesurer le volume comobile total de ces observations, on échantillonne l'ensemble des positions (α, δ, z) étudiées au moyen de volumes comobiles *élémentaires*. Le volume comobile exploré pour un intervalle d'angle solide $d\Omega$ et de décalage spectral dz dans un champ vide (sans amplification) s'obtient par dérivation en z de la relation (1.22) :

$$dV_c(z) = 4\pi\ c\ \frac{D_p^2(z)\ dz}{H(z)}\ \left(\frac{d\Omega}{4\pi}\right) \tag{2.4}$$

$$dV_c(z) = \frac{c\ D_p^2(z)}{H(z)}\ d\Omega\ dz \tag{2.5}$$

Le volume comobile du sondage $V_c\ (L)$ pour lequel il est possible de détecter des sources Lyman-α jusqu'à une certaine luminosité L s'obtient en intégrant les volumes élémentaires correspondants sur toutes les positions observées Ω et l'intervalle de décalage spectral $z_1 - z_2$ considéré, pondérés par la réduction de surface due à l'amplification μ :

$$V_c\ (L) = \int_\Omega \int_{z_1}^{z_2} \frac{dV_c(\Omega, z)\ Y(L - L_{lim}(\Omega, z))}{\mu(\Omega, z)} \tag{2.6}$$

La fonction de Heaviside $Y(x)$, définie par $Y(x) = 0$ pour $x < 0$ et $Y(x) = 1$ pour $x \geq 0$, permet de prendre en compte uniquement les volumes élémentaires tels que $L > L_{lim}$ dans le calcul de cette intégrale.

$L_{lim}(\Omega, z)$ représente la limite en luminosité Lyman-α à laquelle les observations sont sensibles en un point du ciel Ω et un z donnés. Cette fonction dépend de différents facteurs :

- La limite de détection en flux d'une raie d'émission $f_{lim}(\lambda)$, qui varie avec la longueur d'onde à cause des nombreuses raies d'émission atmosphériques et de la variation en sensibilité du détecteur `LRIS`.
- La valeur de l'amplification $\mu\ (\Omega, z)$, qui abaisse cette limite de détection.
- La transmission de la fente $T(\Omega)$: la raie d'une source localisée au centre de la fente sera légèrement plus détectable que celle d'un objet situé en bord, à cause de la valeur du *seeing* similaire à la largeur de fente utilisée. Cet effet est pris en compte dans le calcul de L_{lim} en fonction de la position transversale sur la fente correspondant à Ω.

Pour la raie Lyman-α, le calcul complet fournit :

$$L_{lim}(\Omega, z) = \frac{4\pi D_L^2(z)}{T(\Omega)}\ \frac{f_{lim}(1216\ (1+z))}{\mu(\Omega, z)} \tag{2.7}$$

Sur l'ensemble des observations LRIS, couvrant une surface observée sur le ciel de 4.2 $arcmin^2$, le volume comobile total pour les domaines de décalages spectraux considérés (voir section 2.4.3) varie de quelques Mpc^3 (avec une limite en luminosité Lyman-α de $L \simeq 10^{40}$ ergs s^{-1}) à $\simeq 2.0 \times 10^4$ Mpc^{-3} (pour $L \simeq 10^{42.5}$ ergs s^{-1}).

2.4.3 Contraintes sur la densité numérique d'émetteurs Lyman-α à $4.5 \leq z \leq 6.7$

Compte tenu du nombre de sources détectées dans notre étude, des contraintes plus importantes sont obtenues en calculant la **densité numérique cumulée** d'émetteurs Lyman-α, $n\ (> L)$, exprimant le nombre d'objets par unité de volume comobile plus brillants qu'une certaine luminosité L. Ceci facilite également l'interprétation des résulats de notre étude, en les comparant à d'autres observations.

A partir des mesures de covolumes $V_c\ (L)$ calculées dans la section précédente, cette fonction est construite de la manière suivante : si on considère une certaine luminosité L dans la raie Lyman-α, on compte le nombre de sources détectées ayant une luminosité supérieure à L, puis on le divise par le volume comobile $V_c\ (L)$ correspondant à cette sensitivité. Ceci revient à isoler par la pensée un "sous-relevé" de notre relevé, limité par cette luminosité L, et à en présenter les résultats en terme de densité totale d'objets.

Différentes mesures ont été calculées pour le domaine de luminosité $39.5 < \log(L) < 44.5$. Pour chaque valeur de $n\ (> L)$ dérivée, on attribue un intervalle de confiance à 95 % en supposant une distribution poissonnienne du nombre de sources. De plus :

- Pour les grandes valeurs de L, typiquement $L > 10^{42.5}$ ergs s^{-1}, aucune source n'a été détectée à cause de la petite surface effective observée dans le plan source.
- Pour les faibles valeurs de L, aucun émetteur n'est observé avec une luminosité plus faible que 10^{41} ergs s^{-1}, à cause des limites en sensitivité et en amplification.
- L'intervalle considéré $4.5 \leq z \leq 6.7$ a été subdivisé en deux sous-intervalles : $4.5 \leq z \leq 5.6$ et $5.6 \leq z \leq 6.7$. Le second domaine de décalage spectral ne contient aucune observation d'émetteur Lyman-α.

Dans ces différents cas, des contraintes sur la densité numérique de sources sont également obtenues en utilisant des limites supérieures, à 95 % de confiance, estimées en se plaçant toujours dans le cas d'une distribution poissonnienne.

Les résultats sur la densité numérique cumulée $n\ (> L)$ d'objets sont présentés sur la Figure 2.25 dans le cas des deux intervalles de z considérés. Pour comparaison

avec d'autres travaux du même type, sont superposées la valeurs du flux observé dans la raie, correspondant à une luminosité L donnée, et la densité numérique convertie en nombres d'objets par unité de surface et d'intervalle $\Delta z = 1$, toutes deux exprimées en supposant des sources à $z = 5$.

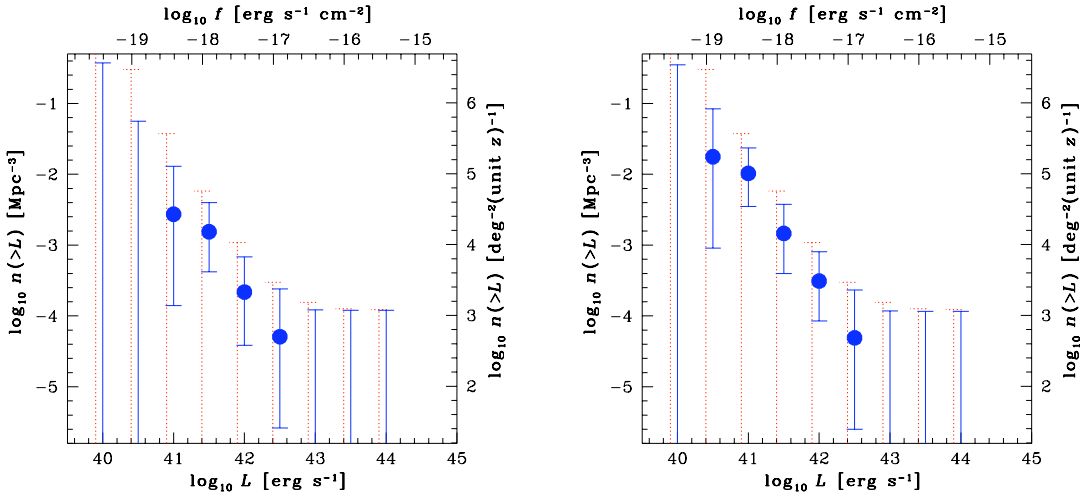


Fig. 2.25: Contraintes sur l'abondance d'émetteurs Lyman-α, en incluant uniquement les 3 sources confirmées (à gauche) ou en y ajoutant les deux autres sources possibles (à droite). Pour chacune des figures, les contraintes à $4.5 \leq z \leq 5.6$ sont présentées en bleu, celles à $5.6 \leq z \leq 6.7$ en rouge (légèrement translatées à gauche pour la lisibilité). Les valeurs correspondantes de flux observé dans la raie sont indiquées en bordure supérieure, et les mesures de densité numérique d'objets converties par unité de surface et de z sont présentées en bordure droite. Dans ces deux cas on suppose un décalage moyen de $z = 5$ pour les sources. Les intervalles de confiance et les limites supérieures sont estimées à 95 % de confiance dans le cas d'une distribution poissonnienne.

2.5 Discussion

Les contraintes fournies par cette étude sur la densité cumulée d'émetteurs dans la raie Lyman-α peuvent être comparées d'une part à des observations du même type effectuées par d'autres groupes, d'autre part aux prédictions des modèles numériques de formation des galaxies.

La majorité des sondages cherchant à identifier des sources Lyman-α à $z \sim 5$ utilisent la technique du filtre en bande étroite en champ vide, avec un champ de vue beaucoup plus large que notre projet, et de la spectroscopie de confirmation. Pour chacun des résultats publiés par ces groupes, les mesures du nombre d'objets détectés et du volume comobile exploré sont utilisées pour comparer les valeurs de densité cumulée d'objets $n\ (> L)$ avec nos propres données (Figure 2.26, carrés). Parmi les publications existantes, seuls les sondages *systématiques*, c'est à dire non biaisés par la découverte chanceuse de telles sources, ont été retenus.

Par ailleurs, plusieurs estimations du taux de SFR moyen ont été fournies par différents groupes dans ce domaine de z, à partir de mesures faites sur les LBGs. Celles-ci peuvent se comparer avec nos résultats en appliquant une conversion directe entre le SFR et la luminosité Lyman-α par les calibrations de Kennicutt (1998) (Figure 2.26, croix). Une telle comparaison se limite cependant à des ordres de grandeur, à cause des propriétés spécifiques de l'émission Lyman-α (voir section 1.2.3), qui n'est pas un traceur fiable pour le SFR.

Tout en restant en accord direct avec les données observationnelles d'autres groupes, notre étude a permis d'apporter des contraintes sur l'abondance cumulée d'émetteurs Lyman-α, dans le domaine $4.5 < z < 6.7$, à des niveaux de luminosité beaucoup plus faibles (au moins un ordre de grandeur) pour cette raie. Ceci est dû à l'action combinée d'une recherche spectroscopique moins biaisée vers la détection de raies ayant une largeur équivalente élevée (comme c'est le cas pour les sondages avec un filtre en bande étroite) et de l'amplification gravitationnelle.

Enfin, nos observations peuvent se comparer avec les prédictions des modèles théoriques. D'une part, un rapprochement direct avec le modèle plausible de Haiman & Spaans (1999), prenant en compte la suppresion de formation stellaire dans les halos de faible masse, montre une pente de la densité cumulée d'objets proche de nos mesures, mais située un ordre de grandeur au-dessus (Figure 2.26, courbe pointillée). Ce facteur peut s'expliquer en faisant intervenir des relations d'échelle différentes sur l'efficacité de formation stellaire.

D'autre part, on peut adopter une conversion simple entre la masse d'un halo de matière noire M et la luminosité lyman-α L, en supposant que les halos convertissent 10% de leur masse baryonique en étoiles, et que seule une fraction f_α des photons ionisants produits sont convertis en émission Lyman-α. Un tel modèle, appliqué à la fonction de masse des halos fournie par un Press-Schechter étendu (Sheth et al., 2001), donne une fonction de luminosité Lyman-α cumulée bien supérieure à nos estimations (Figure 2.26, courbe pleine), et avec une pente plus importante.

Nos observations semblent donc indiquer la détection de l'effet de suppression de la formation stellaire dans les halos de faible masse, effet non pris en compte par ce type de modèle.

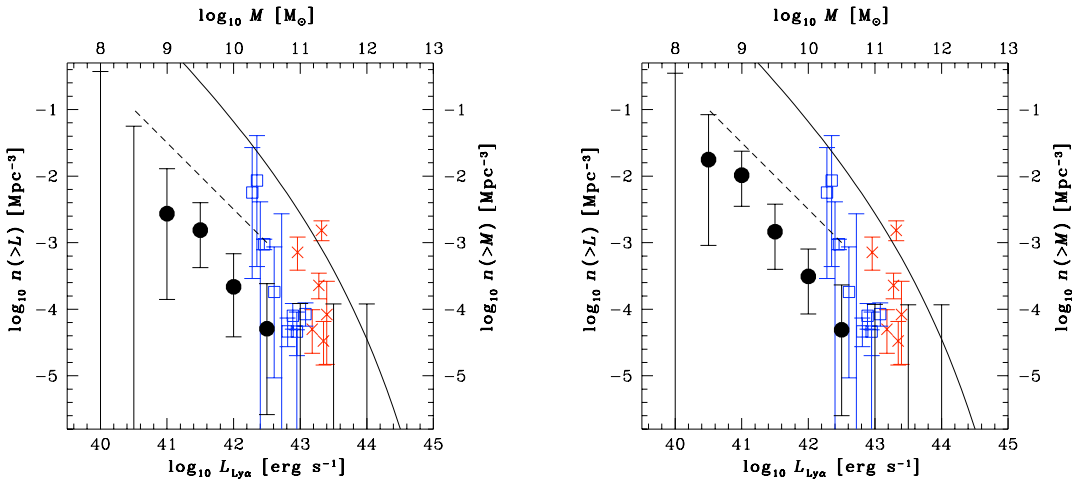


Fig. 2.26: Contraintes sur l'abondance d'émetteurs Lyman-α à $z \simeq 5$, provenant de la Figure 2.25, comparées à d'autres études pour chacun des deux échantillons considérés. Les carrés correspondent aux sondages d'émetteurs Lyman-α par Hu et al. (1998, 1999, 2002a, 2004); Martin & Sawicki (2004); Rhoads & Malhotra (2001); Rhoads et al. (2003); Kodaira et al. (2003); Ouchi et al. (2003); Maier et al. (2003). Les croix sont des estimations de SFR sur des LBGs à $z \sim 5$ par Stanway et al. (2003); Yan et al. (2003); Iwata et al. (2003); Fontana et al. (2003); Lehnert & Bremer (2003), "converties" en luminosité Lyman-α (voir texte principal). Les prédictions de Haiman & Spaans (1999) sont indiquées par la courbe pointillée, et la densité numérique cumulée $n\ (> M)$ de halos "convertie" en luminosité Lyman-α par la courbe en trait plein (voir texte principal). Pour cette fonction, les valeurs correspondantes de la masse et de la densité numérique sont données en bordure supérieure et droite, respectivement.

Chapitre 3

Contraintes sur les paramètres physiques de galaxies à grand décalage spectral

3.1 Introduction

La technique des *redshifts photométriques* est à la fois très efficace et très prometteuse pour ce qui concerne la recherche de galaxies distantes. En effet, il s'avère souvent impossible d'effectuer un relevé spectroscopique complet de toutes les sources d'un champ donné, et une sélection basée uniquement sur un critère couleur-couleur est limitée à un certain domaine de décalages spectraux en fonction des filtres utilisés. Souvent, l'information photométrique se trouve dans davantage de bandes spectrales, et il paraît naturel de la recouper dans son intégralité.

De plus, pour le cas de sources dont on a identifié la valeur de z précis par de la spectroscopie, les mêmes outils utilisés pour déterminer des *redshifts photométriques* permettent d'ajuster à la photométrie des paramètres liés à la physique de l'objet, comme la masse stellaire, l'âge ou le rougissement, en fixant la valeur de z. Ce type de résultat est très important pour les galaxies distantes, lorsque l'information spectroscopique disponible se limite essentiellement à la partie ultraviolette de l'objet au repos.

Une des applications de cette technique dans le champ des amas de galaxies est une étude systématique du *redshift photométrique* sur des images multiples, identifiées à partir d'une combinaison d'images du télescope spatial (dont la résolution permet d'identifier précisément la forme des arcs et les séries d'images multiples) et d'observations faites au sol. Elle a permis d'identifier des galaxies à $z \simeq 4$ (Pelló et al., 1999b), par l'utilisation combinée du domaine de z estimé à partir du *redshift photométrique* et celui évalué à partir du modèle de masse de l'amas. Le recoupement de ces deux informations s'effectue à partir de la distribution de probabilité du décalage spectral (Pelló et al., 1999a).

Des observations complémentaires dans le domaine proche infrarouge sur un de ces objets ont par la suite été analysées par Bunker et al. (2000). A $z \simeq 4$, ces filtres couvrent une partie du spectre plus éloignée de l'ultraviolet au repos, et apportent des contraintes sur la population stellaire contenue dans les galaxies. De plus, l'étirement en surface des images de la source par l'effet d'amplification permet de résoudre les galaxies pour en étudier les différentes composantes de manière indépendante.

Si on cherche à effectuer le même travail à plus grand décalage spectral ($z > 6.5$), la spectroscopie devient très délicate, la raie Lyman-α fournissant l'information sur z étant translatée dans le proche infrarouge où la transmission atmosphérique et la sensitivité des détecteurs décroît fortement. L'utilisation maximale de la photométrie est alors privilégié, car moins coûteuse en temps d'observation : plusieurs groupes ont ainsi recherché des sources à $z \sim 6 - 6.5$, par leur non-détection dans le visible et leur flux important dans la bande `Z` (Bouwens et al., 2003b; Yan et al., 2003; Dickinson et al., 2004).

Ce chapitre présente des résultats obtenus pour une source très amplifiée à $z \simeq 7.$, identifiée dans la bande `Z` en arrière plan de l'amas Abell 2218, au travers de la configuration de ces images multiples. La détection de cette source sur des images dans le proche et le moyen infrarouge ont permis de faire un ajustement de sa photométrie par des modèles, et d'en déduire les propriétés physiques intrinsèques de cet objet.

3.2 Etude d'une galaxie à $z \simeq 7$ amplifiée par l'amas Abell 2218

3.2.1 Détection et configuration *lensing*

Suite à la découverte de la paire d'images d'une source à $z = 5.6$ en arrière-plan de l'amas Abell 2218 (voir Section 2.2.4), des observations complémentaires ont été effectuées dans la bande $\texttt{Z'}_{850LP}$ (centrée à $\lambda = 850$ nm) en utilisant la caméra `ACS` (pour *Advanced Camera for Surveys*, Ford et al. (1998)) à bord du `HST`. Une telle image apporte en effet des contraintes supplémentaires sur le *continuum* stellaire de la source dans l'ultraviolet au repos, au-delà de l'émission de Lyman-α.

Une comparaison directe de cette image avec d'autres données photométriques du `HST` par la caméra `WFPC` dans les bandes `I` (à 814 nm) et `V` (à 606 nm) ont fait apparaître une nouvelle paire d'images à peine visible dans le filtre `I` et non-détectées dans la bande `V` (Figure 3.1), séparée par seulement 7 secondes d'arc.

La similitude (en termes de taille, orientation, flux et couleurs) de ces deux images dans toutes les bandes observées (détaillées dans la section suivante), ainsi que leur forme très allongée, ont suggéré l'hypothèse d'une source fortement amplifiée en arrière-plan de l'amas.

Le modèle de lentille d'Abell 2218 est très contraint dans cette région par l'identification de nombreuses images multiples de décalage spectral connu. La position de la ligne critique prévue par ce modèle laisse ainsi supposer un décalage spectral $z > 6$ pour cette source, ce qui permet d'interpréter l'évolution du flux entre les bandes `V`, `I` et `Z'` comme l'effet de la cassure de Lyman à ce décalage spectral.

Une forte contrainte supplémentaire pour l'interprétation de cet objet a été l'identification d'une troisième image, à la position précisément prévue par le modèle, possédant les caractéristiques attendues de couleur, taille et flux pour appartenir au même système multiple. Dans cette configuration, la troisième image (notée c) est beaucoup moins amplifiée que la paire principale (images a et b), ce qui explique qu'elle n'ait pas été décelée visuellement de manière indépendante.

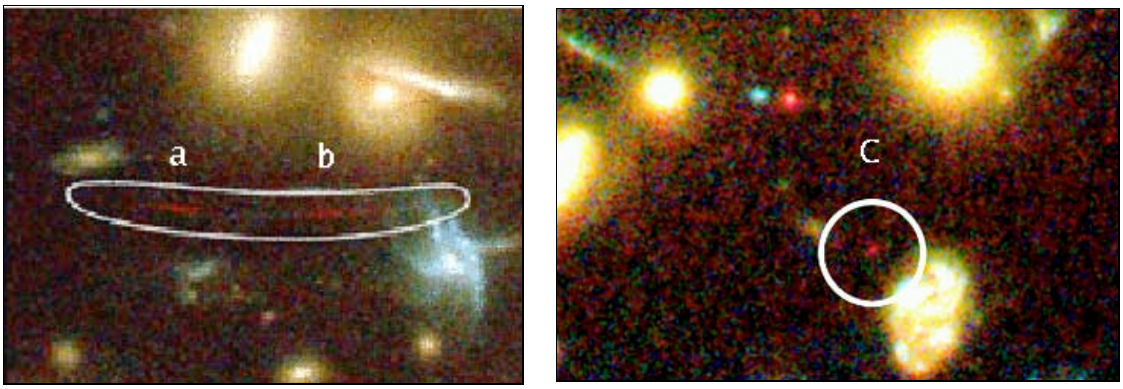


Fig. 3.1: Configuration des trois images a, b et c de la source identifiée dans le champ de l'amas Abell 2218, sur une image composite en pseudo-couleurs fabriquée à partir des données du télescope spatial (couleur bleue : WFPC2-606W, couleur verte : WFPC2-814W et couleur rouge : ACS-850LP). Les trois images ont des pseudo-couleurs similaires, très rouges, et un flux presque identique pour a et b. L'image c se situe de l'autre côté du centre de l'amas par rapport à a et b.

3.2.2 Données photométriques

Afin d'étudier plus en détail l'allure de la Distribution Spectrale d'énergie de cette source, et ainsi de confirmer l'interprétation de la discontinuité entre les bandes I et Z', plusieurs séries d'images ont été combinées dans un domaine spectral s'étendant du visible à l'infrarouge moyen (0.4 à 5.0 μm).

Observations disponibles

L'amas de galaxies Abell 2218 est un des amas lentilles les plus étudiés, de par sa forte amplification gravitationnelle et le très grand nombre d'arcs et arclets (images simples moyennement amplifiées) visibles sur les images.

Les données du champ de cet amas comprenant les deux images principales de la source que nous avons décrite proviennent ainsi de différents instruments et télescopes :

- L'image Z' de détection a été obtenue avec la caméra ACS sur le HST, qui possède un champ de vue de 3.3' × 3.3' couvrant parfaitement l'ensemble de la zone centrale de l'amas. Les trois images y sont clairement détectées.

- Cette image a été directement comparée avec des données de la caméra WFPC-2 sur le HST, couvrant les filtres V et I. La paire d'images plus brillantes apparaît uniquement de manière très faible dans la bande I_{814W}.

- Au cours du même programme d'observation que l'image ACS, des données ont été acquises par la caméra NICMOS (pour *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer*) du HST dans le filtre H_{160W} à 1.60 μm. Le champ de cette caméra, beaucoup plus restreint (50" × 50") a été centré sur la paire multiple à $z = 5.6$ de Ellis et al. (2001). Cependant, il couvre également les deux images principales de la source.

– Dans un premier temps, une image proche-infrarouge prise dans la bande J par la caméra NIRC (*Near InfraRed Camera*) au foyer de Keck-I a été utilisée pour contraindre l'allure générale de la DSE dans ce filtre. Ces données proviennent d'un programme d'imagerie proche infrarouge de sources sub-millimétriques (Reddy et al., 2004). La paire principale y est détectée avec un niveau de rapport signal sur bruit autour de 3.

– Dans un second temps, une nouvelle image de la caméra NICMOS, dans le filtre à 1.1 μm couvrant la bande J, a été obtenue dans la même configuration instrumentale que l'image H_{160W}. La source y est également bien détectée.

– Enfin, les deux images les plus brillantes ont été détectées sur des données acquises en 2004 par la caméra IRAC (*InfraRed Array Camera*, Fazio et al. (2004)) à bord de l'observatoire spatial *Spitzer*, qui explore quatre bandes de l'infrarouge moyen de 3.2 μm à 8.4 μm. La source a été uniquement identifiée sur les deux premières bandes IRAC (centrées à 3.6 μm et 4.5 μm).

Les propriétés principales de ces images sont résumées dans la Table 3.1.

Filtre	Télescope	Instrument	Champ $(')^2$	Pixel sec. arc	T_{pose} $[10^3$ sec]	λ_c μm	$\Delta\lambda$ μm
V_{606W}	HST	WFPC-2	5	0.1	10	0.5956	0.234
I_{814W}	HST	WFPC-2	5	0.1	12	0.801	0.242
$\mathrm{Z'}_{850LP}$	HST	ACS	11	0.05	11.31	0.915	0.214
J_{110W}	HST	NICMOS	0.7	0.2	22.2	1.121	0.604
J	Keck-I	NIRC	0.40	0.15	5.64	1.251	0.292
H_{160W}	HST	NICMOS	0.70	0.2	22.2	1.612	0.418
3.6	*Spitzer*	IRAC	27	1.2	2.4	3.56	0.773
4.5	*Spitzer*	IRAC	27	1.2	2.4	4.51	1.015
5.8	*Spitzer*	IRAC	27	1.2	2.4	5.69	1.425
8.0	*Spitzer*	IRAC	27	1.2	2.4	7.96	2.905

Tab. 3.1: Description des images utilisées pour l'étude de la DSE : dans l'ordre, configuration instrumentale, taille du champ et du pixel, temps de pose, longueur d'onde centrale et bande passante de chaque filtre.

Réduction de données

La majorité des images du télescope spatial Hubble ont été réduites à l'aide de procédures spécifiques sous IRAF fournies par le *Space Telescope SCience Institute* : **drizzle** dans le cas de la WFPC-2, **multidrizzle** pour l'ACS. Celles-ci effectuent la combinaison des poses individuelles en mesurant les légers déplacements du champ entre chaque image. De plus, le nombre de cosmiques présents est beaucoup plus important que sur les images au sol, car le télescope spatial n'est pas protégé par l'atmosphère et subit les flux de particules provenant de son environnement extérieur :

les pixels correspondants sont notés et ne sont pas pris en compte pour la composition finale.

Pour la réduction des données NICMOS dans les filtres J_{110W} et H_{160W}, une séquence de traitement similaire a été appliquée, avec certaines corrections spécifiques au détecteur et au domaine proche infrarouge :

1. Les **pixels déviants** de chaque pose individuelle sont masqués, de même que les cosmiques identifiés par la procédure LACOSMIC (voir section 2.2.2).
2. Le niveau du fond de ciel est évalué dans le champ sans prendre en compte les pixels masqués, puis il est soustrait à chaque image.
3. Une corrélation croisée des images entre elles permet de mesurer les valeurs des déplacements nécessaires pour un alignement des clichés.
4. L'image combinée est finalement créée.

Dans la plupart des cas, comme celui de l'image H_{160W}, l'utilisation automatique de cette séquence fournit des résulats corrects. Pour les données J_{110W}, des variations importantes du niveau de fond de ciel apparaissent sur plusieurs clichés. L'inspection des fichiers de calibration fournis avec les observations ont montré un mauvaise correction du *flat-field* (voir section 2.2.2) dans le pré-traitement automatique des images. Une correction manuelle a donc été appliquée sur les poses individuelles, ce qui a permis d'améliorer la qualité de l'image finale (Figure 3.2).

Concernant la réduction des données IRAC, des procédures IDL spécifiques ont été utilisées par l'équipe MIPS du *Steward Observatory* pour combiner les images précalibrées.

Détermination de la Distribution Spectrale d'Energie (DSE)

Les valeurs de photométrie dans les différentes images où la source est détectée permet d'évaluer les variations du flux en fonction de la longueur d'onde, suivant les différents filtres, et d'en déduire l'allure générale de la DSE.

Le logiciel d'extraction de sources SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996) a été utilisé pour effectuer ces mesures. Son fonctionncement général est détaillé en section 4.4.2.

Pour déterminer avec précision les couleurs d'un objet, il est nécessaire de mesurer le flux dans une **ouverture** de taille identique pour tous les filtres. La valeur ainsi obtenue ne correspond pas à l'intégralité du flux de l'objet, une partie étant perdue dans la zone extérieure, mais reste correcte d'un point de vue relatif.

De plus, la taille de la réponse impulsionnelle doit être similaire (la plus proche possible) d'un filtre à l'autre, autrement une partie du flux de l'objet mesuré dans une des bandes s'étendra au-delà de l'ouverture dans une autre. C'est le cas pour l'ensemble des données du HST utilisées dans cette étude, qui sont obtenues depuis

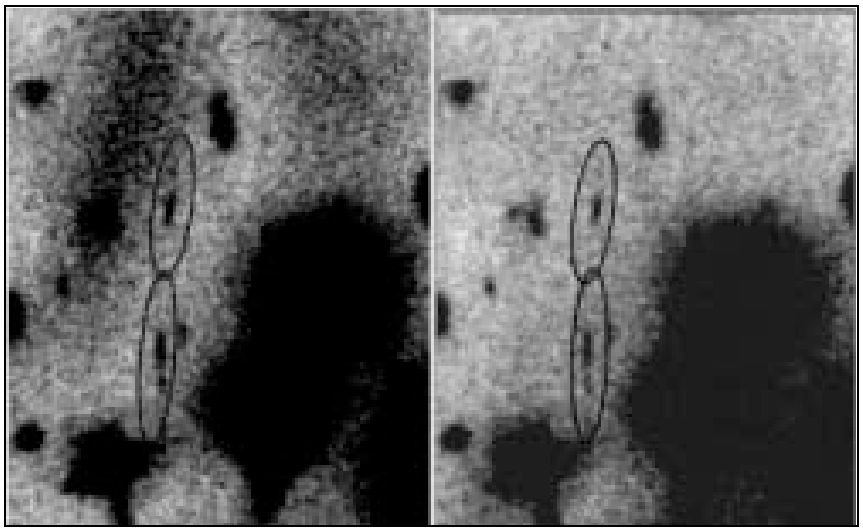


Fig. 3.2: Différence de qualité des images NICSMOS-J_{110W}, entre la procédure de réduction automatique (à gauche) et la correction manuelle du fond de ciel (à droite). La contamination des images a et b de la source (encerclées) est alors bien plus faible.

l'espace en l'absence de toute turbulence atmosphérique.

Le logiciel SExtractor a été exécuté dans un mode de "double image" pour lequel il utilise une première bande pour détecter des sources et déterminer la taille de l'ouverture adaptée à la forme de chaque objet. Une deuxième image est fournie pour les mesures de flux proprement dites. Pour les différents filtres HST, les couleurs ont été obtenues en adoptant dans chaque cas la même image ACS (dans la bande Z'), où le flux observé est le plus significatif, comme référence pour la détection.

L'ouverture choisie pour les mesures de flux est un isophote dans cette bande, dont la forme elliptique (paramétrée par la dimension angulaire des axes a, b sur le ciel, et une orientation θ) traduit bien l'aspect visuel des arclets. L'isophote est déterminé par SExtractor de manière automatique, en incluant les pixels contigus ayant un flux supérieur de 1 σ par rapport au niveau moyen de ciel environnant, σ correspondant à l'écart-type du flux dans ce même fond de ciel. La taille obtenue est assez large en comparaison avec celle de la réponse impulsionnelle. Les pertes correspondantes de flux absolu sont donc négligeables et la magnitude isophotale se rapproche de la magnitude totale de l'objet.

Les mesures photométriques dans les bandes IRAC sont plus problématiques, d'une part du fait de la réponse impulsionnelle très large de cet instrument (la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 1.7" dans les filtres où l'objet est détecté), et d'autre part à cause de la proximité d'une source submillimétrique très brillante (SMM J16359+6612.6, étudiée par Kneib et al. (2004b)) qui "contamine" une partie du flux de l'image a.

La détection de la paire d'images par IRAC a été contrôlée visuellement, en procédant à la soustraction de la source contaminatrice pour faire apparaître la

composante a (Figure 3.3). Cependant, les mesures de flux n'ont été appliquées que sur la composante b, de part l'incertitude photométrique supplémentaire liée à cette contamination.

L'ouverture choisie pour ces mesures a été fixée à une ellipse dont les paramètres géométriques (taille, orientation) correspondent à la forme générale de b dans les bandes à 3.6 μm et 4.5 μm. De plus, à cause des différences de taille angulaire entre les ouvertures sur les images `HST` et *Spitzer*, une **correction d'ouverture** a été appliquée sur les magnitudes : les pertes de flux sont évaluées en comparant la photométrie d'objets sur l'image `HST` de référence, après dégradation à la réponse impulsionnelle de `IRAC`.

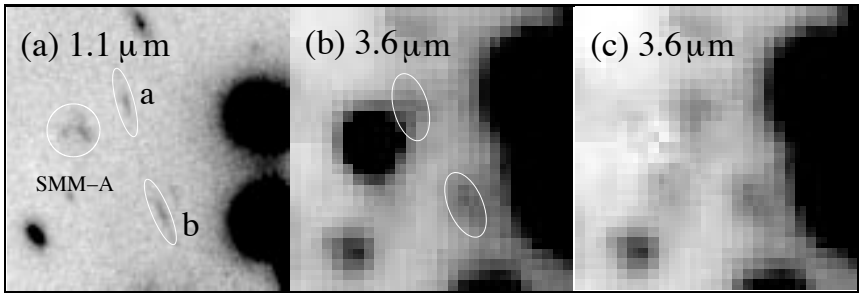


Fig. 3.3: Ouvertures utilisées pour la photométrie avec `SExtractor` : à gauche, image `HST-NICMOS` montrant la taille des ouvertures elliptiques définies dans la bande `Z'` pour chaque composante a et b, et la position de la source submillimétrique (SMM-A) à proximité de l'image a (cercle). Au centre : image `IRAC` dans la bande à 3.6 μm, montrant l'ouverture utilisée pour l'image b (ellipse) et la contamination de a par le flux de SMM-A. A droite : mise en évidence des deux composantes sur la même image, après soustraction de la source submillimétrique. Les deux images *Spitzer* sont légèrement pivotées dans le sens trigonométrique pour conserver l'orientation originale des observations.

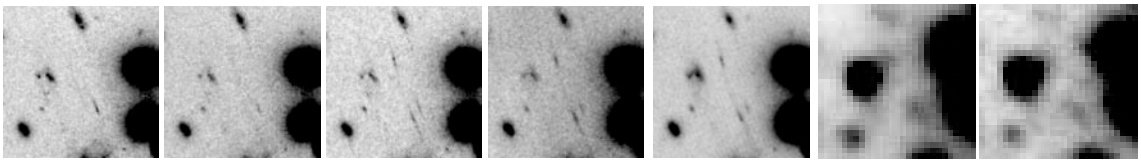
Les valeurs finalement obtenues pour le flux f_ν (exprimé en μJy[1]) de chaque composante a, b, c dans les filtres où elles sont détectées sont reportées en Table 3.2. Les valeurs d'amplification sont dérivées du modèle de lentille de l'amas, en supposant une source située à $z > 6$.

La différence de flux mesuré entre les filtres $\mathtt{I}_{814W}$ et $\mathtt{Z'}_{850LP}$ est très importante (de l'ordre de 1.9 magnitudes, dans le système `AB`), et correspond bien à une discontinuité de Lyman (incluant la contribution de la forêt de Lyman-α) pour une source à $z > 6.5$. Cette contrainte sur z est donc compatible avec les prédictions basées uniquement sur la configuration des images multiples.

3.2.3 Données spectroscopiques

Compte tenu des contraintes approximatives sur le décalage spectral de la source, la recherche d'une raie Lyman-α a été explorée sur le domaine de longueur d'onde

[1]Le Jansky (Jy) est une unité de mesure de flux monochromatique couramment utilisée en radioastronomie. Il correspond à 10^{-23} ergs s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1}



	a	b	c
α	16 35 54.73	16 35 54.40	16 35 48.92
δ	+66 12 39.0	+66 12 32.8	+66 12 02.4
V_{606W}	ND	ND	ND
I_{814W}	0.09 ± 0.02	0.03 ± 0.01	ND
Z_{850LP}	0.39 ± 0.02	0.30 ± 0.02	0.097 ± 0.009
J_{110W}	0.78 ± 0.05	0.67 ± 0.04	NP
H_{160W}	0.87 ± 0.04	0.80 ± 0.04	NP
$3.6\mu m$	–	1.2 ± 0.3	ND
$4.5\mu m$	–	1.0 ± 0.2	ND
$5.8\mu m$	ND	ND	ND
$8.0\mu m$	ND	ND	ND
μ	25 ± 3	25 ± 3	5.3 ± 0.5

Tab. 3.2: (En haut) : évolution du flux dans les composantes a et b en fonction de la longueur d'onde de chaque filtre. (En bas) : Mesures de position astrométrique (α, δ, équinoxe J2000.0), de photométrie et d'amplification (μ) obtenues pour les trois composantes a, b, c du système multiple observé. Les flux sont donnés en μJy dans chaque filtre. "ND" correspond à une non-détection dans cette bande, et "NP" a une absence d'information (objet Non Présent sur les images).

9250-11200 Å, au cours de deux campagnes de spectroscopie avec le télescope Keck.

Dans le visible ($\lambda < 9600$ Å)

`LRIS` sur le télescope Keck-I a été utilisé en mode multi-objets (`MOS`) en Juin 2003. L'image principale la plus brillante (a) a été incluse dans un masque contenant d'autres objets en arrière-plan de l'amas Abell 2218, notamment la source submillimétrique décrite par Kneib et al. (2004b). Environ 9.2×10^3 secondes de temps de pose ont été obtenus, avec un réseau de 600 traits/mm marqué à 1 μm et une fente de 1" de large, dans de bonnes conditions de *seeing* ($\simeq 0.8$").

La réduction du spectre de cet objet a suivi une procédure similaire à celle des observations en fente longue décrite pour le relevé des lignes critiques (voir la section 2.2.2). Trois étoiles standard ont été utilisées pour la calibration en flux. La couverture du spectre final s'étend jusqu'à $\lambda \simeq 9600$ Å.

Sur les données obtenues (Figure 3.4), aucune raie d'émission (qui serait alors compatible avec Lyman-α) n'a été détectée. De plus, les différentes fenêtres spectrales situées entre les régions contaminées par les raies du ciel apportent une limite

Fig. 3.4: Spectre `LRIS` obtenu pour l'image la plus brillante (a). Aucune raie d'émission ou *continuum* stellaire n'est discernable, y compris dans la fenêtre spectrale "propre" (non contaminée par les raies atmosphériques) s'étendant jusqu'à 9300 Å.

supérieure en flux dans cette zone.

Dans le proche infrarouge

Des observations avec l'instrument `NIRSPEC` (pour *Near InfraRed SPECtrograph*, McLean et al. (1998)) sur le télescope Keck-II ont été réalisées en mai 2003 dans un mode de résolution moyenne ($R = 1100$), avec une largeur de fente de 0.76". Le domaine de longueur d'onde $9500 < \lambda < 11200$ Å a été couvert avec un temps d'intégration de 33.0 x0 $\times$ 10^3 secondes.

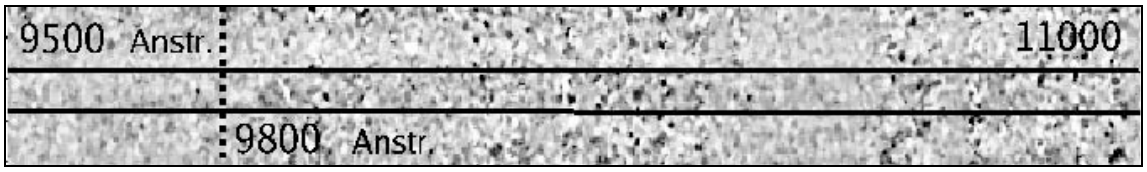


Fig. 3.5: Spectre `NIRSPEC` obtenu pour l'image la plus brillante (a). Aucune raie d'émission n'est discernable, mais un faible *continuum* stellaire apparaît à $\lambda > 9800$ Å (à droite de la ligne pointillée verticale).

L'étude du spectre bidimensionnel a permis de mettre en évidence un *continuum* stellaire sur la majorité du domaine de longueur d'onde étudié, au moins au-delà de $\lambda \simeq 9800$ Å(Figure 3.5). Le flux moyen dans cette zone est compatible avec la photométrie en bande large évaluée dans les filtres `Z'` et `J`, avec un niveau de détection d'environ 3 σ. La présence d'une discontinuité dans ce même *continuum*, autour de $\lambda = 9800$ Å , a tout d'abord été envisagée comme un élément significatif du spectre, interprété comme un effet de la dépression de Gunn-Peterson (Kneib et al., 2004a). Cependant, celle-ci s'avère incompatible avec les mesures photométriques plus récentes (Egami et al., 2005), incluant toutes les observations ultérieures de la source (dans les bandes $\mathtt{J}_{110W}$ et `IRAC`).

Contraintes sur la raie Lyman-α et le décalage spectral de la source

L'analyse des différentes observations spectrales de l'image (a) nous fournit les contraintes suivantes sur la source :

– Aucune raie d'émission Lyman-α n'est présente sur les spectres. En tenant compte des différentes limites de détection en fonction de la longueur d'onde (limitées par le temps de pose et la présence des raies du ciel), on peut en

déduire des contraintes sur la largeur équivalente maximale observable W_{Ly_α}, en supposant une largeur de raie $\delta\lambda \simeq 5$ Å :

- Dans près des deux tiers du domaine visible exploré ($\lambda < 9500$ Å), une raie avec une largeur $W_{Ly_\alpha} > 120$ Å aurait été détectée (avec un niveau de 5 σ au-dessus du fond de ciel environnant). Cette contrainte est abaissée à 60 Å dans la fenêtre 9000-9300 Å.

- Pour toute la région proche infrarouge ($9500 \lesssim \lambda \lesssim 11000$ Å), on a une limite supérieure identique, autour de W_{Ly_α}=60 Å

– Le *continuum* spectral dans l'ultraviolet au repos n'apparaît que dans le domaine $\lambda > 9800$ Å. On en déduit une limite supérieure sur le décalage spectral ($z \lesssim 7.05$). De plus, la région la plus sensible du domaine visible fournit une limite supérieure sur le flux dans ce *continuum*, qui s'ajoute aux autres mesures photométriques pour l'ajustement de la DSE (Section 3.2.4).

En résumé, la spectroscopie nous indique qu'il n'y a pas d'émission très forte de la raie Lyman-α. On peut émettre l'hypothèse que cette raie serait en absorption, comme c'est le cas dans beaucoup d'exemples de LBGs lumineuses (Shapley et al., 2003), ou bien que l'émission serait malheureusement masquée par les régions de raies intenses du ciel, comme autour de $\lambda = 9500$Å.

La non-détection du *continuum* dans la fenêtre 9000-9300 Å porterait à croire que la dépression Lyman-α se situerait au-delà de cette zone, soit un décalage spectral $6.6 < z < 7.1$ en combinant toutes les contraintes. Ceci reste compatible avec les autres indications provenant du modèle de lentille.

3.2.4 Ajustement de la DSE par des modèles

La différence de flux entre les filtres $\mathtt{Z'}_{850LP}$ et $\mathtt{J}_{110W}$ donne une indication grossière du décalage spectral en supposant une dépression du *continuum* du côté bleu de la position de Lyman-α. Cependant, compte tenu du grand nombre de contraintes (jusqu'à 6 filtres) disponibles pour la photométrie cet objet et les limites supérieures spectroscopiques, il est possible de combiner la totalité de l'information par des méthodes d'ajustement de modèles plus complexes.

La procédure générale consiste à sélectionner une gamme étendue de spectres d'objets au repos, incluant différents types de sources (galaxies formant des étoiles, AGNs, ...) paramétrées par :

– Leur **âge** et **l'histoire de leur formation stellaire** (sursaut instantané ou formation continue d'étoiles, ...).

– Différentes valeurs de **métallicité**.

– La présence de **rougissement**, qui intervient au travers d'une loi d'extinction.

Tous ces spectres peuvent provenir de modèles d'évolution synthétique (reproduisant la plupart des types de galaxies observées dans l'Univers local) ou d'atlas empiriques issus d'observations. Les références de ces modèles sont précisées dans la suite de ce chapitre, selon les cas d'utilisation. Chaque spectre au repos est étiré vers les grandes longueurs d'onde pour ajuster la photométrie d'une source au décalage spectral z, dont la valeur est prise comme paramètre dans l'ajustement. On y ajoute la modélisation de la dépression en flux due aux forêts de Lyman, qui évolue selon cette valeur de z (voir section 1.2.1).

Le spectre est alors normalisé aux données photométriques en fixant la valeur du flux dans un des filtres, qui est un paramètre libre d'ajustement dont ne dépend pas la forme relative de la DSE. La bande $\mathtt{H}_{160W}$ a été utilisée pour notre objet, car celle-ci ne contient pas d'évolution importante du spectre au repos pour le domaine de décalage spectral considéré (1216 Å $< \lambda <$ 4000 Å).

Avec les mesures de photométrie, on a accès à l'intégrale du flux monochromatique ($f_\lambda(\lambda)$) dans une certaine bande spectrale. Cependant, la forme de chaque filtre utilisé s'écarte souvent d'une simple fonction "porte", et pondère le flux mesuré par une fonction de transmission $T(\lambda)$. D'une manière générale, l'information contenue dans une bande i est le flux f_i (voir l'annexe A) :

$$f_i = \int_0^\infty \lambda \; T_i(\lambda).f_\lambda(\lambda) \; d\lambda \tag{3.1}$$

Les fonctions de transmission $T_i(\lambda)$ des filtres utilisés sont présentées en Figure 3.8. Pour l'ajustement des modèles, il est nécessaire de connaître leur forme avec une assez bonne précision, à cause de l'effet de pondération qu'ils génèrent.

La limite supérieure spectroscopique obtenue sur le flux f_λ avec LRIS peut, elle-aussi, être assimilée à une limite supérieure f_i dans un filtre "porte" supplémentaire construit avec une bande étroite dans la fenêtre 9000-9300 Å .

Tout l'espace de ces spectres et paramètres est ensuite échantillonné, et l'ajustement est obtenu en minimisant dans cette espace une fonction χ^2 traduisant l'erreur relative entre le flux observé et celui du modèle pour l'ensemble de la photométrie de l'objet :

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} \; \frac{(f_i^{obs} - b \; f_i^{mod})^2}{\sigma_i^2} \tag{3.2}$$

où f_i^{obs}, f_i^{mod}, b et σ_i sont les flux observés, ceux du modèle ajusté, le facteur b de normalisation en bande H et l'erreur photométrique sur la mesure du flux dans le filtre i, respectivement. Comme un des filtres est utilisé pour la normalisation, le nombre de mesures indépendantes est de $N-1$ si N est le nombre de filtres.

Minimisation du χ^2 pour des modèles simples (z, α)

Dans un premier temps, le spectre ultraviolet de la source peut être paramétré par une fonction en loi de puissance : $f_\lambda \propto \lambda^{-\alpha}$. La donnée du décalage spectral z et du coefficient α (valeur opposée de la pente logarithmique) donnent l'allure globale de la DSE. Le flux en-deçà de la longueur d'onde $\lambda < 1216\ (1+z)$ Å est fixé à $f_\lambda = 0$ pour tenir compte de la cassure de Lyman et de la dépression de Gunn-Peterson.

Ce type modèle, certes très simpliste, permet une évaluation grossière du décalage spectral avec un minimum de paramètres. Ceci s'est avéré utile en l'absence des images *Spitzer* et NICMOS-J, pour ajuster la photométrie dans la partie ultraviolet du spectre au repos (Kneib et al., 2004a).

Par la suite, la modélisation des forêts de Lyman a été améliorée en suivant la forme paramétrique de Madau (1995), qui inclut des paramètres de *profondeur optique* τ_i typiques pour chaque forêt, en fonction du décalage spectral : la transmission moyenne $< D_A >$ entre la longueur d'onde $\lambda_\beta = 1026$ Å de Lyman-β et celle $\lambda_\alpha = 1216$ Å d'une part, ainsi que celle $< D_B >$ entre λ_β et la limite de Lyman ($\lambda_{LL} = 912$ Å) d'autre part, sont évaluées par les formules suivantes (les longueurs d'onde étant exprimées en Angströms) :

$$< D_A > \;=\; 1 - \frac{1}{120\ (1+z)} \int_{1050\ (1+z)}^{1170\ (1+z)} exp[-\tau_\alpha]\ d\lambda \tag{3.3}$$

$$< D_B > \;=\; 1 - \frac{1}{95\ (1+z)} \int_{920\ (1+z)}^{1015\ (1+z)} exp[-\tau_\beta]\ d\lambda \tag{3.4}$$

Les profondeurs optiques τ_α et τ_β typiques sont calculées suivant les longueurs d'onde des principales raies de la série de Lyman (λ_α, λ_β, $\lambda_\gamma = 973$ Å, $\lambda_\delta = 950$ Å) qui contribuent à cette absorption :

$$\tau_\alpha \;=\; A_2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_\alpha}\right)^{3.46} \tag{3.5}$$

$$\tau_\beta \;=\; \sum_{j=3}^{5} A_j \left(\frac{\lambda}{\lambda_j}\right)^{3.46} \tag{3.6}$$

Les coefficients adoptées sont $A_2 = 3.6 \times 10^{-3}$, $A_3 = 1.7 \times 10^{-3}$, $A_3 = 1.2 \times 10^{-3}$ et $A_3 = 9.3\ \times\ 10^{-4}$, respectivement.

Le type de DSE ajusté est présenté en Fig. 3.6. En faisant varier l'espace des paramètres (α, z), en incluant la mesure de flux dans la bande J_{110W} mais sans ajouter les mesures dans les filtres IRAC, la meilleure valeur de χ^2 est obtenue pour le couple ($z \simeq 6.67, \alpha \simeq 2.25$). Les contours correspondants dans l'espace (z,α) sont donnés en Fig. 3.7.

Pour ces mêmes ajustements, l'effet d'adjonction d'une raie Lyman-α en émission, de largeur équivalente $100 < W_{Ly\alpha} < 300$ Å au modèle de spectre se traduit essentiellement par un décalage Δz (Figure 3.7) du meilleur χ^2, vers ($z \simeq= 6.77, \alpha \simeq 2.20$). Cette translation est prévisible, dans la mesure ou le flux dans la raie peut facilement être transposé en un flux ultraviolet correspondant à 1216 Å , par un léger étirement du spectre à plus grand z, sans affecter significativement la photométrie.

Une telle raie reste compatible avec les observations spectroscopiques obtenues, à cause des régions du domaine visible fortement contaminées par les raies de OH.

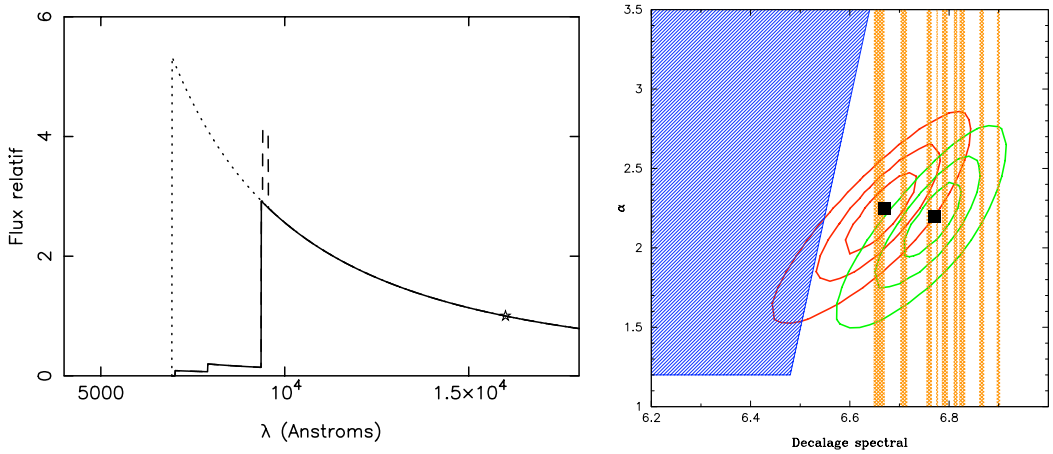


Fig. 3.6: (A gauche) : modèle simple utilisé pour ajusté la partie ultraviolette de la DSE au repos : en pointillés, la loi de puissance coupée à la limite de Lyman (λ <912 Å), à laquelle on incorpore les absorptions dues aux forêts de Lyman (trait plein). Une raie Lyman-α peut aussi être ajoutée à $\lambda = 1216$ Å (tirets). L'ensemble du spectre est normalisé au flux dans la bande H, à $1.6\mu m$ (point noir).

Fig. 3.7: (A droite) : Contours de la fonction χ^2 minimisée, dans l'espace (z, α). Les contraintes sur la limite supérieure en flux dans le spectre LRIS correspondent à la zone hachurée diagonalement. Les contours sont présentés pour des valeurs de χ^2=1, 2 et 3 (correspondant à des intervalles de confiance à 68%, 90% et 99%), en l'absence (rouge) ou en présence (vert) d'une raie d'émission Lyman-α. Les zones verticales hachurées correspondent aux longueurs d'onde des principales raies de OH dans le domaine visible, pouvant masquer la détection de l'émission Lyman-α sur le spectre.

Le flux mesuré dans les bandes IRAC se situe au-delà de la cassure à 4000 Å au repos. Cette cassure est due à l'absorption combinée du flux par l'hydrogène (limite de Balmer) et des raies métalliques. Dans cette région, le spectre dévie fortement d'une simple loi de puissance et il est nécessaire d'utiliser des modèles plus complets pour ajuster à la fois le domaine ultraviolet au repos (correspondant au flux des populations d'étoiles les plus jeunes) et celui au-delà de la cassure (pouvant faire intervenir une population stellaire d'âge plus avancé).

Minimisation du χ^2 pour des modèles Starburst99

Le logiciel `Starburst99` (Leitherer et al., 1999) est utilisé pour produire des spectres synthétiques pour des galaxies ayant une formation active d'étoiles.

Parmi les différents paramètres d'entrée du logiciel, ont été sélectionnés ceux susceptibles d'influencer l'ajustement de la photométrie pour notre objet :

- Le type de formation stellaire et l'âge de l'objet T. Les possibilités offertes par `Starburst99` sont :
  - Un **sursaut** de formation stellaire instantané, observé après une évolution au cours d'une durée T.
  - Un taux de formation stellaire (`SFR`) **constant** au cours du temps, qui s'est déroulé pendant la même durée T.
- La métallicité Z : les valeurs étudiées sont Z=0.001, 0.004, 0.008 et $Z_\odot$.
- Le type de fonction initiale de masse (`IMF`). Il est possible de sélectionner la masse minimale M_{min} de la population stellaire formée dans l'objet. Les valeurs choisies sont M_{min}=0.5, 1.5 et 3.5 $M_\odot$

En incorporant l'absorption dans les forêts de Lyman et la présence éventuelle d'une raie Lyman-α en émission, comme dans le cas précédent, une grille de modèles synthétiques a été ajustée à la photométrie pour différents décalages spectraux. Les résultats obtenus sont les suivants :

- Un meilleur ajustement est toujours obtenu dans le cas d'un `SFR` constant. En effet, les modèles à sursaut instantané ne peuvent expliquer la présence commune d'un flux ultraviolet important et d'une population stellaire plus âgée. Toutefois, ce résultat n'est vrai que pour un sursaut unique : le spectre de l'objet reste compatible au cas de plusieurs sursauts observés à des âges différents.
- La valeur de décalage spectral est assez bien contrainte, avec un meilleur ajustement pour $z = 6.65 \pm 0.05$. Ce résultat est translaté à $z = 6.75 \pm 0.05$ dans le cas d'une raie d'émission Lyman-α, les autres paramètres de l'ajustement restants inchangés. Dans les deux cas, on se retrouve en contradiction avec la présence de la discontinuité dans le spectre `NIRSPEC`, à 9800 Å , qui s'avère alors une fausse détection ou un effet d'absorption atmosphérique, si on écarte la possibilité d'un écart important à la loi de Madau dans le domaine des forêts de Lyman.
- Les valeurs d'âges T obtenues sont assez importantes, avec un bon ajustement autour de 100 à 200 $\times$ 10^6 ans. Cependant, il y a une dégénérescence de ce paramètre avec la métallicité et le type d'`IMF`. Un objet plus faiblement métallique pourra ajuster la photométrie à un âge plus élevé, de même lorsque

l'`IMF` est tronquée à une valeur M_{min} plus grande.

– La limite supérieure en âge est très peu contrainte, à cause de l'évolution très lente du spectre à partir d'une durée $T \simeq 400 \times 10^6$ ans.

Les meilleurs modèles ajustés sont présentés en Figure 3.8, en incluant ou non une raie en émission.

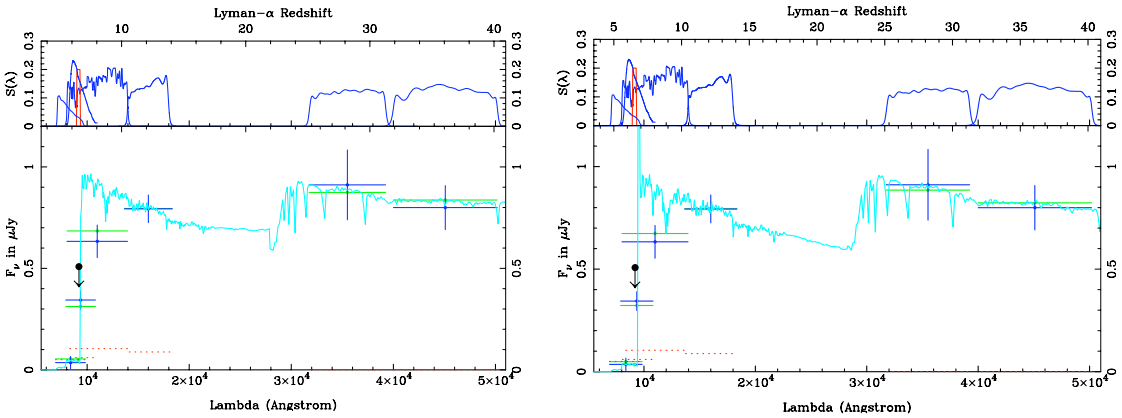


Fig. 3.8: Meilleurs modèles de `Starburst99` ajustant la photométrie de l'objet. A gauche : sans raie d'émission Lyman-α, avec $z = 6.6$, un age de 175×10^6 ans et une métallicité $Z = 0.008$. A droite : en ajoutant une raie d'émission Lyman-α de largeur équivalente $W_{Ly\alpha} = 300$ Å, avec $z = 6.75$, un âge de 150 x 10^6 ans et une métallicité solaire. Les flux mesurés et ajustés sont présentées par des barres d'erreur bleue et verte, respectivement. Les limites de détection dans le visible sont indiquées par un trait pointillé rouge. Dans la partie supérieure sont présentées les transmissions de chaque filtre, y compris la contrainte dans la bande 9000-9300 Å de la spectroscopie `LRIS` (rouge), symbolisée dans la `DSE` par une flèche.

Si on ajoute à ces ajustements une loi d'extinction, on peut mettre en évidence la dégénérescence entre les valeurs de l'âge T et celui du rougissement A_V pour la minimisation du χ^2. La loi utilisée pour simuler l'extinction est celle de Calzetti et al. (2000), qui a été dérivée de manière purement empririque, en observant des galaxies proches en pleine formation stellaire. Le coefficient d'extinction varie avec la longueur d'onde, sous la forme :

$$f_{\rm o}(\lambda) = f_{\rm i}(\lambda)\ 10^{-0.4A_\lambda} \tag{3.7}$$

avec $f_{\rm o}$ et $f_{\rm i}$ les flux observés et intrinsèques, respectivement. La fonction A_λ est liée à A_V par la courbe de rougissement $k(\lambda)$: $A_\lambda = k(\lambda)A_V/R$, avec $R = 4.05$ dans le cas de la loi de Calzetti. Enfin, la courbe $k(\lambda)$ est paramétrée comme :

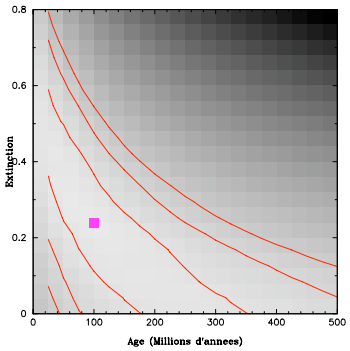
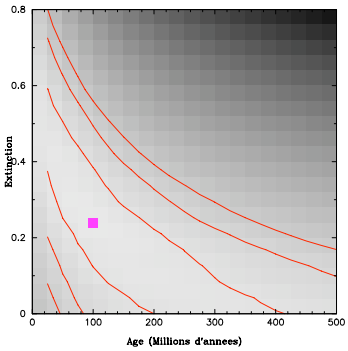
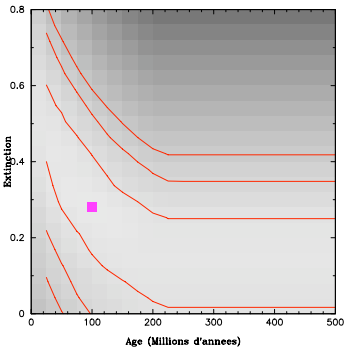
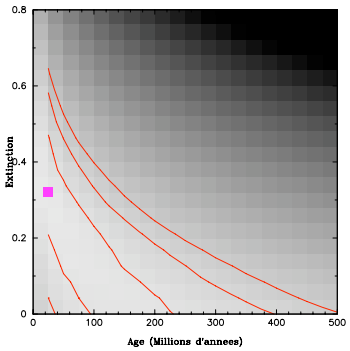
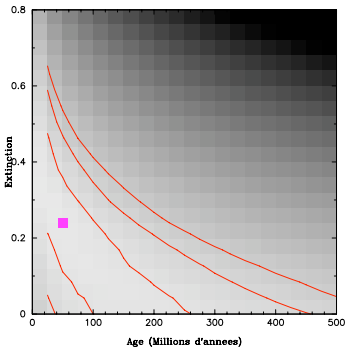
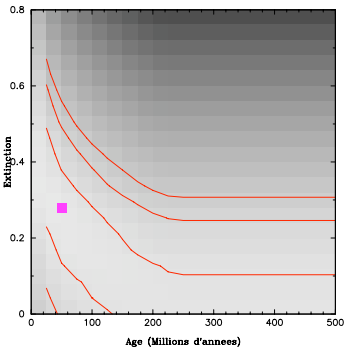
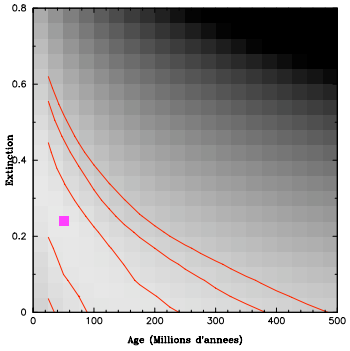
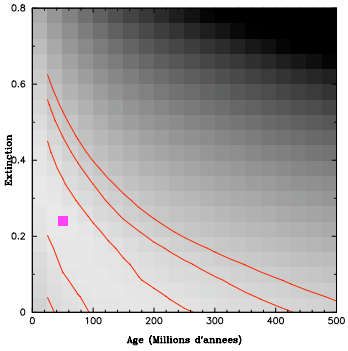
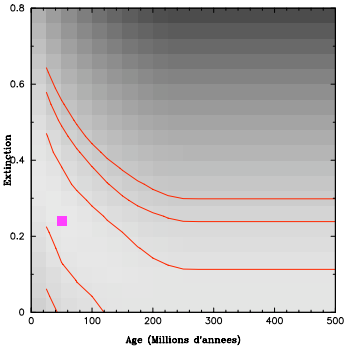
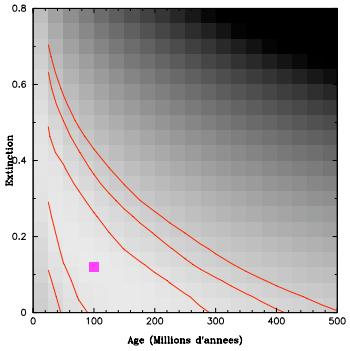
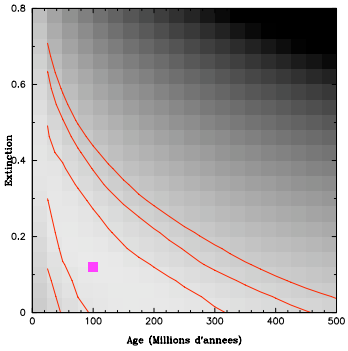
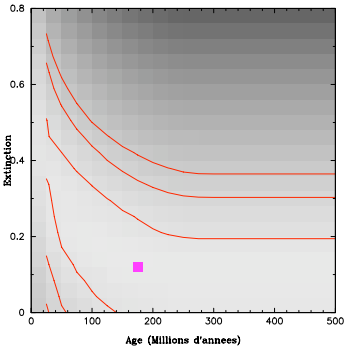
$$k(\lambda) = 2.659\,(-1.857 + \frac{1.040}{\lambda} + 4.05) \qquad \text{si } 0.63\ \mu m \leq \lambda \leq 2.20\ \mu m$$
$$k(\lambda) = 2.659\,(-2.156 + \frac{1.509}{\lambda} - \frac{0.198}{\lambda^2} + \frac{0.011}{\lambda^3} + 4.05) \qquad \text{si } 0.12\ \mu m \leq \lambda < 0.63\ \mu m.$$

En faisant varier le paramètre A_V entre 0.0 et 0.8, on peut étudier l'évolution des meilleurs ajustements dans le plan (T, A_V) pour chaque modèle de notre grille de

métallicités et d'`IMF`s (Figure 3.9). On obtient toujours un meilleur ajustement pour des faibles valeurs de l'extinction (entre 0.0 et 0.2). Le domaine d'âge varie avec A_V mais on a une assez bonne contrainte sur une valeur minimale de 50×10^6 ans.

Fig. 3.9: (Page suivante) : Dégénerescence âge-extinction pour différents modèles `Starburst99`, selon une grille métallicité - `IMF`. Pour chaque cas, on représente les contours pour les valeurs de $\chi^2 = 1, 2, 3$ (correspondant à des intervalles de confiance à 68%, 90% et 99%). Les valeurs de l'âge ajustées se situent dans un domaine assez large, et la limite supérieure augmente fortement pour des `IMF` biaisées vers la formation d'étoiles massives.

IMF

Metallicité	$M_{min} = 0.5\ M_\odot$	$M_{min} = 1.5\ M_\odot$	$M_{min} = 3.5\ M_\odot$
$Z = 0.001$			
$Z = 0.004$			
$Z = 0.008$			
$Z = Z_\odot$			

En conclusion, on observe une cassure significative dans la photométrie IRAC, au-delà de 4000 Å au repos, qui semble indiquer la présence d'une population d'étoiles déjà évoluée à ce domaine de z. Le domaine de décalage spectral le plus probable se situe dans le domaine [6.6-6.8].

3.2.5 Discussion

Comparaison avec l'ajustement d'autres types de modèles

Les ajustements par les spectres synthétiques Starburst99 ont été comparés à d'autres résultats publiés dans Egami et al. (2005), utilisant des modèles simulés par le code de synthèse de populations stellaires GALAXEV (Bruzual & Charlot, 2003). Les différents types de formation stellaire utilisés sont paramétrés par une loi de décroissance exponentielle du SFR :

$$SFR(t) = SFR_0 \; e^{-t/\tau} \tag{3.8}$$

où t représente l'âge et τ le temps caractéristique de la formation stellaire dans ce modèle. Il s'agit donc d'une loi intermédiaire entre les deux hypothèses de Starburst99. En effet :

- Si $\tau \to 0$, ce modèle tend vers un sursaut instantané de formation stellaire, qui est en fait uniquement théorique.
- Si $\tau \to \infty$, le modèle tendra vers un taux de formation stellaire constant.

Une telle relation introduit donc un paramètre supplémentaire τ dans les ajustements, en complément de l'âge. Cependant, les résultats sont souvent proches entre les deux types de modèles : ceci est dû au fait que l'on peut trouver une valeur d'âge avec un SFR constant qui donnera une DSE similaire à un modèle en décroissance exponentielle donné.

Les autres paramètres utilisés pour les ajustements avec GALAXEV sont le redshift, l'extinction A_V (entre 0 et 1) et la métallicité (couvrant des valeurs de 0.4 à 1.0 $\times$ $Z_\odot$).

Les contraintes obtenues par ces ajustements sont très proches de ceux obtenus en utilisant Starburst99 :

– La valeur de décalage spectral se situe de manière consistante autour de 6.60-6.65, sans inclure de raie d'émission Lyman-α.

– Une limite inférieure plausible sur l'âge est obtenue à $T_{min} \simeq 50 - 60 \times 10^6$ ans pour un modèle avec $\tau \sim 10 \times 10^6$ ans. L'incertitude est très large pour la valeur supérieure, qui peut atteindre 700×10^6 ans pour un modèle avec

$\tau = 10^9$ ans. Les meilleurs ajustements pour différents paramètres τ sont présentés en Fig. 3.10, à gauche.

– Dans chaque cas, l'ajustement obtenu est tel que $T \gtrsim \tau$, ce qui indique la nécessité d'une population stellaire évoluée pour expliquer la photométrie IRAC

– Les autres paramètres de métallicité et de rougissement sont moins bien contraints à cause des effets de dégénérescence. En fixant l'histoire de la formation stellaire par la valeur de τ, on peut observer cet effet sur les différents modèles ajustés (Figure 3.10, à droite).

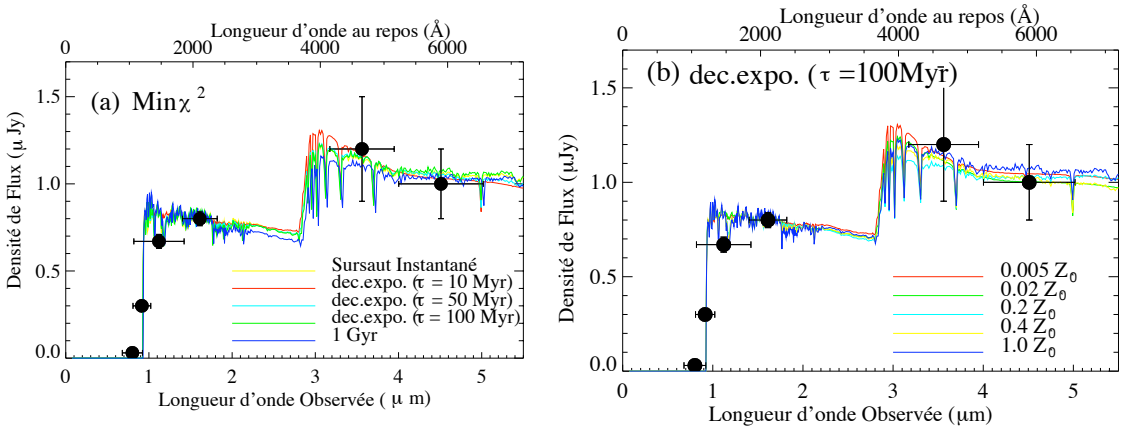


Fig. 3.10: Meilleurs modèles de GALAXEV ajustant la photométrie de l'objet (Egami et al., 2005). A gauche : meilleur modèle obtenu pour différentes historiques de formation stellaire. A droite : différents ajustements du modèle en décroissance exponentielle avec $\tau = 100 \times 10^6$ ans, pour différentes valeurs de métallicité Z.

Comparaison avec les ajustements de Schaerer & Pelló (2005)

Une étude beaucoup plus complète de cette galaxie a été réalisée ultérieurement par Schaerer & Pelló (2005) (noté par la suite SP05), en utilisant une gamme beaucoup plus large de modèles et de paramètres, au moyen d'une version adaptée du logiciel de **redshift photométrique** HyperZ (Bolzonella et al., 2000). Les principales différences de cette étude concernent :

– Les erreurs photométriques : SP05 étudient les effets d'une erreur de calibration photométrique dans le calcul des couleurs, en fixant une erreur minimale en magnitude de 0.15 dans chaque bande. Des variations de cet ordre peuvent en effet être constatées dans les mesures de flux de deux images multiples, la région réellement explorée dans le plan source étant différente sur chaque image.

– Une paramétrisation supplémentaire de la forêt de Lyman : plusieurs variations sont autorisées aux paramètres τ_α et τ_β définis aux équations 3.3 et 3.4, par

rapport aux prescriptions de Madau (1995). Celles-ci correspondent au tiers, à la moitié, au double et au triple des valeurs habituelles.

– Des variations sur la paramétrisation de l'extinction : en complément de la loi de Calzetti et al. (2000), plusieurs autres relations pour le calcul de l'extinction sont testées (Seaton, 1979; Prevot et al., 1984; Bouchet et al., 1985).

– Un nombre plus important de spectres de référence. On peut distinguer plusieurs séries :

(A) Des spectres de galaxies à sursauts de formation d'étoiles, provenant des atlas de Calzetti et al. (1994); Kinney et al. (1996), des spectres de quasars (Zheng et al., 1997), ainsi que de la galaxie SBS0335-052 à faible métallicité (Izotov & Thuan, 1998).

(B) Les modèles synthétiques de Bruzual & Charlot (1993), et les spectres empiriques de Coleman et al. (1980).

(C) Des modèles théoriques de galaxies à sursauts de formation stellaire, de Schaerer (2003). Ceux-ci couvrent un vaste domaine de métallicités, depuis Z=0 (galaxie Pop III) à $Z=Z_{\odot}$.

Les résultats de l'ajustement de la photométrie par `SP05` montrent une compatibilité pour ce qui concerne le meilleur décalage spectral, en utilisant une photométrie proche de celle publiée dans Egami et al. (2005). Un second test a été effectué en combinant une photométrie moyenne des images a et b de l'objet pour la partie visible et proche infrarouge, en conservant la photométrie `IRAC` pour l'image b. Dans ce cas, la **distribution en probabilité** $P(z)$ du redshift photométrique montre un domaine de décalages spectraux plus étendu (de 6.0 à 6.8 pour $P(z) \geq 50\%$, Figure 3.11), mais toujours compatible avec les résultats précédents.

Concernant les valeurs de métallicité, de l'âge et du rougissement, `SP05` montrent clairement les dégénérescences entre ces trois paramètres. Les valeurs obtenues indiquent une limite supérieure en âge de quelques centaines de millions d'années, et une extinction relativement faible ou négligeable, ce qui est en accord avec nos propres résultats.

Cependant, il s'avère d'après cette étude que des populations stellaires très jeunes ($T < 10^7$ ans), en combinaison avec des raies d'émission très intenses, permettent d'expliquer la cassure significative à 4000 Å au repos sans faire intervenir de populations plus âgées. C'est le cas notamment de la galaxie SBS0335-052, qui apporte le meilleur ajustement aux mesures *Spitzer* dans la catégorie de spectres `A` (Figure 3.11, à droite). Il n'est donc pas impossible d'être en présence d'un objet très jeune, même si cette galaxie SBS0335-052 reste encore actuellement un cas très particulier. Pour confirmer ou écarter une telle hypothèse, il suffirait d'avoir une information indépendante sur le flux dans les raies d'émission au-delà de 4000 Å au repos, par de la spectroscopie moyen-infrarouge, ce qui n'est manifestement pas envisageable

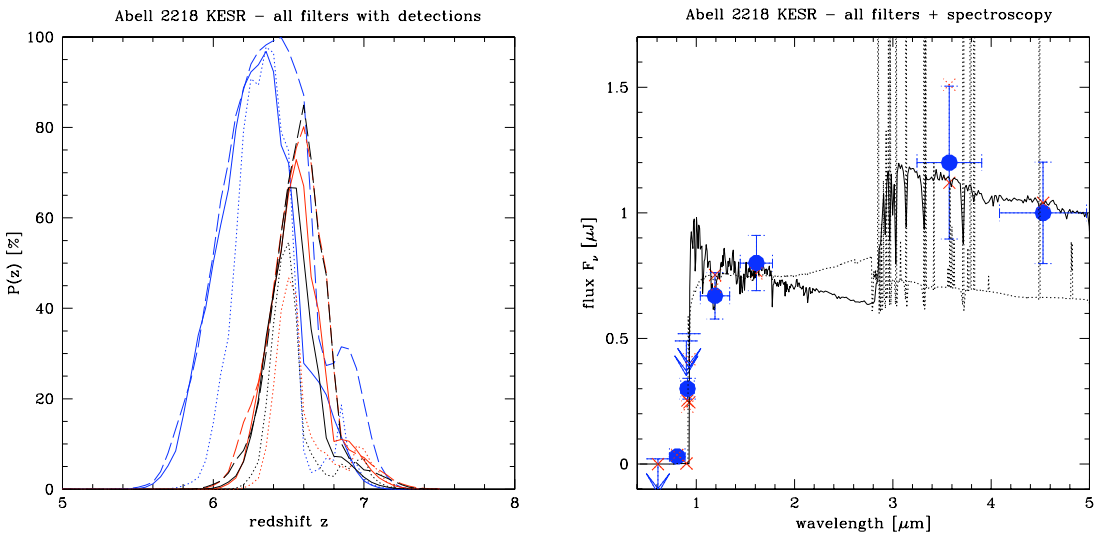


Fig. 3.11: A gauche : distribution en probabilité du redshift photométrique ($P(z)$) obtenu avec `Hyperz`. Les différentes séries de courbes utilisées représentent les groupes de modèles : A (tirets), B (trait plein), C (pointillés), pour trois différents tests des mesures photométriques. Les courbes bleues combinent la photométrie dans les deux composantes a et b. A droite : exemples de meilleurs ajustements à la `DSE`. Les mesures ajustées sont représentées par des croix. La courbe en pointillés montre l'ajustement par la galaxie à faible métallicité SBS0335-052. D'après Schaerer & Pelló (2005).

compte tenu de la performance des instruments actuels.

3.2.6 Propriétés physiques de cette source

En utilisant une mesure de l'amplification calculée par le modèle de masse de l'amas Abell 2218, les deux images les plus brillantes de cette galaxie (a et b) sont intrinsèquement un facteur ($25\times$) plus faible que leur flux réellement observé, soit des magnitudes $\mathtt{Z'}_{AB} \sim 28.5 \pm 0.1$ et $\mathtt{H}_{AB} \sim 28.0 \pm 0.1$. Même si le décalage spectral de cette source n'est pas connu avec précision par l'absence de raie Lyman-α dans le spectre, on peut raisonnablement considérer un intervalle $6.6 < z < 6.8$, et les paramètres physiques déduits de l'ajustement du spectre dépendront très faiblement de la valeur exacte de z.

L'identification d'une cassure significative dans le spectre entre les bandes `H` et 3.6 μm, dont on peut vraisemblablement interpréter l'origine par la discontinuité de Balmer dans le spectre au repos, suggère la présence d'une population stellaire assez évoluée à un décalage spectral où l'Univers n'était âgé que de $\sim 750 \times 10^6$ années. En prenant en compte l'ensemble des modèles ajustant la `DSE` de cet objet, les contraintes sur l'âge se trouvent dans le domaine $50 - 450 \times 10^6$ ans, avec un décalage spectral autour de $z \sim 8$ pour la formation de la galaxie.

L'extinction est assez faible, avec $A_v \lesssim 0.2$, et le taux de formation stellaire est

de l'ordre de 0.1 à 5 $M_\odot/an$. De telles valeurs peuvent expliquer l'absence d'identification de la raie Lyman-α dans le spectre, par opposition à d'autres galaxies à un décalage spectral voisin (comme celle de Hu et al. (2002a)), qui ont un taux de SFR et une extinction plus élevés.

La masse stellaire, elle, est assez bien contrainte par tous les modèles. On trouve une valeur voisine de 0.5 à 1 $\times 10^9$ $M_\odot$. Cet objet est donc un ordre de grandeur en-dessous de la masse typique des LBGs à $z \sim 3-4$ (Papovich et al., 2001). Si on utilise le **taux de formation stellaire spécifique**, utilisé par Brinchmann et al. (2004) pour mesurer l'activité de formation stellaire rapporté à la masse stellaire M_* d'un objet, et défini comme $b = \mathrm{SFR}/M_*$, la valeur obtenue $b > 10^{-9}$ par année est assez grande et montre une activité de formation stellaire aussi importante que celle des LBGs.

Par la forme allongée des images a et b de la galaxie et en tenant compte de l'étirement non isotrope de l'amplification (au travers du facteur γ), l'objet observé avec une taille de 3.6" $\times$ (< 0.15") possède une surface minimale dans le plan source de 0.6 kpc^2. Deux composantes ponctuelles d'émission sont visibles sur les images a et b, ce qui montre l'intérêt de l'amplification pour l'étude des galaxies distantes sur des échelles inférieures au kiloparsec.

A $z \sim 7$, la surface dans le plan source des images utilisées pour laquelle on a une amplification assez importante est de l'ordre de grandeur d'une minute d'arc carrée . Si la détection de cette source n'est pas le fruit du hasard, la présence d'une densité d'objets de l'ordre de $1 arcmin^{-2}$ avec une telle luminosité intrinsèque apporterait un flux d'ionisation très intense. Ce type d'objets pourrait alors contribuer de manière significative à la réionisation du milieu intergalactique.

3.3 Autres sources à $z \simeq 6$ détectées par *Spitzer*

A la suite de l'étude décrite précédemment pour un objet spécifique, d'autres groupes se sont attachés à effectuer un travail similaire sur des galaxies à $z \simeq 6$. En particulier, Eyles et al. (2005) ont étudié l'ajustement de la DSE de quatre galaxies contenues dans des champs très profonds du HST, et sélectionnées par la présence d'une discontinuité importante du flux entre les filtres $\mathrm{I'}_{775W}$ et $\mathrm{Z'}_{850LP}$ de la caméra ACS. Le critère utilisé est une couleur $\mathrm{I'}-\mathrm{Z'} > 1.5$ dans le système de magnitude AB (Annexe A).

Une raie Lyman-α a été identifiée sur ces objets, ce qui confirme leur décalage spectral à $z \sim 6$ (Stanway et al., 2004a,b; Bunker et al., 2003).

Parmi ces quatre objets, les deux sources les plus brillantes ont $\mathrm{Z'}_{AB} = 24.7$ et $\mathrm{Z'}_{AB} = 25.3$. En comparaison avec la magnitude H_{160W} intrinsèque de notre objet lentillé ($\mathrm{H}_{AB} = 28.0 \pm 0.1$), ces galaxies sont un facteur 10-20 plus lumineuses. Elles ont été détectées, de la même manière que pour notre étude, dans les deux premières

bandes de IRAC sur *Spitzer*, et la connaissance de leur décalage spectral précis a permis à ce groupe de faire une étude du même type que Egami et al. (2005) en se basant sur la photométrie dans le visible, proche et moyen-infrarouge.

La présence de la cassure du spectre à 4000 Å au repos, est très significative pour ces deux objets, dont le flux augmente d'un facteur $\simeq 2$ (en f_ν) entre les bandes K et 3.6 μm. Les meilleurs ajustements de la DSE donnent des âges de l'ordre de 600 $\times\ 10^6$ ans. Ceci tend à confirmer l'existence d'une population stellaire avancée, déjà en place à ce décalage spectral, ce qui est compatible avec nos résultats.

Les masses stellaires correspondantes sont évaluées à $2-4\ \times\ 10^{10}\ M_\odot$, soit d'un ordre de grandeur au-dessus de notre source : ceci vient de l'utilisation de l'amplification gravitationnelle, qui nous fait observer des objets moins lumineux, et donc intrinsèquement moins massifs.

Par contre, l'ajustement de la DSE donne une indication sur le taux de formation stellaire : $SFR \simeq 20 - 40\ M_\odot$ par an, compatible avec le flux dans la raie d'émission Lyman-α observée. Ces objets produisent donc davantage d'étoiles que la galaxie derrière Abell 2218, mais en terme de taux de SFR spécifique, la valeur $b \simeq 4-8\ \times\ 10^{-10}$ par an déduite montre pour ces galaxies une activité relativement intense et compatible avec celle de notre objet.

Même si les échantillons de galaxies à $z \sim 6$ suffisamment lumineuses (ou amplifiées) pour être observables par *Spitzer* sont encore plutôt restreints, il est très intéressant de voir apparaître de premiers indices sur l'évolution de la masse, du taux de formation stellaire et de l'époque de formation pour des objets aussi distants. Les propriétés déduites de la galaxie à $z \sim 7$ en arrière-plan d'Abell 2218 ne sont en effet pas anodines, et il serait intéressant d'arriver à détecter d'autres sources intrinsèquement moins lumineuses pour effectuer ce genre d'études, grâce à l'amplification gravitationnelle.

Chapitre 4

Sélection photométrique de galaxies à très grand décalage spectral

4.1 Introduction

Ce projet vise à construire un des premiers échantillons d'objets à très grand décalage spectral ($z \gtrsim 7$), à partir d'une sélection photométrique et de spectroscopie de confirmation dans le proche-infrarouge, où l'on s'attend à détecter les principales caractéristiques du spectre ultraviolet au repos de ces sources.

La méthode de la cassure de Lyman (ou de Lyman-α, voir section 1.2.1) peut en effet être étendue aux plus grandes longueurs d'onde que le visible, en utilisant des diagrammes couleur-couleur similaires à ceux des LBGs ou plus généralement des *redshifts photométriques*.

Les simulations qui ont été réalisées dans le cadre du futur télescope spatial JWST pour reproduire les propriétés spectrophotométriques de ces objets ont montré également qu'il serait déjà possible de les détecter à l'aide des télescopes au sol actuels les plus puissants (de la classe de 8 à 10 mètres de diamètre), et / ou d'observations utilisant le télescope spatial (comme dans le cas des champs profonds tels que l'UDF).

Notre étude s'est orientée vers l'utilisation supplémentaire des amas de galaxies comme télescopes gravitationnels, de manière à bénéficier d'une amplification typique de 1 à 3 magnitudes. Celle-ci permet de gagner en profondeur d'observation à faible coût d'utilisation du télescope.

Ce chapitre présente tout d'abord les simulations faites avec des modèles de galaxies formant des étoiles à très grand z, puis les observations et la réduction des données photométriques. Ensuite sont détaillées la méthode de sélection des candidats à grand décalage spectral, les observations et la réduction des données spectroscopiques. Enfin, une interprétation générale des résultats est fournie, dans l'état d'avancement actuel du projet au moment de l'écriture de cette thèse.

4.2 Simulations

La stratégie appliquée aux observations est choisie en fonction des propriétés théoriques attendues pour des sources dans le domaine $6 < z < 10$.

On utilise les spectres synthétiques d'objets de Population III, modélisés par Schaerer (2002, 2003) dans le domaine de longueur d'onde au repos compris entre l'ultraviolet et le visible, pour simuler les propriétés observationnelles de ce type de sources, en termes de photométrie (magnitudes, couleurs) et de spectroscopie (flux intégré dans les raies en émission).

Les résultats obtenus nous permettent par la suite de choisir les temps de pose nécessaires, en fonction de l'instrument et de la longueur d'onde souhaitée, pour

atteindre un rapport signal sur bruit suffisant dans les données.

4.2.1 Ingrédients pris en compte dans les simulations

Les calculs sont effectués pour la cas d'un halo de masse stellaire $M_* = 10^7\ M_\odot$. Ceci correspond, de manière équivalente, à une masse $M = 2\ \times 10^8\ M_\odot$ pour le halo de matière noire qui lui est associé. Pour des objets de masses différentes, il suffit d'appliquer une relation d'échelle sur les magnitudes et les rapports signal sur bruit dérivés.

On considère dans cette étude différents types de modèles qui se distinguent par :

- le choix de l'`IMF` : on adopte une fonction de Salpeter (1955), paramétrée par le domaine de masse des étoiles formées : entre 1 et 100 $M_\odot$ ou entre 50 et 500 $M_\odot$. La première, plus classique, est qualifiée de *"pessimiste"* en termes de brillance attendue des objets, tandis que la seconde, qui privilégie la formation d'étoiles massives, est plus *"optimiste"*.
- le régime de formation stellaire (avec deux cas possibles : un sursaut instantané ou une valeur constante de `SFR`).
- l'âge depuis le sursaut ou le début de la formation stellaire, qui permet de suivre l'effet d'évolution du spectre de l'objet.

Les forêts de Lyman et les absorptions de Gunn-Peterson sont appliquées à ces spectres synthétiques en suivant les prescriptions de Madau (1995), en adoptant une valeur $z_{re} \sim 7$ pour le décalage spectral marquant la fin de la réionisation. Ce dernier paramètre n'a que peu d'influence sur les resultats obtenus.

Compte tenu de la taille typique des halos considérés (de l'ordre de quelques kpcs), ces sources ne sont pas résolues dans les conditions de *seeing* du domaine proche-infrarouge ($\gtrsim 0.4$").

Le *continuum nébulaire*, généralement négligé dans ce genre d'études, est ajouté au *continuum* purement stellaire, de même que les raies en émission d'hydrogène et d'hélium, simulées de manière indépendante. Dans le cas de la raie Lyman-α, on étudie différents profils et effets d'aborption :

- une raie Lyman-α complètement absorbée (0%).
- 50 % du flux de cette raie, observé dans une ouverture photométrique limitée à la taille du *seeing*.
- 100 % du flux de cette raie, observé dans la même ouverture.
- une émission Lyman-α diffusée dans une enveloppe d'hydrogène neutre plus étendue que le coeur non résolu de la source, avec un profil de type Loeb & Rybicki (1999) évoluant en fonction du décalage spectral.

4.2.2 Propriétés photométriques

Si on se place dans le domaine $7 \lesssim z \lesssim 10$, les caractéristiques spectrales de l'ultraviolet et du visible se retrouvent dans la partie proche-infrarouge. On choisit un système de cinq filtres correspondant aux instruments FORS-2 et ISAAC de nos observations (décrites en section 4.3.1). Les caractéristiques de ces filtres sont reportées dans les premières colonnes de la Table 4.2. Dans tout le reste du chapitre, on décrira l'ensemble des magnitudes et couleurs des sources dans le système photométrique de Véga (voir l'annexe A).

Pour le halo considéré, les magnitudes prédites par les différents modèles sont représentées en Figure 4.1 pour la cas de la bande H, les autres filtres donnant des résultats similaires. On remarque sur ce graphique le grand intérêt de la prise en compte du *continuum* nébulaire, qui peut réhausser la luminosité des sources de 1 à 3 magnitudes selon les cas, ainsi que l'influence très forte du choix de l'IMF sur la magnitude observée, avec une variation typique de 2.5 magnitudes entre les modèles "optimiste" et "pessimiste".

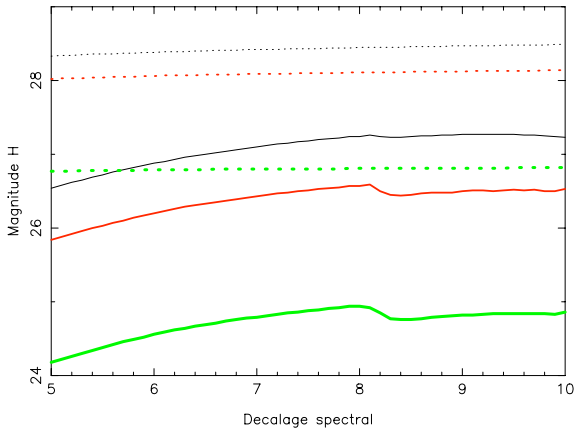


Fig. 4.1: Evolution de la magnitude dans le filtre H avec le décalage spectral, pour différentes hypothèses sur l'IMF des objets : l'intervalle des masses stellaires est compris entre 1 et 100 $M_\odot$ (trait fin), 1 et 500 $M_\odot$ (trait moyennement épais) ou 50 et 500 $M_\odot$ (trait épais). Pour chaque cas, la courbe correspond au seul *continuum stellaire* est présentée en pointillés.

Les magnitudes typiques de ces sources sont de l'ordre de $H \sim 25 - 26$. Il faut ajouter à cette valeur l'amplification typique de 1 à 2 magnitudes que l'on peut espérer obtenir par l'utilisation du télescope gravitationnel.

Au niveau des couleurs, l'évolution en fonction du décalage spectral du rapport des flux entre deux filtres consécutifs du proche-infrarouge est représenté dans la Figure 4.2 pour le cas des couleurs J-H et H-K_s.

Dans chacun de ces diagrammes, on voit apparaître un domaine de décalage spectral pour lequel la couleur augmente très rapidement, passant du bleu au rouge. Cette transition est due à la *cassure Lyman-α*, et son allure dépend fortement de

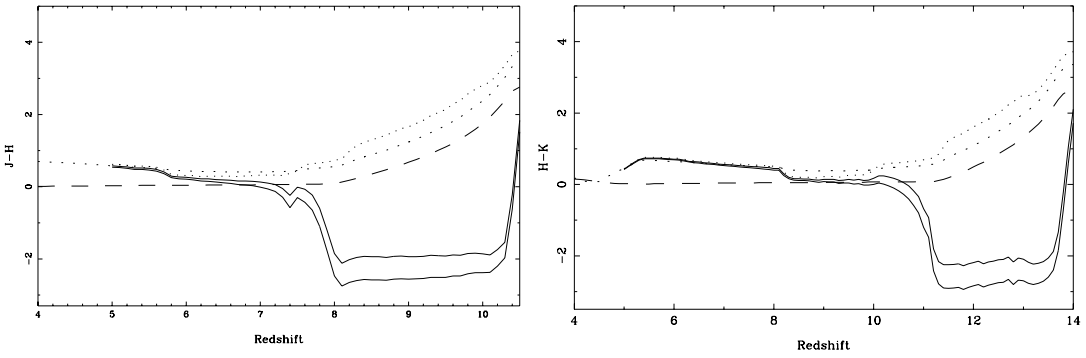


Fig. 4.2: Evolution des couleurs dans les filtres J, H et K_s, selon le décalage spectral. Chaque courbe représente des hypothèses différentes sur la raie Lyman-α : 100% d'émission (trait épais), 50% d'émission (trait fin), ou 0% (tirets). Le modèle d'émission Lyman-α dans un halo étendu est indiqué par des pointillés épais, et les couleurs du seul *continuum stellaire* par des pointillés fins.

l'intensité ou du profil spatial de la raie d'émission Lyman-α, dans l'intervalle de z correspondant au passage de cette raie dans les filtres.

En combinant ces couleurs deux à deux, on peut représenter l'évolution des différents modèles dans un diagramme **couleur-couleur**. Un exemple caractéristique de ce type de diagramme est indiqué en Figure 4.3 pour le cas des couleurs J-H et H-K_s.

Celui-ci va nous permettre d'identifier des galaxies à très grand z, à partir de la transition des couleurs décrite précédemment, de manière très similaire à la technique de la cassure de Lyman pour les LBGs.

En effet, on peut suivre l'évolution de la position théorique des sources dans ce diagramme, en fonction du décalage spectral, à la fois pour les modèles de galaxies à sursauts de formation stellaire présentés auparavant et des spectres empiriques représentatifs des galaxies observées dans l'Univers local, comme celles de Coleman et al. (1980) ou Kinney et al. (1996).

On s'aperçoit ainsi que :

– Il est possible de définir une région du diagramme pour laquelle les valeurs de couleurs ont le plus de probabilité de correspondre à des galaxies très distantes, sur l'ensemble des spectres présentés.

– Cette **fenêtre de sélection** est délimitée de manière à s'écarter de la position théorique des étoiles, prédite à partir des librairies de Pickles (1998) (courbe en trait épais dans la Figure 4.3)

– Enfin, l'effet d'un rougissement intrinsèque des objets (représentée sur ce même diagramme par une flèche pour une valeur $A_V = 1$ magnitude, en adoptant la loi de Calzetti et al. (2000)) montre que le niveau de **contamination** de

l'échantillon à grand z par des galaxies rougies à plus faible z reste relativement faible.

– Par contre, il est possible qu'un objet comme SBS0335-052, dominé par des raies d'émission très intenses (voir aussi le chapitre 3), rentre dans la fenêtre de sélection pour des valeurs de z plus modérées ($z \sim 4$)

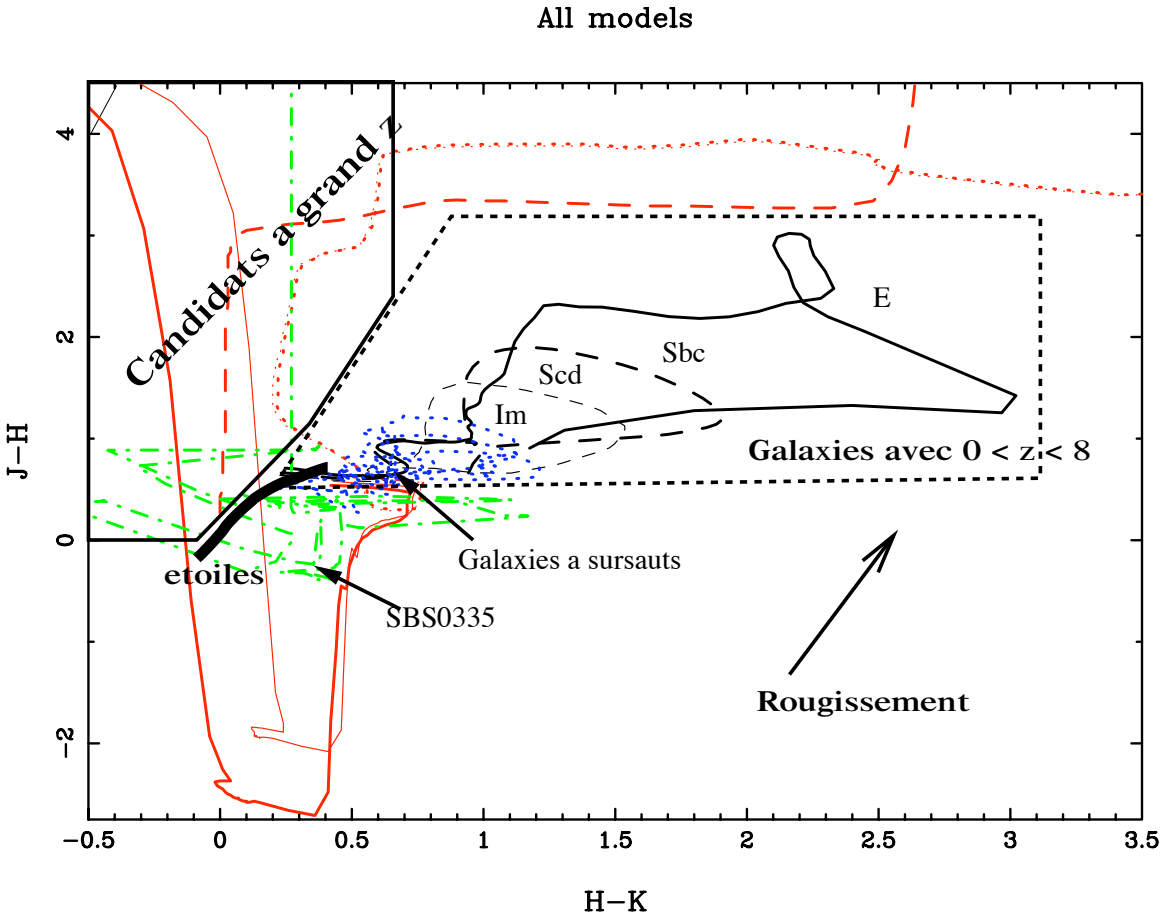


Fig. 4.3: Courbes évolutives (en fonction du décalage spectral) de différents modèles de galaxies dans le diagramme couleur-couleur (J-H) en fonction de (H-K). Les courbes noires représentent plusieurs types de galaxies de l'Univers local ($z < 8$). Les galaxies à sursauts de formation stellaires sont indiquées en bleu. Les modèles de galaxies à faible métallicité utilisés pour notre étude sont superposées en rouge, dans le cas de 100% d'émission de la raie Lyman-α (courbe épaisse), 50% (tirets), 0% (pontillés) ou un halo étendu (courbe en trait fin). Par ailleurs, la galaxie à faible métallicité SBS0335-052 est ajoutée en vert, et le lieu des étoiles est indiqué par une bande noire. La région en haut à gauche délimitée par la ligne polygonale correspond à notre zone de sélection pour les objets à grand z.

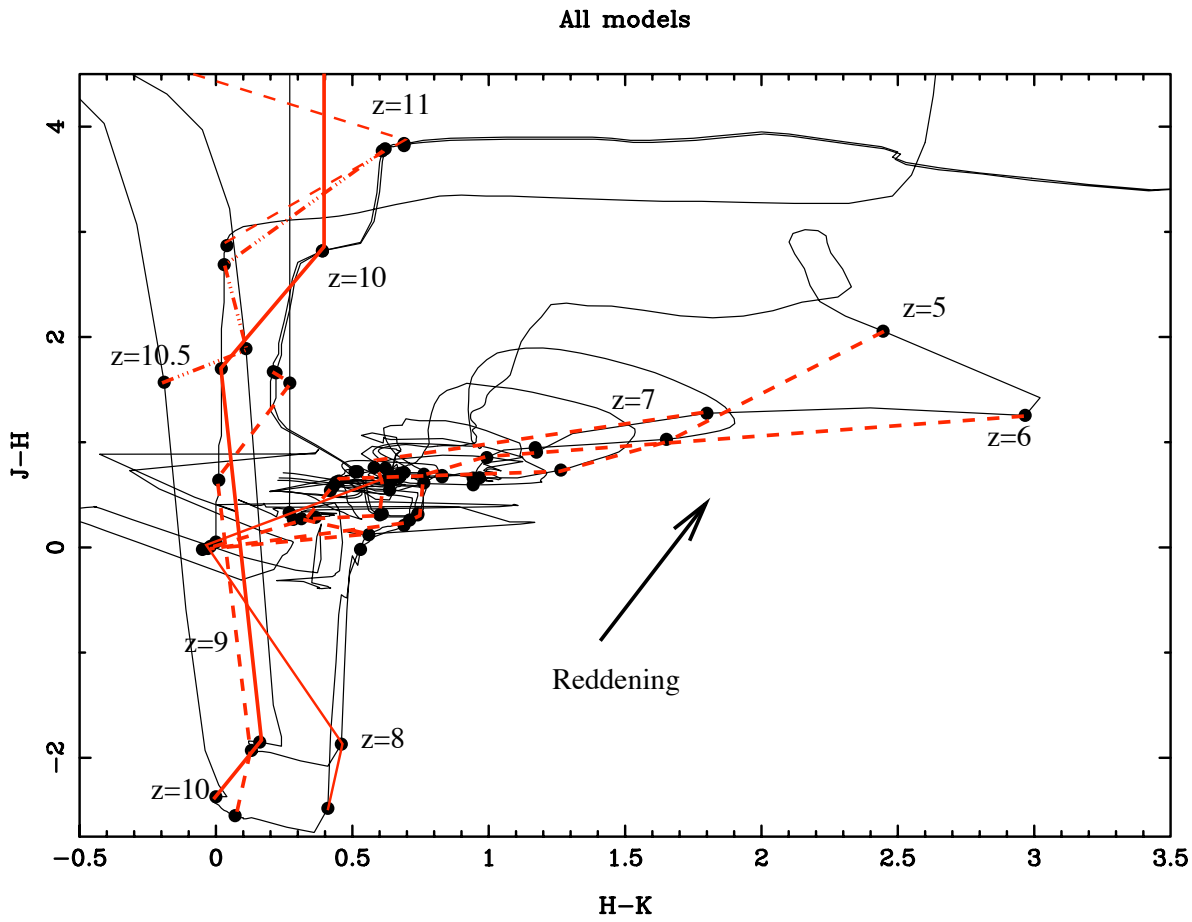


Fig. 4.4: Diagramme similaire au précédent, avec des modèles de spectres identiques. Les points noirs correspondent à des intervalles de décalage spectral constant, et les différentes courbes rouges sont les lignes à *iso-z*. On remarque que la région sélectionnée dans ce diagramme (en haut à gauche) regroupe uniquement des sources à $z > 8.0$.

C_Y	C_X	z_1	z_2
J − H	H − K_s	8.0	10.0
SZ − J	J − H	7.0	8.5
Z − SZ	SZ − J	6.0	7.5

Tab. 4.1: Domaines de décalages spectraux contraints par la sélection dans différents diagrammes couleur-couleur du proche-infrarouge (C_Y en fonction de C_X).

Pour ce même diagramme couleur-couleur, les modèles considérés sont à nouveau présentés en Figure 4.4, cette fois en plaçant des lignes à *iso-z*. Ceci permet de contrôler le domaine de décalages spectraux $[z_1 - z_2]$ auquel est sensible notre fenêtre de sélection.

Pour les cinq filtres Z, SZ, J, H et K_s utilisés dans ce projet, il est possible de construire trois diagrammes couleur-couleur distincts, représentant deux couleurs consécutives C_Y et C_X l'une en fonction de l'autre. On obtient des résultats très similaires au précédent diagramme, la différence principale provenant des valeurs z_1 et z_2. Pour chacun des diagrammes utilisés par la suite, les valeurs obtenues sont reportées en Table 4.1.

En fonction des observations disponibles, on peut recouper l'information contenue dans ces diagrammes pour contraindre l'intervalle de z d'une source donnée, dans le domaine $6 \lesssim z \lesssim 10$.

Enfin, les objets situés à $z \gtrsim 7$ auront un flux négligeable dans l'ensemble des filtres couvrant les longueurs d'onde $3000 < \lambda < 9800$ Å, du fait de la cassure de Lyman. On peut donc ajouter à la sélection photométrique proche-infrarouge un critère supplémentaire de non-détection dans les images du visible.

4.2.3 Propriétés spectroscopiques

Les deux raies principales que l'on espère pouvoir détecter dans les spectres sont celles de Lyman-α et de He II λ1640. Il est possible de détecter simultanément ces deux raies dans le domaine proche-infrarouge, pour l'intervalle $7 \lesssim z \lesssim 10$ considéré, car elles se retrouvent respectivement dans les bandes spectrales J et H. Cependant, la présence dans ces régions de nombreuses raies atmosphériques en émission entraîne une chute du niveau de détection des raies, à intervalles réguliers.

Suivant les différents modèles d'objets et les profils de raies d'émission considérés dans ces simulations, on peut s'attendre à un flux typique de l'ordre de plusieurs 10^{-18} ergs s^{-1} cm^{-2} pour la raie de Lyman-α. La raie d'hélium, de son côté, est un facteur 10 plus faible. Cependant, elle est moins influencée par les effets d'absorption intrinsèque de l'objet.

Dans le cadre des développements effectués pour l'instrument EMIR (voir l'annexe C), on a obtenu des simulations du rapport signal sur bruit dans les raies spectrales (voir la Figure C.2). Dans le cas d'ISAAC, la différence de diamètre du télescope et

de l'efficacité de transmission instrumentales donne des résultats d'un facteur 2 à 4 fois plus faible, mais du même ordre de grandeur.

On voit ainsi que pour des temps de pose raisonnables (de l'ordre de quelques heures) il est possible d'atteindre un niveau important de détection de la raie Lyman-α (de l'ordre de 10 σ), si sa longueur d'onde est favorable (située dans des régions faiblement contaminées par les émissions atmosphériques). Pour la raie d'hélium, la valeur correspondante est plus faible, mais déjà significative.

4.3 Observations et Réduction des données photométriques

4.3.1 Observations

Les images qui ont été utilisées pour sélectionner ces galaxies proviennent d'un programme d'observations dans le proche infrarouge, utilisant les instruments `ISAAC` (Moorwood, 1997) et `FORS-2` , tous deux situés aux foyers du télescope *Antu* (UT1) de 8.2 mètres, un des quatre éléments du *Very Large Telescope* (`VLT`) en service au Paranal.

Ces données, obtenues entre août 2002 et mai 2004, couvrent le domaine spectral de 0.8 à 2.5 μm (filtres `Z` à $\mathtt{K}_s$), partiellement ou totalement selon les cas. Elles ont été complétées, dans la partie visible, par des images d'archives du `HST` ou de télescopes au sol. Celles-ci permettent en effet de renforcer les contraintes basées sur l'utilisation des diagrammes couleur-couleur (ou d'une manière plus générale du *redshift photométrique*) : les candidats sélectionnés à un tel décalage spectral ($z \gtrsim 7$) ne sont pas détéctés dans les filtres du domaine visible.

Stratégie

Les amas de galaxies observés ont été choisis de manière à combiner à la fois une forte amplification (que l'on peut estimer par l'identification de grands arcs à proximité de la région centrale, signes d'un effet de lentille forte), des modèles de masses bien contraints (par l'identification du décalage spectral d'une ou plusieurs images multiples), et des données d'archives multi-longueurs d'onde profondes dans la partie visible (ce qui permet de restreindre le programme d'observation au domaine du proche-infrarouge). Un atout supplémentaire est la présence d'images d'archives du télescope spatial, à haute résolution, qui sont en général plus contraignantes pour la réjection de sources à plus faible décalage spectral.

Enfin, ces amas doivent être observables depuis les télescopes au sol utilisés, situés en l'occurence dans la partie sud du globe. En se basant sur tous ces critères, deux amas ont finalement été retenus pour cette étude :

– **AC 114**, identifié aussi par `ACO S1077` dans la nomenclature de Abell et al. (1989) regroupant les deux hémisphères, est un amas à $z \simeq 0.312$ situé dans la partie sud du ciel, qui a été le sujet de nombreuses études sur ses images multiples (Smail et al., 1995; Natarajan et al., 1998; Campusano et al., 2001; Lemoine-Busserolle et al., 2003), dont beaucoup de décalages spectraux sont bien déterminés. Par conséquent, le modèle de masse qui lui est associé est, lui aussi, bien contraint.

– **Abell 1835**, légèrement plus proche ($z \simeq 0.25$), est un amas *équatorial*. C'est l'amas de galaxies le plus brillant dans le domaine des rayons X parmi l'échantillon `XBACS` (pour *X-ray Brightest Abell-type ClusterS of galaxies*, Ebeling et al. (1996)). Comme on estime généralement que la luminosité X des amas est corrélée avec leur masse, l'effet de lentille gravitationnelle y est certainement intense, ce qui est corroboré par la présence de structures fortement amplifiées sur les images du télescope spatial. Cependant, le décalage spectral des images multiples identifiées n'est pas encore déterminé par des mesures spectroscopiques, ce qui rend le modèle de masse de cet amas un peu moins bien contraint que pour AC 114.

Ces deux champs ont été observés par l'instrument `ISAAC` en mode imagerie dans le domaine des longueurs d'onde courtes du proche infrarouge ($\lambda < 2.5\mu m$). Cette caméra possède un champ d'environ 2.5 minutes d'arcs de côté, échantillonné sur un détecteur de 1024×1024 pixels, offrant ainsi une résolution de 0.148" par pixel.

Trois séries d'observations ont été effectuées :

- en Août 2002 dans les bandes `J`, `H` et $\mathtt{K}_s$ d'AC 114.
- en Janvier et Février 2003 dans les bandes `J`, `H` et $\mathtt{K}_s$ d'Abell 1835.
- en Avril et Mai 2004 dans la bande `SZ` d'Abell 1835.

Pour pallier au niveau de fond de ciel très élevé dans le proche-infrarouge, et à ses variations temporelles importantes au cours de la nuit, on utilise le mode d'observation du *dithering*. Celui-ci consiste à subdiviser le temps d'exposition total en un grand nombre de poses individuelles de courte durée (pour limiter la saturation du détecteur), tout en procédant à une réacquisition aléatoire de la position pointée par le télescope entre chaque cliché, à l'intérieur d'une région de 30 secondes d'arcs de côté centrée sur le champ désiré.

Ces déplacements réduisent le temps d'intégration total dans les régions les plus limitrophes de l'image par rapport à sa partie centrale, mais permettent de déterminer le motif de fond de ciel à soustraire lors de l'étape de réduction. Cette phase est primordiale lorsqu'on est en présence d'un nombre important de sources brillantes dans le champ (comme dans le cas de ces amas de galaxies).

Chacune des N images brutes obtenues du détecteur est la moyenne de `NDIT` sous-intégrations d'une durée de `DIT` secondes chacune. Le temps de pose total T_{tot}

Instrument	Filtre	λ_c (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	NDIT	DIT (sec.)	N	T_{tot} (10^3 sec.)
ISAAC	SZ	1063	90	4 ×	45	122	21.96
	J	1259	167	4 ×	45	36	6.48
	H	1656	175	11 ×	12	105	13.86
	K_s	2167	164	6 ×	15	211	18.99
FORS-2	Z	919	101	1 ×	120	53	6.36

Tab. 4.2: Configuration instrumentale utilisée en mode imagerie avec ISAAC et FORS-2. Pour chaque filtre son donnés de gauche à droite la longueur d'onde centrale λ_c et la largeur spectrale $\Delta\lambda$, le nombre de sous-intégrations, leur durée, le nombre de clichés et le temps total accumulé.

des observations est donc de NDIT × DIT × N secondes. Les valeurs adoptées dans les différents filtres sont reportées en Table 4.2.

La position centrale du champ a été choisie sur la galaxie d'amas la plus brillante, car elle est habituellement confondue ou très proche du centre de la zone d'amplification maximale. Cependant, le centrage a été translaté d'une minute d'arc au nord pour l'amas Abell 1835 ($\alpha = 14:01:02$, $\delta = +02:51$), ceci afin d'éviter toute contamination par une étoile très brillante (magnitude $J \sim 11$) située à proximité.

Les calibrations utilisées pour la réduction des données sont des images du courant d'obscurité du détecteur et des *flat-fields* pris au crépuscule sur le ciel. Pour la calibration photométrique, des étoiles de référence du catalogue LCO/Palomar (Persson et al., 1998) ont été utilisées.

En supplément, l'amas Abell 1835 a été observé dans le filtre Z en Mars et Avril 2005, au moyen de l'instrument visible FORS-2. Cette caméra possède un champ de vue de 7.2 minutes d'arc de côté et une taille de pixel de 0.252". Le mode d'acquisition utilisé est similaire à celui d'ISAAC, à l'exception des déplacements du télescope qui suivent un motif prédéfini au lieu d'être complètement aléatoires. Les temps d'intégration adoptés sont donnés en Table 4.2.

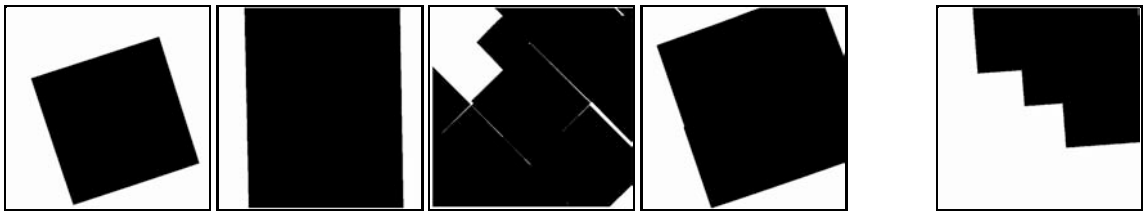
Données obtenues

La Table 4.3 résume les références et les propriétés de l'ensemble des images disponibles pour cette étude photométrique. Outre les observations décrites au paragraphe précédent, la majorité des données dans la partie visible proviennent d'observations antérieures des deux amas de galaxies.

Pour AC 114, l'échantillon contient l'ensemble des images utilisées lors des travaux de Campusano et al. (2001) sur les propriétés photométriques et spectroscopiques d'images multiples. Celles-ci couvrent les bandes spectrales U à I, avec une mosaïque

profonde en bande R_{702W} réalisée à l'aide de la WFPC-2. L'image I_{814W} a été obtenue en 1991 par son ancêtre la caméra WFPC sur le HST, à un moment où l'optique de ce télescope était dégradée. Son utilisation est donc assez limitée dans cette étude.

Pour Abell 1835, les données dans le visible proviennent de la caméra CFH12k sur le CFHT, et couvrent les bandes B, V, R et I. Elles ont été réduites par Oliver Czoske au cours de sa thèse (Czoske, 2002). Par ailleurs, une grande partie du champ des observations ISAAC, utilisé comme référence, se recoupe avec celle d'observations en bande R_{702W} avec la WFPC-2.



AC114 - U AC114 - V AC114 - R_{702W} AC114 - I_{814W} A1835 - R_{702W}

Fig. 4.5: Figures schématiques indiquant, en cas de recouvrement partiel, la couverture du champ des images ISAAC par les autres filtres. La profondeur est similaire en tout point de la surface indiquée, sauf dans le cas de la bande R_{702W} de l'amas AC 114 (voir section 4.3.5).

4.3.2 Réductions de données "standard" dans le proche-infrarouge

Un des soucis majeurs des observations dans le proche-infrarouge depuis le sol est le niveau de fond du ciel très élevé (de l'ordre de grandeur $\sim$ 13 à 15 mag/"^{2} entre les bandes J et K, Maihara et al. (1993)), et qui présente également des variations très fortes au cours de la nuit. Il faut donc utiliser une procédure délicate pour retrouver le signal des sources astrophysiques dans le champ.

Les différentes étapes décrites ci-après correspondent à la séquence de réduction habituellement appliquée à ce type de données d'imagerie, indépendamment de l'instrument utilisé. Elle est notamment fortement inspirée des travaux avec le même instrument par Labbé et al. (2003) sur le HDFS (pour *Hubble Deep Field South*, champ profond étudié dans la région sud du ciel par le HST). La majorité des étapes de cette réduction est effectuée à l'aide de l'outil IRAF. La Figure 4.6 montre l'évolution visuelle, pour un cliché donné, des principaux effets de ce processus. La séquence des différentes étapes décrites ci-après est schématisée en Figure 4.7.

Calibration Photométrique

Cette étape, qui peut être effectuée de manière indépendante, consiste à combiner les observations d'étoiles de référence pour en extraire l'information sur la calibration

AC 114
$\alpha = 22:58:48.26$ $\delta = -34:48:08.3$ $< z >= 0.312$

Instrument	A ['$]^2$	Fil.	Pixel ["]	*Seeing* ["]	T_{pose} [10^3 s]	λ_c nm	$\Delta\lambda$ nm	Prof. [mag]	C_{AB} [mag]	Rec. (%)
CTIO-4m	3.6	U^a	0.360	1.30	20.0	365	40	29.1	0.693	43.1
AAT	96.9	B^b	0.390	1.20	9.0	443	69	29.0	−0.064	100.0
NTT	7.6	V^c	0.470	1.10	21.60	547	53	28.5	0.022	76.6
HST/WFPC-2	18.3	R^d_{702W}	0.100	0.13	≥ 8.30	700	123	≥ 27.7	0.299	84.9
		R^d_{702W}	0.100	0.13	≥ 24.0	700	123	≥ 28.4	0.299	41.4
		R^d_{702W}	0.100	0.13	40.0	700	123	28.6	0.299	17.0
HST/WFPC	6.6	I^c_{814W}	0.100	0.3	20.7	801	134	26.8	0.439	77.6
VLT/ISAAC	8.4	J	0.148	0.52	6.48	1259	167	25.5	0.945	100.0
	8.4	H	0.148	0.40	13.86	1656	175	24.7	1.412	100.0
	8.4	K_s	0.148	0.34	18.99	2167	164	24.3	1.873	100.0

Abell 1835
$\alpha = 14:01:02.08$ $\delta = +02:52:42.9$ $< z >= 0.252$

Instrument	A ['$]^2$	Fil.	Pixel ["]	*Seeing* ["]	T_{pose} [10^3 s]	λ_c nm	$\Delta\lambda$ nm	Prof. [mag]	C_{AB} [mag]	Rec. (%)
CFHT/CFH12k	1176	V^e	0.206	0.76	3.75	543	56	28.1	0.018	100.0
	1176	R^e	0.206	0.69	5.40	664	75	27.8	0.246	100.0
HST/WFPC-2	5	R^f_{702W}	0.100	0.12	7.50	700	123	27.7	0.299	45.7
CFHT/CFH12k	1176	I^e	0.206	0.78	4.50	817	117	26.7	0.462	100.0
VLT/FORS2	53	Z	0.252	0.70	6.36	919	101	26.7	0.554	100.0
VLT/ISAAC	8.4	SZ	0.148	0.54	21.96	1063	90	26.9	0.691	100.0
	8.4	J	0.148	0.65	6.48	1259	167	25.6	0.945	100.0
	8.4	H	0.148	0.50	13.86	1656	175	24.7	1.412	100.0
	8.4	K_s	0.148	0.38	18.99	2167	164	24.7	1.873	100.0

Tab. 4.3: Vue d'ensemble des données utilisées pour chaque amas. De gauche à droite, instrument utilisé, taille du champ A des observations, filtre et référence des données, taille du pixel, mesure du *seeing* sur les images combinées, temps de pose, longueur d'onde effective et largeur du filtre, profondeur (magnitude limite dans le système de Véga, à 1 σ dans une ouverture de 1.5"), conversion en magnitude AB (voir annexe A), fraction du champ ISAAC couverte. Pour les filtres où la couverture est partielle, la partie correspondante est schématisée en Figure 4.5. Les références mentionnées correspondent à (a) Barger et al. (1996), (b) Couch et al. (2001), (c) Smail et al. (1991), (d) Natarajan et al. (1998), (e) Czoske et al. (2003), (f) Smith et al. (2003).

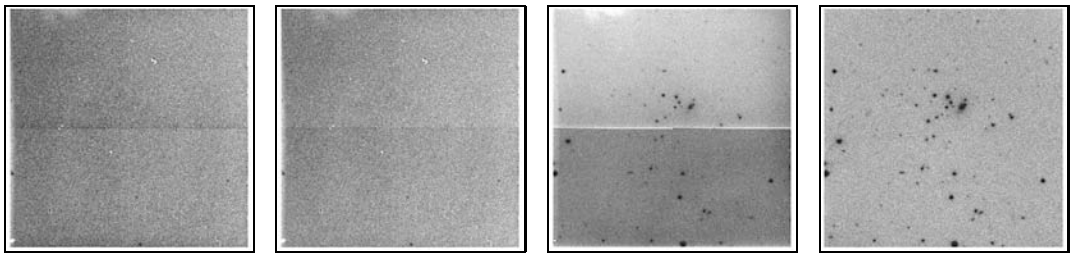


Fig. 4.6: Evolution des différentes étapes de la réduction sur un même cliché individuel. De gauche à droite : image brute, après soustraction du biais, après correction de la réponse instrumentale, après soustraction du ciel.

photométrique des images de science, au travers du point zéro (ZP_i) pour chaque filtre (i). Cette valeur permet ensuite de convertir directement les valeurs de flux f, mesurées en `ADU`s sur les images, en une magnitude m conformément à un système photométrique standard (`AB`, Véga, ..., voir annexe A) par :

$$m_i = -2.5\ log_{10}\ (f_{\rm ADU}) + ZP_i \tag{4.1}$$

Pour chaque filtre, des images d'étoiles de référence, situées à différentes masses d'air μ dans le ciel, sont acquises pendant une durée t_{ref} au cours d'une séquence de 5 positions réparties en divers endroits du détecteur. Une image du *fond de ciel* moyen est obtenue en calculant la médiane de cette séquence, puis est soustraite à chaque observation d'étoile. Sur ces clichés individuels, le flux de l'astre est mesuré dans une ouverture très large par rapport au *seeing*. La moyenne des flux obtenus sur la séquence complète permer d'évaluer ZP_i pour cette masse d'air μ :

$$ZP_i(\mu) = 2.5\ log_{10}\ \Big(< f_{ref} >\ \ ({\rm ADUs})\ \frac{t_i}{t_{ref}}\Big) + mref_i \tag{4.2}$$

où t_{ref} et t_i sont les temps de pose individuels (`DIT`) des images de référence et de science, respectivement, $< f_{ref} >$ le flux moyen (en `ADU`s) mesuré dans la séquence, et $mref_i$ la magnitude tabulée de l'étoile de référence dans le filtre (i).

Si des mesures de ZP_i sont disponibles pour des masses d'air distinctes, un ajustement de la fonction $ZP_i(\mu)$ peut être réalisé au moyen d'une régression linéaire. La valeur ZP_i finalement adoptée pour les images de science est calculée suivant cette régression, en fonction de la masse d'air μ_0 des observations.

De plus, dans le cas où μ_0 a varié de manière significative entre le début et la fin des observations, par exemple lorsque des groupes de données sont acquises à différentes périodes, une **correction de masse d'air** sera appliquée à chaque cliché j dans la composition finale, en lui attribuant un coefficient multiplicatif k_{ij} :

$$k_{ij} = 10^{\ 0.4\Big(ZP_i(\mu_j) - ZP_i(\mu_1)\Big)} \tag{4.3}$$

On utilisera alors la valeur $ZP_i(\mu_1)$, référencée à la masse d'air μ_1 du premier cliché.

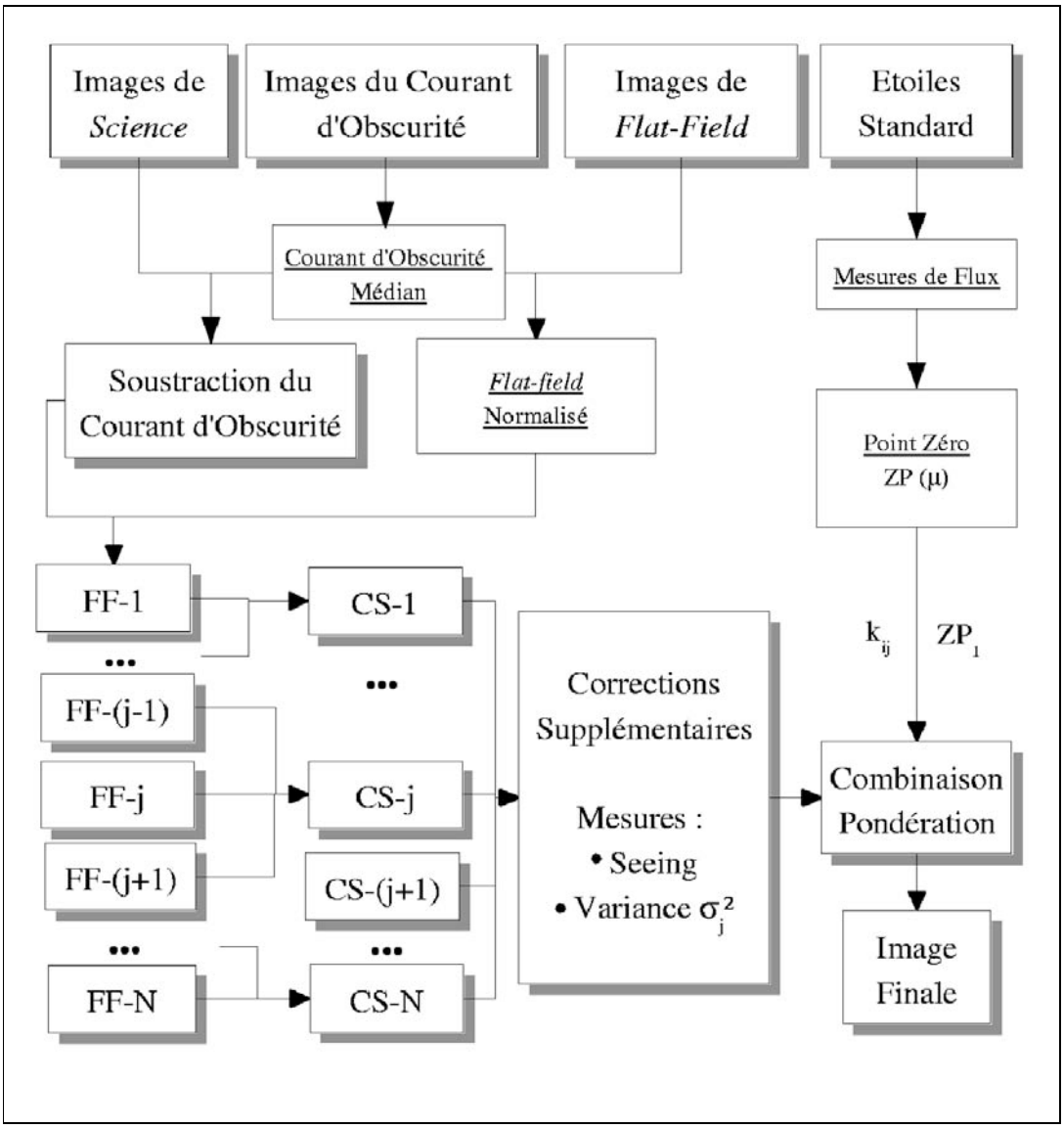


Fig. 4.7: Séquence de réduction des données photométriques du proche-infrarouge. Les images notées `FF` sont corrigées de la réponse instrumentale (*Flat-Field*), et pour celles notées `CS` le ciel a été soustrait. Les valeurs k_{ij} se réf'erent à l'Equation 4.3.

Soustraction du courant d'obscurité

Différentes formes de bruit, d'origine électronique, sont présents sur les données brutes, et varient en fonction des pixels du détecteur et du temps de pose individuel t_i utilisé. La valeur du **biais** dans les mesures est évaluée en prenant une séquence d'images pendant la même durée t_i, dans des conditions d'obscurité de l'instrument.

Une combinaison médiane de ces clichés fournit une image du **courant d'obscurité**, qui est ensuite soustraite aux données de science.

Pour les observations de l'amas AC 114, un détecteur de type Aladdin ($\mathcal{A}$) a été

utilisé suite à un incident technique sur l'instrument, en remplacement du détecteur habituel de type Hawaii ($\mathcal{H}$). Ce dernier était remis en fonctionnement pour les observations de l'amas Abell 1835. Des différences sont visibles entre ces deux configurations, au niveau des images du courant d'obscurité (Figure 4.8) :

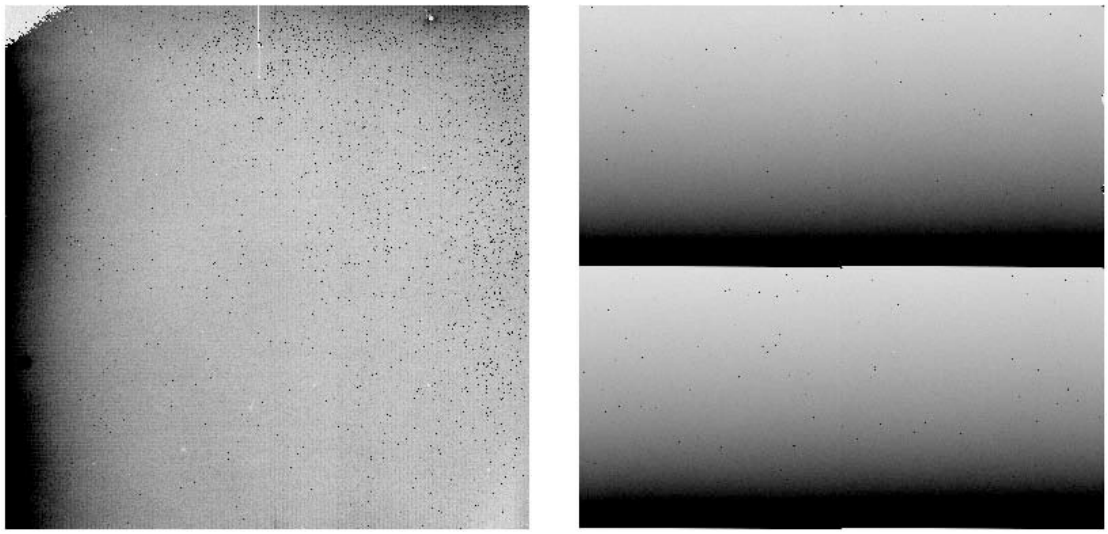


Fig. 4.8: Images du **biais** utilisées pour chaque configuration de détecteur : Aladdin ($\mathcal{A}$) à gauche et Hawaii ($\mathcal{H}$) à droite.

- Le détecteur ($\mathcal{A}$) montre un grand nombre de pixels déviants ou défectueux sur toute sa surface, par rapport au ($\mathcal{H}$).
- Le détecteur ($\mathcal{H}$) possède une structure du courant d'obscurité spécifique, avec des variations très fortes sur les premiers groupes de lignes horizontales, comptées à partir du bas et de la moitié supérieure du détecteur.

Une étude plus détaillée des différences (en termes de performances et de précision photométrique) entre ces deux détecteurs a indiqué que la configuration ($\mathcal{H}$) était plus adaptée à la photométrie d'objets faibles[1].

Correction de la réponse pixel à pixel

La réponse instrumentale varie de manière importante d'une position à l'autre du champ, et également selon le filtre utilisé. Pour corriger le flux mesuré sur chaque pixel de cet effet, on utilise une série d'observations faites dans chaque filtre au crépuscule, dans une région où le fond de ciel est à la fois très lumineux (à proximité du soleil couchant) et relativement uniforme.

On calcule alors la médiane de la séquence de clichés obtenus, en corrigeant les images individuelles (dont on a préalablement soustrait la valeur du biais) par un facteur multiplicatif de manière à les amener à une même valeur du fond de ciel

[1]Voir le manuel d'utilisation d'`ISAAC`, Cuby et al. (2005)

normalisé à 1.

Ce résultat correspond à la réponse pixel à pixel de l'instrument dans le filtre étudié, que l'on applique ensuite aux images de science correspondantes, dont le biais a été soustrait lors de l'étape précédente.

Soustraction du ciel

Cette étape la plus délicate consiste à évaluer une image moyenne du ciel dépourvue de sources astrophysiques, et à la soustraire à chaque pose en tenant compte de sa variation temporelle au cours de la nuit. La procédure utilisée est celle du "Package" `XDIMSUM` sous `IRAF`, qui est une version adaptée par le groupe `IRAF` du logiciel `DIMSUM` (pour *Deep Infrared Mosaicing Software*) par Eisenhardt et al. (décrit dans Stanford et al. (1995)). Celui-ci applique la séquence de réduction suivante :

1. Le motif du fond ciel correspondant à chaque cliché est évalué, puis soustrait, en utilisant un groupe de 5 à 10 images parmi les observations directement antérieures ou postérieures, en supposant une faible variation du ciel pendant cette durée.
2. Au cours de cette même étape, un masque contenant les pixels déviants et les cosmiques est créé pour chaque image.
3. Les décalages nécessaires pour aligner les poses individuelles entre elles, à cause de la méthode de "dithering" employée, sont mesurés de manière interactive par l'utilisateur, en sélectionnant plusieurs étoiles brillantes et non saturées localisées dans le champ.
4. Une première image est compositée en alignant les clichés dont le ciel a été soutrait, en rejetant les pixels masqués en (2).
5. Un **masque d'objets**, contenant les sources astrophysiques les plus brillantes, est créé.
6. Les étapes 1 à 2 sont effectuées à nouveau, mais dorénavant les pixels appartenant au masque d'objets ne sont pas pris en compte lors de l'évaluation du fond de ciel.

Cette procédure a été suivie pour chaque série d'images consécutives indépendantes (par exemple lorsque les observations dans un même filtre ont été échelonnées sur plusieurs nuits).

Compositage final

A la suite de la soustraction du ciel, l'ensemble des clichés obtenus dans un même filtre est combiné par la procédure d'`IRAF` **imcombine**, pour former l'image de science finale. Au cours de cette étape :

– La liste des translations mesurées par `XDIMSUM` est corrigée à la même position de référence (sur le premier cliché) pour aligner les poses individuelles entre elles.

– La valeur moyenne du ciel est mesurée dans une région du champ très peu contaminée par des sources, et cette valeur est soustraite comme une constante pour chaque image, ceci afin d'utiliser une même référence de fond à 0 pour moyenner correctement les flux.

– Les corrections de masse d'air sont ensuite appliquées aux clichés conformément aux coefficients k_{ij} calculés précédemment (équation 4.3).

– Enfin, une réjection des 10 % de valeurs de pixels (parmi les plus brillantes et les plus faibles) est utilisée, ceci afin d'éliminer les mesures aberrantes de flux, de même que les pixels identifiés comme défectueux dans le masque créé par `XDIMSUM`.

4.3.3 Améliorations

Présence de "fantômes électroniques"

Cet effet, présent uniquement dans la configuration de détecteur ($\mathcal{H}$), est détaillé dans la réduction des données spectroscopiques avec le même instrument (section 4.6.2), pour laquelle les effets sont assez problématiques.

Cependant, la présence de quelques étoiles brillantes dans le champ d'Abell 1835 entraîne la formation de bandes horizontales brillantes, qui subsistent sur l'image finale car elles se déplacent en même temps que les sources, et pourraient générer de fausses détections d'objets faibles. Nous avons donc appliqué la procédure correspondante sur les données brutes, préalablement à toute autre réduction.

Présence de résidus de courant d'obscurité

Lors de l'utilisation du détecteur ($\mathcal{H}$), les variations spatiales fortes mises en évidence sur le courant d'obscurité peuvent également varier sur une échelle temporelle, entraînant la formation de résidus sur les poses individuelles et créant par conséquent une série de bandes sombres et brillantes sur l'image finale (Figure 4.9, à gauche).

La méthode appliquée pour réduire ces résidus a été de soustraire une valeur constante à chaque ligne, évaluée sur les clichés individuels en mesurant le niveau de ciel dans cette ligne sans prendre en compte les pixels appartenant au masque d'objets créé par `XDIMSUM`. Cette procédure a été effectuée pour environ 35 % des clichés problématiques d'Abell 1835. Le résultat obtenu est bien meilleur (Figure 4.9, à droite).

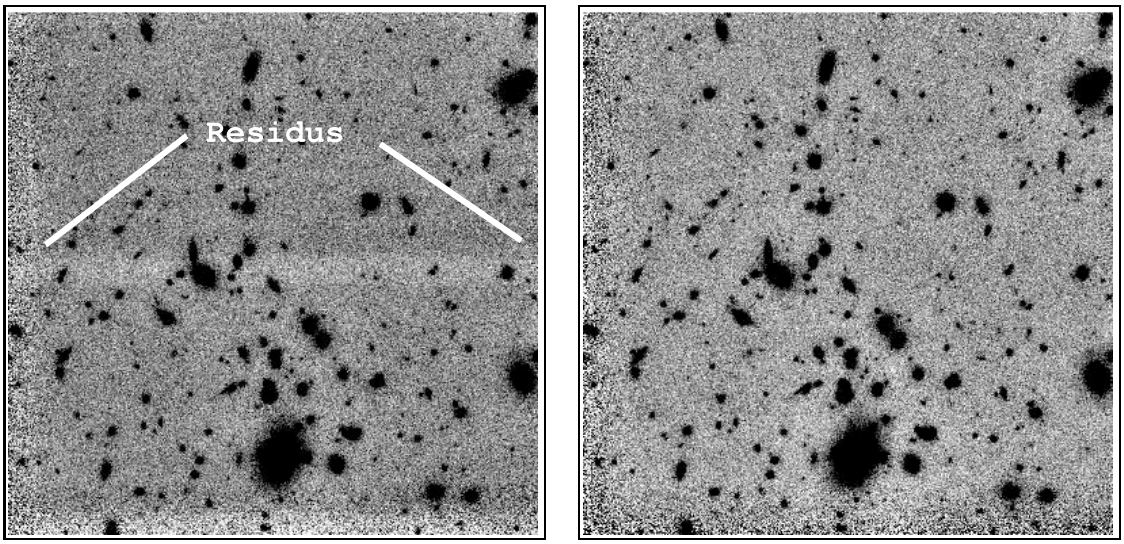


Fig. 4.9: Présence de résidus de la soustraction du biais (à gauche). Un traitement des clichés problématiques permet d'améliorer la quatlité du résultat sur l'image finale (à droite).

Présence de variations fortes d'émission du ciel

Sur une partie relativement importante ($\simeq$ 20 %) des images de l'amas AC 114 prises dans la bande `H`, on remarque des variations spatiales à grande échelle de la valeur de fond, de manière continue d'un bout à l'autre du détecteur, après soustraction du ciel (Figure 4.10, à gauche).

Celles-ci pourraient provenir de résidus d'une mauvaise soustraction du ciel, due à des variations rapides de l'émission atmosphérique au cours des observations, ou de la proximité de la Lune. Sur moins d'une dizaine de clichés, cette contamination est beaucoup plus intense (Figure 4.10, à droite), et les images correspondantes n'ont pas été utilisées lors de la combinaison finale.

Pour les autres cas qui pourraient perturber le compositage et la photométrie en bord de champ, un ajustement bidimensionnel du fond de ciel a été calculé sur les images individuelles, puis soustrait à ces mêmes images, sans prendre en compte les pixels appartenant au masque d'objets. Les résidus apparaissent alors beaucoup plus faibles (Figure 4.10, au centre).

Amélioration des masques d'objets

Les masques d'objets créés par `XDIMSUM` sont souvent limités à la partie centrale brillante des sources, ce qui n'est pas vraiment approprié à des observations d'amas de galaxies, pour lesquelles les halos des membres de l'amas sont souvent très étendus, en particulier dans les régions centrales. Ceci entraîne l'apparition d'une zone de "sur-soustraction" du ciel sur l'image combinée, à proximité des objets les plus brillants (Figure 4.11, à gauche).

Pour y remédier, nous avons préféré utiliser, pour l'étape (5) de la soustraction

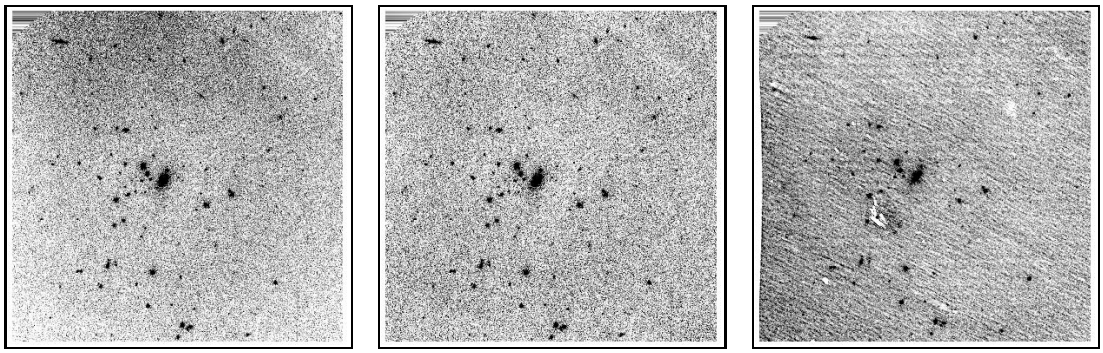


Fig. 4.10: A gauche : présence de variations importantes du niveau de fond à grande échelle dans les résidus de la soustraction de ciel d'un cliché. Au centre, le même cliché après un ajustement du fond de ciel complémentaire. A droite : cliché rejeté de la composition finale, au vu de l'ampleur des résidus.

de ciel, des masques d'objets composés en appliquant un simple seuil sur les valeurs en flux des pixels, incluant tous ceux détectés à un niveau supérieur ou égal à 3 σ par rapport à la déviation standard σ du ciel environnant. Les autres étapes de `XDIMSUM` étant laissées inchangées, l'amélioration apportée dans la partie centrale de l'amas est bien visible (Figure 4.11, à droite).

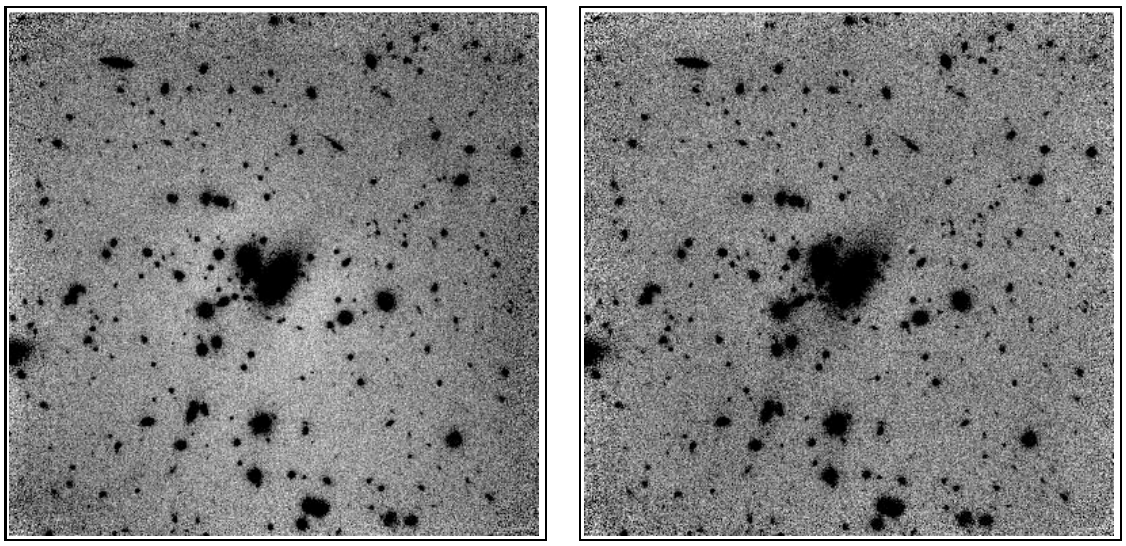


Fig. 4.11: A gauche : utilisation des masques d'objets créés automatiquement par `XDIMSUM`. Des effets de *sur-soustraction* du ciel sont visible dans la région centrale de l'amas. A droite : introduction de masques d'objets améliorés : ces effets sont fortement diminués.

Pondération individuelle des images

Des mesures sur chaque cliché du *seeing* s et de la variance en flux σ^2 du fond de ciel, en utilisant une moyenne sur cinq étoiles brillantes non saturées dans le champ, ont montré de légères variations de ces paramètres au cours des observations (Figure 4.12). Les différentes images n'auront alors pas la même qualité, en termes de

limite de détection pour des objets **ponctuels**, qui sont essentiellement limités par la valeur du *seeing*.

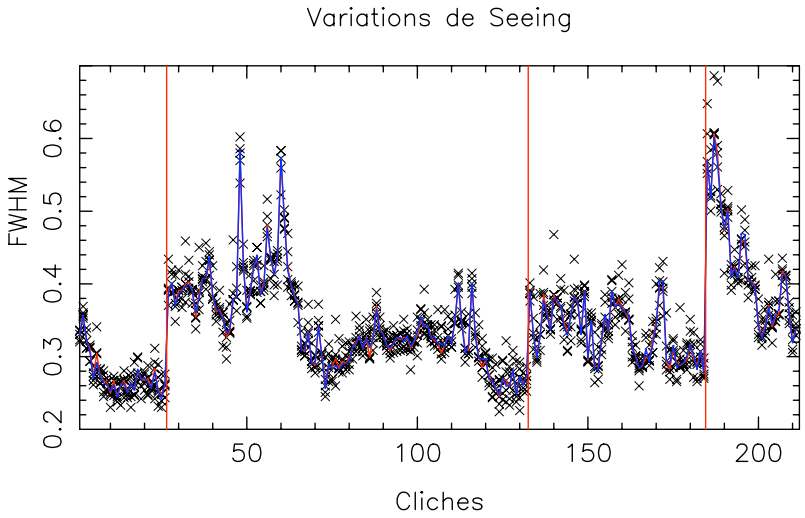


Fig. 4.12: Evolution typique du *seeing*, au cours d'une observation photométrique. Les lignes verticales délimitent chacune des séries distinctes, les mesures effectuées sur chacune des 5 étoiles du champ sont présentées avec des croix. On utilise la coube reliant la valeur médiane des mesures sur chaque cliché.

Un poids w_{ij} a donc été attribué à chacune des images j du filtre i, pour prendre en compte cet effet et améliorer les mesures photométriques sur le résultat final. Les valeurs utilisées pou les poids sont proportionnelles au carré du rapport signal sur bruit, optimisé au cas d'une source ponctuelle, soit :

$$w_{ij} \propto (k_{ij} \times \sigma_{ij}^2 \times s_{ij}^2)^{-1} \tag{4.4}$$

où les valeurs k_{ij} proviennent de la correction de masse d'air définie par l'équation 4.3, s_{ij} et σ_{ij}^2 correspondant au *seeing* et à la variance du fond de ciel des images individuelles.

Cette pondération est appliquée lors de l'utilisation de **imcombine** au compositage final.

4.3.4 Comparaison avec d'autres procédures de réduction

Afin de contrôler la validité de notre procédure de réduction, plusieurs autres tests ont été effectués, parmi lesquels on peut citer deux exemples.

Réduction sans masque d'objets

Une toute première réduction des images a préalablement été réalisée selon une méthode plus *classique* de soustraction de ciel, qui n'utilise pas de masques d'objets. La qualité du résultat est beaucoup moins bonne (Figure 4.13), ce qui nous a

incité à séparer cette étape en deux parties à l'aide de la procédure `XDIMSUM` décrite précédemment.

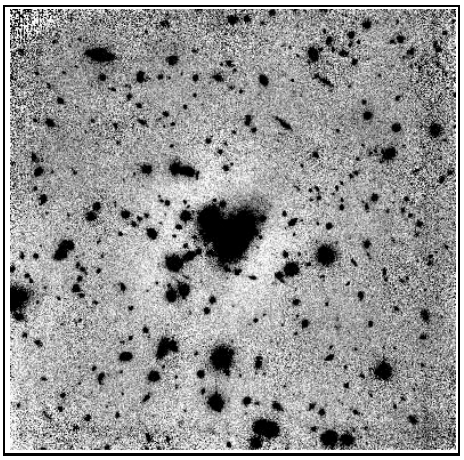


Fig. 4.13: Aspect de l'image finale avec une procédure de réduction sans masque d'objets : la qualité du fond de ciel est dans ce cas bien inférieure autour des galaxies de l'amas.

Réduction avec un *flat-field* local

A titre de comparaison, une séquence légèrement différente dans la procédure de réduction a été testée. Celle-ci consiste à combiner la correction de réponse instrumentale (ou *flat-field*) et la soustraction de ciel décrites auparavant par une correction de *flat-field* incluant le ciel. De manière similaire à `XDIMSUM`, un *flat-field* médian est évalué, pour chaque image, à partir des clichés adjacents de la séquence d'observation, une fois les sources brillantes masquées. Ce *flat-field* local est normalisé puis utilisé pour corriger les images avant de les combiner de la manière habituelle. Cette procédure est celle utilisée pour la réduction de données similaires par Kneib et al. (2003).

Le résultat obtenu est très proche de notre qualité finale d'images, en termes de profondeur photométrique, et nous a permis de contrôler la méthode de réduction utilisée en comparant les niveaux de détection des objets identifiés par la suite.

4.3.5 Réductions de données dans le visible

Pour toute la suite de l'étude, on utilisera (de manière un peu abusive) le terme de **visible** pour toutes les donnés dont la longueur d'onde centrale λ_c de la bande est inférieure à 1 μm, ce qui inclut les observations `FORS-2` en bande `Z`.

La méthode utilisée pour réduire les images `FORS-2` d'Abell 1835 est un compositage classique des clichés individuels sous `IRAF`, incluant la correction de la réponse instrumentale et la réjection des pixels défectueux.

Dans le cas de la bande $\mathtt{R}_{702W}$ d'AC 114, nous avons amélioré l'image utilisée précédemment par Campusano et al. (2001) pour y inclure de nouvelles séries d'observations. Cette série de données contient en effet 5 pointages différents de la caméra `WFPC-2`, dont quatre ont été réalisés dans un mode de *ciel élevé* et un dans un mode de *ciel faible*. La différence majeure entre ces deux configurations est le niveau du fond de ciel, ce qui se traduit par un rapport signal sur bruit différent pour un temps d'exposition T donné.

Les différents pointages de la caméra ont été alignés entre eux au moyen de sous-routines d'`IRAF`, **geomap** et **geotran**, puis combinés. Lors de cette combinaison, les valeurs de flux de chaque image ont été pondérées en relation avec le temps de pose et le niveau de fond de ciel correspondant. L'image résultante est très profonde, mais montre cependant des variations de rapport signal sur bruit importantes d'un point à l'autre du champ `ISAAC` servant de référence (Figure 4.14). On peut distinguer trois régions principales de cette image ayant des propriétés à peu près uniformes : les trois entrées correspondantes sont mentionnées indépendamment dans la Table 4.3, et les valeurs de temps de pose sont converties en leur équivalent *faible ciel* pour faciliter la comparaison avec l'image d'Abell 1835. On peut signaler que la profondeur de cette image est d'autant meilleure que l'on se rapproche du centre.

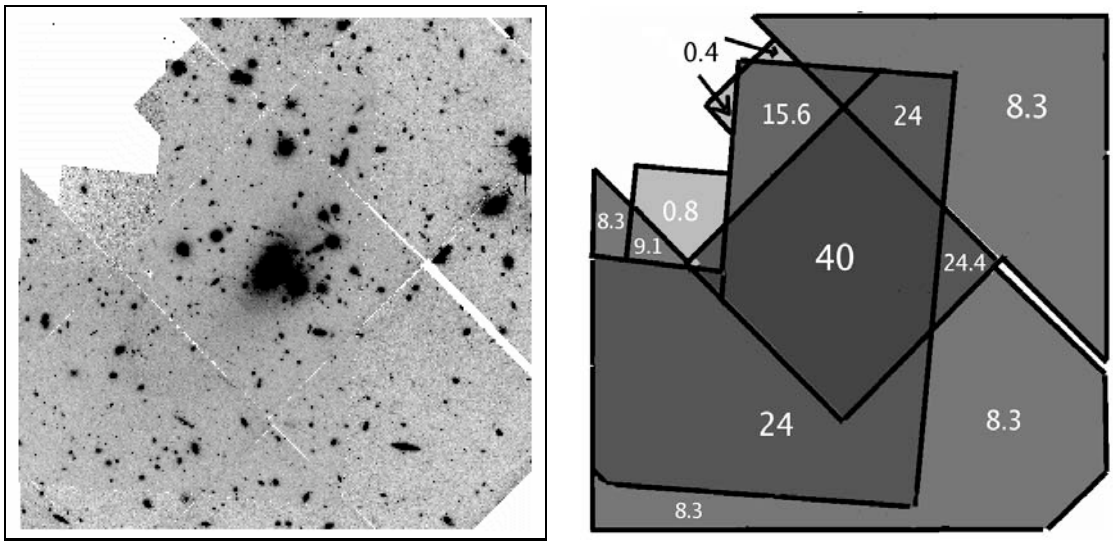


Fig. 4.14: Répartition du temps de pose sur la mosaïque `HST` dans la bande $\mathtt{R}_{702W}$. A gauche : on observe sur l'image combinée des limites de détections différentes selon les régions. A droite : valeurs de temps de pose correspondantes à chaque région (en 10^3 secondes, convertis en mode d'observation *faible ciel*).

4.4 Photométrie

4.4.1 Alignement des images et astrométrie

Pour pouvoir identifier des sources présentes à la fois sur les images visibles et celles du proche infrarouge, il est nécessaire de faire correspondre de manière précise leurs différents systèmes de coordonnées. L'alignement **relatif** des images entre elles a été effectué selon les cas :

- Soit par une simple translation des images combinées, comme c'est le cas des bandes `SZ`, `J`, `H`, $\mathtt{K}_s$ prises avec le même instrument (`ISAAC`).
- En supplément, dans le cas de la bande `J` de l'amas AC 114, un léger agrandissement de l'échelle de l'image (d'un facteur 0.9975) a été identifié et corrigé. Celui-ci est certainement dû à l'utilisation du détecteur Aladdin pour les observations.
- Pour toutes les autres données, la meilleure transformation géométrique, permettant de passer du système de coordonnées de l'image à celle du champ `ISAAC`, a été ajustée à partir d'une liste de ~ 40 objets brillants identifiés dans le champ.

La calibration astrométrique **absolue** des images, elle, est réalisée en faisant correspondre les coordonnées d'ascension droite et de déclinaison (α et δ) pour ~ 30 objets brillants et non saturés, obtenus dans le catalogue de l'*United States Naval Observatory* (`USNO`) (Monet et al., 1998). La précision de cette calibration absolue est typiquement de 0.2" sur la taille d'un champ `ISAAC`.

4.4.2 Détections et mesures avec `SExtractor`

Principe

Le logiciel `SExtractor`, développé par Bertin & Arnouts (1996), est un programme dédié à la détection et à la mesure des flux sur l'ensemble des sources présentes dans une image, et ce de manière automatique. Son principe général de fonctionnement est le suivant :

1. Une **image de détection** est utilisée pour identifier les sources. Le niveau de fond de ciel local est mesuré puis soustrait, sa dispersion moyenne σ calculée, et un filtrage est appliqué afin d'accentuer la présence d'objets.
2. Une source est identifiée pour chaque groupe de pixels contigus, contenant un nombre minimum d'éléments (`DETECT_MINAREA`) au-dessus d'un seuil de détection (`DETECT_THRESH`) exprimé en unités de σ.
3. La position du **centroïde** et les paramètres de forme (a, b, θ) de l'ellipse ajustant le profil de chaque objet sont déterminés sur l'image de détection.

4. Selon la méthode de photométrie utilisée, la mesure de flux est effectuée pour cet objet en utilisant une **image de mesure**, qui sera identique à l'image de détection dans la plupart des cas. Le flux intégré sur chaque source est soustrait à la mesure du ciel environnant, évaluée à l'étape (1) ou bien recalculée dans un anneau local entourant l'objet.
5. Les mesures de la position, de la forme et de la photométrie (avec l'erreur correspondante) sont fournies pour chaque objet sous forme de catalogue. De nombreux autres paramètres peuvent être calculés, parmi lesquels on peut citer la classification des objets entre étoiles ou galaxies, au moyen d'un réseau neuronal. Celle-ci est donnée sous la forme d'un estimateur de la **stellarité** (`CLASS_STAR`), comprise entre 0 et 1, et dont la valeur se rapproche de 1 pour un objet ponctuel.

Paramètres utilisés

Dans le cadre de notre recherche d'objets à grand z, l'image `ISAAC` dans la bande `H` a été utilisée comme image de détection. A cause des légers déplacements du télescope au cours de l'observation pour appliquer la méthode du *dithering*, le temps de pose **effectif** n'est pas identique en tout point de cette image. Comme `SExtractor` utilise la même mesure du niveau de détection σ pour tout le champ, l'image de détection a été normalisée au même rapport signal sur bruit que la région centrale (contenant 100 % du temps d'intégration) en multipliant la valeur des pixels par $\sqrt{T}$, T étant le temps de pose effectif pour ce pixel.

`SExtractor` a été exécuté en mode "double-image", pour lequel les images de mesure sont différentes des images de détection. Ce traitement n'affecte donc pas les valeurs obtenues pour la photométrie. Les images de mesure sont les données `ISAAC`, alignées à l'image de détection par une translation d'un nombre entier de pixels.

Par ailleurs, d'autres tests de photométrie ont été effectués avec une image de détection `SExtractor` contruite sur l'ensemble des filtres `J`, `H` et `K` (détaillée en section 4.5.2). Les résultats étant assez similaires, l'image en `H` a été préférée car elle facilite le traitement de la correction de complétude dans la discussion des résultats (voir la section 4.4.4).

Les paramètres utilisés pour exécuter `SExtractor` ont été optimisés pour la mesure précise des couleurs sur des sources ponctuelles : il est ainsi préférable de calculer la magnitude dans une **ouverture** identique à tous les filtres. Cependant, la largeur à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle (*seeing*) doit être similaire dans toutes les images utilisées pour les mesures. Pour cette raison, les données dans les bandes `H` et $\mathtt{K}_s$ ont été dégradées à la qualité de *seeing* plus faible des images `SZ` et `J`, au moyen d'un lissage par la procédure **gauss** sous `IRAF`.

Les paramètres de détection ont été choisis très faibles, de manière à prendre le plus grand nombre possible d'objets jusqu'à la limite (en termes de barre d'erreurs

photométriques) où il est possible de discuter leur sélection avec des critères de couleurs. Les valeurs adoptées sont `DETECT_MINAREA`=4 pixels avec un flux au-dessus de `DETECT_THRESH`=1 σ.

Pour la valeur de *seeing* des images de détection en bande `H`, ceci correspond à une valeur minimale du pixel central de 4.5 σ, en supposant une source ponctuelle.

La taille d'ouverture utilisée est de 10 pixels, correspondant à un diamètre de 1.5" sur le ciel. Le *seeing* le plus faible des images `ISAAC` étant de 0.65" (Table 4.3), cette dimension permet de mesurer la majorité du flux de l'objet, et de pallier à de légères variations du centroïde d'une bande à l'autre.

4.4.3 Evaluation des erreurs photométriques

Le rééchantillonnage des images, des translations utilisant des pixels non entiers, d'autres transformations géométriques complexes, ou la dégradation de la résolution (pour ajuster les valeurs de *seeing*) n'influencent pas les mesures de flux, mais modifient toutes les propriétés du bruit de fond de ciel, en procédent à un effet de *lissage*. L'utilisation de `SExtractor` sur ces données entraîne ainsi une **sous-estimation systématique** des barres d'erreurs photométriques. En effet, ce programme se base sur la déviation standard en flux (σ_{pp}) d'un pixel à l'autre, en supposant ces mesures indépendantes. Le lissage des images entraîne une diminution de cette valeur σ_{pp} par une corrélation des pixels entre eux, tandis que le bruit à grande échelle reste élevé.

Pour ces raisons, il est préférable d'utiliser les images originales, pour lesquelles aucun rééchantilonnage ou convolution des pixels n'a été fait, afin d'obtenir une estimation plus réaliste (donc moins optimiste) des barres d'erreur photométriques. La mesure de σ_{pp} est obtenue par une simulation de photométrie de type Monte-Carlo, de la manière suivante :

- On considère pour chaque image originale la partie contenant l'intégralité du temps de pose (celui-ci doit être uniforme sur le champ) et non contaminée par les objets brillants (on utilise le masque d'objets créé lors de l'étape de réduction).
- On sélectionne au hasard dans cette région une série de ~ 5000 ouvertures de 1.5" de diamètre, ne se chevauchant pas.
- On mesure la statistique pixel à pixel dans chacune de ces ouvertures, et on estime σ_{pp} par la moyenne des valeurs obtenues (avec réjection des mesures aberrantes).

La barre d'erreur correspondant à une ouverture de 1.5" de diamètre est alors

donnée par la relation :

$$\sigma_{1.5} = \sigma_{pp} \sqrt{N_{pixels}} \quad (4.5)$$

$$\sigma_{1.5} = \sigma_{pp} \sqrt{\pi} \left(\frac{1.5"}{2\ pix} \right) \quad (4.6)$$

où N_{pixels} est le nombre de pixels contenu dans l'ouverture, et pix la taille du pixel de l'image, exprimée en secondes d'arc.

Les valeurs $\sigma_{1.5}(i)$ obtenues dans chaque filtre i permettent de corriger l'erreur photométrique en magnitude (dm_i) des sources dans le catalogue `SExtractor` par :

$$dm_i = \frac{2.5}{ln(10)} \frac{\sigma_{1.5}(i)}{f_i} \quad (4.7)$$

$$\text{avec} \quad f_i = 10^{\ 0.4\ (ZP_i - m_i)} \quad (4.8)$$

où m_i est la manitude mesurée par `SExtractor` et ZP_i la valeur du point zéro dans la bande i.

Les barres d'erreurs obtenues par cette méthode sont systématiquement plus larges que les valeurs originales données par `SExtractor`. Elles ne sont cependant valables que pour les objets faibles, pour lesquels le bruit dominant provient de la variance du fond de ciel. Les valeurs $\sigma_{1.5}(i)$ sont également appliquées, de manière directe, pour estimer la profondeur des images à 1 σ, dans l'ouverture utilisée. Les valeurs correspondantes sont mentionnées pour chaque filtre dans la Table 4.3.

4.4.4 Niveaux de complétude et taux de fausses détections

La sensibilité des images à la détection de la totalité des sources d'une magnitude m donnée est donnée au travers de la fonction de **complétude** $C(m)$, exprimée en fraction du nombre d'objets réels identifiés. Pour les magnitudes les plus brillantes, on a une valeur à peu près constante $C(m) \simeq 1$, puis celle-ci chute progressivement pour les objets faibles, qui sont peu à peu noyés dans le bruit de fond du ciel. La fonction $C(m)$ peut également s'exprimer en termes de probabilité de détection d'un objet de magnitude m.

Pour mesurer précisément cette fonction dans chaque filtre du proche infrarouge, les images ont été artificiellement surchargées de 30 sources ponctuelles d'une magnitude fixée m, à des positions aléatoires situées dans les régions comportant l'intégralité du temps de pose et non contaminées par les objets brillants. En utilisant la même méthode de détection de `SExtractor` que pour les données réelles, on peut estimer le pourcentage de sources qui sont récupérées de cette manière. La moyenne de ce résultat pour une série de 1000 réalisations différentes détermine une valeur approximative de $C(m)$ dans ce filtre.

Cette opération a été répétée de manière à échantillonner les courbes $C(m)$ de chaque amas, dans toutes les bandes, pour des magnitudes comprises entre 21 et 25 (dans le système de Véga). Les fonctions $C(m)$ obtenues sont présentées en Figure 4.15 pour chacun des filtres et des champs.

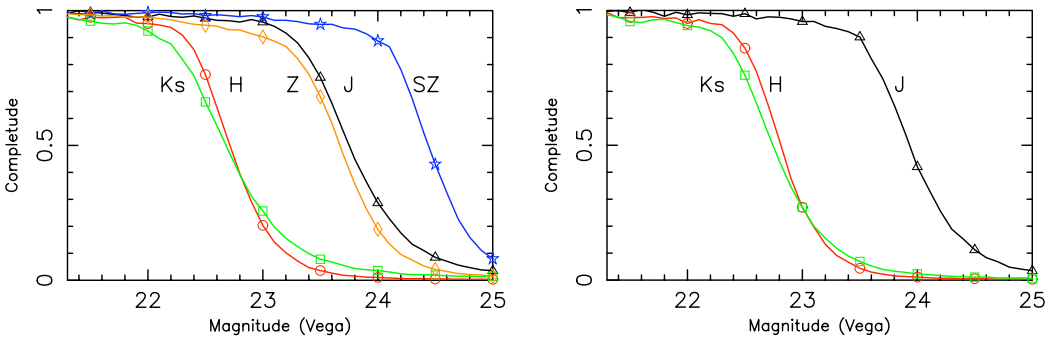


Fig. 4.15: Niveau de complétude (donnée en fraction d'objets détectés dans les simulations) mesurés sur les images finales : dans le cas d'Abell 1835 (à gauche) ou d'AC 114 (à droite).

Un contrôle supplémentaire de celui de la complétude consiste à évaluer le pourcentage d'objets non-réels détectés dans les images. En effet, aux magnitudes les plus faibles, le seuil de détection relativement bas rend possible l'interprétation de "pics de bruit" dans l'image comme de vraies sources astrophysiques.

Pour celà, nous avons construit une image spécifique en bande `H` (qui est notre filtre de détection), ayant des propriétés de bruits les plus proches possibles de l'image de science mais où le signal des sources astrophysiques est absent. Une des méthodes possibles est de considérer les N clichés individuels I_j de la bande `H` dont le ciel a été soustrait au cours de la réduction habituelle, puis de les combiner entre eux en les soustrayant deux à deux :

$$I_{bruit}(x,y) = \sum_{j=1}^{N} (-1)^j \; I_j \; (x,y) \tag{4.9}$$

On obtient ainsi une nouvelle image I_{bruit} composite, avec un fond de ciel uniforme (Figure 4.16, à gauche) sans présence d'objets, à l'exception de quelques résidus très faibles à l'emplacement des étoiles et galaxies soustraites les plus brillantes.

Si on suppose que le bruit du flux dans le fond de ciel est symétrique, autour de sa moyenne nulle, le compositage des N clichés donne à I_{bruit} des propriétés identiques à l'image de détection.

En appliquant `SExtractor` sur cette nouvelle image avec des paramètres de détection identiques, on peut comparer, sur différents intervalles de magnitudes, le nombre de sources détectées dans le bruit avec le nombre d'objets présents dans le catalogue photométrique. Les régions entourant les principaux résidus (identifiés à partir du masque d'objets) ne sont pas pris en compte lors de cette étape.

Le rapport correspondant fournit pour chaque amas une estimation de notre sensibilité à de **fausses détections positives** (Figure 4.16, à droite). Cette contamination est quasi inexistante pour $H < 23.0$ (qui correspond à un niveau de 30 % de complétude dans les diagrammes précédents), et de l'ordre de 50 % à $H = 23.5$, en restant toujours légèrement supérieure dans le cas de AC 114.

Toutefois, ce résultat n'est valable que pour des objets *uniquement* détectés dans la bande `H`. En effet, un objet à la fois détecté en `H` et ayant un flux significatif dans une autre bande aura une probabilité beaucoup plus faible d'être une fausse détection positive. De plus, les objets sélectionnés par cette technique photométrique sont soumis à une inspection visuelle qui n'est pas faite dans les images servant à contrôler le taux de fausses détections. Les valeurs obtenues de manière "aveugle" sont donc sur-estimées.

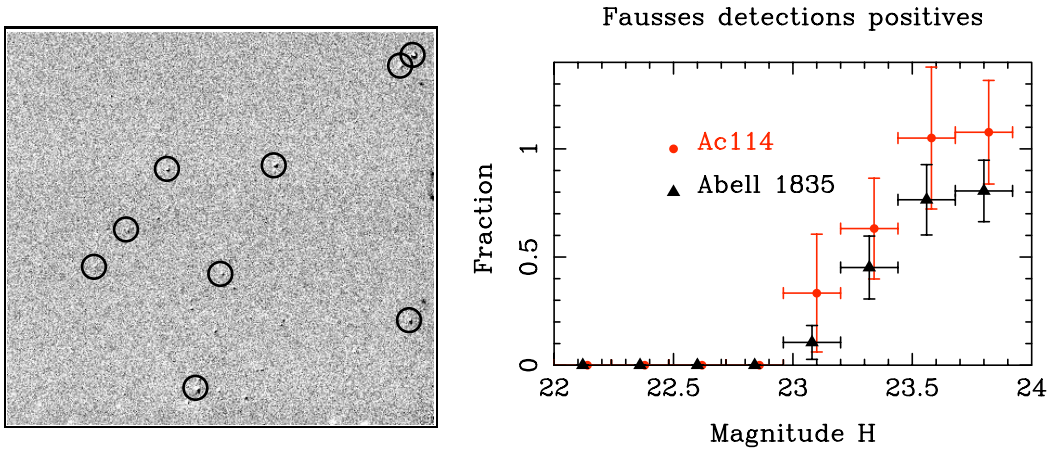


Fig. 4.16: A gauche : image artificielle en bande `H` utilisée pour mesurer le taux de fausses détections positives. Des résidus sont encerclés à la position des objets brillants. A droite : résultats obtenus pour chaque amas, en terme de fraction d'objets faussement détectés dans l'image de bruit avec les mêmes critères de détection que pour les données de science.

4.4.5 Diagrammes couleur-couleur

Si on limite le catalogue photométrique obtenu avec `SExtractor` aux sources les plus brillantes (ayant un rapport signal sur bruit de l'ordre de 10), on peut tracer les diagrammes couleur-couleur *observés*, correspondant à ceux présentés en section 4.2.2.

Sur ces différents graphiques (Figure 4.17), on voit apparaître un groupe d'objets ayant des couleurs proche-infrarouges très similaires, que l'on identifie aux galaxies appartenant à l'amas. Si on compare les couleurs correspondantes aux valeurs théoriques attendues (de $Z - SZ = 0.428$, $SZ - J = 0.5223$, $J - H = 0.666$, $H - K_s = 0.696$) pour une galaxie elliptique à $z \sim 0.25$, on obtient un test indépendant de la calibration relative des couleurs mesurées.

Pour le cas d'AC 114, un biais systématique de la position des galaxies brillantes dans ces diagrammes nous a permis de corriger la mesure du point zéro de l'image en bande J, d'une valeur $\Delta m = 0.05$ magnitudes. La précision estimée ainsi pour la calibration photométrique est de l'ordre de $\sim 0.05 mags$.

De la même manière, la mesure de la stellarité fournie par SExtractor permet de contrôler la position des étoiles observées sur ces mêmes diagrammes. Les sources ayant une valeur minimale CLASS_STAR de 0.95 sont représentées par des symboles étoilés dans la Figure 4.17. La position obtenue est en bon accord avec les couleurs théoriques des modèles, en prenant par exemple les libraires stellaires de Pickles (1998).

Un autre test consiste à sélectionner la catégorie spécifique des *Objets Extrêmement Rouges* (ou EROs) par le critère de couleur suivant : $R - K_s > 5.6$. Cette définition est celle adoptée par Daddi et al. (2000). Ces objets se retrouvent dans la région théorique des sources à bas z, mais dans une position compatible avec un effet de rougissement des galaxies à sursauts de formation d'étoiles (Calzetti et al., 2000), ou des galaxies de type précoce (*early-type*).

Enfin, on peut noter que les différentes *boîtes de sélection*, définies à partir des diagrammes théoriques, ne contiennent que très peu d'objets brillants. Ceux-ci le sont également sur la totalité des images visibles, ce qui montre l'intérêt d'un recoupement entre les deux domaines du visible et du proche infrarouge.

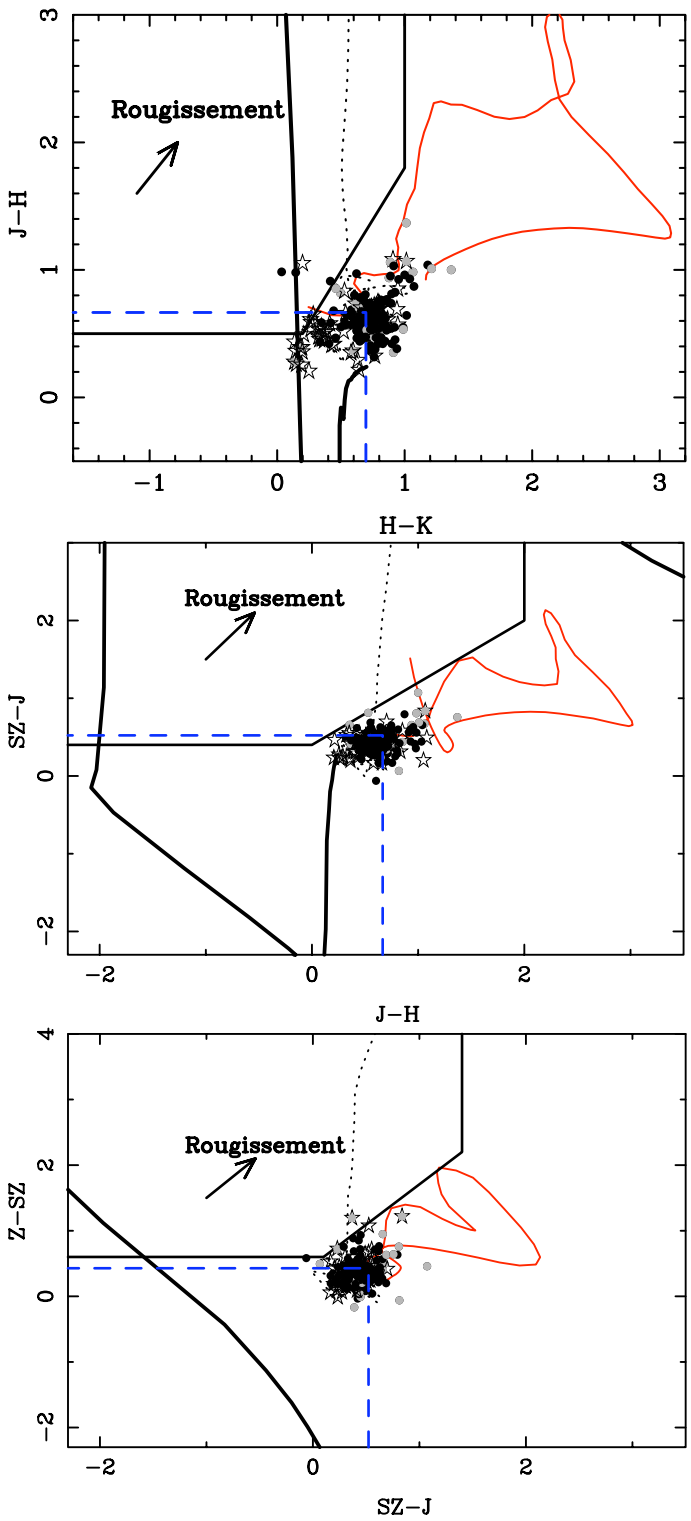


Fig. 4.17: Diagrammes couleur-couleur des objets brillants, donnés dans le cas d'Abell 1835. La position théorique d'une galaxie elliptique de l'amas ($z \sim 0.25$) est indiquée par les lignes en tirets. Les sources plus brillantes que $H = 22.5$ sont représentées à l'aide d'un symbole d'étoile pour les objets ayant une stellarité $f_* > 0.95$, de point rouge pour les sources satisfaisant le critère des EROs ($R - K_s > 5.6$), ou un point noir sinon. La ligne polygonale représente la boîte de sélection des objets à grand z, et les courbes évolutives correspondant à des galaxies elliptique (trait rouge), à sursaut de formation stellaire locale (pointillés) ou à faible métallicité (trait épais) sont superposées pour une comparaison directe avec les diagrammes théoriques (Figure 4.3).

4.5 Sélection de candidats à grand z

La méthode de sélection présentée ici est une combinaison de deux critères. Le premier concerne la non-détection des sources dans tous les filtres visibles, pour que leur DSE soit compatible avec la présence de la cassure de Lyman (ou de Lyman-α). Le deuxième est basé sur la localisation de ces objets dans les diagrammes couleur-couleur du proche infrarouge, qui nous apportent une information complémentaire sur leur domaine de décalage spectral plausible.

Enfin, pour les objets les plus brillants, l'ensemble de la DSE peut être ajusté par des modèles pour en déduire une valeur de *redshift photométrique*.

4.5.1 Construction du catalogue d'objets non-détectés dans le visible

A partir de la position de chaque objet du catalogue dans l'image de détection en H, des listes de coordonnées ont été créées pour chaque image visible *originale*, à l'aide des transformations géométriques calculées préalablement (section 4.4.1).

La détection de chaque objet dans ces images est contrôlée en exécutant SExtractor avec ce **catalogue d'entrée** : dans ce mode d'utilisation spécifique, le programme force la recherche d'une détection à proximité de chaque source du catalogue et fournit la magnitude correspondante. Lorsque le résultat est plus faible que la profondeur à 1 σ (donnée en Table 4.3), l'objet est considéré comme non-détecté dans cette bande.

Un des avantages de cette technique est l'utilisation directe des images originales dans le visible (non rééchantillonnées, non convoluées), pour lesquelles les critères de détection ou de non-détection des objets sont plus contraignants.

Un nouveau catalogue est composé en combinant les sources non-détectées sur l'ensemble des filtres visibles (de B à Z pour Abell 1835, de U à I pour AC 114). Pour toutes les magnitudes mesurées (visible ou proche-infrarouge), les valeurs inférieures à la profondeur dans cette bande ont été fixées à cette même profondeur, en posant une limite supérieure sur la détection. De plus, on impose à tous ces objets d'être plus brillants que H= 24. Cette magnitude, définie arbitrairement, essaye d'inclure la majorité des objets qu'il est possible de confirmer spectroscopiquement : c'est le cas de la source étudiée dans Richard et al. (2003) et qui possède une magnitude H= 24.0 ± 0.5.

Chacune des 122 et 38 sources de ce type présentes dans les catalogues respectifs d'Abell 1835 et AC 114 ont été inspectées manuellement. Les principaux contrôles visuels effectués sur les images originales sont les suivants :

– Les *fausses détections négatives* dans les filtres visibles, qui montrent un objet à la limite de la détection dans une ou plusieurs bandes, ont été retirées.

– Plusieurs possibilités de *fausses détections positives*, dans un ou plusieurs filtres du proche infrarouge, ont été identifiées et éliminées par précaution. Dans la plupart des cas, ces objets sont des sources uniquement détectées dans la bande H, mais dont l'aspect visuel ne correspondait pas à la forme attendue pour des sources réelles limitées par le *seeing* (elles avaient par exemple une caractéristique trop piquée, ponctuelle), mais davantage à des pixels de bruit spatialement corrélés.

– Un certain nombre de sources ont été retirées car elles se trouvaient dans des régions bruitées des images proche-infrarouge, en bordure de champ où le temps d'intégration décroît progressivement ou à proximité de sources très brillantes qui entraînent une contamination de leur photométrie.

– De la même manière, l'utilisation de SExtractor en mode "double-image" entraîne des mesures de flux présent en bord de l'ouverture, alors qu'aucun objet n'était clairement visible au centre. Les valeurs de magnitudes dans ces bandes ont été manuellement fixées comme des non-détecions.

– Enfin, plusieurs objets ayant une magnitude plus brillante dans la bande K_s que dans le filtre H ont montré un léger déplacement du centroïde de leur détection, pris sur l'image H où il était moins précis. Afin d'éviter une photométrie faussée dans les couleurs de ces sources (au nombre de 7 pour Abell 1835, 1 pour AC 114), les valeurs finalement adoptées pour leur centroïde et leurs couleurs sont celles de SExtractor, exécuté en prenant l'image K_s comme image de détection (Figure 4.18).

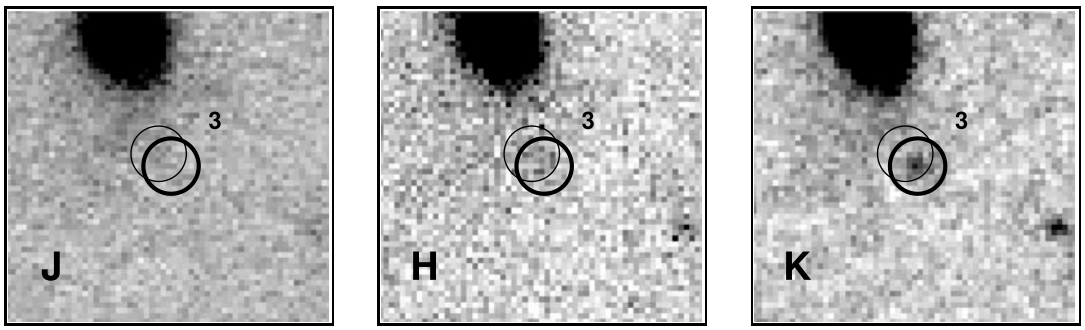


Fig. 4.18: Correction de la position du centroïde mesuré en bande H (cercle fin) pour un objet brillant en K_s. La nouvelle ouverture (cercle épais) donne des couleurs plus précises entre les différents filtres (de gauche à droite : J, H, K_s).

Finalement, le résultat de cette inspection est un catalogue d'objets non-détectés dans le visible, contenant 24 et 10 sources pour Abell 1835 et AC 114, respectivement. Un critère supplémentaire sur la qualité de ces objets a été défini :

– Les sources détectées dans un nombre $N > 2$ filtres du proche-infrarouge sont définies comme de "première" catégorie.

– Les autres, détectées uniquement dans la bande H, sont qualifiées de "seconde" catégorie. La probabilité pour qu'elles soient de fausses détections positives a été mesurée précédemment (Figure 4.16). Toutefois, il s'agit d'une limite supérieure, car elle ne prend pas en compte l'effet de filtre dû à l'inspection manuelle précédente.

Les propriétés photométriques de tous ces objets sont résumées dans la première partie de la Table 4.4.

4.5.2 Discussion complémentaire sur la réalité des objets

Afin de contrôler que le nombre de sources inclues dans le catalogue ne contient pas majoritairement d'objets "non-réels", plusieurs tests complémentaires ont été effectués.

Tout d'abord, les premières mesures photométriques avec SExtractor se sont basées sur une image de détection différente, créée à partir des toutes premières observations du domaine proche infrarouge (incluant les bandes J, H et K) de la manière suivante :

$$I_{JHK}(x,y) = \frac{1}{3}\left(\frac{J\ (x,y)}{\sigma_J} + \frac{H\ (x,y)}{\sigma_H} + \frac{K\ (x,y)}{\sigma_{K_s}}\right) \tag{4.10}$$

Où les valeurs de σ_i correspondent à l'écart-type du fond de ciel dans le filtre i. Le flux dans l'image I_{JHK} est donc une mesure du rapport signal sur bruit (niveau de détection) moyen sur les trois filtres, en supposant des sources faibles dominées par le niveau de bruit σ_i. En effectuant une détection à partir de cette image, on retrouve la majorité (75% et 89%) des sources de première catégorie, qui montrent alors un flux significatif dans plusieurs bandes du proche-infrarouge, mais également quelques sources de seconde catégorie.

Un autre test, réalisé sur les images SZ de l'amas Abell 1835, a été de compositer les poses individuelles en deux séries, contenant 63% et 37% du temps d'intégration total, et correspondant aux deux époques d'observation espacées d'un mois. Des mesures photométriques faites pour chaque époque ont permis de contraindre le nombre de sources **variables** dans le champ sur cette période : deux objets de première catégorie montrent des incompatibilités, avec une variation supérieure à la barre d'erreur à 1 σ.

Enfin, un certain nombre de sources identifiées peuvent provenir de **phénomènes transitoires**, se produisant lors des observations dans le proche infrarouge et inexistants sur les images visibles prises à une autre période. On peut ainsi évaluer :

– La fraction d'objets trans-neptuniens (TNOs) : ces astres possèdent généralement un mouvement assez rapide par comparaison au temps d'intégration des images, et se retrouvent facilement éliminés par les méthodes de réjection du

Id.	α (14 :)	δ (02 :)	SZ	J	H	K_s
Abell 1835 : sources de première catégorie						
#1	00 :58.278	50 :26.65	24.56 ± 0.18	23.14 ± 0.11	22.22 ± 0.10	21.10 ± 0.04
#2	00 :57.538	52 :49.85	24.80 ± 0.22	24.05 ± 0.27	22.29 ± 0.11	20.95 ± 0.03
#3	01 :01.484	51 :03.63	24.03 ± 0.11	24.54 ± 0.42	22.69 ± 0.16	21.71 ± 0.07
#4	01 :01.733	51 :05.26	24.31 ± 0.14	23.50 ± 0.16	22.82 ± 0.18	21.90 ± 0.08
#5	01 :07.034	51 :35.71	25.82 ± 0.52	> 25.60	23.24 ± 0.28	23.91 ± 0.55
#7	01 :05.067	50 :57.52	25.81 ± 0.51	25.34 ± 0.89	23.39 ± 0.32	> 24.70
#8	01 :00.058	52 :44.08	25.36 ± 0.34	24.99 ± 0.64	23.40 ± 0.32	24.00 ± 0.60
#10	00 :59.890	50 :57.59	24.18 ± 0.12	23.74 ± 0.20	23.45 ± 0.33	21.77 ± 0.07
#11	01 :06.182	50 :27.74	> 26.90	24.29 ± 0.33	23.54 ± 0.36	21.72 ± 0.07
#13	01 :03.125	51 :28.81	> 26.90	24.41 ± 0.38	23.58 ± 0.38	> 24.70
#14	01 :04.209	51 :54.55	> 26.90	24.77 ± 0.52	23.63 ± 0.39	24.53 ± 0.97
#15	01 :02.540	51 :12.84	$\underline{> 26.90}$	25.40 ± 0.94	23.63 ± 0.40	$\underline{> 24.70}$
#16	01 :03.657	52 :54.83	> 26.90	> 25.60	23.64 ± 0.40	23.08 ± 0.25
#17	01 :05.013	50 :27.11	$\underline{> 26.90}$	> 25.60	23.71 ± 0.43	22.06 ± 0.10
#22	01 :02.551	51 :30.06	25.00 ± 0.24	23.99 ± 0.25	23.81 ± 0.47	22.59 ± 0.16
#23	01 :05.699	51 :52.92	> 26.90	24.93 ± 0.61	23.85 ± 0.48	24.03 ± 0.61
#24	00 :58.036	51 :29.09	> 26.90	25.16 ± 0.75	23.88 ± 0.50	> 24.70
#27	01 :04.299	01 :57.19	> 26.90	> 25.60	23.93 ± 0.53	24.57 ± 1.01
Abell 1835 : sources de seconde catégorie						
#6	00 :59.659	00 :54.73	> 26.90	> 25.60	23.37 ± 0.31	> 24.70
#18	00 :58.890	01 :02.47	> 26.90	> 25.60	23.72 ± 0.43	> 24.70
#19	01 :00.138	02 :05.20	$\underline{> 26.90}$	> 25.60	23.72 ± 0.43	$\underline{> 24.70}$
#20	00 :58.860	01 :23.85	> 26.90	> 25.60	23.72 ± 0.43	> 24.70
#21	00 :58.732	01 :53.86	> 26.90	> 25.60	23.76 ± 0.44	> 24.70
#35	01 :00.693	02 :09.58	> 26.90	> 25.60	24.00 ± 0.56	24.25 ± 0.75

Id.	α(22 :58 :)	δ (-34 :)	J	H	K_s
AC 114 : sources de première catégorie					
#1	49.777	46 :54.95	22.19 ± 0.05	20.52 ± 0.02	19.23 ± 0.00
#2	49.040	47 :21.94	24.14 ± 0.32	23.01 ± 0.22	$\underline{> 24.30}$
#4	46.829	47 :43.83	$\underline{> 25.50}$	23.33 ± 0.30	24.23 ± 0.99
#5	46.505	47 :25.96	24.90 ± 0.64	23.41 ± 0.32	> 24.30
#13	44.972	49 :17.27	> 25.50	23.72 ± 0.43	23.67 ± 0.59
#14	53.511	48 :37.85	24.55 ± 0.46	23.73 ± 0.44	> 24.30
#16	50.243	48 :35.75	24.55 ± 0.46	23.90 ± 0.51	$\underline{> 24.30}$
#19	43.844	47 :35.31	> 25.50	23.98 ± 0.55	23.69 ± 0.60
AC 114 : sources de seconde catégorie					
#15	53.529	49 :13.45	> 25.50	23.75 ± 0.45	> 24.30
#17	47.551	48 :53.51	> 25.50	23.93 ± 0.53	> 24.30

Tab. 4.4: Mesures d'astrométrie (pour l'équinoxe J2000.0) et de photométrie proche-infarouge des candidats

compositage final (qui ne prennent pas en compte 10% des valeurs minimales et maximales des pixels, considérées comme aberrantes).

- Le taux de *supernovæ* dans le champ : on s'attend généralement à trouver un nombre de 1 à 2 *supernovæ* dans un champ de cette taille et de cette profondeur, compte tenu de la densité de galaxies due à la présence de l'amas.
- D'autres évènements peuvent êtres pris en compte (*supernovæ* amplifiée par l'amas de galaxie, effets de marée sur des étoiles ...) mais ils devraient avoir une contribution minoritaire aux phénomènes transitoires.

4.5.3 Diagrammes couleur-couleur des objets sélectionnés

Les diagrammes couleur-couleur définis dans la section 4.2.2 ont été construits pour l'ensemble des objets non-détectés dans le visible, après les différents tests et corrections photométriques décrits aux paragraphes précédents. Ils sont présentés en Figure 4.19 dans les bandes disponibles pour chaque amas.

Les sources sont localisées en prenant en compte les limites supérieures dans les filtres du proche-infrarouge :

- Dans le diagramme J-H-K_s, seules les sources de première catégorie sont présentées.
- Pour celui en SZ-J-H, il faut, en supplément des précédentes, qu'elles soient détectées en J.
- Pour celui en Z-SZ-J, elles doivent être détectées en SZ et en J.

Les *boîtes de sélection* utilisées dans chacun de ces trois diagrammes permettent d'estimer, en première approximation, le *redshift photométrique* de ces objets dans les intervalles $8.0 \lesssim z \lesssim 10.0$, $7.0 \lesssim z \lesssim 8.5$ et $6.0 \lesssim z \lesssim 7.5$, respectivement. La majorité des sources situées dans la région des galaxies à faible décalage spectral ($0.0 \lesssim z \lesssim 8.0$) du diagramme J-H-$K_s$ satisfont par ailleurs au critère d'objets *extrêmement rougis* (EROs). Ceci les rend donc compatibles avec des galaxies rougies de décalage spectral intermédiaire.

L'erreur photométrique sur la mesure de la couleur $m_1 - m_2$ est calculée en fonction des erreurs Δm_1 et Δm_2 obtenues indépendamment dans chaque filtre, par :

$$\Delta\Big(m_1 - m_2\Big) = \sqrt{(\Delta m_1)^2 + (\Delta m_2)^2} \tag{4.11}$$

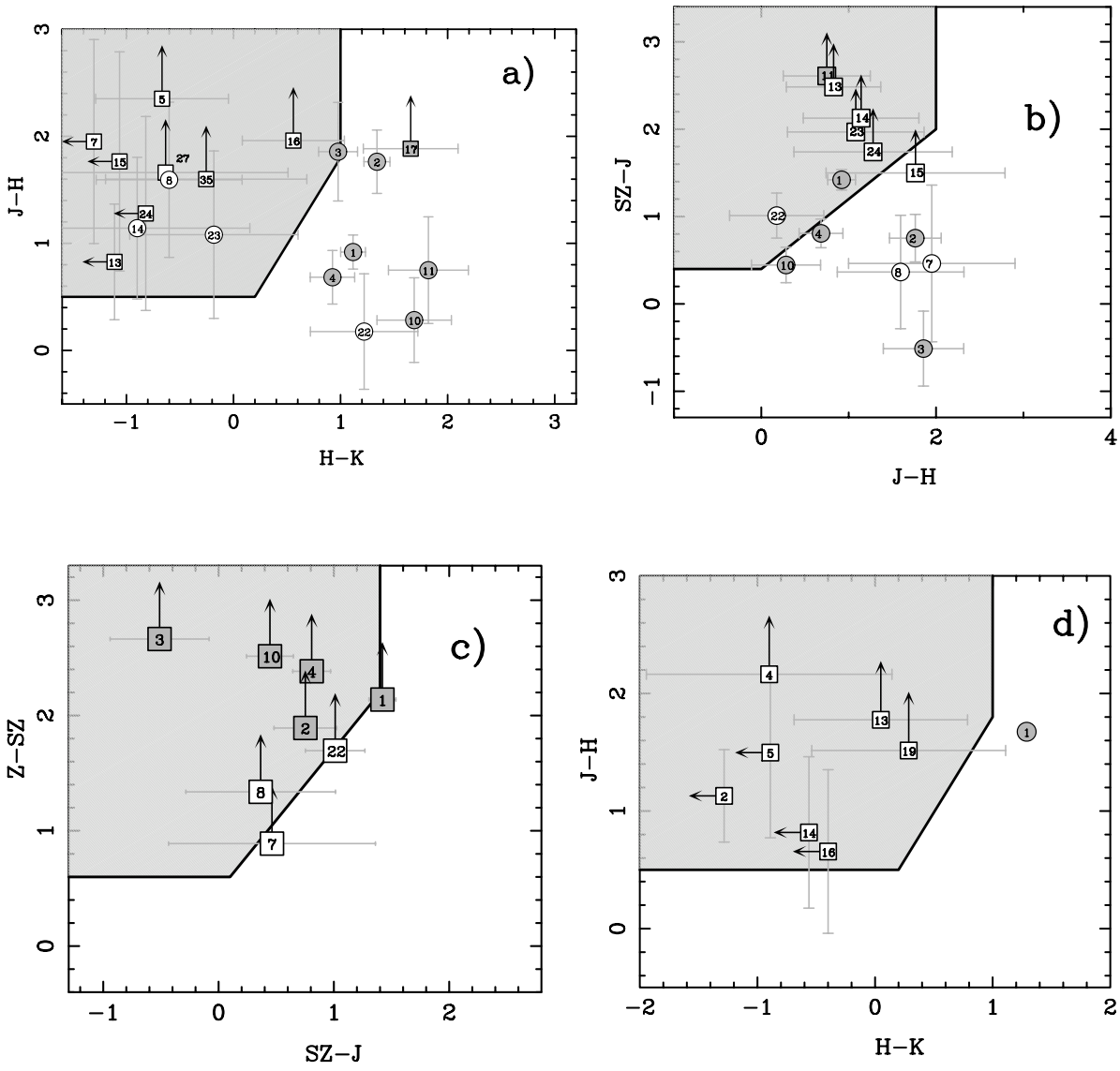


Fig. 4.19: Diagrammes couleur-couleur observés représentés dans les filtres du proche-infrarouge : pour Abell 1835 dans les bandes (a) J-H-K_s, (b) SZ-J-H_s et (c) Z-SZ-J, pour AC 114 dans les bandes (d) J-H-K_s. Les cercles représentent les sources détectées dans les trois filtres, les carrés dans deux filtres uniquement (la flèche indique alors la limite supérieure ou inférieure sur la couleur). Les symboles coloriés correspondent aux objets satisfaisant au critère des EROs. Les barres d'erreur présentées sont calculées avec la formule 4.11.

4.5.4 DSEs et *redshifts photométriques*

Les Distributions Spectrales en Energie (DSEs) de toutes les sources sélectionnées dans un des diagrammes couleur-couleur ont été ajustées à des modèles par une technique de *redshift photométrique* en recourant à une version améliorée du logiciel HyperZ. Les différents domaines de modèles et de paramètres physiques (extinction, absorptions dans la forêt de Lyman) adoptés dans l'exécution de ce programme sont très similaires à ceux présentés en section 3.2.5 pour l'ajustement de la source en

arrière-plan d'Abell 2218 par Schaerer & Pelló (2005).

La non-détection dans les filtres visibles ou dans une des bandes du proche-infrarouge a été prise en compte comme un critère supplémentaire lors des ajustements. Le flux de l'objet y est alors imposé comme nul (en échelle linéaire de f_ν ou f_λ), avec une barre d'erreur à 1 σ équivalente à la profondeur dans cette bande.

Le principal résultat qui nous intéresse pour cette étude est la fonction $P(z)$, distribution en probabilité du décalage spectral de chaque object. Un critère de qualité Φ_z (prenant les valeurs A, B ou C) y est associé, selon le type d'ajustement obtenu, et reporté en Table 4.4. On isole ainsi trois groupes selon Φ_z :

(A) Les sources ayant un meilleur ajustement à grand décalage spectral, avec un pic bien contrasté de la fonction $P(z)$ dans cette zone (Figure 4.20, à gauche). Pour ces objets, on adopte par la suite une estimation $\tilde{z}$ au maximum de probabilité, et un domaine de décalages spectraux z_1 - z_2 correspondant à un intervalle de confiance à 68 % (1 σ).

(B) Des sources montrant une dégénérescence dans leur fonction $P(z)$, avec une solution principale $z^+ > 6$ et une solution secondaire $z_- < 6$ (Figure 4.20, au centre). Généralement, on a une correspondance du type $z^+ \sim z_- \left(\frac{4000}{1216}\right)$. En effet, les deux solutions ajustent respectivement le décrément de Lyman-α à 1216 Å au repos (z^+) ou celui à 4000 Å au repos (z_-). On ne conserve, pour ces objets, que la meilleure solution $\tilde{z} = z^+$, de manière identique au cas $\Phi_z = A$.

(C) Les autres sources ont une fonction $P(z)$ beaucoup plus dégénérée sur l'intervalle $0 < z < 12$, jusqu'à atteindre une distribution quasi "plate" pour les sources avec les barres d'erreur photométriques les plus importantes (Figure 4.20, à droite). Cette situation est générale pour l'ajustement des sources comme les LBGs, sélectionnées par des diagrammes couleur-couleur, lorsque les erreurs photométriques deviennent relativement importantes (Bolzonella et al., 2000). Dans ce cas, la valeur $\tilde{z}$ et le domaine z_1 - z_2 adoptés sont ceux qui correspondent au diagramme couleur-couleur dans lequel la source a été sélectionnée (donnés dans la Table 4.1) avec $\tilde{z} = \frac{1}{2}(z_1 + z_2)$.

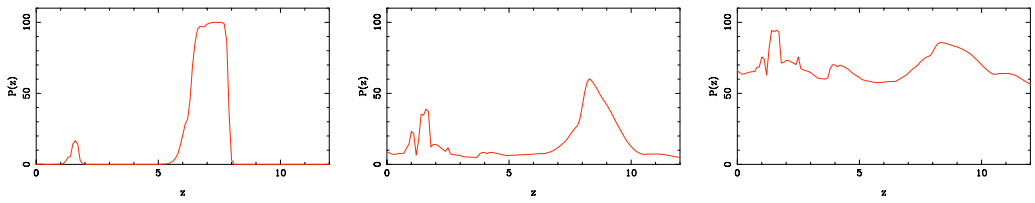


Fig. 4.20: Exemples de distributions en probabilités pour trois qualités d'ajustements d'objets : de gauche à droite, $\Phi_z = A$, B, C.

Dans les cas où $\Phi_z = A$ ou B, la solution $\tilde{z}$ retenue est toujours en accord

avec le domaine de décalages spectraux z_1 - z_2 basé simplement sur le diagramme couleur-couleur de sélection. On peut ainsi estimer avoir une mesure améliorée de $\tilde{z}$ par le biais du *redshift photométrique* qui combine davantage de filtres et donc de contraintes.

Enfin, les sources qui ne sont sélectionnées dans aucun des diagrammes couleur-couleur se trouvent plus vraisemblablement à faible z. On leur attribue donc une valeur "$\tilde{z} < 6$", ce qui est confirmé par l'ajustement indépendant de leur `DSE` par `HyperZ`.

Pour les objets de première catègorie, ajustés avec une qualité $\Phi_z = A$ ou B, des agrandissements de l'image de non-détection et de celles dans les filtres proche-infrarouge et l'ajustement des `DSE` sont représentés en Figure 4.21.

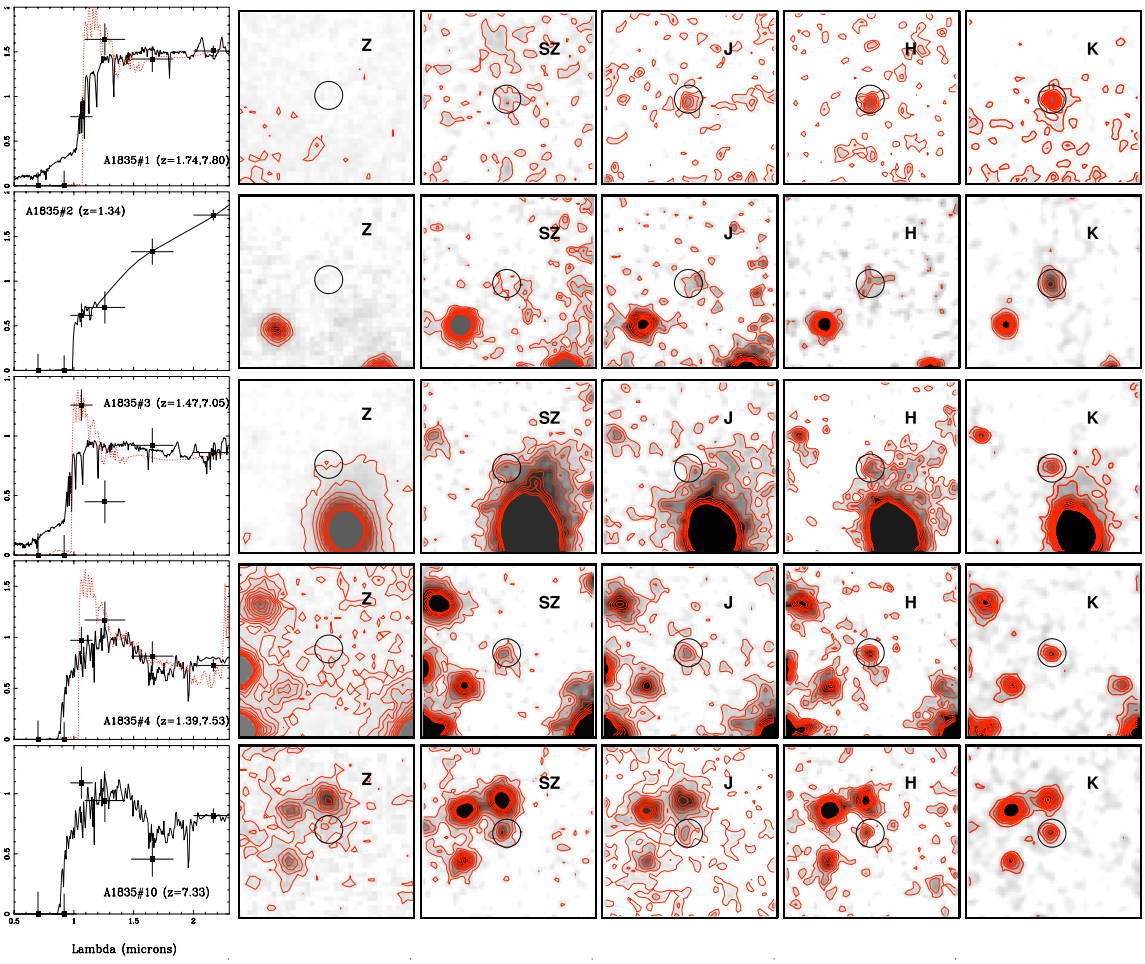


Fig. 4.21: Images rapprochées de chaque source sélectionnée dans les images proche-infrarouge et non-détectée dans le visible, pour celles du champ d'Abell 1835 qui satisfont au critère d'`EROS`s. De gauche à droite, les filtres correspondent aux observations `FORS-Z`, `ISAAC-SZ`, `ISAAC-J`, `ISAAC-H`, `ISAAC-K`$_s$. Les contours en rouge représentent les limites à 1 σ, 2 σ, 3 σ, ... pour les flux, en unités de la déviation standard du fond de ciel, σ. Tout à gauche, la `DSE` est présentée en unités de 10^{-19} ergs s^{-1} cm^{-2}, avec les meilleurs ajustement de redshift photométrique (noir). Dans le cas de deux solutions dégénérées à bas et grand z, la ligne pointillée rouge correspond à l'ajustement à grand z.

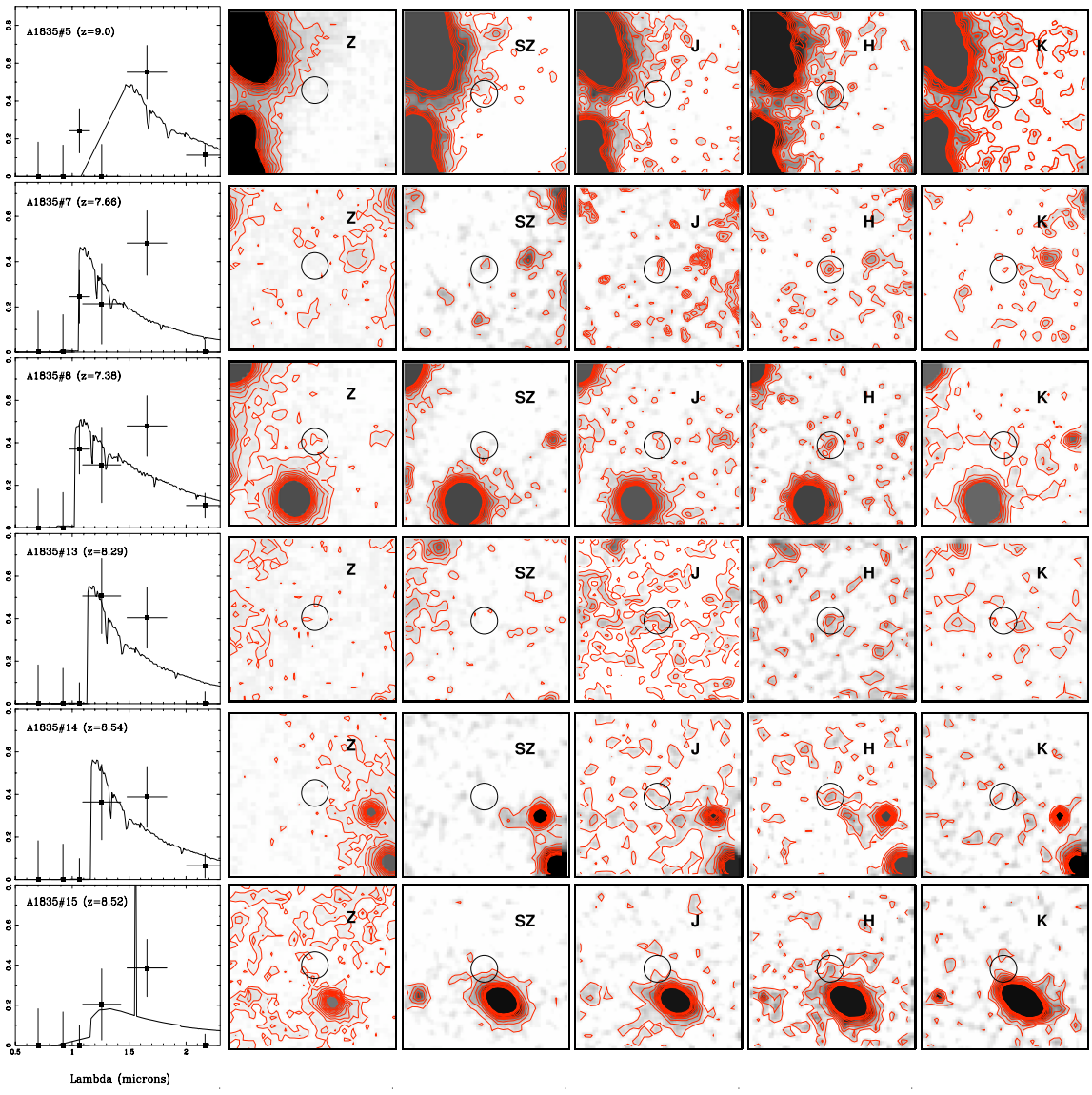


Fig. 4.22: Suite de la Figure précédente, pour les autres sources du champ d'Abell 1835 non-détectées dans le visible.

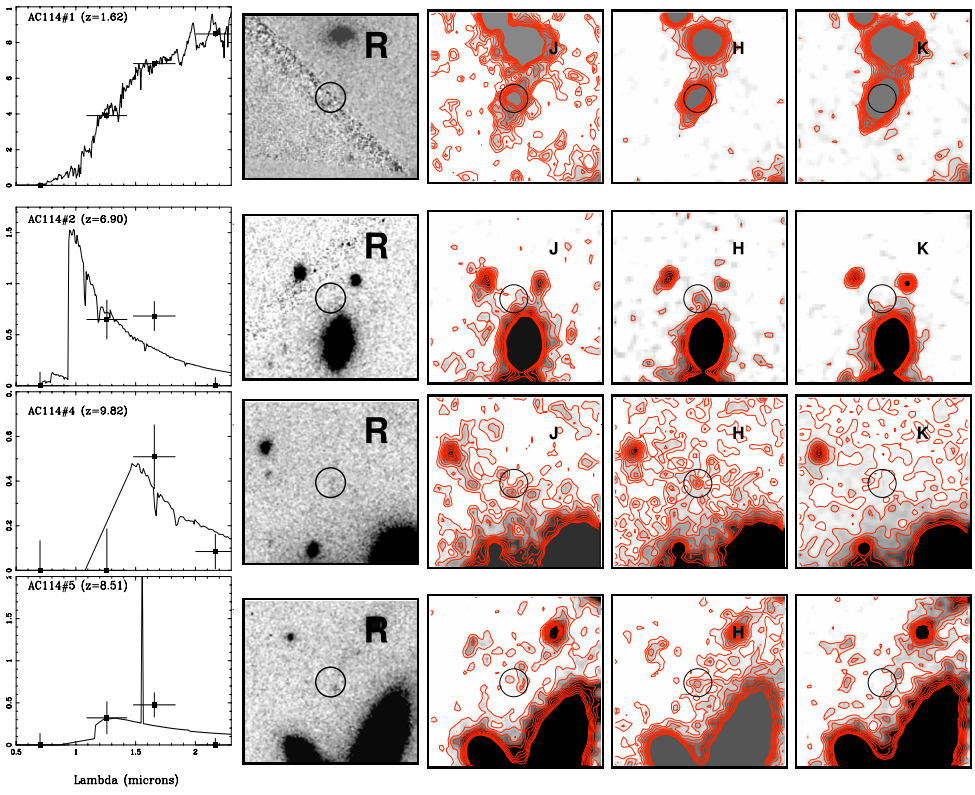


Fig. 4.23: Même figure que 4.21, pour le cas de l'amas AC 114. Les filtres correspondant sont l'image en `R` du `HST`, et les bandes `J`, `H` et `K` d'`ISAAC`.

4.5.5 Sources particulières

A1835#4

Lors des études de variations photométriques dans la bande SZ (4.5.2), cet objet a montré une évolution significative de son flux entre les deux époques d'observations, de l'ordre de 0.4 magnitudes. Cette valeur correspond à trois fois la barre d'erreur photométrique (3 σ), ce qui semble correspondre à une variabilité intrinsèque de cette source dans cette période (Figure 4.24).

L'interprétation de la DSE pour cet objet devient alors problématique. Des variations photométriques sur ces échelles de temps sont possibles pour le cas de quasars très distants, variables dans leur domaine ultraviolet au repos (Czerny, 2004; Rengstorf et al., 2004).

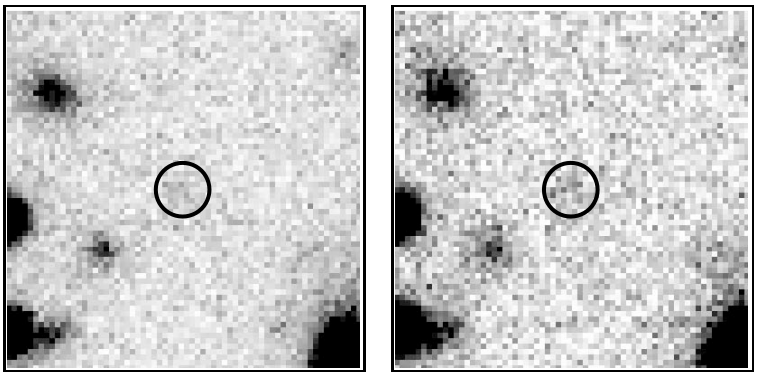


Fig. 4.24: Variations de flux observées dans le filtre SZ pour la source A1835#4. A gauche : compositage de la période d'avril 2004. A droite : période de mai 2004. L'objet est plus brillant dans cette dernière image pourtant moins détective.

EROs

Plusieurs sources satisfont au critère purement photométrique des EROs ($R - K_s > 5.6$), et sont généralement très brillantes et bien détectées dans la bande K_s ($K_s \lesssim 22.0$).

La majorité de ces objets ont été ajustés par HyperZ avec une solution à $z < 6$, correspondant à des modèles de galaxies à sursauts de formation stellaire incluant des populations âgées ou une forte extinction due à la poussière. Cependant, on ne peut pas exclure que certains d'entre eux puissent tout de même se trouver à grand décalage spectral.

A1835#2

Il s'agit en fait de la contre-partie proche-infrarouge "J5" de la source submillimétrique SMMJ14009+0252 (Ivison et al., 2000; Smail et al., 2002), sélectionnée au

moyen du *Submm Common User Bolometer Array* (SCUBA, Holland et al. (1999)).

La photométrie obtenue dans les bandes du proche-infrarouge est compatible avec les résultats récents de Frayer et al. (2004). L'ajustement de la DSE fourni par HyperZ sur cette source, qui satisfait le critère des EROs, montre une solution à $\tilde{z} \simeq 1.34^{+0.3}_{-0.16}$, compatible avec les contraintes du domaine submillimétrique.

AC114#1

Cet ERO est le candidat le plus brillant de cet échantillon, avec $K_s = 20.52$. Les contraintes données par les ajustements de *redshift photométrique* sont dans le domaine $\tilde{z} \simeq 1.62^{+0.27}_{-0.04}$, ce qui est certainement plus probable qu'un objet à $z > 6$, compte tenu de sa forte luminosité intrinsèque.

A1835#10 et A1835#11

Ces deux sources qui satisfont au critère purement photométrique des EROs, montrent des DSEs très étranges, avec une diminution progressive du flux entre les bandes SZ, J, H puis une remontée significative en K_s. De nombreux contrôles sur les mesures photométriques ont été effectués et conduisent toujours à ce même résultat.

La nature de ces objets est assez incertaine : ils pourraient présenter une variabilité intrinsèque dans leur flux, sur une échelle de temps de plusieurs mois qui échapperait au contrôle fait en bande SZ, ou il peut également s'agir de deux sources ponctuelles très proches spatialement dont on intègre la somme des contributions individuelles.

Une telle configuration compliquerait l'interprétation de la DSE, mais pourrait s'avérer intéressante compte tenu qu'aucune source n'est détectée dans le visible : un des deux objets pourrait effectivement être à grand z, voire influencé par un effet de lentille gravitationnel *local* de par sa proximité spatiale du second.

A1835#8

A la suite de l'identification d'une raie d'émission dans le spectre de cet objet (décrit dans Pelló et al. (2004b) sous l'appellation A1835#1916, voir aussi la section 4.7.2), Bremer et al. (2004) ont effectué de l'imagerie plus profonde de cette galaxie en bande H, à l'aide de l'instrument NIRI (*Near InfraRed Imager*) sur le télescope GEMINI, pour chercher à la réidentifier et mesurer sa DSE de manière plus précise. Ces données, obtenues en mai et juin 2004, ne montrent aucune présence d'objet à la position recherchée (Figure 4.25), même si cette équipe reconfirme la détection à partir de nos données ISAAC. Ils concluent à une probable source transitoire (TNO ou autre).

Des observations indépendantes ont été réalisées par Lehnert et al. (2005), cette fois-ci dans le but d'infirmer le grand décalage spectral interprété pour cet objet, par une détection dans la bande V du visible. Ils ont finalement obtenu un résultat opposé, à savoir une non-détection dans des images profondes de cette bande, ce qui

est parfaitement en accord avec nos propres données.

Les images SZ que nous avons obtenues en mai et avril 2004 montrent une nouvelle détection de cette source (Figure 4.25, à droite). La probabilité d'une *fausse détection positive*, à la fois dans les bandes SZ, H et K où un flux significatif (au-dessus de 2 σ) est mesuré, semblant très faible, il reste la possibilité plus probable d'une variabilité intrinsèque du flux de cet objet.

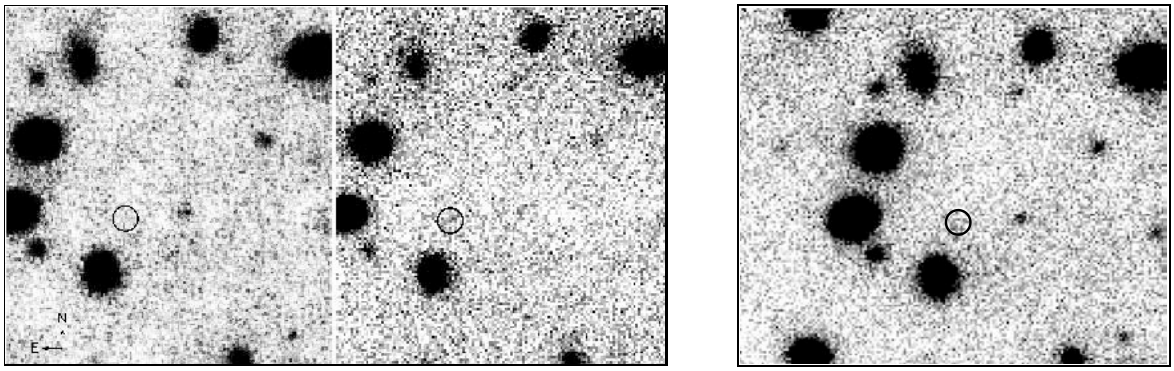


Fig. 4.25: A gauche : observations dans la bande H du champ autour du candidat A1835#8 par Bremer et al. (2004), et comparaison avec leur propre réduction de nos observations ISAAC. A droite : nouvelle détection de l'objet sur des images d'avril-mai 2004 en bande SZ. La position de la détection en bande H est marquée par un cercle.

4.5.6 Amplification des candidats

Les modèles de masse les plus récents (Natarajan et al. (1998); Campusano et al. (2001) pour AC 114, Smith et al. (2002) pour Abell 1835) ont permis de calculer d'une part, la position des lignes critiques et la délimitation des régions de forte amplification dans le domaine $7 \lesssim z \lesssim 10$, et d'autre part les amplifications individuelles des candidats. Ces valeurs $\tilde{\mu}$ sont obtenues en faisant l'hypothèse du décalage spectral $\tilde{z}$ adopté par les diagrammes couleur-couleur ou le *redshift photométrique*.

La fonction $\mu(x, y, z)$ évolue très faiblement avec z pour ce domaine de décalages spectraux, et les incertitudes associées à ce calcul proviennent davantage des contraintes sur le modèle de masse. Celui-ci peut être très précis (moins de 10 % d'erreur) à proximité d'images multiples connues, mais donner des erreurs relatives de l'ordre de 20 % dans d'autres régions moins bien contraintes.

L'amplification varie assez lentement selon la position (x,y) dans le champ, à l'exception de plusieurs candidats proches des lignes critiques. Pour ceux-ci, on limite la valeur maximale de μ à un facteur 25 ($\sim$ 3.5 magnitudes). Celle-ci est plus réaliste, compte tenu de la réduction de surface associée à l'effet d'amplification dans le plan source.

On s'attendrait également à identifier des images multiples lorsque $\mu \gtrsim 10.0$. Un examen complet des images infrarouges dans la région prédite pour les contre-images des candidats concernés par le modèle de lentille n'a cependant révélé aucune identification.

Toutefois, une telle détection est fortement limitée par le niveau de complétude atteint à ces faibles magnitudes (voir section 4.4.4).

En fixant une valeur représentative de $z = 9$ pour les candidats, la distribution des facteurs d'amplification dans le champ peut être représentée par un histogramme du nombre de pixels (ou, de manière équivalente, de la surface observée correspondante), amplifiés d'une valeur μ donnée (Figure 4.26).

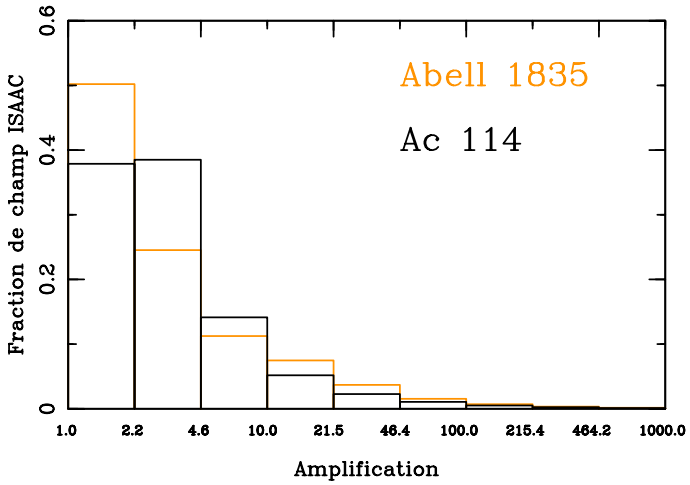


Fig. 4.26: Histogramme des valeurs d'amplification pour chaque amas, exprimées en fraction du champ `ISAAC` couvert par chaque intervalle de μ (représenté en échelle logarithmique).

On remarque sur ce diagramme les différences principales qui existent entre les deux amas, du point de vue de la répartition purement géométrique de l'amplification.

D'un côté, le champ autour d'Abell 1835 n'est pas centré sur la galaxie d'amas la plus brillante, comme c'est le cas pour AC 114. Des faibles valeurs d'amplification ($1.0 \lesssim \mu \lesssim 2.0$) y sont donc plus nombreuses en bord de champ.

D'un autre côté, la longueur de la ligne critique dans le ciel y est légèrement plus importante, car située à un plus grand rayon angulaire du centre de l'amas : ceci provient de la différence de z de la lentille (0.25 et 0.31) ainsi que l'intensité du potentiel principal de l'amas. Ceci explique une proportion de fortes amplifications ($\mu > 10.0$) similaire ou faiblement supérieure pour Abell 1835.

Enfin, dans le domaine des amplifications intermédiaires ($2.0 \lesssim \mu \lesssim 10.0$), le champ d'AC 114 couvre une plus grande surface.

Pour résumer de manière simple, on aura tendance à observer davantage de sources amplifiées avec $\mu < 2$ pour Abell 1835, et $\mu > 2$ pour AC 114, ce qui est la

tendance qui transparaît sur les candidats.

4.6 Observations et Réduction des données Spectroscopiques

L'objectif de ces observations est la recherche de raies d'émission faible sur les meilleurs candidats à grand z, susceptibles de correspondre à Lyman-α. Les luminosités attendues pour cette raie sont de l'ordre de quelques 10^{-18} à 10^{-17} ergs s^{-1} cm^{-2}.

4.6.1 Stratégie

L'instrument `ISAAC` a été à nouveau utilisé pour observer les meilleurs candidats dans les bandes `SZ`, `J` ou `H`, en mode de **spectroscopie à moyenne résolution** ($R \sim 3000$). Celui-ci permet en effet de séparer convenablement les groupes de raies en émission atmosphériques, qui contaminent la majorité du spectre dans ces bandes. On obtient ainsi une fraction d'environ 60 % du domaine spectral exploré dont la sensibilité n'est pas limitée par la brillance du ciel (bruit de photons), mais par le bruit de lecture de la caméra.

A la *dispersion* correspondante, l'intervalle de longueur d'onde qu'il est possible d'explorer en un seul cliché se limite à 600 Å. Par conséquent, la couverture complète d'un des filtres n'est réalisée qu'au bout de 7 à 10 configurations de la **longueur d'onde centrale** qui se retrouve au milieu du détecteur.

Pour procéder à une soustraction correcte de l'émission du ciel dans les spectres, on utilise la technique d'acquisition suivante : chaque objet est observé successivement en deux positions `A` et `B` bien séparées spatialement d'une distance L, en procédant à une translation le long de la fente entre chaque image. La séquence est répétée selon le schéma `A`, `B`, `B`, `A`, `A`, ... De plus, chacune des positions `A` ou `B` successives est choisie aléatoirement à l'intérieur d'une petite région prédélimitée de taille l (Figure 4.27).

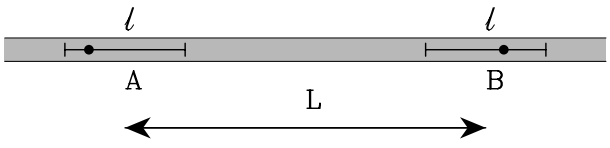


Fig. 4.27: Représentation schématique de la séquence d'acquisition utilisée pour les observations spectroscopiques. La cible se retrouve successivement dans deux positions `A` et `B` de la fente (rectangle gris), aléatoirement choisies dans deux régions de taille l espacées d'une distance L.

Pour pouvoir mesurer avec précision les déplacements effectués par le télescope

sur le ciel entre chaque pose, et garantir également la configuration de pointage utilisée, une étoile de "référence" brillante est incluse dans la même fente. Outre son intérêt pour l'alignement, celle-ci est utilisée pour surveiller l'évolution du *seeing* au cours des observations (voir section 4.6.2).

Parmi les candidats à grand décalage spectral obtenus par la photométrie, le choix des cibles visées pour la spectroscopie de confirmation s'effectue par un système de priorités attribuées selon les critères suivants, par ordre d'importance :

- Des objets avec une fonction $P(z)$ bien contrainte, montrant très peu de solutions dégénérées à bas z.
- Des objets possèdant une couverture complète par les images visibles (voir la Figure 4.5), pour lesquels on recoupe davantage d'informations sur la non-détection.
- Des objets parmi les plus amplifiés (qui permettent alors d'étudier des sources intrinsèquement plus faibles).

On distingue de cette manière des sources de priorité "principale" ou "secondaire". La configuration des fentes a été définie de manière à inclure en même temps une source de priorité principale et l'étoile de référence. Pour quelques cas très favorables, il a été possible d'ajouter une source supplémentaire, de priorité secondaire, qui montrait un alignement quasiment parfait avec les deux autres (distance par rapport au centre de la fente inférieure à 0.1 seconde d'arc).

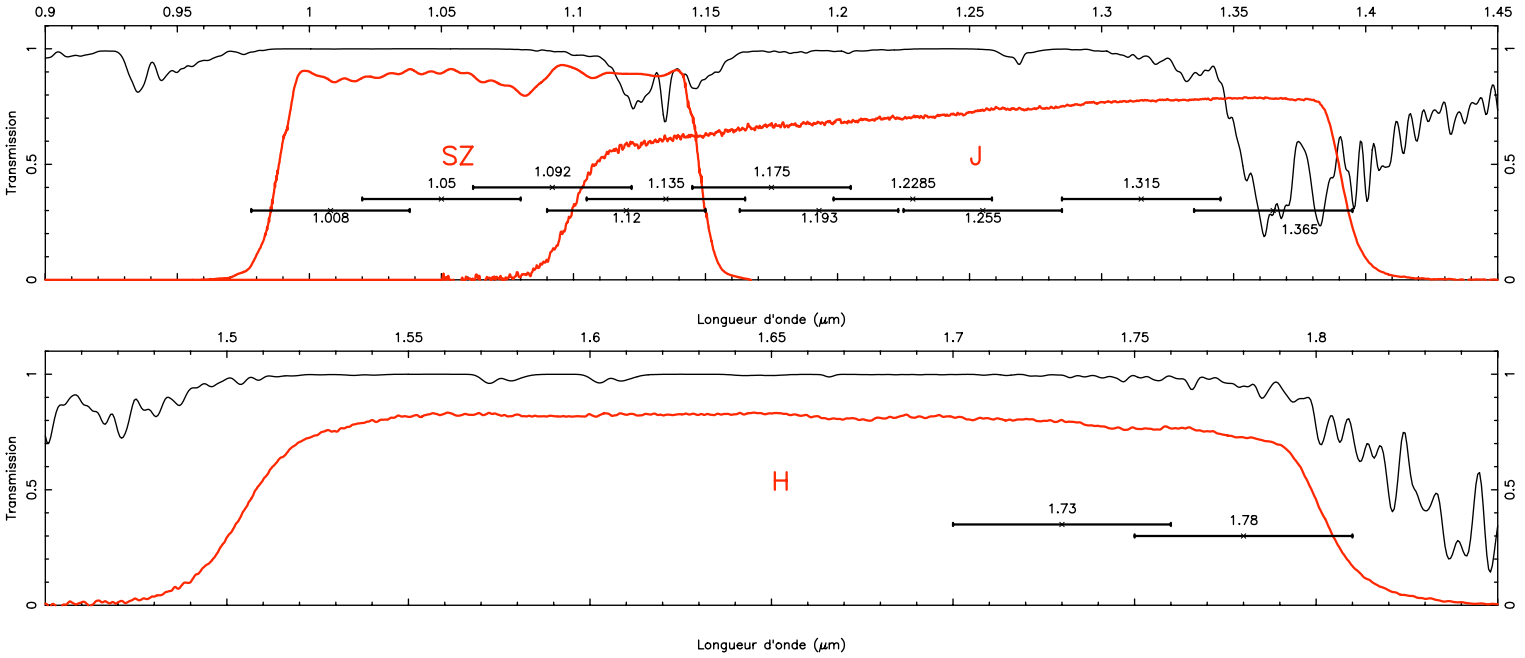
Les valeurs L et l de l'acquisition sont optimisées à partir des images proche-infrarouge, afin de contrôler qu'aucune source brillante à l'intérieur (ou très proche des limites) de la fente choisie ne viendra contaminer les objets étudiés lors du changement de position entre `A` et `B`.

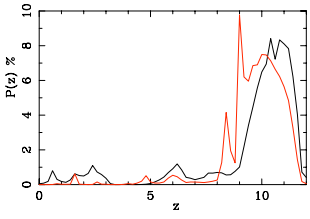
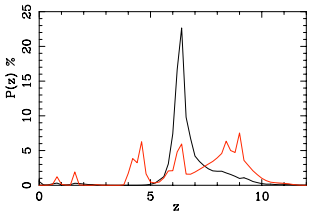
Dans le cas d'une distance importante entre l'étoile de référence et la source, une fente de 1.0" de large a été utilisée dans tous les cas, pour limiter les erreurs dues à la précision de l'astrométrie. Pour les autres cas, cette fente a été réduite à une largeur de 0.8" lorsque les conditions de *seeing* étaient favorables, afin d'augmenter la résolution spectrale de 20% sans trop dégrader le signal de la source recherchée.

Pour chaque objet observé, différentes longueurs d'onde centrales ont été classées par ordre de priorité pour la recherche d'une raie d'émission Lyman-α, en se basant sur l'allure de la fonction $P(z)$, afin de les explorer dans l'ordre de la probabilité de présence de la raie. Dans chacune de ces configurations, des "blocs d'observations", d'une durée d'une heure environ, sont réalisés. Ces groupes comprennent habituellement 4 poses de 900 secondes ou 6 poses de 750 secondes selon les cas, en suivant la séquence A, B, B, A, ...

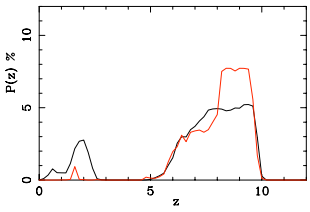
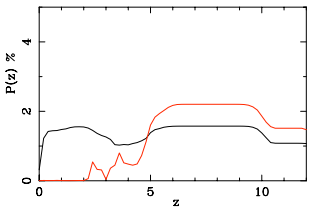
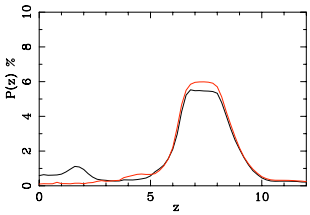
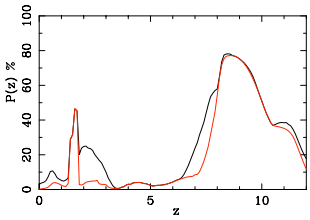
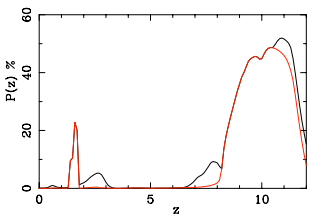
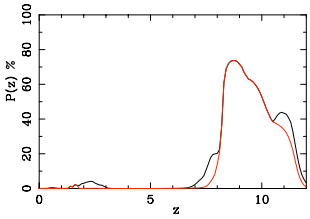
Les différentes séries d'observations et les configurations instrumentales correspondantes sont détaillées en Table 4.5. Les quatre programmes A, B, C et D ont

été effectués avec `ISAAC` successivement en juin 2003, août 2003, avril 2004 et mai 2004.



Candidat	$P(z)$	Série	λ_c (μm)	Durée (s)	$<seeing>$ (")
A1835#8 (1916)		A	J1.255	8 × 900	0.50
			J1.315	4 × 900	0.60
				4 × 900	0.55
				4 × 900	0.50
			J1.365	4 × 900	0.65
				5 × 900	0.85
				4 × 900	0.90
				8 × 900	0.60
			J1.193	4 × 900	0.60
A1835#35 (2582)		C	H1.730	4 × 900	1.00
				12 × 900	0.70
				4 × 900	0.90
				8 × 900	0.80
				4 × 900	0.75
			H1.780	4 × 900	0.45
				4 × 900	0.50
				8 × 900	0.70
				4 × 900	0.55
				4 × 900	0.50
				4 × 900	0.65
				4 × 900	0.85
				6 × 900	0.95

Tab. 4.5: Bilan des observations spectroscopiques. En haut, répartition des différentes bandes spectrales utilisées par rapport ‘a la courbe générale de transmission atmosphérique. En bas, par ordre de lecture : candidat(s) explorés, distribution de probabilité $P(z)$, séries correspondantes, configurations du filtre et du grisme (longueur d'onde centrale λ_c du spectre), temps de pose des différents groupes de clichés consécutifs et *seeing* moyen sur chaque groupe.

Candidat	$P(z)$	Série	λ_c (μm)	Durée (s)	<*seeing*> (")
A1835 #1736		A	J1.255	4 × 900	0.40
				4 × 900	0.55
			J1.193	4 × 900	0.60
				4 × 900	0.50
			J1.315	4 × 900	0.50
			J1.135	5 × 900	0.75
			J1.2285	4 × 900	0.60
				3 × 900	0.75
AC114#16 (499a)		B	SZ1.05	4 × 900	0.85
				4 × 900	0.90
				4 × 900	0.85
			SZ1.008	6 × 750	0.70
				6 × 750	1.00
				6 × 750	0.90
AC114 (499b)				6 × 750	0.75
				2 × 750	0.65
				4 × 750	0.60
				14 × 750	0.65
			SZ1.092	6 × 750	0.70
				4 × 750	0.60
A1835#21 (775)		D	J1.175	4 × 900	0.55
				4 × 900	0.50
			SZ1.092	4 × 900	0.55
				4 × 900	0.50
			J1.2285	4 × 900	0.50
				4 × 900	0.55
			SZ1.0875	5 × 900	0.60
A1835#30 (1143)		D	J1.175	4 × 900	0.60
				4 × 900	0.55
			SZ1.092	4 × 900	0.55
A1835#14 (781)			J1.1200	4 × 900	0.65
			J1.2285	4 × 900	1.50
				4 × 900	1.35

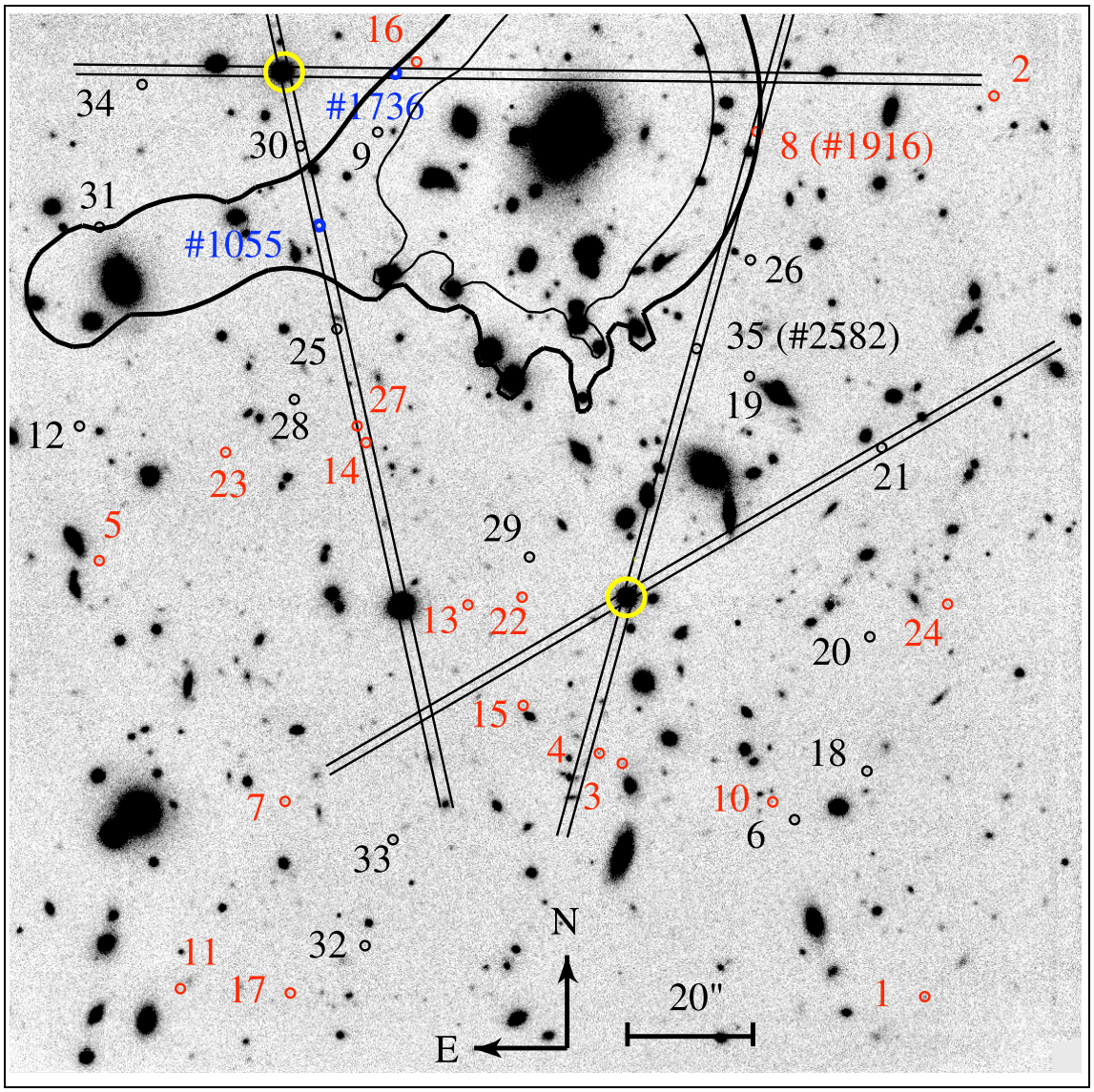


Fig. 4.28: Image générale du champ de l'amas Abell 1835, avec la position des sources identifiées lors de la sélection photométrique (petits cercles). Les objets de première catégorie sont présentés en rouge. Les fentes utilisées pour la spectroscopie sont superposées par des lignes droites, les objets servant à l'alignement par des cercles jaunes et d'autres sources identifiées dans les spectres sont marquées en bleu. Enfin, les courbes noires correspondent aux lignes critiques à $z = 9$ (trait épais) ou $z = 1.5$ (trait fin).

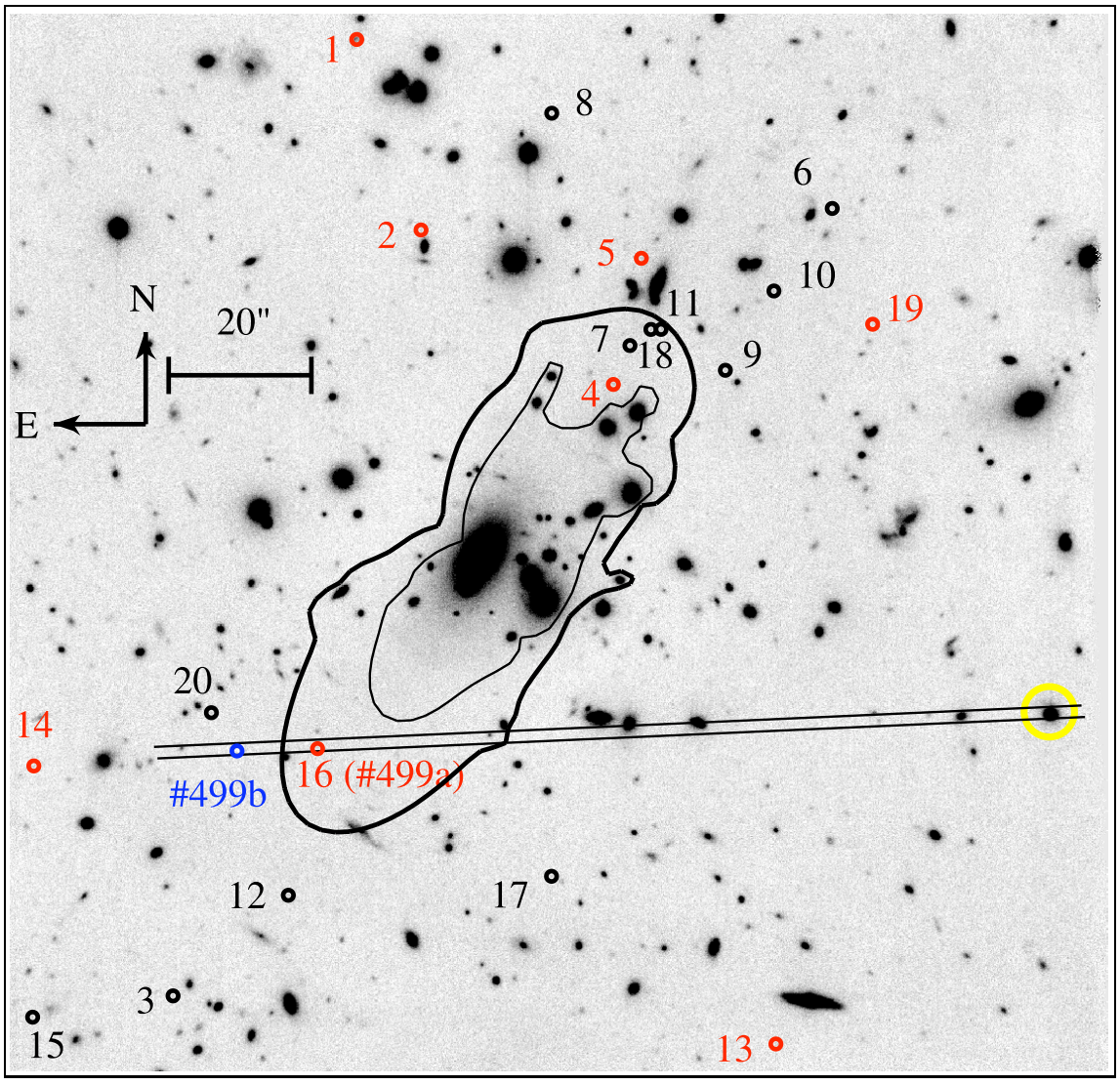


Fig. 4.29: Image identique à la Figure 4.28, pour le champ de l'amas AC 114.

4.6.2 Procédure de réduction

La séquence qui a été utilisée pour dépouiller les données spectroscopiques est majoritairement inspirée du *Guide de réduction pour ISAAC, version 1.5*[2].

Les étapes de la réduction s'effectuent à l'aide de procédures classiques sous `IRAF`, et sont schématisées en Figure 4.30. Pour certaines particularités mises en évidence sur le détecteur d'`ISAAC`, des routines spécifiques ont été reprises ou développées par nos soins.

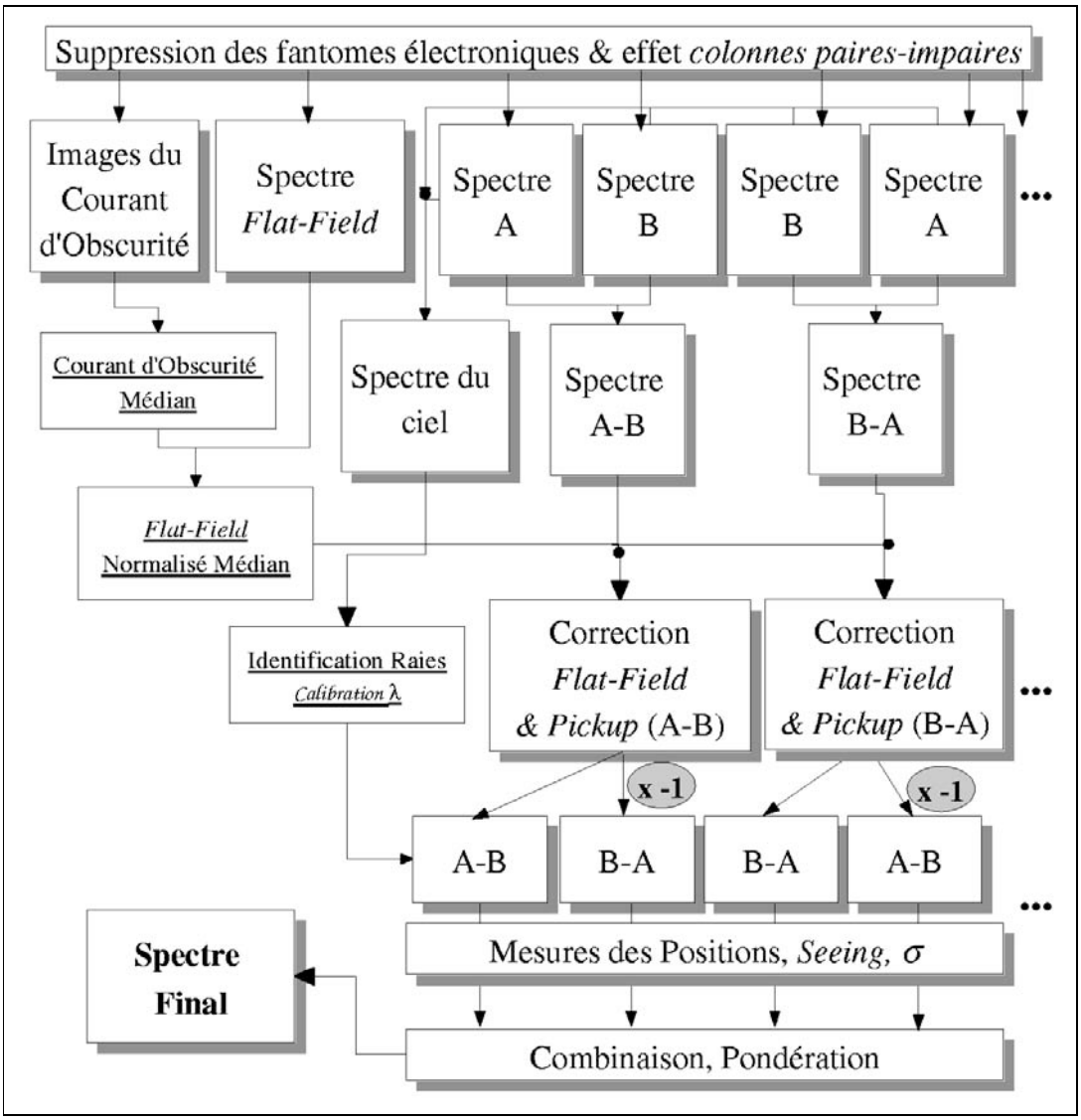


Fig. 4.30: Séquence de réduction des données spectroscopiques avec `ISAAC`.

[2]La dernière version de ce document est consultable sur :
`http ://www.eso.org/instruments/isaac/doc/drg/html/drg.html`

Suppression des "fantômes" électroniques

Le détecteur Hawaii ($\mathcal{H}$) de l'instrument produit un signal électronique parasite sur toutes les données brutes, assez bien modélisé, dont la valeur ne varie que dans la direction verticale de l'image : son intensité sur une ligne est proportionnelle à la somme des intensités des pixels mesurés sur cette ligne et sur la ligne située à une distance de 512 pixels (un demi-détecteur). En mode imagerie, ce bruit est assez bien supprimé lors du processus de réduction mais il est plus problématique en spectroscopie, où le *continuum* des objets brillants est à peu près aligné avec les lignes du détecteur : le signal produit sera alors un *continuum* "fantôme", d'intensité plus faible, à l'autre bout de l'image.

Pour soustraire les fantômes électroniques sur les images, on exécute le programme **eclipse**, qui fournit des sous-programmes de réduction spécifiques à `ISAAC`, notamment une routine **ghost** pour effectuer cette suppression sur les images brutes.

Soustraction des clichés par paires

Au cours de la séquence d'observation (`A B B A A`...), la soustraction du fond de ciel est effectuée en regroupant les clichés par paires, composées de deux images consécutives obtenues aux deux positions `A` et `B` bien espacées. La procédure **imarith** permet de calculer l'image `C`=`A`−`B`. Celle-ci contient deux spectres, positifs et négatifs, pour l'objet ainsi que pour l'étoile de référence (Figure 4.31). Le niveau de fond de ciel est beaucoup plus uniforme et les raies d'émission apparaissent plus faiblement. La suppression du **courant d'obscurité** (identique au mode imagerie, voir la section 4.3.2) est effectuée de manière implicite lors de cette étape, par le biais de la soustraction de ces deux clichés qui ont un temps de pose (`DIT`) identique.

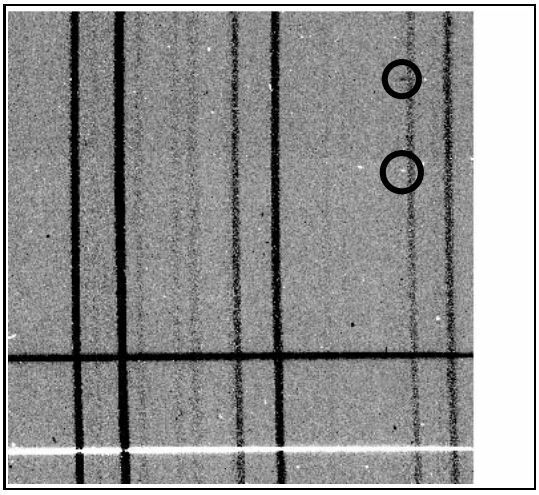


Fig. 4.31: Soustraction des clichés par paires : on voit apparaître deux traces (positive et négative) de l'objet de réference et de la source (raies d'émission encerclées), dues à la translation spatiale de la fente entre les positions `A` et `B`.

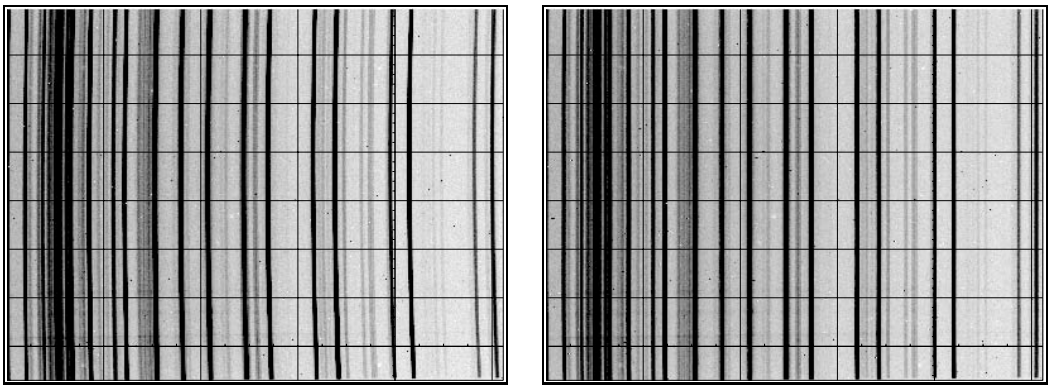


Fig. 4.32: Correction de la distorsion dans les spectres `ISAAC`. Les raies du ciel apparaissent courbées sur le cliché original (à gauche). La procédure **transform** permet de les redresser et de calibrer la longueur d'onde dans la direction horizontale (à droite).

Correction de la réponse pixel à pixel (*flat-field*)

Des images de calibration sont acquises en cours de journée afin de déterminer la réponse instrumentale, du même type que dans le cas de l'imagerie (section 4.3.2). Cependant, celle-ci va dépendre, en mode spectroscopique, de la configuration instrumentale spécifique (filtre, grisme, longueur d'onde centrale) utilisée lors des observations.

En effectuant la soustraction de deux prises de vue, l'une en présence, l'autre en l'absence d'éclairage par une lampe halogène interne à l'instrument, on obtient une image de la réponse du système. Selon le même procédé décrit pour l'instrument `LRIS` (section 2.2.2), les procédures **response** et **imarith** permettent de créer une image normalisée de *flat-field* par laquelle on divise les différentes séries de clichés de type `A−B` (ce qui revient à l'effectuer sur les poses `A` et `B`) afin de les corriger.

Calibration en longueur d'onde

Les spectres bidimensionnels obtenus avec `ISAAC` ont une forme assez courbée, ainsi qu'une légère rotation d'ensemble (Figure 4.32). De manière semblable à la calibration des images `LRIS`, cette distorsion et la mesure de la fonction de dispersion en longueur d'onde sont effectuées simultanément à partir des raies d'émission atmosphériques de `OH`. En effet, celles-ci sont (hélas !) intenses et nombreuses dans les clichés de science (obtenus à $\lambda < 2.2\mu m$), et assurent une calibration absolue correcte de la longueur d'onde. Des images d'**arcs** peuvent également être utilisées, mais dans la plupart des cas le réseau de diffraction ne se retrouve pas précisément dans la même configuration lors de ces calibrations faites le lendemain et les raies de `OH` sont privilégiées.

Les procédures utilisées sous `IRAF` sont **identify**, **reidentify**, **fitcoo** et **transform** (voir la section 2.2.2). Les spectres sont finalement rééchantillonnés à intervalle de longueur d'onde constant, et montrent des raies du ciel redressées (Figure 4.32).

Combinaison finale des spectres

L'ensemble des spectres positifs et négatifs des sources visées, corrigés de la réponse instrumentale et calibrés en longueur d'onde, sont combinés entre eux au cours de cette étape. Celle-ci cherche à moyenner le bruit de lecture (qui limite la sensitivité dans les régions qui nous intéressent, situées entre les raies du ciel) ainsi que les résidus éventuels de la soustraction de ciel, tout en rejetant les valeurs de pixels déviants ou les évènements comme les cosmiques. On utilise pour cela la procédure **imcombine** sur l'ensemble des clichés de type `C`, mais aussi sur les clichés $-$`C` correspondants aux poses `B`$-$`A`, ceci afin de prendre en compte le flux de l'image `B` positivement. Pour celà, ce procédé se nomme également "double soustraction du ciel".

De manière préalable, la position spatiale de l'étoile de référence est mesurée sur chacune des prises de vue par la procédure **imexam** qui mesure le centroïde de la trace brillante à la même longueur d'onde fixée. La valeur de la largeur à mi-hauteur de la trace est également conservée, car elle donne une indication fiable du *seeing* pendant l'observation de ce cliché (Figure 4.33).

Les décalages spatiaux (verticaux) nécessaires à l'alignement des spectres positifs entre eux sont calculés à partir de cette liste de positions, et pris en compte lors de l'utilisation d'**imcombine**. De plus une région rectangulaire, comprise entre les raies du ciel, est sélectionnée sur chaque image pour mesurer la valeur du niveau de fond de ciel, qui sera préalablement soustraite à l'ensemble de la prise de vue avant la combinaison.

Le recoupement des valeurs de pixels entre elles, pour former l'image finale, peut être choisi parmi les méthodes suivantes :

- Une composition **médiane** des clichés : elle permet d'éliminer toutes les valeurs aberrantes (positives ou négatives) contenues dans la séquence, mais ses propriétés de bruit sont souvent moins bonnes en comparaison d'une simple moyenne des valeurs.

- Une composition **moyenne** avec **réjection** des pixels déviants : il s'agit d'une moyenne de type classique, mais les valeurs les plus intenses et les plus faibles ne sont pas prises en compte. Elle permet d'éliminer les défauts majeurs rencontrés d'un cliché à l'autre.

- Une composition **moyenne pondérée**, avec **réjection** : à la différence de la précédente, on attribut un poids w à chaque image, afin d'optimiser la détection de raies d'émission faibles, sur des sources qui sont supposées ponctuelles. On utilise ainsi des valeurs $w \propto s^{-2}$, avec s la mesure du *seeing* relevée par une coupe transverse de l'image de l'étoile de référence.

Pour chaque bande spectrale observée, différentes méthodes de moyennage des

pixels ont été testées, celles-ci pouvant donner de légères variations. Notamment, un test strict appliqué pour vérifier la réalité d'une raie en émission a été l'utilisation de l'image médiane : la "non-destruction" d'une structure sur cette image, qui habituellement bruite raisonnablement le signal des objets faibles, est un bon indicateur de la présence d'un flux significatif.

Sur l'image finale obtenue, les spectres négatifs provenant des poses de type `A−B` ont été rejetés par la procédure de combinaison : le flux positif de l'étoile de référence et des sources visées est additionné en intégralité (Figure 4.34).

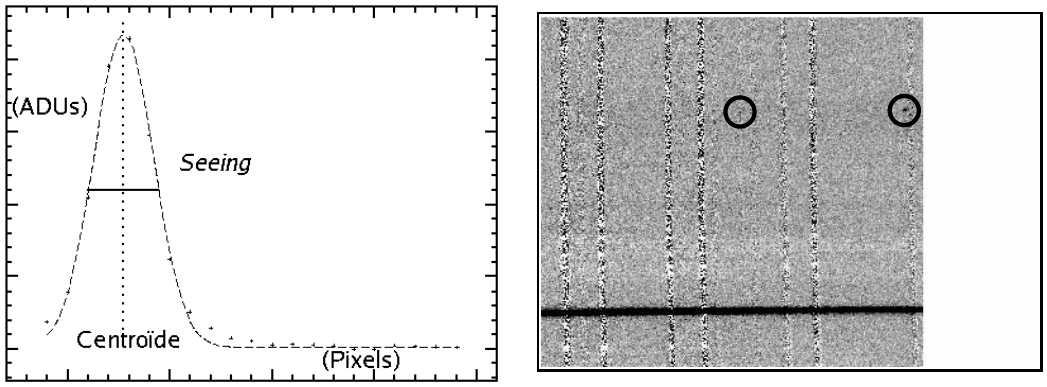


Fig. 4.33: A gauche, mesure du centroïde et de la largeur à mi-hauteur (*seeing*) par une coupe transversale du spectre de l'étoile de référence à l'aide de **imexam**.

Fig. 4.34: A droite, spectre final de chaque groupe d'observations, combiné en moyennant les poses individuelles avec une procédure de réjection. Les traces négatives des différentes paires de spectres disparaissent de manière statistique.

Extraction du spectre des sources

La plupart du temps, l'identification du décalage spectral des sources étudiées se limite à celle d'une raie d'émission isolée dans le spectre bidimensionnel, car le niveau de *continuum* estimé à partir de la photométrie est bien trop faible pour pouvoir être extrait. Cependant, pour certains cas de sources à plus faible décalage spectral, on peut discerner plusieurs raies d'émission et il est alors utile d'extraire le spectre monodimensionnel correspondant.

Compte tenu des distorsions qui subsistent dans la direction spatiale et qui courbent la trace des objets, on utilise habituellement la procédure **apall** pour déterminer l'allure du *continuum* de l'étoile de référence en fonction de la longueur d'onde. On translate alors de manière "aveugle" cette courbe à la position d'une des raies identifiées pour extraire le spectre complet de la source. Cette méthode est d'autant plus précise que l'étoile de référence et la source sont proches spatialement. Dans le cas contraire, on peut toujours choisir un objet plus faible tombant dans la fente comme trace de référence.

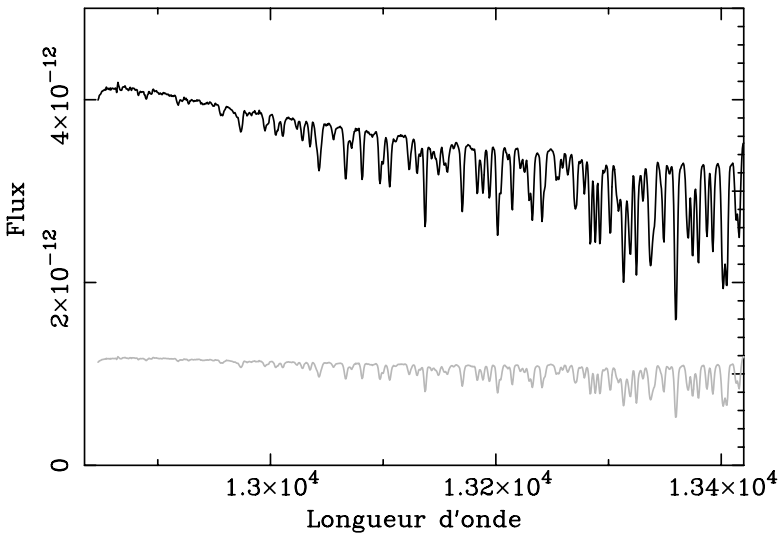


Fig. 4.35: Observation d'une étoile standard chaude (courbe du haut) et spectre normalisé obtenu par ajustement de la loi de corps noir correspondante (en bas). De nombreuses raies d'absorptions (*telluriques*), d'origine atmosphérique, sont clairement visibles.

Calibration en flux

Dans le proche infrarouge, des prises de vue de plusieurs **étoiles standard telluriques** sont réalisées après les observations, en utilisant une configuration instrumentale identique (ou la plus proche possible) des clichés de science. Ces étoiles sont choisies pour être très chaudes (de type spectral `O` ou `B`, typiquement), ce qui permet de modéliser la forme de leur *continuum* dans le proche infrarouge par une courbe de corps noir.

Connaissant d'une part la magnitude de ces étoiles dans la bande d'observation, et d'autre part une estimation de leur température effective, qui sont des valeurs tabulées, il est possible de faire un ajustement direct du spectre extrait (avec la procédure **apall**) de l'étoile, et d'utiliser la normalisation obtenue pour convertir les `ADU`s mesurés en unités physiques de flux f_λ (ergs s^{-1} Å^{-1} cm^{-2}).

De plus, les raies d'aborption *telluriques*, d'origine atmosphérique, qui sont nombreuses dans ce domaine de longueur d'onde et apparaissent clairement sur le spectre de l'étoile standard (Figure 4.35). Elles peuvent être corrigées sur le spectre de la source visée par les observations, en le divisant par celui de l'étoile standard F_* mesuré en `ADU`s, avant de le normaliser par la courbe de corps noir CN, calibrée en unités physiques :

$$f_\lambda(\lambda) = \frac{F_{obj}(\lambda)\ (ADUs)}{F_*(\lambda)\ (ADUs)}\ CN(\lambda) \tag{4.12}$$

La calibration en flux peut être effectuée sur le spectre extrait de la source, ou bien sur le spectre bidimensionnel (avant extraction).

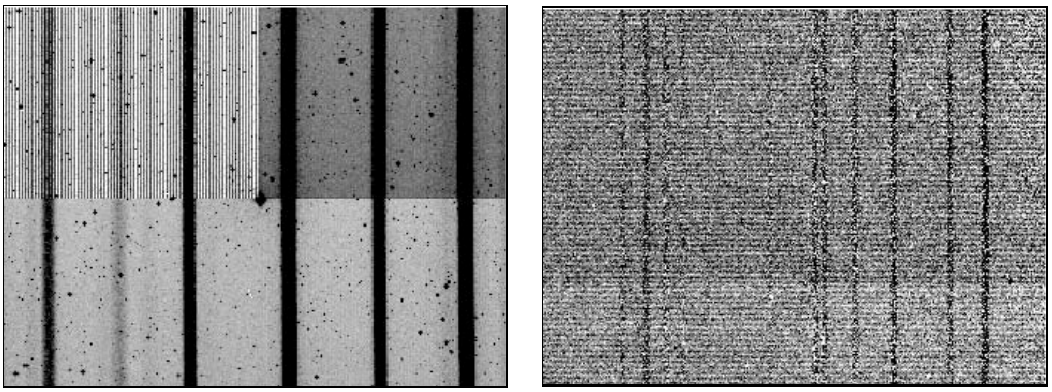


Fig. 4.36: Exemples de bruits parasites propres à `ISAAC` apparaissent sur les spectres : à gauche, effet des *colonnes paires-impaires*, sur le quadrant supèrieur gauche du détecteur. A droite, effet du **pickup** : flux périodique presque aligné avec les lignes du détecteur.

Défauts particuliers de `ISAAC`

Dans plusieurs poses individuelles, des défauts importants du détecteur utilisé sont apparus, et une procédure de réduction spécifique a due être appliquée pour soustraire cette source supplémentaire de bruit et pouvoir exploiter les données correspondantes :

1. Le phénomène des **colonnes paires et impaires** (ou *odd-even*) : sur plusieurs clichés, un bruit est facilement visible sur un ou plusieurs des quatre quadrants du détecteur (Figure 4.36, à gauche), et correspond à un biais systématique des colonnes paires par rapport aux colonnes impaires de l'image. Pour le soustraire, une sous-routine de **eclipse**, nommée **oddeven**, a été conçue pour traiter les clichés par des méthodes de filtrage dans le plan de Fourier. Comme cet effet était parfois présent sur un seul des quatre quadrants, nous avons modifié cette procédure pour l'appliquer individuellement à chaque quadrant d'une image brute.
2. Le phénomène de **pickup** : il s'agit d'un bruit électronique de fréquence 50 Hz, qui apparaît sur les images sous forme d'un flux périodique presque aligné avec les lignes horizontales du détecteur (Figure 4.36, à droite).

Le traitement du **pickup** s'est avéré plus problématique, et nous a imposé de réduire le temps de pose individuel de 900 à 750 secondes, l'effet ayant été signalé comme moins fréquent aux faibles durées d'intégration.

Pour les spectres fortement contaminés par la présence de ce signal parasite, deux méthodes de réduction ont été testées :

– La première, qui est celle préconisée par le manuel de réduction des données `ISAAC`, consiste à sommer le signal moyen dans toutes les lignes horizontales distantes d'une ligne donnée avec une périodicité verticale identique ou multiple de celle du **pickup**, puis de le soustraire à la ligne correspondante. Le

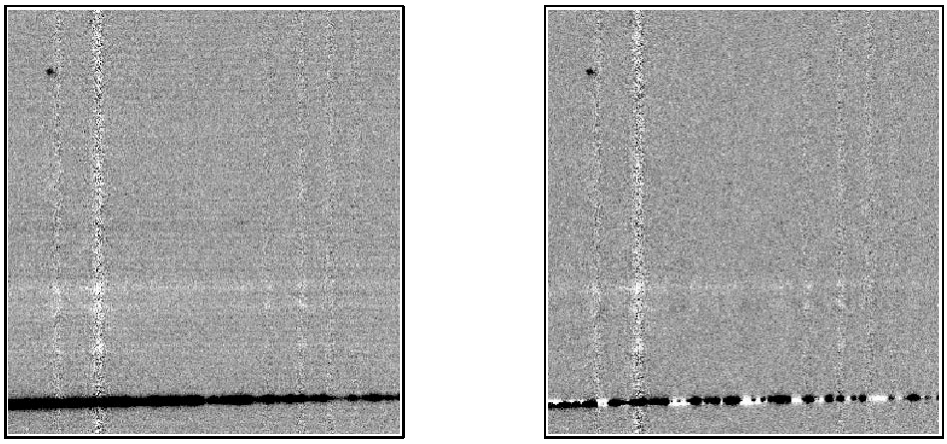


Fig. 4.37: Deux exemples de traitement du **pickup**, montrant l'évolution des résidus et l'influence sur le *continuum* de l'étoile de référence (trace horizontale, en bas) ou sur une raie d'émission d'une source extragalactique (en haut, à gauche).

résultat est assez propre, mais montre encore des résidus importants (Figure 4.37, à gauche).

– La seconde consiste à moyenner toutes les colonnes de l'image entre elles, et de soustraire le résultat à chaque colonne. Bien évidemment, cette procédure détruit tout le signal présent dans les *continui* des sources étudiées, ce qui la rend la plupart du temps inapplicable, mais pour le cas qui nous intéresse de recherches de raies en émission isolées, le résultat obtenu est bien meilleur et n'influence pas le flux dans les raies (Figure 4.37, à droite)

4.7 Interprétation des données spectroscopiques

Au cours des observations faites avec `ISAAC`, plusieurs candidats ont montré des raies d'émission significatives ou potentielles dans leur spectre. Cette partie résume l'ensemble des informations disponibles à l'heure actuelle sur ces objets, et les contraintes associées au niveau de leur décalage spectral.

En complément, il est intéressant de mentionner d'autres raies d'émission, observées sur des objets que le hasard d'alignement a placés à l'intérieur de la fente utilisée : ceux-ci sont généralement très faibles, et n'auraient pas pu être sélectionnés par la spectroscopie conventionnelle.

4.7.1 Sources à faible décalage spectral

Deux candidats et une source extérieure au programme présentent sur leur spectre une ou plusieurs raies d'émission associées à un décalage spectral intermédiaire (dans le domaine $1.5 \lesssim z \lesssim 2.5$). Ce sont les principales sources de contamination que l'on peut rencontrer dans cette étude.

A1835#35 (alias A1835#2582)

Il s'agit de la source la plus faiblement détectée (avec une magnitude $H = 24.0 \pm 0.56$), parmi l'échantillon photométrique décrit auparavant. Elle est de seconde catégorie car elle n'est présente que dans le filtre `H`. La distribution de probabilité $P(z)$ qui lui est associée montre un pic principal à grand z, ainsi qu'une solution secondaire autour de $z \sim 2$ (voir la Table 4.5). Pour ces raisons, A1835#35 n'a été incluse dans la fente qu'avec une priorité secondaire, par un heureux hasard d'alignement avec une étoile de référence et le candidat de première priorité A1835#8 (voir section 4.7.2).

L'étude du spectre `ISAAC` dans le domaine de longueur d'onde centré à 1.315 μm a très rapidement mis en évidence un groupe de deux raies en émission intenses, aux longueurs d'onde 1.3268 et 1.3397 μm, respectivement (Figure 4.38). Les rapports des longueurs d'onde et celui des flux sont uniquement compatibles avec les raies de l'oxygène $[O_{III}]$ à 4959 et 5007 Å au repos, ce qui donne un décalage spectral de $z = 1.6755$ pour cette galaxie.

Fig. 4.38: Spectre bidimensionnel `ISAAC` de la source A1835#35 : on voit clairement des raies d'émission de l'oxygène et de l'hydrogène H-β (encerclées).

Une recherche plus minutieuse a révélé une troisième raie, à $\lambda = 13010$ Å , correspondant à H_β (4862 Å), située dans une région du ciel plus bruitée et avec un flux plus faible que les deux autres.

Le spectre extrait montrant les positions et les flux relatifs des trois raies est présenté en Figure 4.39.

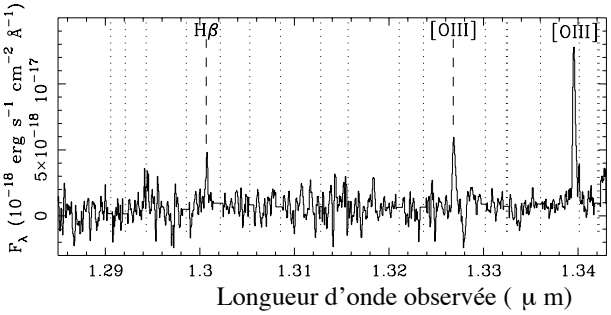


Fig. 4.39: Spectre monodimensionnel extrait de la source A1835#35. Les régions correspondant aux émissions atmosphériques ont été interpolées (lignes pointillées verticales). Les trois raies de la source à $z = 1.68$ apparaissent bien détectées.

La présence de raies aussi intenses pour un objet de cette magnitude a permis de contrôler la méthode utilisée : il prouve en effet qu'il est possible de faire l'analyse spectroscopique d'une telle source, à la limite de la détection photométrique, mais aussi d'identifier des raies en émission avec un flux de l'ordre de 5×10^{-18} ergs s^{-1}

cm^{-2} comme celle de H_β.

Une étude détaillée de l'ajustement de la DSE par des modèles (Richard et al., 2003) montre comme solution la plus probable un sursaut de formation stellaire relativement jeune, dominé par la présence d'étoiles massives avec des âges inférieurs à 10 millions d'années. En même temps, l'allure de la DSE ne peut être expliquée que par une forte extinction ($A_v \sim 1.2$ magnitudes).

Au cours de la série d'observations complémentaires en bande H (centrées autour de 1.73 et 1.78 μm) en même temps que la source principale A1835#8, la raie H_α a par la suite été détectée sur cet objet (Figure 4.40).

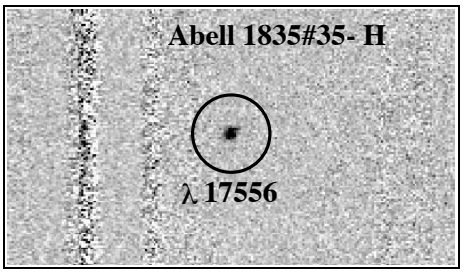


Fig. 4.40: Agrandissement de la région du spectre bidimensionnel autour de la raie H_α pour le candidat A1835#35. Cette raie est très bien détectée, alors que celle de de l'azote ($[N_{II}]$, prédite à $\lambda = 17645$ Å) n'est pas visible.

En plus de la confirmation indépendante de décalage spectral, cette raie apporte une mesure indépendante de l'extinction, au travers du rapport des raies de Balmer H_α/H_β : on obtient une estimation de $A_v \sim 0.6$ à 0.9 selon la loi d'extinction, ce qui est légèrement plus faible que ce que nous indiquait la DSE.

De plus, aucune raie d'émission supplémentaire n'a pu être observée dans le spectre (comme $[N_{II}]_{6584}$ ou $[S_{II}]_{6731}$), ce qui indiquerait une faible métallicité de cette source.

Le flux contenu dans les raies d'émission participe de manière prépondérante à la magnitude en bande large pour cette source, et leur contribution doit être prise en considération dans la modélisation de la DSE, d'une manière similaire à la solution ajustant le spectre de la galaxie SBS0335-052, capable d'expliquer la présence d'une discontinuité dans le *continuum* (voir section 3.2.5).

L'amplification donnée pour A1835#35 par le modèle de masse est de $\mu = 5.2$ (soit 1.8 magnitudes). Il se situe donc légèrement à l'extérieur de la zone de formation d'images multiples par l'effet de lentille forte. Sa magnitude **absolue intrinsèque** (corrigée du facteur μ) de $B \sim -16.5$ en fait certainement la plus faible source de décalage spectral connu avec certitude dans ce domaine de z. A peine détectée dans un seul filtre (H) du proche-infrarouge, on ne s'attendrait pas a priori à un tel résultat.

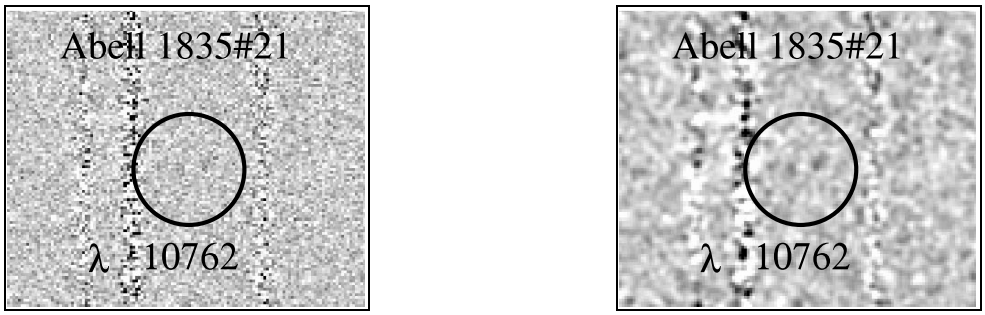


Fig. 4.41: Raies d'émission observées pour la source A1835#21, autour de λ=10762 Å. Deux raies faibles sont visibles sur le spectre bidimensionnel brut (à gauche) ou convolué avec une gaussienne de σ=1 pixel (à droite).

A1835#21

Deux raies faibles ont été détectées pour cette source, de priorité spectroscopique principale, à 10760 et 10765.5 Å . La réalité de cette mesure est renforcée par de nombreux tests de compositage des clichés, incluant des moyennes et des médianes (Figure 4.41).

Ce doublet de raies, d'intensités similaires, pourrait correspondre à $[O_{II}]$ pour un décalage spectral de $z \simeq 1.888$. Cette valeur est en effet compatible avec la présence d'une solution secondaire à plus faible z dans la distribution de probabilité $P(z)$ (Table 4.5).

Cependant, l'écartement théorique attendu entre les deux pics des raies est de $\sim$ 8 Å , ce qui est légèrement supérieur aux valeurs observées, même si assez proche. Compte tenu du faible rapport signal sur bruit qui gêne l'ajustement de la position spectrale de leurs centroïdes, cette interprétation semble néanmoins la plus certaine pour cet objet.

AC114#736

Dans la même fente que la source AC114#16 (voir Section 4.7.2), deux raies d'émission ont été identifiées pour un objet n'appartenant pas au critère de sélection photométrique de cette étude (numéroté comme #736 dans la nomenclature de `SExtractor`). Il présente deux raies d'émission assez larges (Figure 4.42), qui sont interprétées comme H_β et $[O_{III}]_{5007}$ à z=1.213, par la correspondance des longueurs d'onde.

A la distance mesurée de 7.8 secondes d'arc par rapport au candidat AC114#16, aucune détection n'apparaît sur l'ensemble des images visibles. L'objet n'est mis en évidence qu'avec un flux très faible dans la bande K_s, alors que le flux dans les raies, de l'ordre de 5×10^{-18} ergs s^{-1} cm^{-2}, est significatif.

Cette source est très similaire au candidat A1835#35, pour l'intensité de ses raies et sa non-détection dans le visible. Il pourrait faire partie de la même classe d'objets

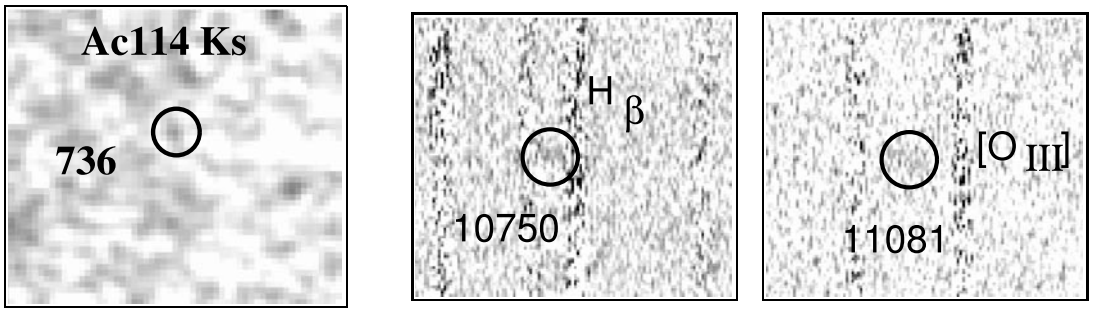


Fig. 4.42: Objet faible à $z = 1.213$, observé dans la même fente que AC114#16. De gauche à droite : image en bande $\mathtt{K}_s$, raies en émission de H-β et de $[O_{III}]$ dans les spectres. Une convolution avec une gaussienne de $\sigma = 1$ pixel a été appliquée pour la présentation.

de faible luminosité, à décalage spectral intermédiaire. Son flux plus important dans la bande $\mathtt{K}_s$ montre néanmoins une DSE légèrement différente.

4.7.2 Sources potentielles à grand décalage spectral

A1835#8 (alias A1835#1916)

Cet objet a été sélectionné comme un candidat de haute priorité lors de la première campagne spectroscopique (série A), sur la base :

- de sa distribution de probabilité $P(z)$, construite uniquement à partir des informations connues lors de ces observations (ce qui exclut les filtres Z et SZ obtenus ultérieurement). Cette fonction montre des probabilités très fortes et significatives dans la région $9 \lesssim z \lesssim 11$ (Table 4.5).

- d'une non-détection claire dans tous les filtres visibles (y compris l'image en $\mathtt{R}_{702W}$ du télescope spatial), et un bon niveau d'identification dans les bandes H et K, ce qui en fait une source de première catégorie. L'image en J, elle, donne une magnitude proche de la limite de détection, mais celle-ci est visuellement concentrée sur un seul pixel "brillant", ce qui rend la non-détection plus probable.

- de sa position par rapport aux lignes critiques à $z = 9 - 11$: même si celle-ci n'a pas été prise en considération pour la sélection purement photométrique, l'objet est situé exactement sur la ligne critique externe. Son amplification est calculée à des valeurs voisines de $\mu \sim 100$, mais une contrainte plus raisonnable serait $\mu > 25$ compte tenu de la précision du modèle. On s'attend dans ce cas à observer une **contre-image** de la source de manière symétrique par rapport à la ligne critique, mais celle-ci n'est pas détectable. Toutefois, ce résultat n'est pas une contradiction, compte tenu de notre niveau de complétude à $H = 23.5$. Une autre possibilité est qu'on mesure la photométrie d'ensemble de la fusion des deux images sur la ligne critique, en accordant une confiance complète au modèle de masse. A noter enfin que la forme allongée de l'objet visible sur

l'image en H n'est pas très significative par rapport à la valeur du *seeing*, et ne correspond pas à la direction privilégiée d'étirement des images par l'effet d'amplification (via le facteur γ).

Pour toutes ces raisons, la source A1835#8 a été une des premières cibles spectroscopiques, avec sa binôme A1835#35 qui pouvait être incluse dans la même position de fente.

Sur chacune des configurations de longueur d'onde centrale à $\lambda = 1.315\ \mu m$ (nommée par la suite *partie bleue*) et $\lambda = 1.365\ \mu m$ (*partie rouge*), une raie d'émission symétrique et de faible intensité a été identifiée à $\lambda = 13379$ Å lors de l'examen complet du spectre. La réalité de cette raie a été mise à l'épreuve par un grand nombre de tests de combinaison des clichés, dans chacune des parties bleue ou rouge (incluant des moyennes et des médianes), ainsi que dans la combinaison des deux régions (Figure 4.43).

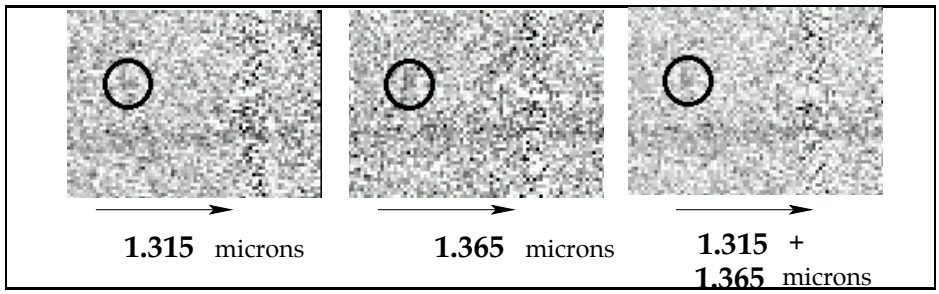


Fig. 4.43: De gauche à droite, raie d'émission détectée dans le spectre bidimensionnel de la source A1835#8 : partie bleue, partie rouge et combinaison des deux.

Les effets de distorsion instrumentale (dans les directions spectrale et spatiale) d'ISAAC sont très importants à la position de la raie, qui se trouve très proche de l'extrémité en longueur d'onde dans chaque partie. De plus, les observations des régions bleue et rouge se sont échelonnées sur plusieurs nuits. Pour construire correctement le spectre combiné, la raie la plus intense ($[O_{III}]_{5007}$) de la galaxie A1835#35, qui par coïncidence se trouve à une longueur d'onde très proche, a servi de référence d'alignement. Les translations horizontales et verticales appliquées lors de la procédure **imcombine** se sont basées sur la position du centroïde de cette raie.

Cette méthode permet également de corriger un effet secondaire survenant lorsque le *seeing* est beaucoup plus faible que la largeur de la fente (ici de 1.0" pour des raisons d'alignement des deux sources et de l'étoile de référence). Un léger décalage de la position de l'objet dans la direction perpendiculaire à la fente va se traduire par un déplacement artificiel de la longueur d'onde de la raie limitée par le *seeing*, relativement aux raies du ciel qui elles sont essentiellement limitées par la largeur de fente.

Une simple combinaison basée sur la fonction de dispersion (calibrée uniquement par les raies du ciel) et l'étoile de référence ne pourra pas prendre en compte ces

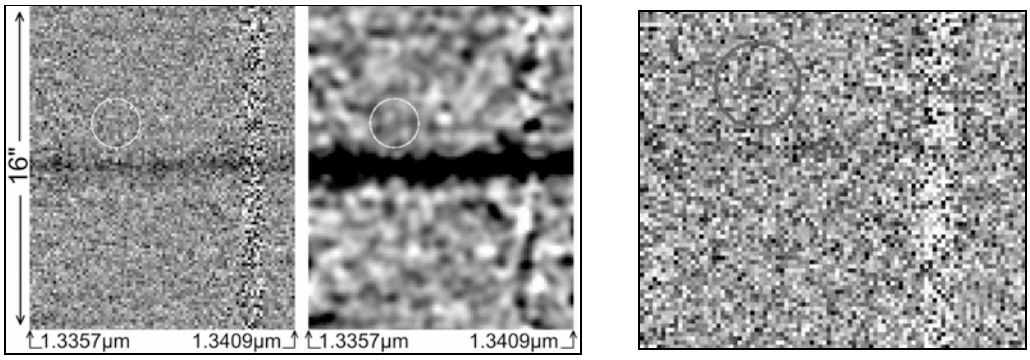


Fig. 4.44: A gauche : exemples de compositages obtenus par Weatherley et al. (2004), où la raie est absente. A droite : notre propre compositage utilisant la même méthode de réduction : la raie y est faiblement détectée. Le *continuum* spectral observé en-dessous de la raie correspond à une galaxie de champ traversée par la fente : ce flux est partiellement détruit dans notre compositage qui utilise la version améliorée du traitement du *pickup*.

décalages horizontaux, qui peuvent atteindre 3 pixels d'après nos mesures. Ceci entraîne la chute du rapport signal sur bruit de la raie dans les spectres combinés.

Weatherley et al. (2004) ont effectué leurs propres compositages de ces observations, en se basant sur les archives devenues publiques. Leur méthode de réduction est légèrement différente, principalement parce qu'ils procèdent à l'alignement des spectres à partir des clichés non corrigés de la distorsion : ceci permet, dans une petite fenêtre spectrale $\Delta\lambda$, de ne pas effectuer de rééchantillonnage ou corrélation entre les pixels en utilisant la fonction **transform** (voir la section 4.6.2). On a ainsi un meilleur contrôle des mauvais pixels et de la mesure de l'erreur pixel à pixel.

Les déplacements spatiaux et spectraux utilisés pour faire une telle combinaison se basent sur la position de l'étoile de réference et les raies atmosphériques, respectivement.

Weatherley et al. (2004) aboutissent au résultat suivant : aucune raie n'est détectée pour la source A1835#8, sur leurs différents tests de compositage et de lissage (Figure 4.44, à gauche). Ils concluent à une présence fictive dans nos spectres, due au rééchantillonnage lors de l'application de la fonction de dispersion.

A la suite de la publication de cette incohérence, nous avons mis à l'épreuve cette raie en lui appliquant une procédure identique pour la réduction des données. Elle inclut également des décalages transverses de la source à l'intérieur de la fente, mesurés dans un intervalle de -3 à 3 pixels (Pelló et al., 2004). Weatherley et al. (2004) ont pris en compte cet effet, mais n'évaluent que des déplacements de l'ordre de 0.6 pixels. Sur notre nouveau compositage, la raie est à nouveau détectée, même si elle présente un rapport signal sur bruit plus faible.

Une autre différence importante appliquée dans les compositages est celui de la longueur d'onde de la raie. Suite à une erreur de calibration absolue en cette posi-

tion du spectre, la longueur d'onde publiée dans Pelló et al. (2004b) était légèrement erronée (à 13374 Å, soit 8 pixels d'écart) et Weatherley et al. (2004) se sont servis de cette valeur pour le compositage des spectres. Comme leur procédure ne reste valable qu'à proximité de cette position, il est fort probable que la non-détection provienne de cet effet.

Ainsi, l'identification de cette raie est toujours en cours de discussion [3]. Pour la suite de l'interprétation, on considérera qu'elle est effectivement présente sur le spectre combiné.

En l'absence des données photométriques en Z et SZ, l' interprétation la plus probable permettant de concilier une raie d'émission et la DSE observée est Lyman-α pour une source à $z = 10.0$ (Pelló et al., 2004b). Une solution éventuelle, donnant un ajustement marginal à la photométrie, est celui d'une galaxie à fortes raies d'émission, du même type que SBS0335-052, à un décalage spectral modéré de $z \sim 2.5$, la raie observée étant alors interprétée comme $[O_{II}]$. Cependant, celle-ci doit de plus être combinée à une extinction relativement élevée ($A_V \sim 3.6$), ce qui la rend assez improbable.

Néanmoins, des observations spectroscopiques complémentaires de la paire d'objets A1835#8 et A1835#35 ont été réalisées en bande H lors de la série C, à l'aide d'ISAAC. Cette solution secondaire est maintenant exclue par la non-détection de la raie $[O_{III}]_{5007}$, qui se trouverait alors à $\lambda \simeq 17970$ Å sur ces poses profondes.

Dans le cas présumé d'un objet à $z = 10.0$, les mêmes observations ont permis de donner des limites supérieures de non-détection pour deux autres raies de l'ultraviolet qui auraient ainsi confirmé indépendamment le décalage spectral : C_{IV} (1550 Å au repos), couramment observée dans les galaxies à grand z, et He II λ1640 (1640 Å au repos), qui est prédite pour des objets de très faible métallicité (voir la section 1.2.1).

La détection ultérieure de la source A1835#8 sur les images SZ ont modifié l'interprétation de cette raie (Pelló et al., 2004a; Richard et al., 2005). Il n'est en effet plus envisageable que cet objet se trouve à $z = 10.0$ compte tenu du flux observé du côté bleu de la raie en SZ. Si cette source se trouve à grand z par sa non-détection dans le domaine visible, il reste la possibilité d'une émission de C_{IV} à $z \simeq 7.63$. Celle-ci est compatible avec la non-détection d'autre raies dans les bandes spectrales explorées en J et en H.

AC114#16 (499a) et AC114#499b

Pour la série B des observations spectroscopiques, deux candidats du champ AC 114 ont été inclus dans une même fente. Le premier faisait partie d'une sélection photométrique basée sur l'image combinée JHK_s (voir section 4.5.2), sous l'identi-

[3] Voir les éléments présents sur
http ://www.ast.obs-mip.fr/people/roser/z10_spectroscopy_discussion/

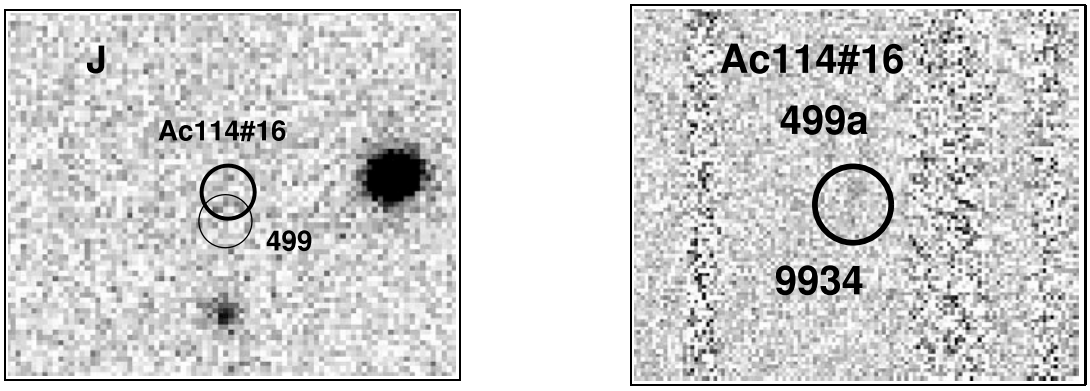


Fig. 4.45: Source AC114#16 : à gauche, positions relatives des centroïdes de AC114#16 et de 499a, sur l'image en J où l'objet est le mieux détecté. A droite, raie d'émission détectée dans le spectre à $\lambda = 9934$ Å.

fiant "499" donné par SExtractor. Dans le nouveau catalogue utilisant l'image H pour la détection des sources, il se situe à proximité (3 pixels ISAAC, soit 0.5") du candidat AC114#16, il s'agit donc très certainement du même objet avec une légère variation du centroïde.

Compte tenu de sa localisation à l'intérieur de la ligne critique externe, une contre-image de 499 a été recherchée. La source proche AC114#499b montrait des couleurs similaires (ce qui est visible avec la compatibilité de leurs DSEs dans la Table 4.5) mais n'était pas incluse au départ dans le catalogue photométrique. Elle a été ajoutée avec une priorité plus faible dans la même fente, en saisissant l'opportunité d'un alignement quasi-parfait des deux objets et d'une galaxie brillante de référence.

L'examen du spectre dans la bande centrée à $\lambda = 1.008\mu m$ a révélé une raie significative à $\lambda = 9930$ Å pour le candidat 499a (Figure 4.45). Sa forme allongée dans la direction spatiale pourrait indiquer une structure complexe de l'objet.

Interprétée comme Lyman-α, le décalage spectral correspondant est de $z = 7.17$, ce qui est compatible avec la DSE mais aussi le meilleur ajustement de la nouvelle source AC114#16 ($\tilde{z} = 6.88$). Néanmoins, cette raie reste encore au stade du *probable*, une confirmation indépendante étant nécessaire pour renforcer sa détection.

A1835#1055

Dans la configuration de fente regroupant les candidats A1835#14 et A1835#30, une raie d'émission a été clairement identifiée sur le spectre à $\lambda = 10810$ Å (Figure 4.46). Celle-ci, relativement fine (limitée par le *seeing*), se situe à la position spatiale d'un objet présent dans le catalogue photométrique (sous la référence 1055 attribuée par SExtractor) mais non sélectionné parmi les candidats. En effet, même s'il est clairement non-détecté dans toutes les bandes visibles, il est visible en SZ et en H mais avec une magnitude extrêmement faible ($H \simeq 24.8 \pm 0.45$), ce qui rend sa DSE difficile à discuter.

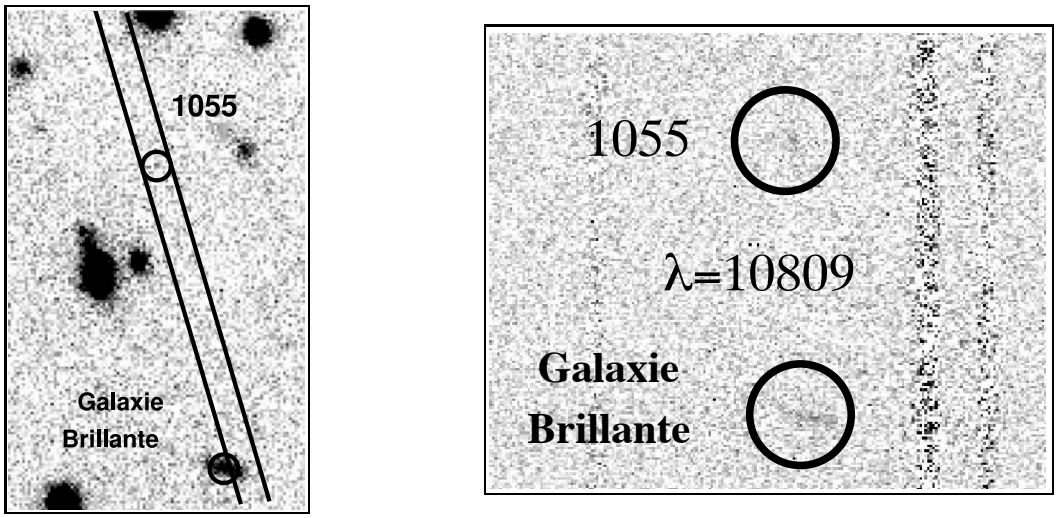


Fig. 4.46: A gauche : position de l'objet #1055 dans le champ de l'amas Abell 1835, par rapport à la configuration de la fente utilisée. Une galaxie brillante apparaît en bordure de fente, en bas. A droite : Raies d'émission identifiée sur le spectre pour la source #1055. Une seconde raie démission brillante et large est visible en-dessous, elle correspond à la position spatiale de la galaxie brillante.

Parmi les interprétations possibles du décalage spectral par cette raie, on retient trois possibilités :

- H-α pour un objet à $z \simeq= 0.647$. La présence d'une discontinuité entre le visible et la bande `H` d'une part, une chute de flux entre les filtres `H` et `K` d'autre part, est difficilement expliquée dans ce cas.
- $[O_{III}]_{5007}$ à $z \simeq 1.158$: la seconde raie correspondante à 10706 Å n'est pas visible, mais cette possibilité peut être contrôlée en recherchant H-α dans la bande `H` (à 14169 Å).
- Lyman-α à $z \simeq 7.889$.

La solution correspondant à $[O_{II}]$ pour $z \simeq 1.9$ est exclue car le doublet bien séparé aurait facilement été identifié.

4.8 Propriétés globales des candidats

Une des difficultés de ce genre d'étude réalisée dans des champs amplifiés par les amas de galaxies est de pouvoir comparer des propriétés globales d'un échantillon d'objets avec celles obtenues dans un **champ vide** (en l'absence de l'amas). En effet, il faut prendre en compte les différents effets du *biais d'amplification* qui se produit sur les comptages et la répartition en magnitude des sources étudiées.

4.8.1 Nombre de candidats

Pour la suite de cette discussion, un certain nombres de candidats ont été exclus *a priori* de l'échantillon étudié, compte tenu du résultat des campagnes d'observations spectroscopiques et de l'examen individuel de leur SED (voir la section 4.5.5) :

- L'ensemble des EROs brillants, montrant une solution de *redshift photométrique* a z intermédiaire : il s'agit des candidats #1, #2, #3, #4, #10, #11 et #17 pour Abell 1835, et #1 pour AC114. Pour tous ces objets, soit il est très difficile d'exclure la solution à faible z, soit ils montrent des DSE atypiques et non-homogènes avec le reste de l'échantillon (comme les sources A1835#10 et A1835#11).

- La source A1835#35, identifiée avec certitude à $z = 1.68$ par la spectroscopie (Richard et al., 2003).

- La source A1835#8, qui semble montrer des variations de flux sur les images en bande H, et dont le nature et le décalage spectral est incertaine à ce jour.

Selon les cas, on distinguera parmi les objets conservés (15 pour Abell 1835, 9 pour AC114) uniquement ceux de première catégorie (c'est à dire détectés dans au moins deux filtres du proche-infrarouge) : soit 10 et 7 sources dans chacun des champs.

Enfin, un dernier sous-échantillon est construit en incluant les sources dont l'erreur photométrique en H est inférieure à $\Delta m = 0.4$. Il ne reste dans ce cas que 6 et 3 objets, respectivement.

On s'aperçoit clairement qu'il existe une tendance systématique à détecter et sélectionner davantage de sources entre les deux amas, ce nombre étant toujours plus important pour Abell 1835. Les explications possibles à cette différence sont de plusieurs types :

- Tout d'abord, on a vu qu'il existait des différences dans la distribution des amplifications du champ des deux amas, à grand z. Ceci entraîne des différences dues aux effets de biais dans les comptages (voir section 1.3.3).

- Ensuite, comme il s'agit ici de petits champs (environ 3 minutes d'arc carrées dans le plan source, avec un facteur d'amplification moyen de 2), il y a une forte dominance de la **variance cosmique**, qui peut entraîner des fluctuations importantes dans les comptages d'objets.

- Enfin, les données photométriques du visible ne sont pas complètement identiques, car elles ne couvrent pas le même domaine de longueur d'onde avec la même profondeur pour chaque amas : la sélection des sources en est également affectée. De même, la qualité des images infrarouges est légèrement plus faible pour AC 114 (principalement dans le bande K_s) ce qui donne un niveau de détection plus limité.

4.8.2 Corrections d'amplification

Le nombre d'objets détecté dans la bande `H` avec `ISAAC` à une certaine magnitude H_o dépend de deux effets principaux :

- D'une part de la fonction de complétude $C(H_o)$ qui réduit la probabilité de détection pour un objet de cette magnitude.
- D'autre part de l'amplification $\mu(\Omega, z)$ qui réduit le volume d'Univers exploré à une position Ω et à un décalage spectral z donné, et par conséquent le nombre de sources (si on suppose une densité volumique uniforme d'objets).

On choisit comme référence le cas fictif d'un champ vide **complet** jusqu'à une magnitude **effective** H_e (corrigée des effets de l'amplification, qui dans ce cas sont négligeables) fixée. Pour celui-ci, on exprime par $N(H_e, z)$ le nombre d'objets présents à cette magnitude par unité de surface, qui seront par définition détectés.

En indiquant par $N_o(H_e, z)$ la même quantité observée dans les champs amplifiés, on construit le facteur correctif $\eta\ (H_e, z)$, permettant de passer d'un cas à l'autre, par :

$$\eta\ (H_e, z) = \frac{N_o(H_e, z)}{N(H_e, z)} \tag{4.13}$$

Compte tenu des variations de l'amplification $\mu(\Omega, z)$, le calcul complet de la fonction η sur l'ensemble du champ (couvrant un angle solide $\Delta\Omega$) s'obtient par :

$$\eta\ (H_e, z) = \frac{\displaystyle\int_{\Delta\Omega} \frac{N(H_e, z)}{\mu(\Omega, z)}\ C(H_o)\ d\Omega}{\displaystyle\int_{\Delta\Omega} N(H_e, z)\ d\Omega} \tag{4.14}$$

$$\tag{4.15}$$

$$= \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} \frac{C[H_e - 2.5\ log_{10}\ \mu(\Omega, z)]}{\mu(\Omega, z)}\ d\Omega \tag{4.16}$$

Pour effectuer ce calcul, les cartes d'amplification obtenues par les modèles de masse des amas ont été intégrées en fonction de la position et du décalage spectral. Dans chaque cas, les pixels appartenant au masque d'objets n'ont pas été pris en compte : en effet, la complétude qui a été calculée dans des régions relativement vides de sources s'y trouve considérablement réduite. La fraction de surface masquée est de l'ordre de 20% à cause de la présence des galaxies de l'amas, elle serait beaucoup plus faible dans le cas d'un champ vide (~ 5 %).

En positionnant les candidats selon leur décalage spectral z et leur magnitude effective H_e, on peut déterminer que les facteurs $\eta\ (H_e, z)$ typiques de cette étude se situent dans le domaine $0.02 < \eta < 0.20$ (Figure 4.47).

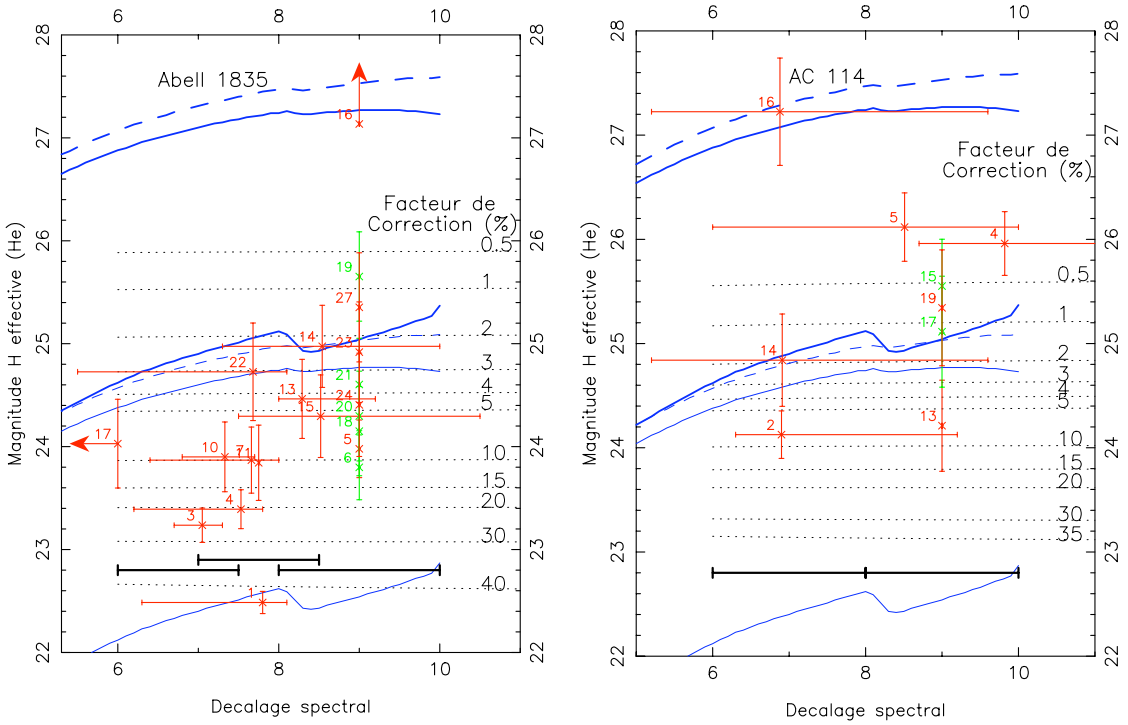


Fig. 4.47: Position des candidats identifiés pour chacun des champs (Abell 1835 à gauche, AC 114 à droite) dans un diagramme indiquant la magnitude effective en bande H (corrigée de l'amplification) en fonction de z. Les lignes correspondant à un facteur de correction η (calculé par l'équation 4.16) constant sont présentées en pointillés. Différents modèles prédisant les magnitudes `H` des objets sont superposés aux candidats, pour le cas d'un halo de masse stellaire 10^7 $M_\odot$ (traits épais) ou 10^8 $M_\odot$ (trait fin). Ils correspondent, de haut en bas, à des `IMF` avec des masses stellaires comprises entre 1 et 100 $M_\odot$ ou 50 et 500 $M_\odot$, respectivement. Pour comparaison, un modèle à taux de formation stellaire constant (`SFR`= 1 $M_\odot$/an) est indiqué par une courbe pointillée. Dans chaque cas, les intervalles de z utilisés pour chaque diagramme couleur-couleur sont donnés en bas de la figure.

On peut noter que même si les magnitudes observées H_o de ces objets sont similaires (avec $23 < H_o < 24$), le domaine de magnitudes effectives est plus important ($23.0 < H < 27.0$), par le biais du facteur d'amplification. Sur ces mêmes diagrammes, on superpose les courbes des modèles théoriques, présentés dans la section 4.2, pour des sursauts de formation stellaire observés après un âge de 10^6 ans. En se basant simplement sur ce type de modèle, l'ordre de grandeur de la masse stellaire des candidats se situe dans un intervalle de 10^7 à 10^8 $M_\odot$, ce qui correspond à des masses de halos de matière noire de 10^9 à 10^{10} $M_\odot$ environ. Un modèle plus classique de taux de formation stellaire constant avec $SFR = 1$ $M_\odot$ par an, pendant une durée de 10^7 ans, donne des résultats très similaires aux modèles les plus "pessimistes".

4.8.3 Abondance d'objets observés par rapport aux modèles

Une comparaison simple peut être faite, au niveau des ordres de grandeur, entre le nombre de candidats obtenus par amas dans chaque intervalle Δz et les mêmes valeurs dérivées de modèles théoriques.

Pour cela, on utilise les prédictions d'abondances de halos par unité de masse, données par le formalisme de Press-Schechter (voir la section 1.1.4), que l'on convertit à chaque z en abondances par intervalle de luminosité au moyen d'une relation d'échelle basée sur la `DSE`. Les modèles utilisés dans cette conversion sont ceux des galaxies à sursauts de formation stellaire présentés en section 4.2. La masse stellaire M_* correspondant à la masse M du halo est donnée par la relation :

$$M_* = M\ (f_*\ \Omega_b) \tag{4.17}$$

A ce stade, on a émis l'hypothèse très forte que tous les halos sont "vus" en train de transformer, à chaque intervalle de décalage spectral, une fraction f_* de leur masse baryonique en étoiles.

Ce modèle est utilisé dans deux cas extrêmes supposés pour l'`IMF` : d'une part une fonction classique de Salpeter (modèle "pessimiste"), d'autre part une `IMF` formant des étoiles massives (modèle "optimiste"). En supposant un champ de la taille d'`ISAAC` (2.5' × 2.5') complet jusqu'à la magnitude de coupure $H = 24.0$ de notre catalogue, on obtient par intégration sur le covolume le nombre d'objets prédits pour un champ vide.

On dérive le même résultat dans nos champs d'amas de galaxies par un calcul complet de cette intégrale (pour toutes les positions de pixels et les décalages spectraux dans l'intervalle $6 \lesssim z \lesssim 11$), prenant en compte les deux effets de l'amplification : augmentation de la magnitude limite *effective* jusqu'à la valeur $H_e = 24.0 + 2.5 \log_{10}\ (\mu)$ et dilution associée du covolume correspondant dans le plan source.

De plus, les pixels du champ appartenant au masque d'objets ne sont pas pris en compte dans ce calcul, même si l'effet correspondant est négligeable. Les résultats obtenus étant similaires pour les deux amas (à moins de 10 % de différence), un champ amplifié "moyen" est présenté en Figure 4.48.

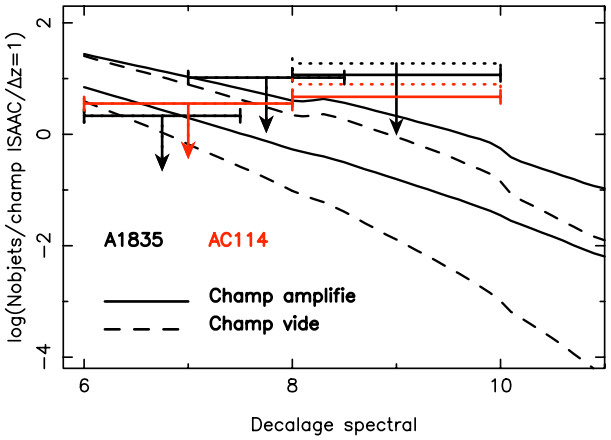


Fig. 4.48: Nombre d'objets observables avec $H < 24.0$ dans un champ `ISAAC`, d'après les prédictions de deux modèles "optimiste" (2 courbes du haut) ou "pessimiste" (2 courbes du bas). Pour chacun, le cas d'un amas de galaxies (champ amplifié) est indiqué par un trait continu, celui d'un champ vide par des tirets. On a superposé à ces deux courbes les mesures du nombre d'objets pour chacun de nos deux champs d'amas, pour les intervalles de décalages spectraux correspondants aux sélections dans les diagrammes couleur-couleur.

On remarque ainsi que pour ce type d'amas (à décalage spectral moyen $< z > \sim 0.2 - 0.3$), et la taille de champ considérée, on observe une tendance significative à détecter davantage d'objets à partir de $z > 6$, grâce à l'amplification.

Les amas semblent donc plus efficaces d'un facteur 5 à 10 pour rechercher les objets distants, cette valeur s'accroissant à mesure qu'on se place aux plus grandes valeurs de z.

En calculant la pente des comptages $\beta(z)$ définie par l'équation 1.63 sur les modèles de Press-Schechter utilisés, notre limite $H < 24.0$ indique des valeurs de $\beta(z)$ dans le domaine 1.0 à 3.5, qui augmente avec z, ce qui correspond à ce qui est observé sur la Figure 4.48. On a systématiquement un **biais d'amplification positif** pour les modèles et les magnitudes considérés. La pente $\beta(z)$ augmente avec z car on se limite de plus en plus à la partie la plus lumineuse de la fonction de luminosité, qui est aussi la plus pentue.

Il faut noter que même si les valeurs des comptages données ici *en absolu* par ce type de modèles dépendent très fortement des hypothèses faites sur le facteur f_*, l'`IMF` etc..., l'effet *relatif* entre un champ de taille identique avec ou sans amplification est, lui, significatif du cas où les halos obtenus par le formalisme de Press-Schechter sont tous peuplés de manière identique.

Cette dernière hypothèse reste cependant une approximation, compte tenu des

effets de suppression de formation stellaire dans les halos les moins massifs, mais nos observations sont essentiellement limitées aux valeurs les plus élevées de la fonction de masse.

En comptant, dans les intervalles $[z_1 - z_2]$ de chaque diagramme couleur-couleur utilisé, le nombre total d'objets conservé dans chaque amas, on peut superposer les valeurs correspondantes aux modèles. Une **correction de complétude**, purement observationnelle, est appliquée sur chaque objet en utilisant la fonction $C(m)$ obtenue par les simulations présentées en section 4.4.4 : chaque source possède une abondance équivalente de $1/C(m)$ unités du même type dans le calcul de la somme.

Comme la majorité des candidats n'ont pas été étudiés par de la spectroscopie, ces résultats sont des limites supérieures d'abondance (Figure 4.48). Elles se situent néanmoins dans l'intervalle prévu par les deux modèles extrêmes.

Une hypothèse plus réaliste ajoutée aux modèles théoriques est de considérer la **durée de visibilité** de chaque sursaut de formation stellaire. En effet, si on suppose que chaque halo transforme en moyenne une fraction constante f_* de sa masse baryonique en étoiles entre $z_{max} = 17$ (limite supérieure fournie par les résultats de `WMAP` pour les premières sources ionisantes, dont la valeur a peu d'influence ici), et $z_{min} = 6$, les sursauts présentés en section 4.2 n'auront une magnitude approximativement constante que sur une durée de $t_* \sim 10^6$ ans, puis s'affaibliront rapidement.

On peut pondérer ainsi le nombre total d'objets par un facteur $t_*/(t_H(z) - t_H(17))$, relatif à la probabilité que les halos soient en train d'accomplir ce sursaut au moment où l'Univers a un âge de $t_H(z)$[4].

L'effet de l'application de ce facteur d'échelle sur ces nouveaux modèles est d'environ un ordre de grandeur de déplétion sur les comptages. Ils sont présentés en Figure 4.49, avec en comparaison l'ensemble des candidats ou uniquement ceux de première catégorie (à gauche), ou bien en comparant les sources de première catégorie avec uniquement celles détectées à $\Delta m < 0.4$ (à droite).

On retrouve dans ce dernier cas une compatibilité plus réaliste de nos résultats avec les prédictions des modèles.

4.8.4 Fonction de Luminosité

Pour comparer l'ensemble des candidats à une même luminosité de référence, on choisit la luminosité monochromatique L_{1500} de L_λ à 1500 Å. Celle-ci peut être dérivée de deux manières :

– D'une part, en se basant sur les flux moyens f_λ entre les deux bandes où l'objet est détecté les plus proches de 1500 Å au repos au décalage $\tilde{z}$ (parmi `SZ`, `J`, `H`

[4]Ce type de relation d'échelle est couramment utilisée pour calculer les durées de visibilités moyennes des `AGN`s, qui peuvent "s'allumer" ou "s'éteindre" à la manière des sursauts considérés ici

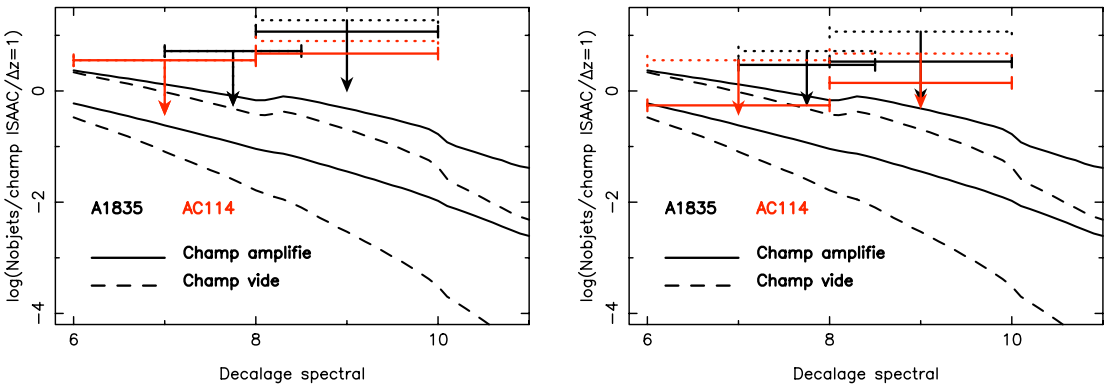


Fig. 4.49: Diagrammes identiques à ceux de la Figure 4.48, en corrigeant de la "durée de visibilité" des halos. Les valeurs présentées à gauche sont celles de la Figure 4.48. A droite sont présentées les mesures pour les sources de première catégorie uniquement (lignes pointillées) ou le sous-ensemble des objets les mieux détectés (lignes continues).

et $\mathtt{K}_s$).

– D'autre part, avec une lecture directe du flux $f_{\lambda=1500}$ dans le meilleur ajustement de la `DSE` à grand z par `HyperZ`.

Comme ces deux résultats, connus simultanément pour les sources de qualité d'ajustement $\Phi_z = A$, donnent des valeurs similaires de flux, on préfère utiliser la première méthode pour tous les candidats pour des raisons d'uniformité.

On dérive enfin L_{1500} par :

$$L_{1500} = (1+\tilde{z})\ 4\pi\ d_L^2(\tilde{z})\ f_{1500} \tag{4.18}$$

Cette valeur est finalement corrigée, sur chaque objet, du facteur d'amplification $\tilde{\mu}$ pour en déduire une luminosité physique intrinsèque. Les résultats obtenus sont reportés en Table 4.7.

La fonction de luminosité à L_{1500} des candidats a été construite dans le domaine $z_1 < z < z_2$ de la manière suivant : pour chaque intervalle ΔL de luminosité considéré, on calcule le nombre total de sources sélectionnées dans le champ, en corrigeant chaque objet individuellement de son facteur $\eta(H_e, z)$ par rapport à un champ vide :

$$N\ (L_{1500} \in \Delta L,\ z \in [z_1; z_2]\ ) = \sum_{L_{1500}\in\Delta L,\ z\in[z_1;z_2]} \frac{1}{\eta(H_e, z)} \tag{4.19}$$

La barre d'erreur sur la mesure de N est évaluée en supposant le cas simplifié d'une distribution poissonnienne du nombre n d'objets détectés (sans correction de complétude) :

$$n = \sum_{L_{1500}\in\Delta L,\ z\in[z_1;z_2]} 1 \tag{4.20}$$

Id.	ϕ z	$z_1 - z_2$	$\tilde{z}$	$\tilde{\mu}$	L_{1500} $10^{40}\ erg\ s^{-1}$ Å^{-1}	SFR $M_\odot.yr^{-1}$
A1835#1	A	[6.3-8.1]	7.80	1.28	79.5	83.5
A1835#2	A	[1.18-1.64]	1.34	2.15	15.9	16.7
A1835#3	A	[6.7-7.3]	7.05	1.65	12.7	13.3
A1835#4	A	[6.2-7.8]	7.53	1.69	39.6	41.6
A1835#5	B	[8.0-10.0]	(9.00)	1.96	28.6	30.1
A1835#7	B	[6.4-8.0]	7.66	1.54	10.1	10.6
A1835#8	B	[6.1-8.0]	7.38	> 25	< 0.6	< 0.7
A1835#10	A	[6.8-7.7]	7.33	1.50	33.1	34.8
A1835#11	C	[7.0-8.5]	(7.75)	1.32	25.4	26.7
A1835#13	A	[8.0-9.2]	8.29	2.24	14.9	15.6
A1835#14	B	[7.3-10.0]	8.54	3.45	9.7	10.2
A1835#15	B	[7.5-10.5]	8.52	1.84	17.9	18.8
A1835#16	C	[8.0-10.0]	(9.00)	> 25	< 1.6	< 1.6
A1835#17	C	[1.48-5.05]	2.53	1.34	7.5	7.9
A1835#22	A	[5.5-8.1]	7.68	2.31	17.8	18.7
A1835#23	C	[8.0-10.0]	(9.00)	2.67	12.0	12.7
A1835#24	C	[8.0-10.0]	(9.00)	1.62	19.3	20.2
A1835#27	C	[8.0-10.0]	(9.00)	3.68	8.1	8.5
A1835#6	B	[8.0-10.0]	(9.00)	1.47	33.8	35.5
A1835#18	C	[8.0-10.0]	(9.00)	1.49	24.4	25.6
A1835#19	C	[8.0-10.0]	(9.00)	5.92	6.1	6.4
A1835#20	C	[8.0-10.0]	(9.00)	1.69	21.3	22.4
A1835#21	C	[8.0-10.0]	(9.00)	2.17	16.1	16.9
A1835#35	C	—	**1.68**	-	-	-
AC114#1	A	[1.58-1.89]	1.62	-	-	-
AC114#2	B	[6.3-9.2]	6.90	2.78	10.2	10.7
AC114#4	B	[8.7-11.8]	9.82	11.20	6.1	6.4
AC114#5	B	[6.0-10.0]	8.51	12.10	3.3	3.5
AC114#13	C	[8.0-10.0]	(9.00)	1.57	23.1	24.2
AC114#14	A	[5.2-9.6]	6.91	2.76	7.1	7.4
AC114#16	A	[5.2-9.6]	6.88	21.35	0.9	0.9
AC114#19	C	[8.0-10.0]	(9.00)	3.49	8.1	8.6
AC114#15	C	[8.0-10.0]	(9.00)	5.24	6.7	7.1
AC114#17	C	[8.0-10.0]	(9.00)	2.96	10.1	10.6

Tab. 4.7: Propriétés physiques dérivés des candidats de notre échantillon. De gauche à droite : qualité de l'ajustement par le *redshift photométrique*, intervalle de z du meilleur ajustement, meilleure valeur de z obtenue, amplification correspondante, luminosité à 1500 Å (corrigée de l'amplification), et mesure du SFR déduite.

Les limites supérieures et inférieures N^+ et N^- de N sont déduites à partir de celles n^+ et n^- obtenues pour n, en supposant un facteur de correction η moyen :

$$\left\langle \frac{1}{\eta} \right\rangle = \frac{N}{n} \tag{4.21}$$

$$N^{+} = n^{+} \left\langle \frac{1}{\eta} \right\rangle \tag{4.22}$$

$$N^{-} = n^{-} \left\langle \frac{1}{\eta} \right\rangle \tag{4.23}$$

Enfin, la taille de la barre d'erreur est multipliée par un facteur supplémentaire de 3, pour tenir compte des erreurs typiques commises dans l'estimation de la luminosité à 1500 Å et du facteur η.

Finalement, le point de mesure de la fonction de luminosité est obtenu en divisant les valeurs N, N^{+} et N^{-} par le covolume correspondant à l'intervalle $[z_1; z_2]$ dans un champ vide de même surface.

On procède ensuite à l'ajustement de l'ensemble de ces valeurs par une fonction de luminosité de Schechter $\Phi(L)$ (équation 1.45). La méthode utilisée est une minimisation du χ^2 comme celle de Sandage et al. (1979) (ajustement `STY`). Comme le nombre d'objets ajustés est faible, le paramètre α, fixant l'allure de $\Phi(L)$ aux plus petites valeurs de L, a été fixé à 1.6, qui est le résultat obtenu par Steidel et al. (1999) dans le cas des `LBG`s à $z \sim 4$.

Les autres paramètres L_* et Φ_* sont laissés libres dans la minimisation. Les valeurs de L_* obtenues sont de l'ordre de $10^{41.5}$ ergs s^{-1} Å $^{-1}$. La Figure 4.50 montre les mesures et les différents ajustements `STY` sur chaque amas, en considérant les deux intervalles $6 \lesssim z \lesssim 10$ et $8 \lesssim z \lesssim 10$ pour lesquels le nombre d'objets est plus important.

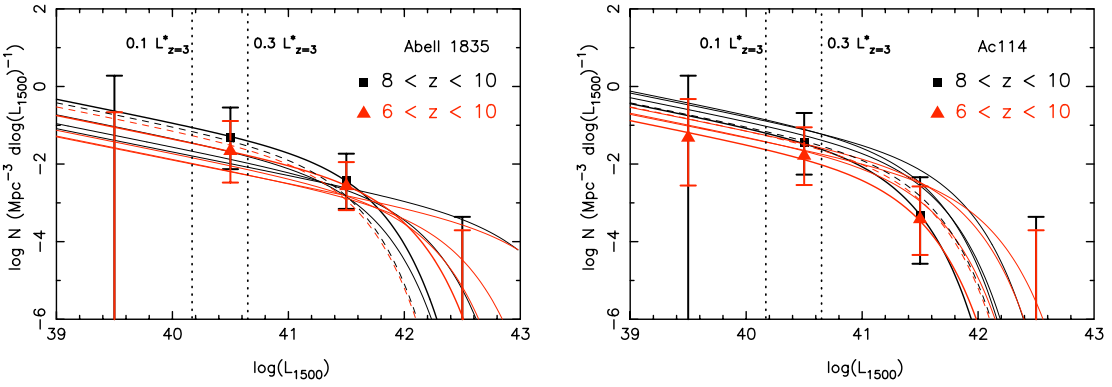


Fig. 4.50: Pour chacun des deux champs, ajustement `STY` de la fonction de luminosité à 1500 Å pour les mesures obtenues par intervalle de luminosité. Les ajustements sont présentés dans deux intervalles de décalages spectraux, en faisant varier la manière d'échantillonner les mesures. Pour comparaison, les paramètres déduits de la fonction de luminosité à $z \sim 4$ par Steidel et al. (1999) sont indiquées en traits pointillés.

Chacun de ces ajustements est effectué en modifiant la manière de subdiviser les données par intervalles de luminosité. On remarque ainsi des variations importantes,

surtout dans le cas d'Abell 1835, pour les paramères L_* et Φ_* obtenus. Pour la suite, on préfèrera étudier l'ajustement de la *moyenne* des deux amas observés, ceci afin d'augmenter la statistique (Figure 4.51).

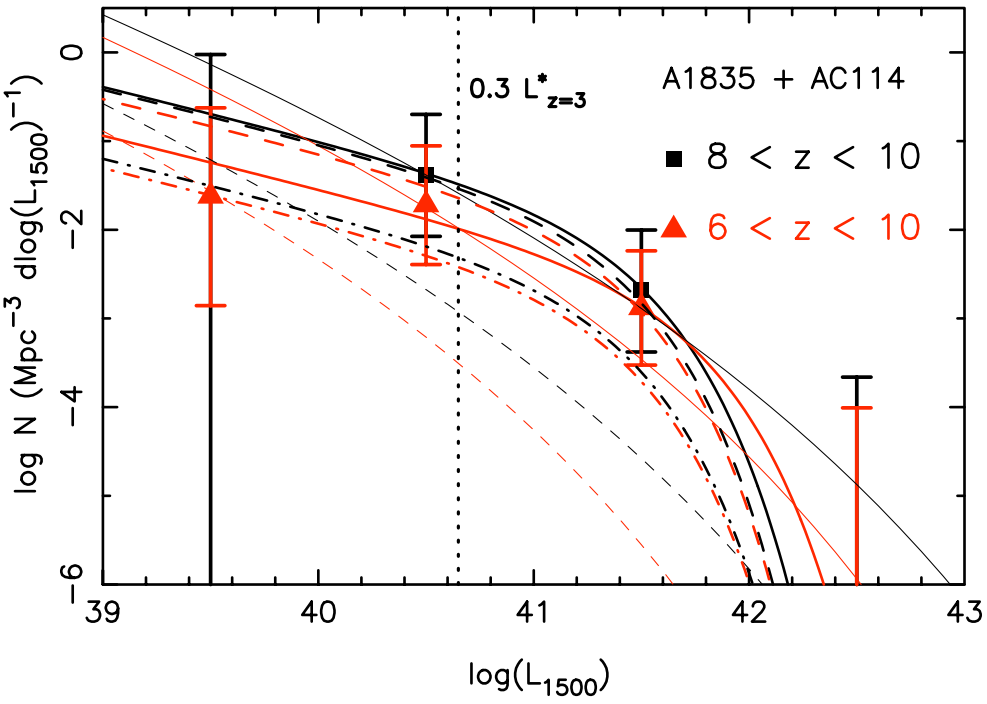


Fig. 4.51: Diagramme similaire à la Figure 4.50 pour la fonction de luminosité L_{1500}, montrant les meilleurs ajustements pour la combinaison des deux champs. On a superposé les courbes théoriques des deux modèles pessimiste (tirets) et optimiste (trait continu) utilisés dans notre étude, pour chaque intervalle de z. Enfin, les courbes en tirets-pointillés représentent les résultats de Bunker et al. (2004) pour le champ de l'UDF à $z \simeq 6$.

On place sur cette même Figure le même type de fonction $\Phi(L)$ trouvé par Steidel et al. (1999), avec pour unique normalisation un facteur d'échelle géométrique $(1+z)^{-1}$, habituellement utilisé pour tenir compte de l'augmentation en brillance de surface lorsque la taille angulaire des objets d'une luminosité donnée diminue à grand z.

Une comparaison directe montre que les fonctions ajustées dans cette étude reproduisent très bien celles des LBGs pour les échantillons d'objets considérés. De plus, l'évolution en nombre d'objets de la fonction de luminosité (abondance Φ_* plus faible d'un facteur 1/6 environ) observé par Bunker et al. (2004) entre $z \simeq 4$ et $z \simeq 6$ est également compatible avec nos résultat.

Enfin, les modèles prédisant les abondances de sources utilisés dans la section précédente permettent également de déterminer la forme de la fonction de luminosité dans les deux cas extrêmes considérés pour l'IMF.

On trouve que l'ordre de grandeur est proche des points de mesure, mais que l'allure de $\Phi(L)$ est mal reproduite aux grandes et aux faibles luminosités : ceci provient essentiellement des hypothèses faites sur le peuplement identique des halos à toutes les échelles de masse.

4.8.5 Taux de formation stellaire cosmique

Les valeurs de luminosité L_{1500} des candidats individuels donnent une estimation de leur taux de formation stellaire intrinsèque (SFR). On utilise comme facteur de conversion entre ces deux mesures la calibration de Kennicutt (1998) :

$$SFR\ (M_\odot/an) = 1.05\ 10^{-40}\ L_{1500}(\text{ergs}\ s^{-1}\ \text{Å}^{-1}) \tag{4.24}$$

Les valeurs individuelles de SFR calculées ainsi sont reportées en Table 4.7. Elles s'échelonnent dans un domaine typique de 1 à 20 $M_\odot$ par an, qui sont des valeurs relativement élevées.

D'une manière plus générale, ces valeurs de SFR vont nous permettre de contraindre le taux de formation stellaire cosmique (voir la section 1.1.5) au travers du diagramme de Madau-Lilly.

Pour celà, deux techniques ont été testées. La première consiste à sommer les contributions individuelles de SFR sur chaque objet, en les pondérant par leur facteur correctif $\eta(H_e, z)$ afin de se ramener à un champ vide complet, puis à diviser le résultat par le volume comobile CV considéré :

$$\Big\langle \rho_{SFR} \Big\rangle \sim \frac{1}{CV} \sum_i \frac{SFR(i)}{\eta(i)} \tag{4.25}$$

Les valeurs obtenues sont représentées par des limites supérieures dans la Figure 4.52. Elles se trouvent en général un ordre de grandeur au-dessus des estimations indépendantes de ρ_{SFR} par d'autres groupes à $z \sim 6$.

Cependant, si on considère une IMF massive à ce domaine de z, la conversion entre les valeurs de L_{1500} et de SFR ne sera plus identique à celle de Kennicutt (1998), mais diminuée d'un facteur 2 environ (soit 0.3 dex).

La seconde méthode utilise une intégration de la fonction $\Phi(L_{1500})$, dont on a obtenu l'ajustement dans la section précédente. Cette technique est finalement préférée, car elle est également employée par la majorité des autres groupes dans ce domaine de z, ce qui facilite la comparaison des résultats. Ceux-ci adoptent généralement une limite inférieure d'intégration de $\Phi(L)$, fixée à 0.3 $L^*_{z=3}$, la valeur $L^*_{z=3}$ correspondant au résultat de Steidel et al. (1999) pour les LBGs ($L^*_{z=3} \simeq 1.33 \times 10^{41}$ ergs s^{-1} Å^{-1}).

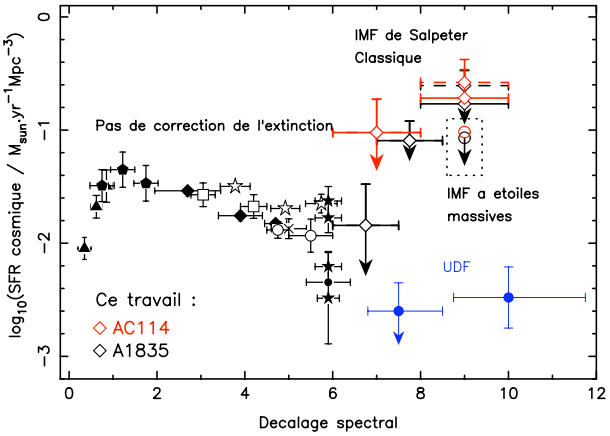


Fig. 4.52: Estimations du SFR cosmique obtenus par différents groupes, identiques à ceux présentés en Figure 1.8 (non corrigés de l'extinction). Nos propres résultats sont superposés dans le domaine $6 < z < 10$, pour chaque amas et intervalle de z considéré, en supposant une IMF classique de Salpeter pour la conversion entre la luminosité L_{1500} et le SFR. A $z = 9$, la différence obtenue en considérant une IMF avec des étoiles massives est schématisée par le rectangle en pointillés. L'estimation obtenue par Bouwens et al. (2004b) et Bouwens et al. (2005) dans le champ de l'UDF sont données pour comparaison.

La raison principale est que seuls les objets les plus lumineux contribueront de manière significative au ρ_{SFR}.

En comparaison avec nos propres estimations (Figure 4.51), plusieurs objets ne sont pas pris en compte dans cette intégrale car ils ont $L_{1500} < L^*_{z=3}$: l'amplification nous permet effectivement de contraindre les plus faibles domaines de luminosités.

Le résultat obtenu par cette méthode est présenté en Figure 4.53, dans le cas des seules sources de première catégorie, ou du sous-échantillon des candidats les mieux détectés.

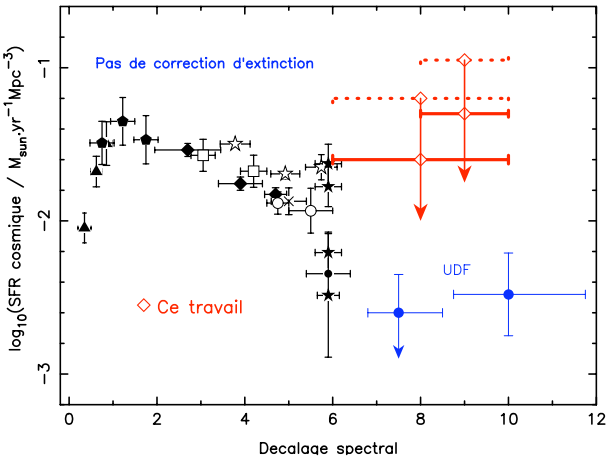


Fig. 4.53: Diagramme similaire au précédent, en considérant l'ensemble des sources de première catégorie des deux champs (trait pointillé) ou uniquement celles les les mieux détectées (trait continu).

On trouve alors des résultats similaires à ceux dérivés à $z \sim 5$, mais qui sont en contradiction avec les travaux de Bouwens et al. (2004b) dans le champ de l'UDF ($z \sim 7 - 8$).

Parmi les explications qu'il est possible de donner pour une telle différence, on peut énoncer :

- il existe réellement une augmentation du taux de formation stellaire à $z > 7$, ce qu'on ne peut pas complètement écarter puisqu'on s'attend à trouver un grand nombre de sources lumineuses à mesure qu'on s'approche de la phase de réionisation de l'Univers. Plusieurs modèles théoriques prédisent une augmentation visible de ce taux à plus grand z (voir la Figure 4.54, inspirée de Barkana & Loeb (2001), et les résultats récents de Choudhury & Ferrara (2005).)

- les valeurs dérivées ne sont que des limites supérieures, et pourraient être influencées par une contamination élevée de sources à plus faible z, comme SBS0335-052, dans nos critères de sélection. Un tel résultat serait intéressant à quantifier, pour la préparation des futurs projets sur des instruments plus performants.

- les valeurs de SFR obtenues ne sont pas corrigées de l'effet de l'extinction pour l'ensemble des mesures de $z = 0$ à $z = 8$, et celle-ci pourrait être plus faible à grand z.

- il a été montré que le facteur de conversion permettant de dériver le SFR dépend d'une hypothèse sur l'IMF moyenne des objets

- enfin, les différences de comptage entre les deux amas ont montré que ce résultat est peut-être dominé par la variance cosmique existant d'un champ à l'autre, pour les petits volumes explorés.

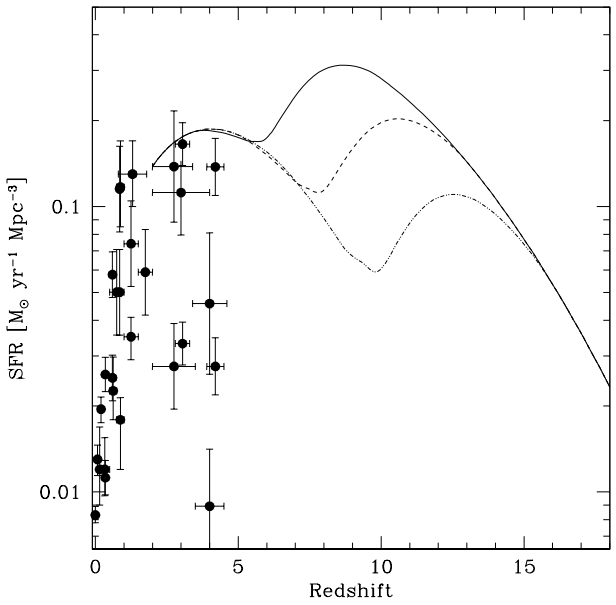


Fig. 4.54: Evolution du taux de SFR avec le décalage spectral, pour différentes hypothèses sur la valeur de z marquant la fin de la réionisation : $z_{re} = 6$ (trait plein), $z_{re} = 8$ (tirets) ou $z_{re} = 10$ (pointillés). L'efficacité de formation stellaire dans les halos est fixée à $\eta \simeq 10\%$. Un ensemble de mesures de SFR à plus bas z est indiquée par des points, en utilisant la compilation de Blain et al. (1999). D'après Barkana & Loeb (2001).

Chapitre 5

Discussion Générale

Les trois principaux sujets abordés dans ce manuscrit permettent de contraindre des aspects différents et complémentaires de l'époque de la réionisation. Plusieurs scénarios ont en effet été proposés par les théoriciens pour décrire cette période de l'histoire de l'Univers, et il est intéressant de pouvoir tester les hypothèses formulées par l'observation des objets les plus distants susceptibles d'avoir un impact sur ce processus par le biais de la formation stellaire.

Les principales contraintes sur le décalage spectral marquant la fin de la réionisation proviennent d'une part des observations de `WMAP`, d'autre part du spectre des quasars les plus distants (voir la section 1.1.4), et prédisent que cette phase aurait eu lieu entre $z \sim 17$ et $z \sim 6$. Par ailleurs, la température du milieu intergalactique à $z \sim 3-4$, mesurée à partir du spectre détaillé des forêts de Lyman, est relativement élevée, ce qui implique un début de réionisation complète à $z > 9$ (Hui & Haiman, 2003). Il est encore difficile d'avoir une vision globale et cohérente de ce processus, dont la nature pourrait être bien plus complexe et fortement inhomogène. Par exemple, Cen (2003) a proposé un modèle où l'Univers a subi deux phases principales de réionisation, l'une autour de $z \sim 15$, l'autre vers $z \sim 6$, ce qui permet de réconcilier l'ensemble des contraintes observationnelles.

5.1 Comparaison des méthodes utilisées

Les deux relevés effectués au cours de cette thèse, d'une part la recherche d'émetteurs Lyman-α à grand z, et d'autre part la sélection photométrique de sources à $z > 7$, utilisent deux approches observationnelles différentes, mais en même temps complémentaires. En effet, chacune possède ses propres limites et ne permet pas de contraindre l'ensemble de la population d'objets observables à un z donné.

On distingue d'une part les limites concernant la **fenêtre de détection**, qui sont de nature similaire pour les deux études :

- Ces deux méthodes ne peuvent détecter que les objets les plus brillants, que ce soit en termes de luminosité dans la raie de Lyman-α ou dans le *continuum* ultraviolet observé par la photométrie, du fait des niveaux de détections instrumentaux qui varient selon la longueur d'onde d'observation. Ceci entraîne un biais dans les objets étudiés, appelé *biais de Malmquist*, et influence les résultats dérivés sur l'échantillon. Cependant, ses effets sont moins importants pour certains résultats, par exemple sur l'étude du taux de formation stellaire cosmique, car sa valeur est essentiellement dominée par la partie la plus brillante de la fonction de luminosité.

- La surface de la région de ciel étudiée est dans les deux cas limitée par les contraintes instrumentales (longueur et nombre de fentes pour `LRIS`, ou taille angulaire du champ de vue pour `ISAAC`). Compte tenu de la chute de la densité

d'objets aux fortes luminosités, l'abondance des sources les plus lumineuses sera également réduit par l'effet de *volume fini*.

– L'utilisation des amas de galaxies comme télescopes gravitationnels entraîne des altérations supplémentaires des deux effets précédents : la réduction de la surface effective du champ diminue le nombre de sources les plus lumineuses, tandis que le biais d'amplification va repousser les limites de la fenêtre de détection vers les objets plus faibles. De ce fait, un relevé au travers d'un télescope gravitationnel est moins affecté par le biais de Malmquist qu'un champ vide. Toutefois, il existe un biais supplémentaire vers les sources les plus amplifiées, ce qui rend plus sensible à la variance cosmique.

D'autre part, on peut définir la **fenêtre de sélection** propre à chaque relevé, qui sera davantage liée aux propriétés physiques des objets inclus dans le sous-échantillon :

– Pour la recherche d'émetteurs Lyman-α (chapitre 2), il existe une tendance systématique à sélectionner des sources dominées par une raie d'émission intense. Toutefois, celle-ci est un indicateur d'une certaine formation stellaire dans les galaxies, même si on prend en compte ses propriétés de diffusion résonante, ces objets nous intéressent donc particulièrement pour l'étude de la réionisation.

– Pour ce qui concerne la sélection photométrique d'objets à grand z (chapitre 4), l'effet de sélection concerne la présence d'une cassure importante dans le *continuum* spectral ultraviolet des objets. Les sources incluses dans la région de sélection du diagramme couleur-couleur auront un flux ultraviolet très important, et seront également très bleues. Comme ce domaine spectral est dominé par les populations d'étoiles les plus massives, il indique une formation stellaire instantanée importante. Cependant, ceci exclut une grande partie des objets *rougis*, qui pourraient eux-aussi contribuer au SFR cosmique, même si on imagine que leur proportion diminue à grand z du fait de la diminution de la quantité de métaux disponibles.

Il s'avère difficile de déterminer laquelle des deux populations étudiées est la plus *représentative* de l'ensemble des objets présents dans la fenêtre de détection, pour ce qui concerne la formation stellaire. En effet, des études comparatives à $z \sim 5$ ont montré :

– D'une part, que seule la moitié des galaxies sélectionnées par la cassure de Lyman (LBGs), avec une technique similaire à notre relevé photométrique, possèdent une raie de Lyman-α en émission (Shapley et al., 2003). Pour ceux-ci, les taux de SFR dérivées du *continuum* ultraviolet sont en moyenne un facteur 3 plus élevés que ceux obtenus en considérant la raie (Ajiki et al., 2003; Lehnert & Bremer, 2003).

– D'autre part, que l'abondance des émetteurs Lyman-α, lorsqu'ils sont sélectionnés

par des techniques spécifiques, est similaire à celle des LBGs, même si les effets de regroupement (*clustering*) sont beaucoup plus importants pour les premiers que pour les seconds (Shimasaku et al., 2004).

Il faut enfin noter qu'il existe une différence importante entre notre relevé d'émetteurs Lyman-α et les travaux similaires utilisant habituellement des filtres en bande étroite. En effet, ces derniers sélectionnent principalement les objets avec de grandes largeurs équivalentes de la raie Lyman-α et nécessitent des volumes très importants de par la faible densité de ces sources. L'amplification gravitationnelle nous permet de détecter des objets avec des raies moins intenses, mais réduit de manière identique la surface effective du relevé, nous rendant davantage sensibles aux effets de regroupement.

Il est également plus facile de détecter des raies spectrales "fines", car elles vont avoir un meilleur contraste dans une longue fente, alors que les filtres en bande étroite ne se basent que sur la largeur équivalente. Cependant, ces derniers nécessitent des observations complémentaires en bande large pour discriminer des galaxies à grand z, à cause du fort degré de contamination par d'autres raies en émission que Lyman-α.

5.2 Contraintes communes sur la réionisation

5.2.1 Présence de la raie Lyman-α à grand z

La source derrière l'amas Abell 2218, décrite en section 3.2, n'a pas montré de raie d'émission Lyman-α intense dans les spectres obtenus avec LRIS ou NIRSPEC, alors qu'elle est intrinsèquement beaucoup plus lumineuse que les objets du relevé des émetteurs Lyman-α à $4.5 \lesssim z \lesssim 6.5$ (chapitre 2). Comme les contraintes de *redshift photométrique* la placent vraisemblablement à $z \sim 6.7$, ceci pourrait être expliqué de différentes manières :

- Par une raie en émission se trouvant malencontreusement dans les régions de contaminations par des raies spectrales d'origine atmosphérique, et qui aurait échappé à la détection. Par exemple, ce serait possible si le profil spectral de la raie est très étroit.

- Du stade de la formation stellaire dans la galaxie : celle-ci pourrait se trouver dans une phase de formation stellaire moins intense, empêchant l'émission dans la raie Lyman-α de s'échapper.

- D'un effet de réionisation incomplète à ce décalage spectral, entraînant une diffusion des photons Lyman-α émis. Ceci pourrait être un effet local propre à cet objet, mais serait compatible avec la non-détection d'émetteurs Lyman-α à $z > 5.7$ (voir la section 2.5).

Au cours de la spectroscopie de confirmation des candidats photométriques à $z \gtrsim 7$, plusieurs raies d'émission faibles, décrites en section 4.7, ont été détectées dans le proche-infrarouge. Compte tenu de la distribution spectrale en énergie de

nos candidats, l'interprétation la plus probable est celle d'une raie Lyman-α en accord avec le *redshift photométrique*.

On peut remarquer que les raies observées ont un profil spectral relativement **symétrique**, à la limite de la résolution instrumentale d'`ISAAC` (comme c'est le cas de la source décrite dans Pelló et al. (2004b)). Ceci les place à l'opposé de la majorité des autres émetteurs Lyman-α connus à $3.0 \lesssim z \lesssim 6.5$, qui possèdent un profil spectral étendu du côté rouge de la raie (voir la section 1.2.3). Un tel résultat pourrait tout d'abord sembler contradictoire. Cependant, il reste compatible avec les propriétés physiques des sources pendant la période de la réionisation, comme il a été montré par plusieurs groupes de théoriciens dans l'hypothèse ou la source A1835#8 serait à $z = 10.0$:

- Loeb et al. (2005) ont montré qu'un tel profil implique la présence d'une région ionisée de taille importante (plusieurs centaines de kiloparsecs) autour de l'objet, empêchant l'effet de diffusion résonante par l'hydrogène neutre autour de la longueur d'onde de la raie. L'origine d'une telle région pourrait être un effet de réionisation très intense du milieu intergalactique à ce décalage spectral, ou bien la présence d'étoiles très massives ($\gtrsim 100\ M_{\odot}$) dans la source émettrice, dont le flux de photons énergétiques serait capable de créer une sphère de Stromgren de cette taille.

- Cen et al. (2005) proposent une explication alternative à celle de Loeb et al. (2005), qui ne demande pas des taux d'ionisation aussi extrêmes. Ils émettent l'hypothèse que la source serait en mouvement inverse par rapport à l'enveloppe d'hydrogène neutre en expansion, permettant à la raie Lyman-α de séchapper de manière symétrique des côtés rouge et bleu.

Enfin, il faut noter que même si le candidat A1835#8 se trouve plus probablement à un décalage plus faible que 10.0, tout ce raisonnement concernant la raie d'émission Lyman-α reste valable pour d'autres candidats à $z \gtrsim 7.0$, pour lesquels on s'approche de l'époque de réionisation.

5.2.2 Taux de formation stellaire cosmique

Les contraintes sur l'abondance cumulée des émetteurs Lyman-α ont permis de tester des modèles prédisant la suppression de la formation stellaire dans les halos de faible masse (voir la section 2.5). A partir des mêmes données, il est possible d'estimer une valeur de ρ_{SFR} dans l'intervalle $4.5 \lesssim z \lesssim 5.6$, basée sur la luminosité Lyman-α des sources détectées dans notre programme. On applique pour celà un facteur de conversion entre cette luminosité dans la raie et le `SFR`, d'après les calibrations de Kennicutt (1998), du même type que celle utilisée au chapitre 2 pour comparer nos résultats avec les mesures de `SFR` dérivées des `LBG`s.

Contrairement aux contraintes obtenues par la sélection photométrique de sources

à $z > 7$, ces valeurs sont des limites **inférieures**. En effet :

- D'une part la calibration entre l'émission Lyman-α et le SFR suppose que tout le flux dans cette raie arrive à s'échapper de l'objet, ce qui ne prend pas en compte un facteur de transmission qui diminue la valeur de SFR dérivée.
- D'autre part, il s'agit ici d'objets dont le décalage spectral est précisément confirmé, et non de candidats, mais qui ne représentent certainement qu'un échantillon sous-représentatif de l'ensemble de la formation stellaire.

En considérant le "sous-relevé" limité par la luminosité minimale de $L = 10^{41}$ ergs s^{-1} pour Lyman-α (voir annexe D), contenant un nombre significatif de sources, on obtient une estimation de ρ_{SFR} compatible avec d'autres résultats dans le même domaine spectral. Les résultats combinés des deux projets sont présentés dans la figure 5.1.

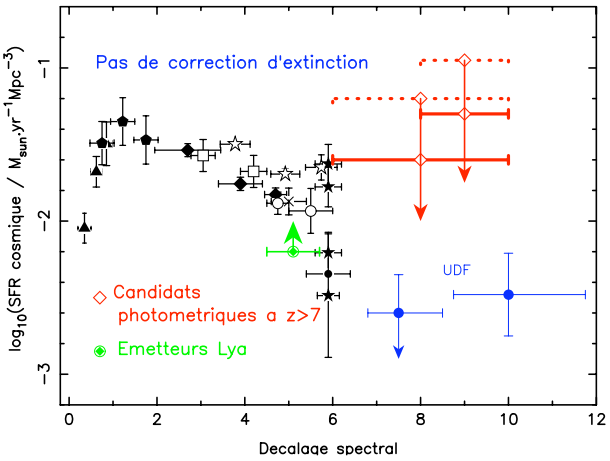


Fig. 5.1: Même diagramme que la figure 4.53, en incluant la combinaison des contraintes provenant de notre relevé photométrique à $z > 7$ (limites supérieures, en rouge), ou l'estimations basée sur les émetteurs Lyman-α confirmés par notre relevé spectroscopique détaillé au chapitre 2 (limites inférieures, en vert).

5.2.3 Nature des sources ionisantes

Il peut être intéressant de vérifier à quel niveau les sources que nous avons étudiées contribuent à la phase de réionisation attendue pour l'Univers à grand z. Concernant la galaxie en arrière plan de l'amas Abell 2218, à $z \simeq 6.8$ (Chapitre 3), sa forte luminosité intrinsèque et la faible surface de champ couverte par nos images dans le plan source à $z = 7$ nous indiquent que la densité de ce type d'objets serait suffisante pour réioniser complètement le milieu intergalactique. Ce résultat est cependant très sensible à la variance cosmique car basé sur un seul amas.

Notre sélection photométrique de candidats à $z > 7$, présentée au chapitre 4, a fourni des estimations de ρ_{SFR} compatibles ou supérieures aux valeurs dérivées par d'autres études à $z \sim 6$. Parmi celles-ci, Bunker et al. (2004) ont indiqué que le flux ionisant associé à la densité de luminosité était fortement insuffisant pour expliquer la réionisation complète du milieu intergalactique.

Cependant, Stiavelli et al. (2004a) ont par la suite repris les calculs de Bunker et al. (2004) en supposant des conditions physiques différentes sur la température de l'IGM, et aussi sur le **taux de production de photons ionisants** par les sources très distantes. En effet, le rapport entre le flux de photons énergétiques ($> 13.6\ eV$) et le *continuum* ultraviolet à 1500 Å dépend fortement des hypothèses faites sur la métallicité et l'IMF de la population stellaire associée. Des objets de population II ou III et une IMF massive vont plus facilement réioniser le milieu intergalactique que des objets de population I, de métallicité solaire, ou une IMF classique de Salpeter (utilisée par Bunker et al. (2004) pour l'analyse de leurs résultats). En prenant en compte ces effets, Stiavelli et al. (2004a) ont montré que cette densité surfacique de sources contribue significativement à la réionisation. On peut effectuer un raisonnement tout à fait similaire avec nos candidats.

Ces résultats doivent également permettre d'expliquer les effets indirects de ces sources ionisantes, au travers des observations de l'excès de fond diffus infrarouge et du fond de rayonnement X. En effet, l'explication généralement admise pour le premier est la présence d'étoiles très massives, avec une capactité d'ionisation élevée, du même type que celles mentionnées précédemment. Toutefois, elles entraînent une *surproduction* de métaux par rapport aux observations détaillées de la composition des galaxies à $z \sim 5$. Comme explication possible pour limiter cet effet de "pollution", on peut imaginer que les métaux s'échappent des régions de formation stellaire, et se retrouvent par exemple au niveau des trous noirs (Madau & Silk, 2005). Là encore, l'effet d'accrétion qui peut apparaître sur ces trous noirs doit être inhibé, pour expliquer la faiblesse du fond de rayonnement X.

En combinant l'ensemble de ces contraintes observationnelles, on semble s'approcher d'une vision globale et cohérente de la période de réionisation, que l'on espère pouvoir compléter dans un futur proche avec des échantillons plus significatifs d'objets.

Chapitre 6

Conclusions et Perspectives

6.1 Conclusions

Nous avons présenté dans ce manuscrit plusieurs approches complémentaires permettant de contraindre les propriétés physiques des sources à très grand décalage spectral.

Au cours du **relevé spectroscopique des émetteurs Lyman-α** à $4.5 \lesssim z \lesssim 6.5$, présenté au chapitre 2, nous avons recueilli un échantillon de 5 galaxies, confirmées ou potentielles,à $z > 4.5$. La description détaillée de notre fenêtre de sélection, rendue plus délicate que dans un champ vide par la présence de l'amplification gravitationnelle, a permis de donner des contraintes sur la fonction de luminosité de ce type d'objets dans l'ensemble du domaine de z considéré.

En se concentrant principalement sur les régions les plus amplifiées, autour des lignes critiques des amas lentilles, il est possible d'explorer des valeurs beaucoup plus faibles pour la luminosité de la raie Lyman-α, par comparaison avec d'autres travaux dans le même domaine de décalages spectraux. Les contraintes obtenues sont compatibles avec un effet de suppression de formation stellaire dans les halos de faible masse à grand z, qui est prédit par les modèles décrivant l'époque de la réionisation.

Il est tout à fait possible de poursuivre ce genre d'études à un décalage spectral plus élevé ($z > 7$), mais on se retrouve rapidement limité par le passage dans le domaine proche-infrarouge, où les niveaux de détection des instruments actuels sont beaucoup plus faibles que dans le visible. Un tel projet a été mis en place à l'aide de l'instrument `NIRSPEC` sur le télescope Keck : celui-ci utilise une fente longue de 40″, plus courte que celle de `LRIS`, et couvre l'ensemble de la bande `J` pour rechercher des raies d'émission Lyman-α sur des sources à $8 \lesssim z \lesssim 10$. La sensibilité atteinte est d'environ 2×10^{-17} ergs s^{-1} cm^{-2} pour chaque fente, en 1h20 de temps d'intégration.

L'analyse de l'ensemble des sources identifiées sur les spectres permet de mettre en évidence des objets faibles dominés par leurs raies en émission, dont on peut connaître avec précision la mesure de z. Plusieurs d'entre eux sont des sources formant des images multiples par effet de lentille, ce qui leur donne un intérêt pour l'amélioration du modèle de masse de l'amas. Toutefois, la technique des fentes longues pour une telle étude n'est pas très efficace, de par les difficultés d'un positionnement précis et de la transmission non-uniforme suivant la largeur des fentes. Il serait préférable d'utiliser un spectrographe intégral de champ (`IFU`), beaucoup plus performant dans ce cas. Mais ces derniers ne sont pas encore suffisamment compétitifs, car ils ont une taille de champ très faible ou utilisent des fibres moins transmissives.

Nous avons par la suite montré au chapitre 3, au travers d'un exemple détaillé, les **contraintes des paramètres physiques** qu'il est possible d'obtenir sur des objets individuels à $z > 6$, en ajustant leur Distribution Spectrale en Energie par différents

types de modèles. La combinaison des données multi-longueurs d'onde, notamment l'accès à des données de l'infrarouge moyen du télescope *Spitzer*, s'avère cruciale pour ce genre d'études. Elles sont cependant limitées par la qualité des données photométriques, et par les nombreuses dégénérescences entre les paramètres que l'on cherche à modéliser.

Le projet de sélection photométrique décrit au chapitre 4 pour les champs en arrière-plan de deux amas de galaxies a permis de mettre en place un des premiers échantillons de candidats pour des galaxies dans le domaine $6.0 \lesssim z \lesssim 10.0$. Parmi ceux-ci, plusieurs possèdent des raies d'émission dans leurs spectres.

Il serait intéressant de confirmer un nombre plus important de ces candidats, afin de déterminer de manière plus précise le degré de contamination de cette sélection photométrique par des sources à bas z.

Les mesures obtenues pour la fonction de luminosité et la densité cosmique de `SFR` à grand z sont généralement plus élevées que les autres travaux connus à $z \sim 7$. Cependant, plusieurs explications plausibles permettent d'expliquer un tel résultat, comme il a été montré à la section 4.8.

Un autre résultat important est la différence du nombre de candidats obtenus entre les deux amas, qui montre une possible sensibilité à la variance cosmique : pour l'éviter, il serait très utile d'améliorer la statistique de l'échantillon en sélectionnant d'autres amas lentilles. Parmi les candidats potentiels, Abell 1689, Abell 370 et Abell 68 sont des amas équatoriaux (donc visibles depuis les deux hémisphères), bien modélisés et qui possèdent un fort niveau d'amplification (voir aussi leur utilisation dansle chapitre 2 pour la recherche d'émetteurs Lyman-α). Il est également envisageable d'utiliser d'autres spectrographes qu'`ISAAC` dans l'hémisphère nord, et ainsi d'avoir accès à des amas très étudiés comme ceux observés avec le Keck.

Un autre axe de recherche à explorer est l'utilisation combinée de ces données photométriques et d'images proche-infrarouge du télescope spatial (à l'aide des caméras `ACS` et `NICMOS`). Celui-ci apporterait en effet la résolution angulaire nécessaire à l'étude morphologique des candidats sélectionnés dans les images au sol profondes.

En complément, ces images permettent aussi de discriminer les configurations d'images multiples pour les objets les plus amplifiés, par des critères basés sur la forme géométrique des images.

D'autres observations en dehors du domaine de longueur d'onde classique du visible et du proche-infrarouge peuvent, elles aussi, contribuer à l'interprétation des candidats. Ainsi, l'utilisation de l'observatoire spatial *Spitzer*, dansles deux premières bandes sensibles de sa caméra `IRAC`, apporte des contraintes aux plus grandes longueurs d'onde.Ceci permet de mieux discriminer les différents types d'objets que sont les `ERO`s (particulièrement des sources comme A1835#10 et A1835#11, dont la `DSE` est difficilement ajustable par des modèles connus), ou de rajouter de l'information photométrique supplémentaire au-delà de la cassure à 4000 Å pour les

objets à grand z (voir le chapitre 3).

Enfin, le domaine des rayons X, avec le satellite *Chandra*, permettrait de son côté d'évaluer la proportion de candidats à grand z susceptible d'être des AGNs, ceux-ci étant souvent associés à des sources X intenses. Toutefois, ce type d'observations est limité dans les amas de galaxies massifs par la présence du fond d'émission en avant-plan, dû à l'amas lui-même.

Finalement, la détection et l'étude des objets les plus distants, au-delà d'un décalage spectral de $z = 7$, reste actuellement à un stade très exploratoire. L'abondance et la brillance de ces sources sont en effet très mal déterminées, essentiellement du fait des limitations technologiques de l'instrumentation dans le proche-infrarouge.

La sélection photométrique d'objets, tirant partie de l'allure de leur DSE, semble une méthode efficace pour déterminer des candidats, mais elle souffre d'une possible contamination par des étoiles de faible masse ou des galaxies à décalages spectraux intermédiaires. La confirmation spectroscopique d'un échantillon significatif de ces objets (de l'ordre de quelques dizaines) s'avère cruciale, dans un avenir proche, pour mieux connaître leurs propriétés physiques. Toutefois, même si un instrument tel qu'ISAAC possède toutes les performances nécessaires à ce genre d'étude, il reste limité en terme d'efficacité d'observation par le nombre d'objets spectroscopables simultanément (1 à 2) et le domaine de longueurs d'onde couvert à résolution moyenne (de l'ordre de 600 Å).

6.2 Futurs développements instrumentaux

Les futurs instruments et télescopes, qui profiteront d'une technologie plus performante, seront en grande partie dédiés à l'exploration de l'époque de la réionisation, avec pour objectif d'étudier en détail des milliers d'objets à très grand z.

6.2.1 Domaine du proche-infrarouge

Les caractéristiques principales de l'ultraviolet au repos se retrouvent décalées dans cette partie du spectre électromagnétique pour le domaine $7 \lesssim z \lesssim 18$ des premières sources ionisantes, correspondant aux limites données par WMAP. Les observations au sol y sont fortement limitées par les émissions et les absorptions spectrales d'origine atmosphérique.

Plusieurs instruments sont en cours d'élaboration sur les télescopes actuels de la classe 8 - 10 mètres de diamètre, et vont profiter des évolutions technologiques au niveau des détecteurs électroniques (nombre de pixels, niveau de bruit de lecture et sensibilité), de l'optique ou de la mécanique. A moyen terme, de nouveaux télescopes de diamètres plus importants seront mis en place et permettront de pousuivre cette avancée.

MOIRCS

Actuellement en place sur le télescope *Subaru* (8 mètres de diamètre), ce spectrographe multi-objets commence à produire ses premiers résultats. Son intérêt principal provient du champ de vue très large (7' × 4') avec une bonne résolution (0.12"/pixel). En combinaison avec les télescopes gravitationnels, il permettra de sélectionner et de faire la spectroscopie de sources très distantes.

X-shooter

Initialement destiné à la spectroscopie rapide et efficace des rémanences de sursauts gamma ou de *supernovae*, `X-shooter` (D'Odorico et al., 2004) est un instrument de deuxième génération pour le `VLT`, qui devrait être opérationnel en 2007. Son intérêt principal réside dans la couverture spectrale complète des domaines ultraviolet, visible et proche-infrarouge (avec les bandes J, H et K), auxquelles s'ajoutent de très bonnes performances de sensibilité et de résolution spectrale ($R \sim 4000$ à 7000).

Les autres utilisations possibles de `X-shooter` concernent les naines brunes ou les raies d'absorptions des quasars, mais on peut également considérer l'étude de sources distantes de manière individuelle. En effet, la couverture spectrale élargie permettrait une détermination du décalage spectral de manière plus catégorique, en rejetant la majorité des solutions à plus faible z.

EMIR

A court terme, `EMIR` (pour *Espectrógrafo Multiobjeto InfrarRojo*, Garzon et al. (2004)) sera un des tous premiers instruments travaillant dans le proche-infrarouge sur un télescope de classe 10 m à posséder une capacité de *multiplexage* lui permettant d'observer simultanément plusieurs dizaines de sources. Dédié à la spectroscopie d'objets faibles à résolution intermédiaire, avec un champ de 6 × 4 minutes d'arc et un détecteur couvrant l'ensemble de chaque bande `SZ`, `J`, `H` ou $\mathtt{K}_s$, il représente déjà une avancée importante par rapport à `ISAAC`.

`EMIR` verra sa première lumière en 2006 sur le télescope `GTC` (ou Grantecan, pour *Gran Telescopio de Canarias*) de 10.4 mètres de diamètre, mis en place en 2005 aux Canaries. Au cours de ma thèse, j'ai participé à l'élaboration d'outils de simulations qui permettront aux futurs observateurs de préparer et d'optimiser leurs observations sur `EMIR`, en exploitant au maximum les performances de l'instrument. Ces travaux sont brièvement présentés en annexe C.

Le grand sondage `GOYA` (pour *Galaxy Origins and Young Assembly*), auquel est associé `EMIR`, contient une partie de ses objectifs scientifiques consacrée à la recherche et à l'étude d'objets très distants, en tirant partie des capacités d'`EMIR` en terme d'efficacité de confirmation spectroscopique (voir Pelló & Schaerer (2003)). Les sources

ciblées par ce projet seront sélectionnées par de la photométrie multi-bandes, similaire à celle de notre projet sur ISAAC, ou par l'utilisation de filtres en bande étroite.

Parallèlement à EMIR, d'autres projets similaires se mettent en place sur des télescopes du même type, comme le Keck (avec KIRMOS, pour *Keck Infra-Red Multi-Object Spectrograph*) ou le Subaru (avec FMOS, pour *Fibre-Multi-Object Spectrograph*, Kimura et al. (2003)).

WIRCAM

Dans le domaine de l'imagerie proche-infrarouge, l'instrument WIRCAM mis en place sur le CFHT . Il recevra sa première lumière au cours de l'année 2005.

KMOS

Un peu plus tard qu'EMIR, l'Observatoire Européen Austral a lancé la conception d'un instrument de seconde génération pour le VLT, baptisé KMOS. Ce spectrographe multi-objets optimisé pour la bande K du proche-infrarouge, qui succèdera ainsi à ISAAC à partir de 2009, fonctionnera à l'aide d'un système de petits IFUs reconfigurables, distribués sur toute la surface de son champ de vue (Sharples et al., 2004).

La sensibilité d'un tel instrument est plus importante qu'avec un système de fentes, ce qui facilite la confirmation spectroscopique de sources très distantes, qui ne sont pas résolues et ont vraisemblablement des raies très intenses en émission (Schaerer & Pelló, 2002).

JWST

Le successeur du *Hubble Space Telescope*, baptisé JWST (pour *James Webb Space Telescope*) sera très certainement un des piliers pour la recherche des premières sources dans l'Univers distant. En effet, avec ses 6.5 mètres de diamètre (Figure 6.1), sa sensibilité sera bien meilleure que le HST, et il sera optimisé pour travailler dans le domaine du proche-infrarouge, où l'absence d'atmosphère est un avantage considérable par rapport aux télescopes au sol.

D'après les simulations de Stiavelli et al. (2004b), il paraît vraisemblable d'arriver à détecter plusieurs dizaines de sources primordiales dans un champ de vue du JWST, sont on peut ensuite confirmer le décalage spectral à l'aide de la raie d'émission de l'hélium (voir aussi la section 1.2.1).

Le lancement du JWST est prévu en 2011, avec à son bord une caméra infrarouge de 2×2 minutes d'arc de champ de vue (NIRCAM, Rieke et al. (2003)) et un spectrographe multi-objets (NIRSPEC) développé par l'Agence Spatiale Européenne. Ce dernier, travaillant à des résolutions de 100 à 3000 pour un champ de vue de 3.4×3.4 minutes d'arc, comprend également une capacité de multiplexage et de spectroscopie IFU. Enfin, le domaine de longueur d'onde étudié s'étend jusqu'à 5 μm, ce

Fig. 6.1: Vue d'artiste du futur James Webb Space Télescope, de 6.5 mètres de diamètre. Un gigantesque pare-soleil protège son miroir et lui permet d'abaisser sa température aux 240 Kelvins nécessaires pour fonctionner dans le domaine proche-infrarouge.

qui correspondra aux deux premières bandes d'`IRAC` sur le télescope spatial *Spitzer*.

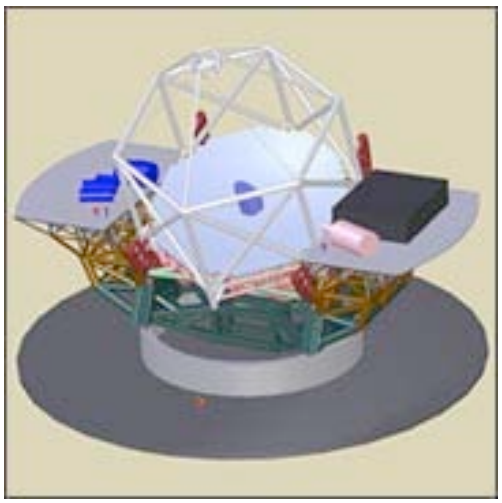
Télescopes de prochaine génération

Plusieurs projets sont en cours d'étude pour la fabrication de télescopes au sol avec des diamètres plus importants, de la classe 30 à 100 mètres de diamètre. Compte tenu de la turbulence atmosphérique, le gain en **surface collectrice** (qui augmente comme le carré du diamètre) ne s'accompagne d'un gain en résolution qu'au moyen de l'**optique adaptative** : celle-ci corrige des effets de l'atmosphère et permet de se rapprocher de la limite de diffraction.

Parmi les télescopes en phase de conception, on peut citer le `TMT` (pour *Thirty Meters Telescope*, Figure 6.2 à gauche), développé en Californie, dont un projet de spectromètre multi-objets dans le proche infrarouge (`IRMOS`) est en cours d'étude de faisabilité. La première lumière du `TMT` est prévue pour 2015.

Dans la même catégorie des télescopes "géants", un projet de télescope de 100 mètres de diamètre, baptisé `OWL` (pour *OverWhelming Telescope*, Figure 6.2 à droite), est en phase d'étude préliminaire à l'Observatoire Européen Austral (`ESO`), pour une mise en place entre 2016 et 2021.

Ces deux télescopes seront complémentaires au `JWST`, qui aura des capacités de spectroscopie plus limitées : on imagine pouvoir effectuer la sélection photométrique de sources à l'aide du télescope spatial, pour ensuite confirmer les décalages spectraux par de la spectroscopie au sol. De plus, contrairement aux études actuelles d'objets à $z > 6$, dont la spectroscopie se limite essentiellement à la détection de la raie de Lyman-α, la sensibilité et la résolution de ces télescopes au sol permettra des mesures plus détaillées des raies d'absorptions métalliques, dans le *continuum* spectral ultraviolet au repos.



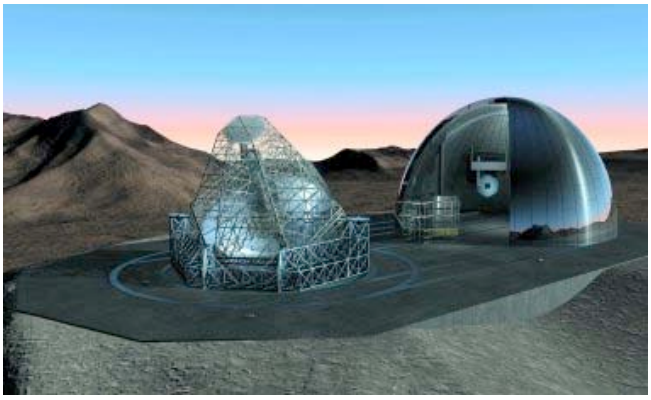


Fig. 6.2: Deux exemples de la prochaine génération de télescopes, avec des diamètres atteignant 30 mètres pour le projet `TMT` (à gauche) ou 100 mètres pour celui de `OWL` (à droite).

6.2.2 Autres domaines de longueur d'onde

Parallèlement au domaine proche-infrarouge, les signatures des premières sources ou de l'époque de la réionisation seront également étudiées dans d'autres fréquences, en utilisant des techniques instrumentales différentes.

ALMA

Dans le domaine des ondes radios (millimétriques et sub-millimétriques), le futur des radiotélescopes est sans aucun doute le projet `ALMA` (pour *Atacama Large Millimeter Array*), collaboration mondiale pour la construction d'un réseau de 64 antennes de 12 mètres de diamètre au Chili.

La sensibilité de cet instrument sera très importante pour contraindre la distribution spectrale en énergie d'objets très distants (Schaerer & Pelló, 2005) : en effet, la forme décroissante (en flux monochromatique f_ν) du spectre des galaxies à sursauts de formation d'étoile entraîne un niveau de détection à peu près similaire pour tous les décalages spectraux de 0.1 à 30 (Figure 6.3).

SAFIR et SPICA

`SAFIR` (pour *Single Aperture Far Infrared Observatory*) est le successeur correspondant au télescope spatial *Spitzer*, dans le domaine spectral de 20 μm à 1 mm, prévu pour être lancé aux alentours de 2015-2020. La plus grande amélioration apportée par cet instrument sera au niveau de la résolution associée à un diamètre de 10 m : en effet, le gain en termes de **limite de confusion** (qui empêche la séparation des sources individuelles dans le fond de ciel) est crucial pour l'étude des sources

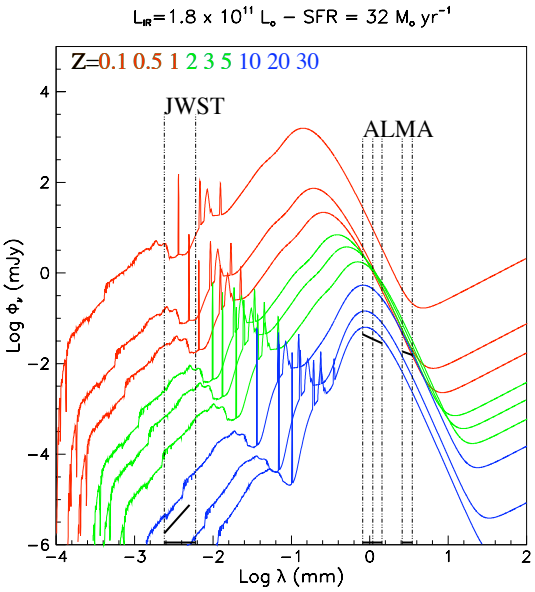


Fig. 6.3: Prédiction de spectres observés pour une galaxie formant des étoiles, avec une luminosité $L \simeq 1.8 \times 10^{11}\ L_\odot$ et un taux de formation stellaire $SFR = 32\ M_\odot$ par an, pour diffférentes valeurs de décalage spectral (0.1, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0, 20.0 et 30.0). Superposées aux courbes, les limites de détection du `JWST` dans le proche-infrarouge et de `ALMA` dans le domaine millimétrique (en traits épais). L'allure générale de la distribution spectrale en énergie entraîne un niveau de détection similaire d'`ALMA` pour tous les décalages spectraux. D'après Melchior et al. (2001)

distantes qui sont limitées par le *seeing*.

Le domaine de longueur d'onde de `SAFIR` permettra également l'étude spectroscopique des transitions rovibrationnelles de la molécule de dihydrogène (H_2), dont on suppose qu'elle agit comme mécanisme de refroidissement dans la formation stellaire des premières protogalaxies. Ces transitions se situent aux alentours de 2.1 μm au repos et devraient être accessibles à la sensitivité de `SAFIR` (Ciardi & Ferrara, 2001).

En parallèle à ce projet, un instrument similaire nommé `SAFIR` sera certainement mis en place un peu plus tôt ($\sim$ 2010), mais il aura une taille de miroir plus faible (3.5 mètres de diamètre).

SKA

Le `SKA` (pour *Square Kilometer Array*) est un réseau international de 150 antennes de 100 mètres de diamètre réparties sur des distances continentales ($\sim$ 3000 kilomètres), pour former une surface collectrice totale de 1 km^2. Le début des activités scientifiques pour ce projet est prévu en 2020.

L'objectif d'un tel réseau est d'étudier la transition de l'hydrogène neutre (située à 21 cm au repos) à des très grands décalages spectraux, au cours de la période de la

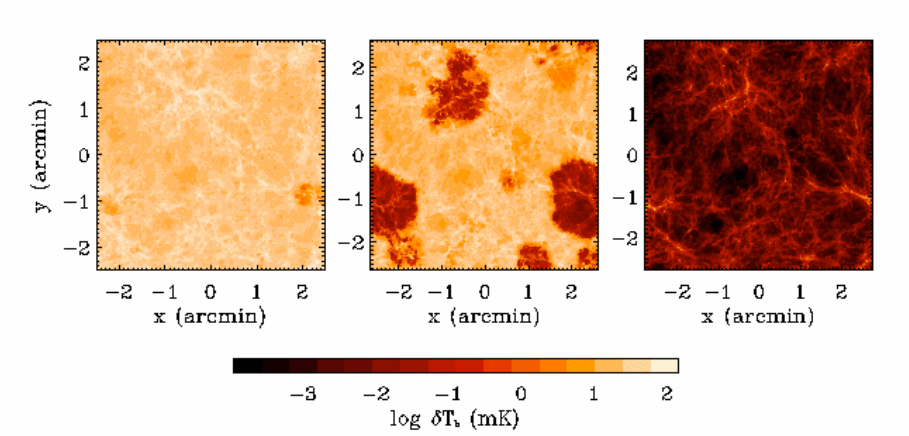


Fig. 6.4: Simulations d'une étude tomographique de la réionisation : évolution temporelle (en fonction de l'âge de l'Univers, de gauche à droite) d'une surface de ciel observée dans la transition de l'hydrogène neutre à 21 cm par le SKA. Les niveaux de couleur représentent l'intensité du rayonnement (exprimée en température d'antenne). On voit progressivement apparaître des poches de milieu intergalactique ionisé par la présence des sources énergétiques, jusqu'à un recouvrement complet. D'après Furlanetto et al. (2004).

réionisation. La transition progressive du milieu intergalactique d'un état neutre à un état ionisé pourrait facilement mise en évidence par des études **tomographiques**, par intervalles de longueur d'onde correspondant à des intervalles de décalages spectraux de la raie (Figure 6.4).

6.3 *Lensing*, ou pas *Lensing* ?

Les études de galaxies distantes exposées dans le présent manuscrit ont largement tiré parti de l'amplification gravitationnelle d'amas de galaxies à $z \sim 0.2 - 0.4$. Compte tenu des performances instrumentales actuelles, c'est un atout crucial pour arriver à observer ce type d'objets très faibles. D'après les courbes d'abondances d'objets estimées par le formalisme de Press-Schechter, en conservant la même configuration d'observation, l'utilisation du *lensing* semble se poursuivre avec une bonne efficacité à plus grand décalage spectral (Figures 4.48 et 4.49).

Toutefois, l'utilisation maximale du télescope gravitationnel reste limitée à une petite surface de ciel (de l'ordre de 30 secondes d'arc carrée dans le plan source), ce qui le rend très sensible à la densité des objets, ainsi qu'aux propriétés de regroupement. Même si la taille des champs de vues instrumentaux est actuellement bien adaptée à ce type d'études, il semble certain que les détecteurs et les optiques auront à l'avenir des dimensions beaucoup plus importantes, et la proportion de champ amplifiée sera dès lors restreinte à une plus petite surface, réduisant l'efficacité globale de l'amplification.

Par ailleurs, la position de la ligne critique externe des amas les mieux modélisés

se rapproche progressivement d'une valeur limite à très grand décalage spectral, correspondant à une source à $z \to \infty$. Cet effet est déjà très visible à partir de $z \sim 5$. La connaissance précise du modèle de masse permet de prédire cette position de ligne critique à très grand z.

Si la *pente des comptages* des galaxies entraîne toujours un biais d'amplification **positif** (qui augmente les comptages observés, voir la section 1.3.3) pour les objets aussi distants, on pourrait s'attendre à observer de plus en plus de sources à proximité de cette ligne. Dans le cas d'observations futures à haute résolution spatiale (à l'aide de l'optique adaptive) des régions les plus amplifiées, les amas de galaxies seront toujours très efficaces : on pourrait envisager d'explorer cette ligne dans des fenêtres spectrales particulières, comme celui de la raie Lyman-α ou des autres transitions de l'hydrogène.

La taille angulaire de la région amplifiée par les amas de galaxies étant directement liée au rayon angulaire d'Einstein θ_E, on peut estimer quel est le décalage spectral optimal de la lentille permettant de maximiser θ_E dans le cas de sources très distantes. Comme $\theta_E \propto D_{LS}/D_{OS}$ d'après l'équation 1.73 dans le cas d'une sphère isotherme, si on a $D_{OS} \gg D_{OL}$ alors θ_E est à peu près constant. Le calcul détaillé pour le cas du profil `PIEMD` montre qu'il décroît lorsque $z_L \to 0$.

Un inconvénient des petites valeurs de θ_E est le degré d'encombrement important de la région centrale de l'amas, par des galaxies brillantes qui limitent la recherche d'objets plus distants. Comme la taille angulaire des objets diminue avec le décalage spectral de la lentille (par l'effet combiné de la géométrie et de l'évolution en taille des galaxies), le rapport entre θ_E et la dimension caractéristique des galaxies de l'amas va passer par un maximum, d'autant plus grand que la source S est éloignée.

On penserait donc privilégier des amas à plus grand décalage spectral (autour de $z \sim 0.8-1.0$) que ceux utilisés dans cette thèse (qui se situent plutôt à $z \sim 0.2-0.4$) pour la recherche de sources distantes. Toutefois, les scénarios de formation des structures nous indiquent que les amas de galaxies ne sont pas tous complètement virialisés à cette époque, ce qui aurait tendance à diminuer leur masse moyenne (et donc le degré d'amplification, au travers de la dispersion de vitesse centrale σ_0). Le nombre d'amas suffisamment massifs pour former des télescopes gravitationnels performants serait donc plus restreint.

Liste des publications

Revues à comité de lecture

- **Johan Richard**, Roser Pelló, Daniel Schaerer, Jean-François Le Borgne, Jean-Paul Kneib, *Constraining the abundance of $z \gtrsim 6$ star-forming galaxies with deep near-IR images of lensing clusters*, 2005, soumis à Astronomy & Astrophysics

- Fabrice Lamareille, Thierry Contini, Jarle Brinchmann, Jean-François Le Borgne, Stéphane Charlot, **Johan Richard**, *Spectrophotometric properties of galaxies at intermediate redshifts II - The Luminosity-Metallicity relation*, 2005, soumis à Astronomy & Astrophysics

- Fabrice Lamareille, Thierry Contini, Jean-François Le Borgne, Jarle Brinchmann, Stéphane Charlot, **Johan Richard**, *Spectrophotometric properties of galaxies at intermediate redshifts I - Sample description, photometric properties and spectral measurements*, 2005, soumis à Astronomy & Astrophysics

- Marie Lemoine-Busserolle, Thierry Contini, Roser Pelló, Jean-François Le Borgne, **Johan Richard**, *UV and optical rest-frame properties of the giant arc at $z \sim 2.24$ in the lensing cluster CL2244-02*, 2005, soumis à Astronomy & Astrophysics

- Giovanni Covone, Jean-Paul Kneib, Geneviève Soucail, **Johan Richard**, Harald Ebeling, *VIMOS integral field spectroscopy of the strong lensing cluster Abell 2667*, 2005, soumis à Astronomy & Astrophysics

- Eiichi Egami, Jean-Paul Kneib, George H. Rieke, Richard S. Ellis, **Johan Richard**, Jane Rigby, Casey Papovich, Daniel Stark, Michael R. Santos, Jiasheng S. Huang, H. Dole, E. Le Floc'h, P. Pérez-Gonzalez, *Spitzer and Hubble constraints on the Physical Properties of the $z \sim 7$ Galaxy strongly lensed by Abell 2218*, 2005, ApJ, Vol. 618, p. L5

- Roser Pelló, Daniel Schaerer, **Johan Richard**, Jean-François Le Borgne, Jean-Paul Kneib, *ISAAC/VLT observations of a lensed galaxy at $z = 10.0$*, 2004, A&A, Vol. 416, p. L35.

- Jean-Paul Kneib, Richard S. Ellis, Michael R. Santos, **Johan Richard**, *A probable $z \sim 7$ galaxy strongly lensed by the rich cluster Abell 2218 : exploring the dark ages*, 2004, ApJ, Vol. 607, p. 697

- Michael R. Santos, Richard S. Ellis, Jean-Paul Kneib, **Johan Richard**, Konrad Kuijken, *The abundance of low-luminosity lyman alpha emitters at high redshift*, ApJ, Vol. 606, p. 683.

- **Johan Richard**, Daniel Schaerer, Roser Pelló, Jean-François Le Borgne, Jean-Paul Kneib, *Discovery of a faint R-band drop-out : a strongly reddened lensed star-forming galaxy at $z = 1.68$*, 2003, A&A, Vol. 412, L57

Comptes-rendus de conférences et colloques

– Roser Pelló, Daniel Schaerer, **Johan Richard**, Jean-François Le Borgne, Jean-Paul Kneib, *Very high-redshift lensed galaxies*, 2004, IAU 225 : The Impact of Gravitational Lensing on Cosmology, Y. Mellier and G. Meylan, Eds, astroph/0410132

– Fabrice Lamareille, Thierry Contini, Jean-François Le Borgne, Jarle Brinchmann, Stéphane Charlot, **Johan Richard**, *Spectrophotometric properties of galaxies : automatic measurement and analysis tools for large surveys*, SF2A, 2004

– **Johan Richard**, Roser Pelló, Thierry Contini, Sylvie Brau-Nogué, Christian Lucuix, *The EMIR observing program manager system science simulator*, "Astronomical Telescopes and Instrumentation" SPIE Conference, June 21-25, 2004, Volume 5493, pp. 373-381

– Roser Pelló, Daniel Schaerer, **Johan Richard**, Jean-François Le Borgne, Jean-Paul Kneib, *Observing $z > 7$ sources with the GTC*, II International Workshop on Science with the GTC, February 15-17, 2004, publié dans Rev.Mex.A.A. CS, astro-ph/0404131

– Roser Pelló, **Johan Richard**, Daniel Schaerer, Jean-François Le Borgne, Jean-Paul Kneib, *Looking for the first stars with the Gravitational Telescope*, SF2A, 2003

– **Johan Richard**, Roser Pelló, Daniel Schaerer, Jean-François Le Borgne, *Ultra-Deep Near-IR Imaging of PopIII Galaxy Candidates*, IAU216 Symposium, July 14-17, 2003.

– **Johan Richard**, Roser Pelló, Jean-Paul Kneib, Daniel Schaerer, Michael R. Santos, Richard S. Ellis, *Searches for high redshift galaxies using gravitational lensing*, Conférence "Multiwavelength Cosmology", June 17-20, 2003, astroph/0308543.

– Roser Pelló, Thierry Contini, Marie Lemoine-Busserolle, **Johan Richard**, Jean-Paul Kneib, Jean-François Le Borgne, Daniel Schaerer, Micol Bolzonella, *Properties of faint distant galaxies as seen through gravitational telescopes*, Revue donnée à l'école d'hiver "Gravitational Lensing : a unique tool for cosmology", January 2003, A paraître dans ASP Conf. S., eds. D. Valls-Gabaud & J.-P. Kneib, astroph/0305229.

Rapports techniques

– Pablo López Ramos, Thierry Contini, **Johan Richard**, Roser Pelló, *EMIR Coordinate Operations*, Jan. 2005

– Sylvie Brau-Nogué, **Johan Richard**, Thierry Contini, Roser Pelló, *EMIR Keywords Dictionnary*, Dec. 2004

– Sylvie Brau-Nogué, **Johan Richard**, Roser Pelló, Christian Lucuix, Thierry Contini, *EMIR Observing Program Management System Use-Case Model*, Dec. 2003

Communiqués de presse

– NASA/ESA/Keck Obs. : Jean-Paul Kneib, Richard Ellis, Michael Santos, **Johan Richard**, *Hubble and Keck team up to find farthest known galaxy in the Universe*, Feb. 2004

– ESO/A&A/FNRS/CNRS : Roser Pelló, Daniel Schaerer, **Johan Richard**, Jean-François Le Borgne, *VLT Smashes the Record of the Farthest Known Galaxy*, Feb. 2004

Annexe A

Magnitudes et systèmes photométriques

A.1 Flux et magnitudes

Le flux monochromatique $f_\lambda(\lambda)$ d'une source astronomique est généralement mesuré au travers d'un filtre i, défini par sa fonction de transmission $T_i(\lambda)$. Celle-ci évalue la fraction (en nombre) des photons d'une longueur d'onde λ qui sera transmise par le système. Les mesures de photométrie ont donc accès au flux intégré dans le filtre, f_i :

$$f_i = \int f_\lambda(\lambda)\ T_i(\lambda)\ \lambda\ d\lambda \tag{A.1}$$

Par commodité, on exprime plutôt cette valeur en termes de **magnitude** m_i, qui correspond à une échelle logarithmique des flux :

$$m_i = m_0 - 2.5\ log_{10}\ (f_i) \tag{A.2}$$

La constante m_0 est le **point zéro**, qui sert de normalisation arbitraire à cette échelle. Elle est choisie en adoptant un système photométrique de référence. Les systèmes de magnitude les plus utilisés sont celui de Véga, le système `AB` ou le système `ST`.

A.1.1 Système de Véga

Pour des raisons historiques, les mesures de photométrie ont très longtemps pris comme référence l'étoile standard Véga (α-Lyræ). L'expression du point zéro dans ce système est :

$$m_0 = -2.5\ log_{10} \int f_\lambda^{Vega}(\lambda)\ T_i(\lambda)\ \lambda\ d\lambda \tag{A.3}$$

où f_λ^{Vega} représente le flux monochromatique de cette étoile. Par construction, la magnitude de Véga dans ce système sera 0 dans tous les filtres T_i.

A.1.2 Système `AB`

Afin de faire correspondre les mesures de photométrie et les unités physiques de flux de manière plus directe, un nouveau système de référence a été introduit par Oke (1974) : le système `AB`. Celui-ci définit une magnitude monochromatique par :

$$m_{AB} = -48.6 - 2.50\ log_{10}\ (f_\nu) \tag{A.4}$$

avec f_ν le flux monochromatique (par intervalle de fréquence) exprimé en unités c.g.s. (ergs s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1}). La constante de normalisation est choisie de manière à faire correspondre les deux systèmes `AB` et Véga dans le filtre V, pour une source ayant un spectre "plat" en f_ν.

Ce système a un avantage supplémentaire pour les galaxies distantes, car l'allure de leur spectre dans le domaine ultraviolet est assimilable à une loi de puissance

$f_\lambda \propto \lambda^{-\beta}$, avec $\beta \simeq 2$. Ceci correspond donc à $f_\nu \sim Cte$, soit une magnitude AB à peu près constante dans cette zone.

Pour convertir les magnitudes dans les deux systèmes AB et Véga, on utilise la constante C_{AB} de conversion définie pour un filtre donné par :

$$C_{AB} = m_{AB} - m_{Vega} \tag{A.5}$$

A.1.3 Système ST

Dans le même ordre d'idée que le système AB, les valeurs de point zéro des images du télescope spatial HST sont généralement données selon un système ST (pour *Space Telescope*) défini par :

$$m_{ST} = -21.1 - 2.50\ log_{10}\ (f_\lambda) \tag{A.6}$$

avec f_λ le flux monochromatique (par intervalle de longueur d'onde) exprimé en en unités c.g.s. (ergs s^{-1} cm^{-2} $Å^{-1}$).

Il s'agit cependant d'un système moins couramment utilisé.

A.2 Erreurs photométriques, Couleurs

D'après la définition de la magnitude, on peut exprimer, par dérivation de l'équation (A.2), l'erreur dm_i sur la magnitude correspondant à une erreur df_i sur la mesure de f_i :

$$dm_i = \frac{2.5}{ln(10)}\ \frac{df_i}{f_i} \tag{A.7}$$

On définit enfin la **couleur** C_{ij} d'un objet, entre deux filtres i et j, par la différences de ses magnitudes exprimées dans le même système photométrique.

$$C_{ij} = m_i - m_j \tag{A.8}$$

Cette couleur donne une indication de la *pente* dans la distribution spectrale en énergie de l'objet, lorsque celui-ci n'est pas dominé par des raies d'émission trop intenses : dans le système AB, une couleur positive correspond par exemple à un *continuum* spectral croissant en f_ν.

A.3 Magnitudes absolues

De par un effet purement géométrique, les sources situées à plus grande distance vont avoir une magnitude plus faible. Afin de comparer la brillance intrinsèque de chaque objet, on définit une **magnitude absolue** M_i dans le filtre i, qui serait la magnitude observée pour la source *si celle-ci se situait à une distance de 10 parsecs.*

On peut relier la valeur de M à la luminosité monochromatique L_λ émise par la source :

$$M_i = -2.5\ log_{10}\left[\frac{\int \frac{L_\lambda}{4\pi\ (10\ \mathrm{pc})^2} T_i(\lambda)\ \lambda\ d\lambda}{\int f_\lambda^{ref}(\lambda)\ T_i(\lambda)\ \lambda\ d\lambda}\right] \tag{A.9}$$

où le flux de référence f_λ^{ref} rend compte du système photométrique utilisé (Véga, $f_\nu = Cte$ ou $f_\lambda = Cte$).

Pour un objet situé à une distance de luminosité D_L, avec un décalage spectral $z \simeq 0.0$, on a directement :

$$m_i = M_i + MD = M_i + 5\ log_{10}\Big(\frac{D_L}{10\ \mathrm{pc}}\Big) \tag{A.10}$$

Le deuxième terme de cette équation s'appelle également **module de distance**.

D'une manière plus générale, le spectre de la source va être décalé vers les plus grandes longueurs d'onde d'un facteur $(1+z)$, et on cherchera a exprimer la magnitude observée m_i et la magnitude absolue M_j dans deux filtres i et j différents. On fait pour celà intervenir un terme correctif K_{ij}, appelé **correction** K :

$$m_i = M_j + MD + K_{ij} \tag{A.11}$$

Le calcul détaillé du facteur K_{ij} donne (Hogg et al., 2002) :

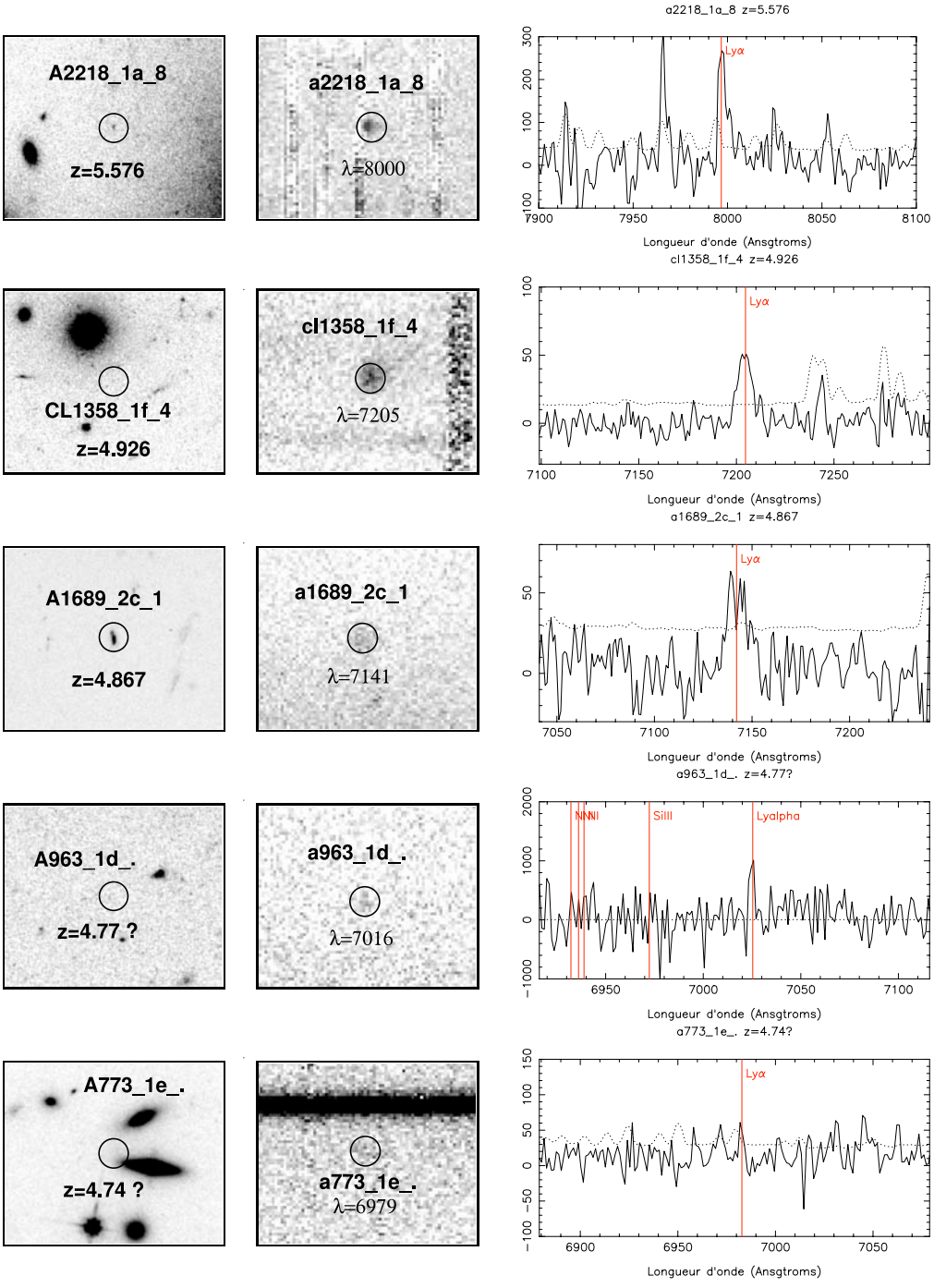
$$K_{ij} = -2.5\ log_{10}\left[[1+z]\ \frac{\int f_\lambda(\lambda)\ T_i(\lambda)\ \lambda\ d\lambda\ \int f_\lambda^{ref}(\lambda\ (1+z))\ T_j(\lambda\ (1+z))\ \lambda\ d\lambda}{\int f_\lambda(\lambda)\ T_j(\lambda\ (1+z))\ \lambda\ d\lambda\ \int f_\lambda^{ref}(\lambda)\ T_i(\lambda)\ \lambda\ d\lambda}\right] \tag{A.12}$$

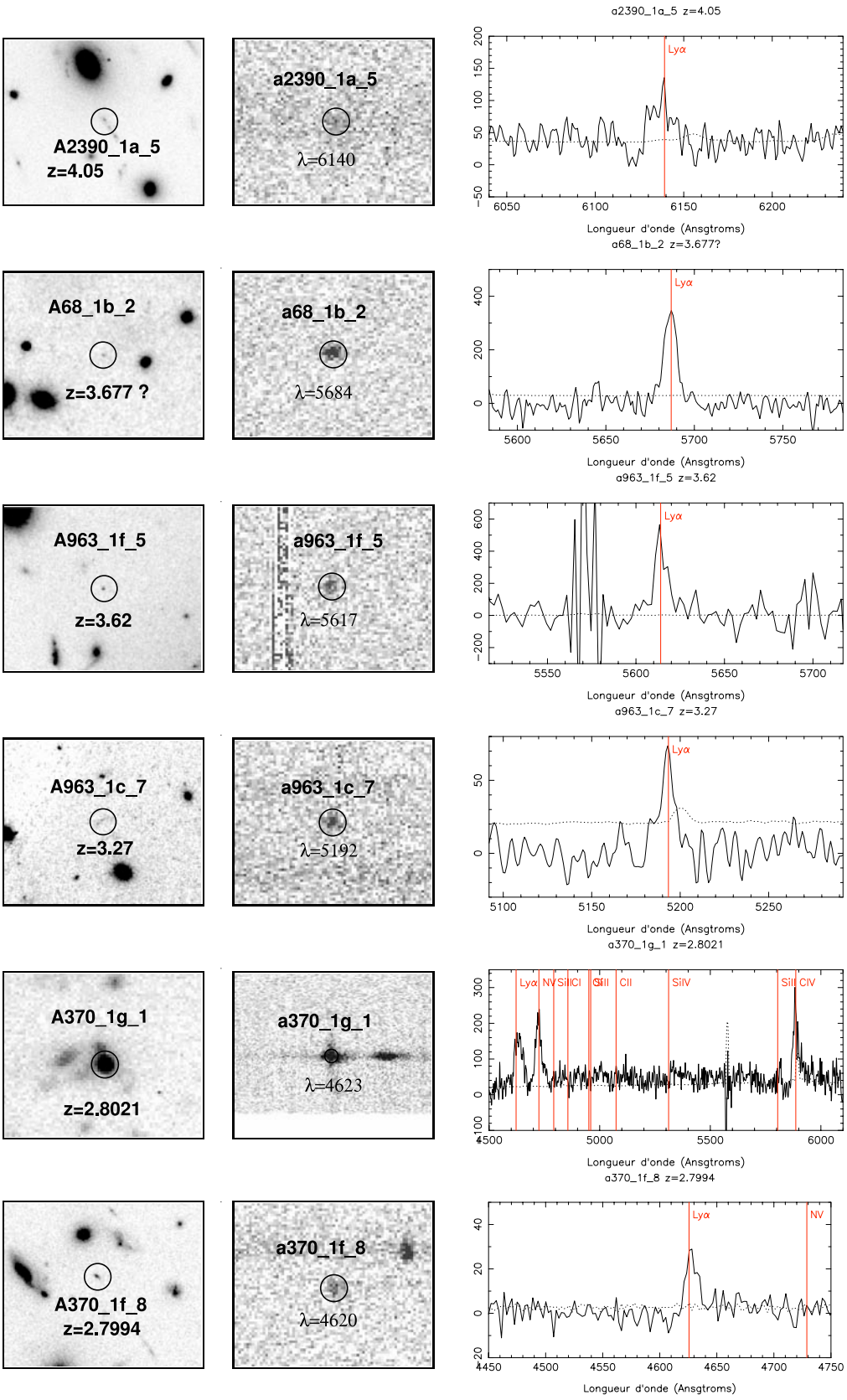
En pratique, le calcul exact de K_{ij} n'est généralement pas possible, car il suppose une connaissance complète du spectre f_λ de la source. Cependant, on remarque que la valeur de K_{ij} devient plus faible lorsque les filtres i et j sont tels que $T_i(\lambda) \sim T_j(\lambda\ (1+z))$. On choisira donc i et j de manière à se rapprocher de cette situation.

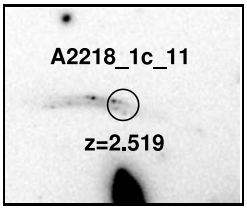
Annexe B

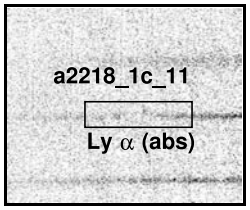
Relevé spectroscopique autour des lignes critiques

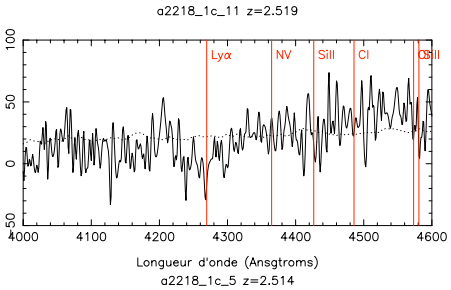
Les pages suivantes regroupent le catalogue complet des objets en arrière-plan des amas, détectés au cours de notre relevé des lignes critiques décrit au chapitre 2. En colonne gauche sont présentés des aggrandissements de la zone au voisinage de chaque objet sur l'image HST (ou le cas échéant sur une autre image de télescope au sol), avec une région encerclée de 2.0" de diamètre. Au centre est indiqué le spectre bidimensionnel LRIS, et l'élément principal permettant d'identifier le décalage spectral de l'objet. Le spectre extrait correspondant est présenté à droite, avec l'identification des raies spectrales ou des discontinuités observées.

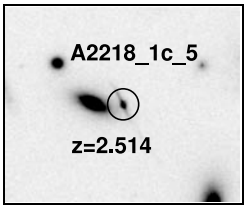


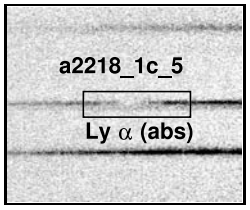

A2390_1a_5
z=4.05
a2390_1a_5
λ=6140
a2390_1a_5 z=4.05
Lyα
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A68_1b_2
z=3.677 ?
a68_1b_2
λ=5684
a68_1b_2 z=3.677?
Lyα
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A963_1f_5
z=3.62
a963_1f_5
λ=5617
a963_1f_5 z=3.62
Lyα
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A963_1c_7
z=3.27
a963_1c_7
λ=5192
a963_1c_7 z=3.27
Lyα
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A370_1g_1
z=2.8021
a370_1g_1
λ=4623
a370_1g_1 z=2.8021
Lyα NV SiII CI SiII CII SiIV SiII CIV
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A370_1f_8
z=2.7994
a370_1f_8
λ=4620
a370_1f_8 z=2.7994
Lyα NV
Longueur d'onde (Ansgtroms)

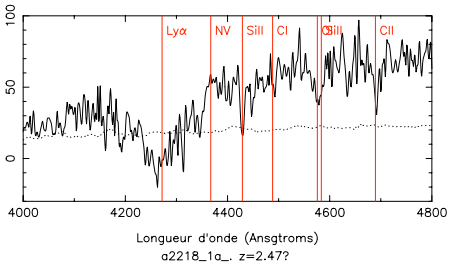

A2218_1c_11
z=2.519

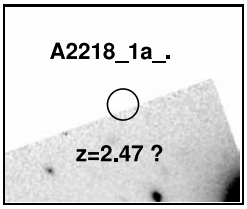

a2218_1c_11
Ly α (abs)

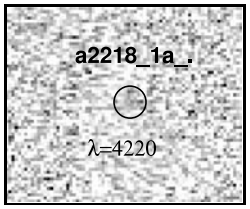

a2218_1c_11 z=2.519
Lyα
NV
SiII
CI
OIII
Longueur d'onde (Ansgtroms)

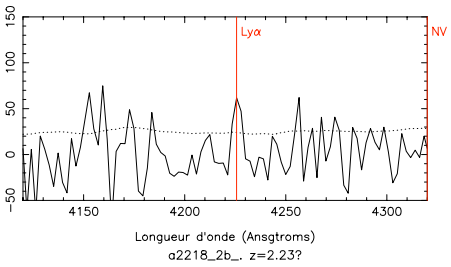

A2218_1c_5
z=2.514

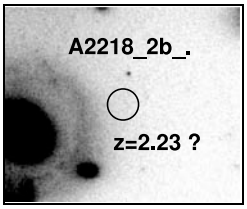

a2218_1c_5
Ly α (abs)

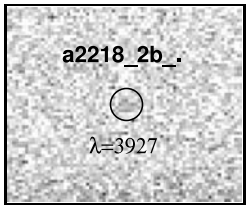

a2218_1c_5 z=2.514
Lyα
NV
SiII
CI
CII
Longueur d'onde (Ansgtroms)

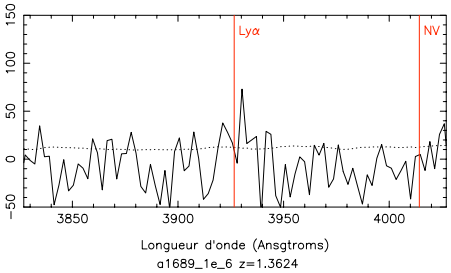

A2218_1a_.
z=2.47 ?

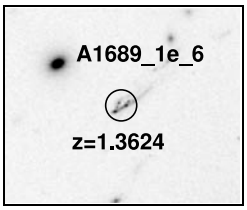

a2218_1a_.
λ=4220

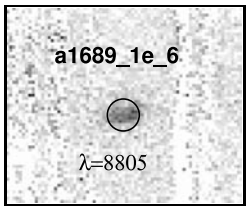

a2218_1a_. z=2.47?
Lyα
NV
Longueur d'onde (Ansgtroms)

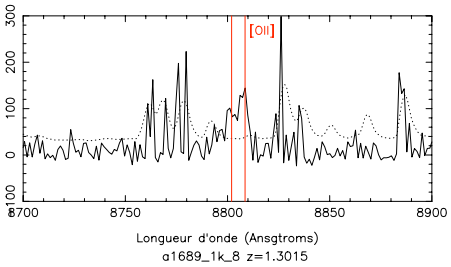

A2218_2b_.
z=2.23 ?

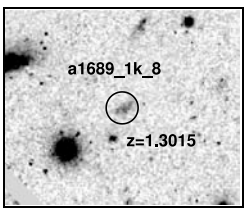

a2218_2b_.
λ=3927

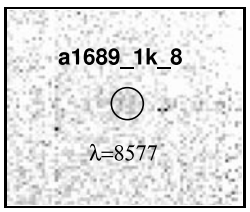

a2218_2b_. z=2.23?
Lyα
NV
Longueur d'onde (Ansgtroms)

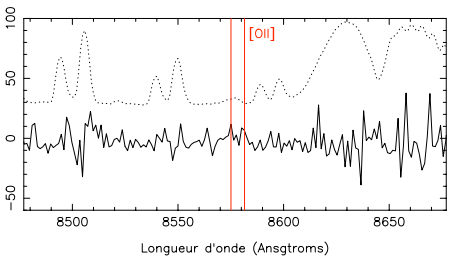

A1689_1e_6
z=1.3624

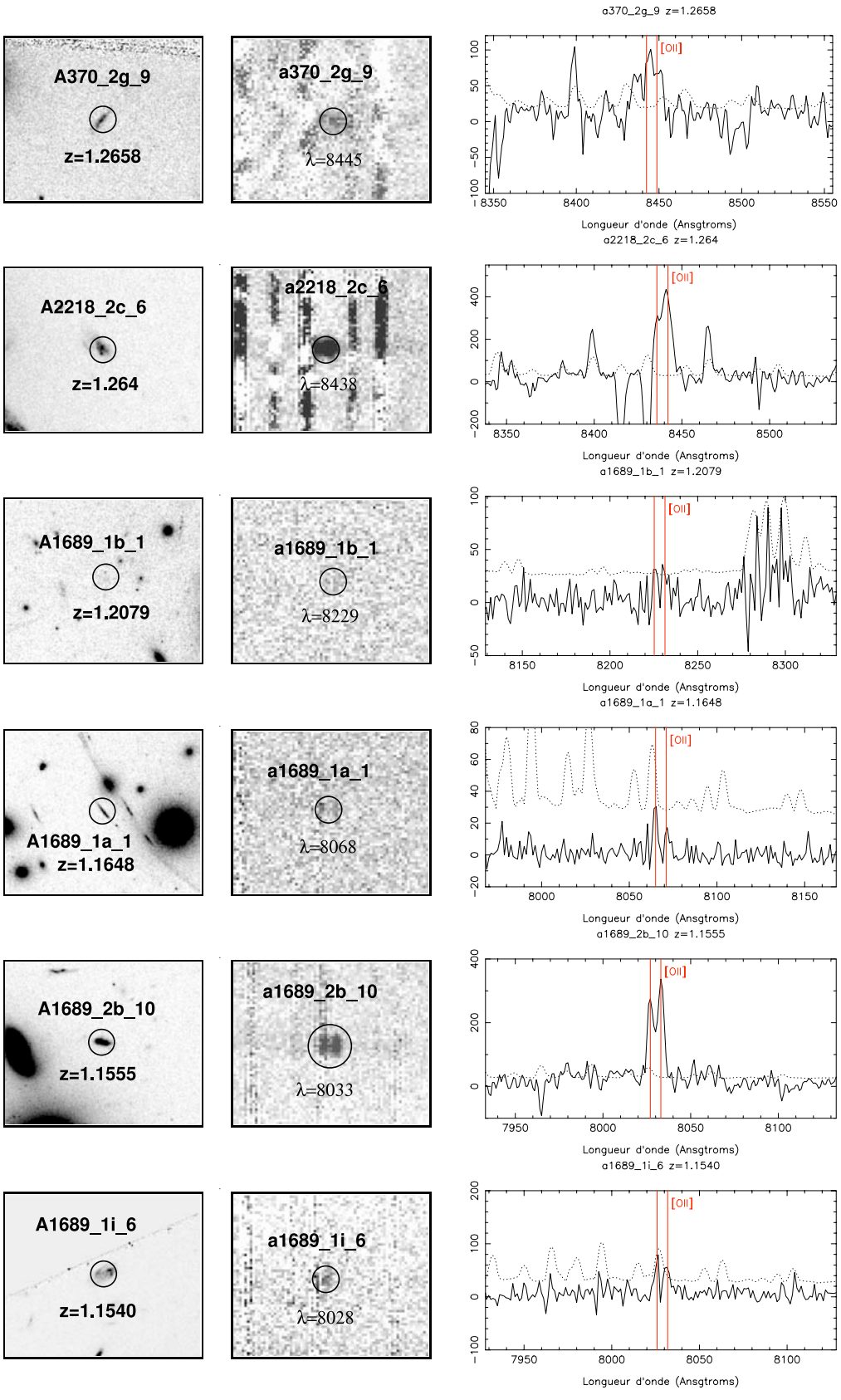

a1689_1e_6
λ=8805

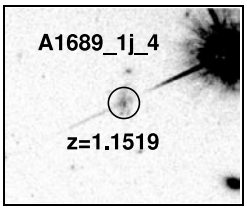

a1689_1e_6 z=1.3624
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)

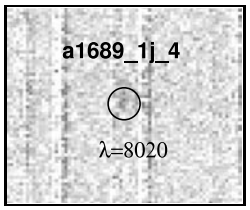

a1689_1k_8
z=1.3015

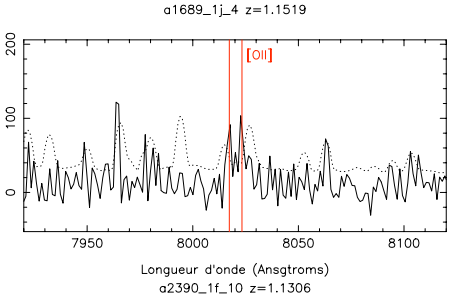

a1689_1k_8
λ=8577

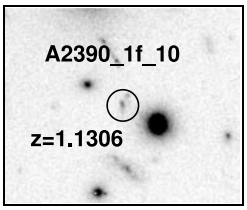

a1689_1k_8 z=1.3015
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)

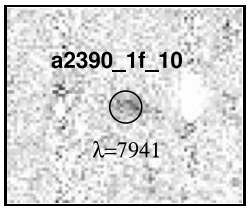

A370_2g_9
z=1.2658
a370_2g_9
λ=8445
a370_2g_9 z=1.2658
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2218_2c_6
z=1.264
a2218_2c_6
λ=8438
a2218_2c_6 z=1.264
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1b_1
z=1.2079
a1689_1b_1
λ=8229
a1689_1b_1 z=1.2079
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1a_1
z=1.1648
a1689_1a_1
λ=8068
a1689_1a_1 z=1.1648
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_2b_10
z=1.1555
a1689_2b_10
λ=8033
a1689_2b_10 z=1.1555
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1i_6
z=1.1540
a1689_1i_6
λ=8028
a1689_1i_6 z=1.1540
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)

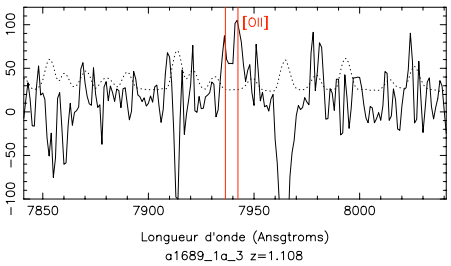

A1689_1j_4
z=1.1519

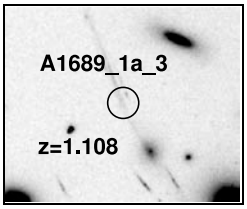

a1689_1j_4
λ=8020

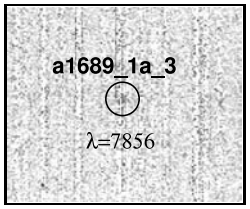

a1689_1j_4 z=1.1519
[OII]
200
100
0
7950
8000
8050
8100
Longueur d'onde (Ansgtroms)

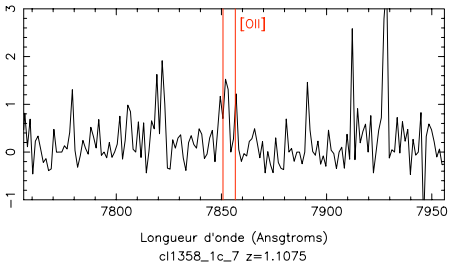

A2390_1f_10
z=1.1306

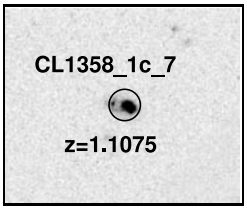

a2390_1f_10
λ=7941

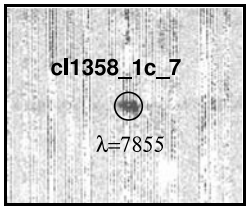

a2390_1f_10 z=1.1306
[OII]
100
50
0
−50
−100
7850
7900
7950
8000
Longueur d'onde (Ansgtroms)

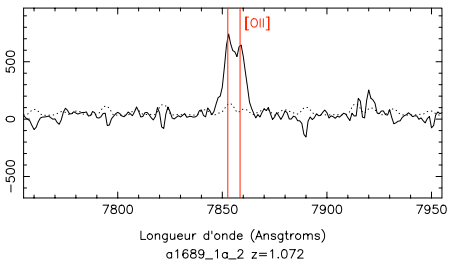

A1689_1a_3
z=1.108

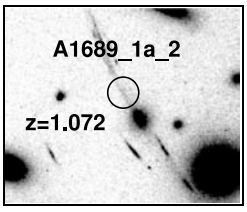

a1689_1a_3
λ=7856

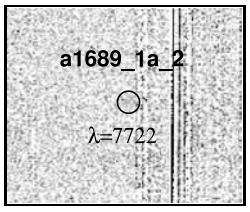

a1689_1a_3 z=1.108
[OII]
3
2
1
0
−1
7800
7850
7900
7950
Longueur d'onde (Ansgtroms)

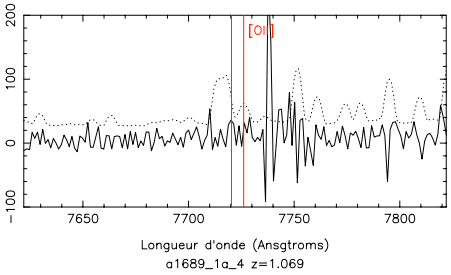

CL1358_1c_7
z=1.1075

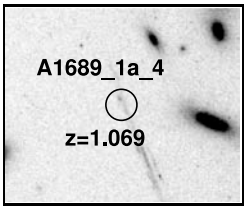

cl1358_1c_7
λ=7855

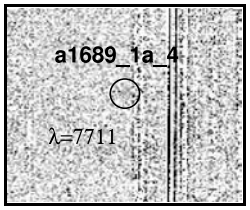

cl1358_1c_7 z=1.1075
[OII]
500
0
−500
7800
7850
7900
7950
Longueur d'onde (Ansgtroms)

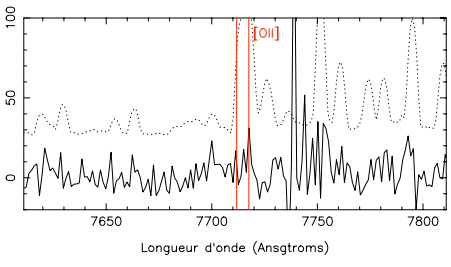

A1689_1a_2
z=1.072

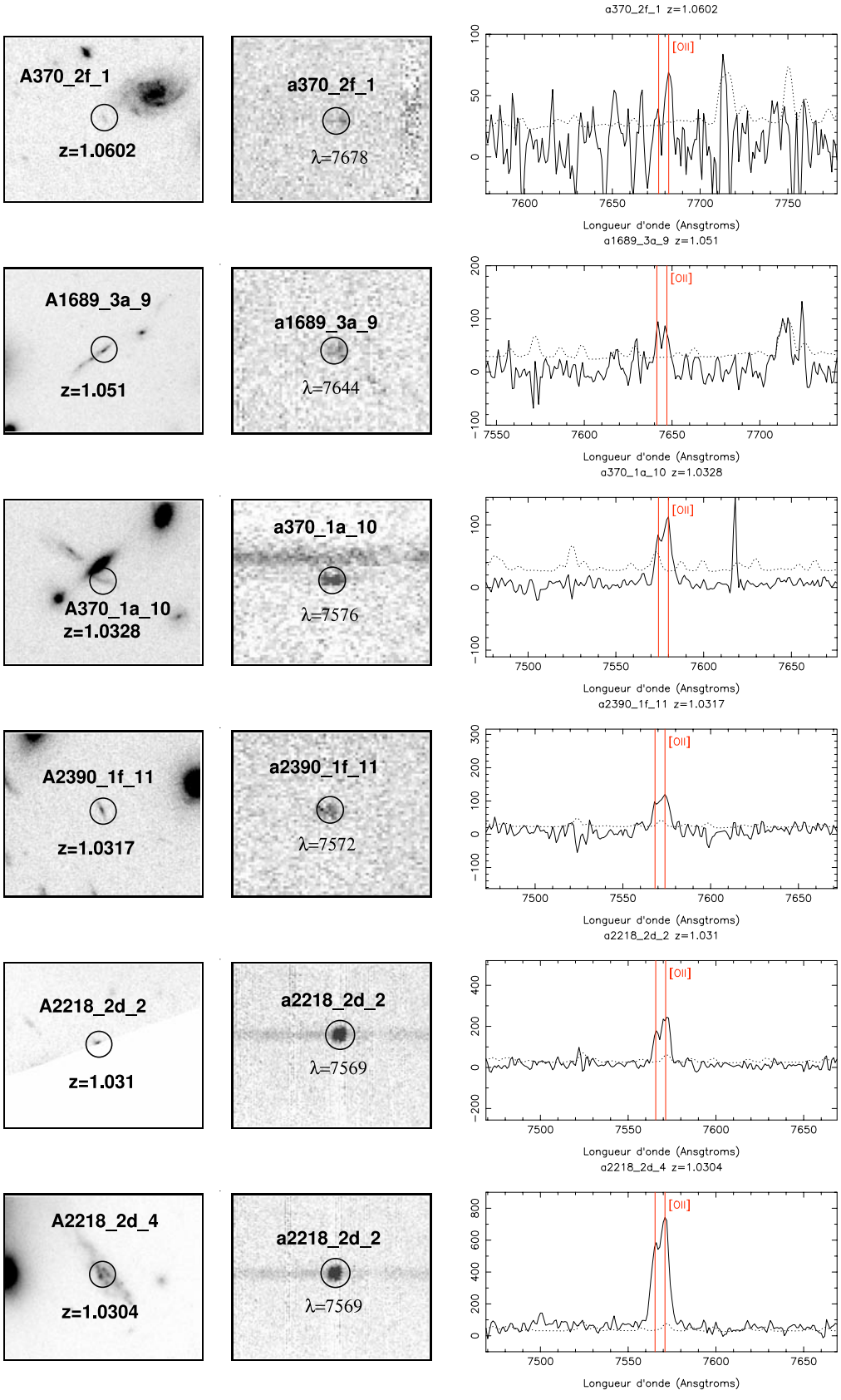

a1689_1a_2
λ=7722

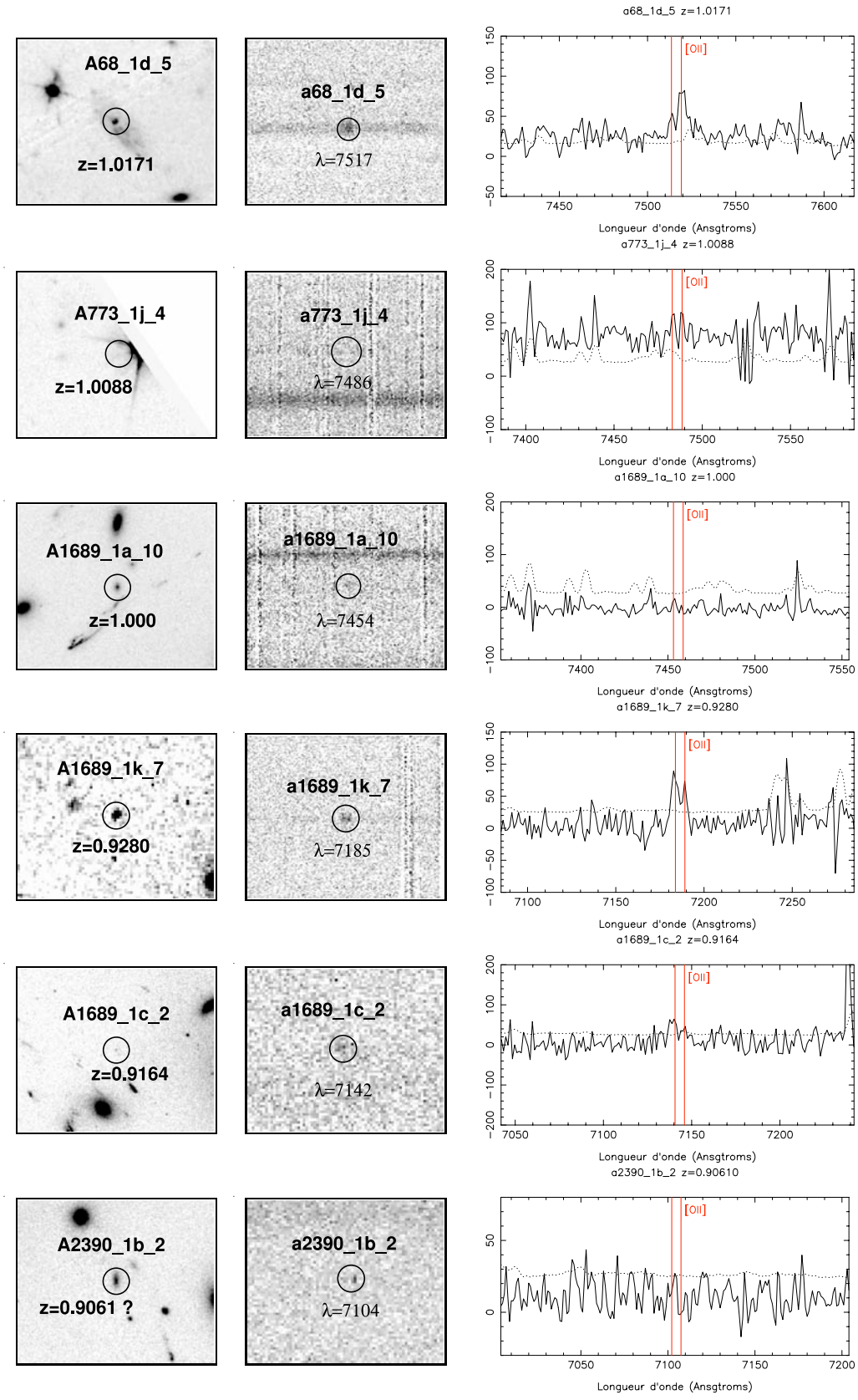

a1689_1a_2 z=1.072
[OII]
200
100
0
−100
7650
7700
7750
7800
Longueur d'onde (Ansgtroms)

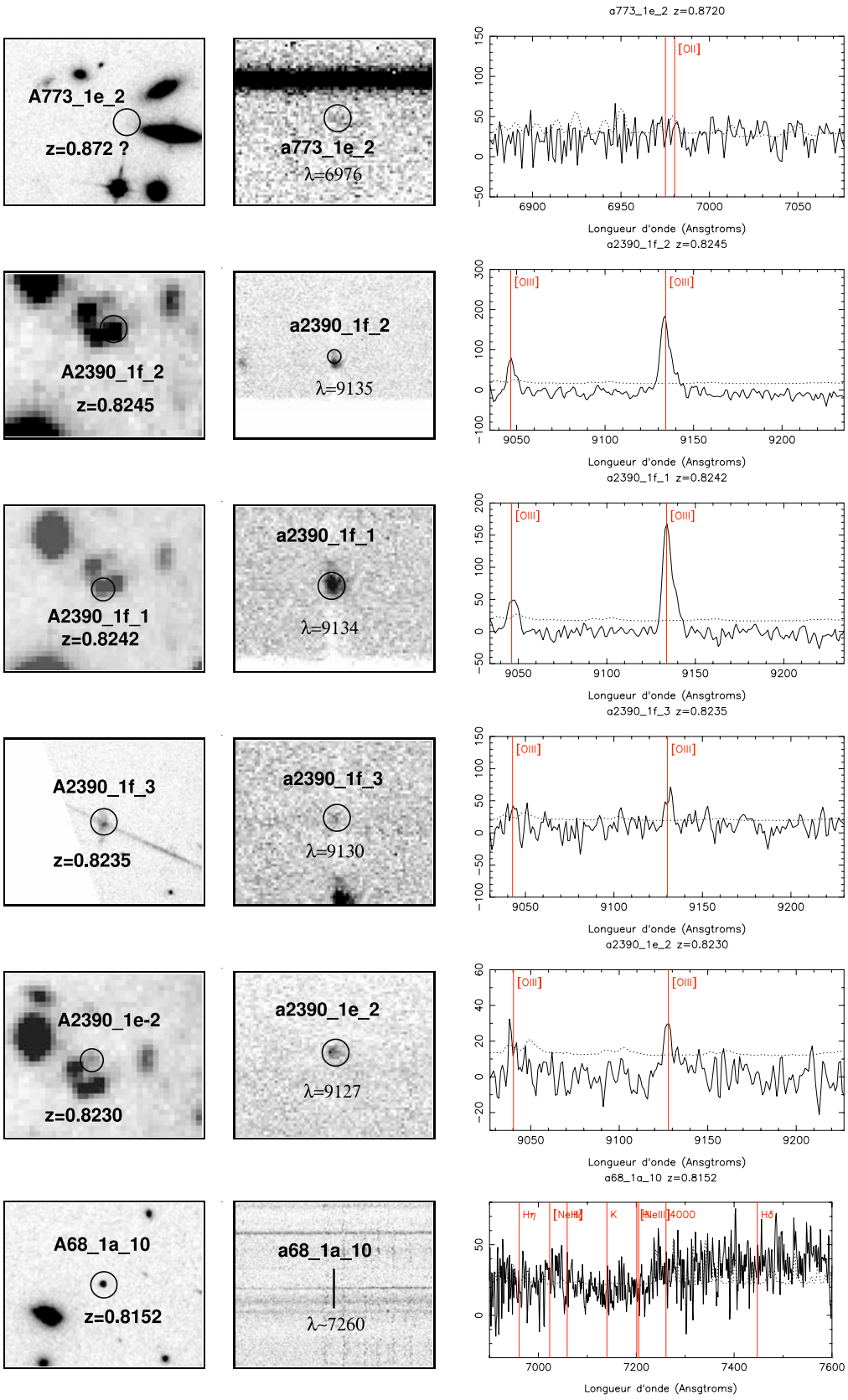

A1689_1a_4
z=1.069

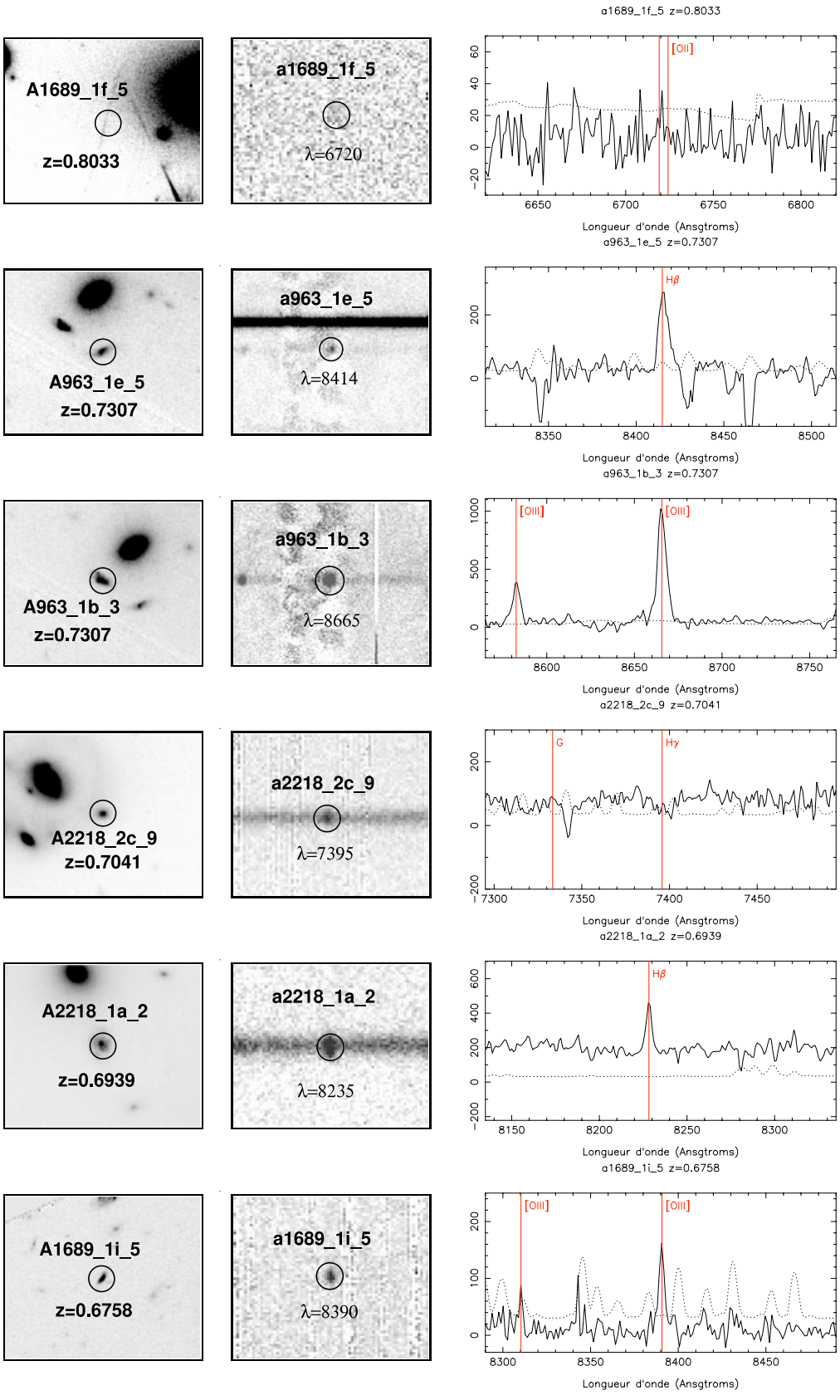

a1689_1a_4
λ=7711

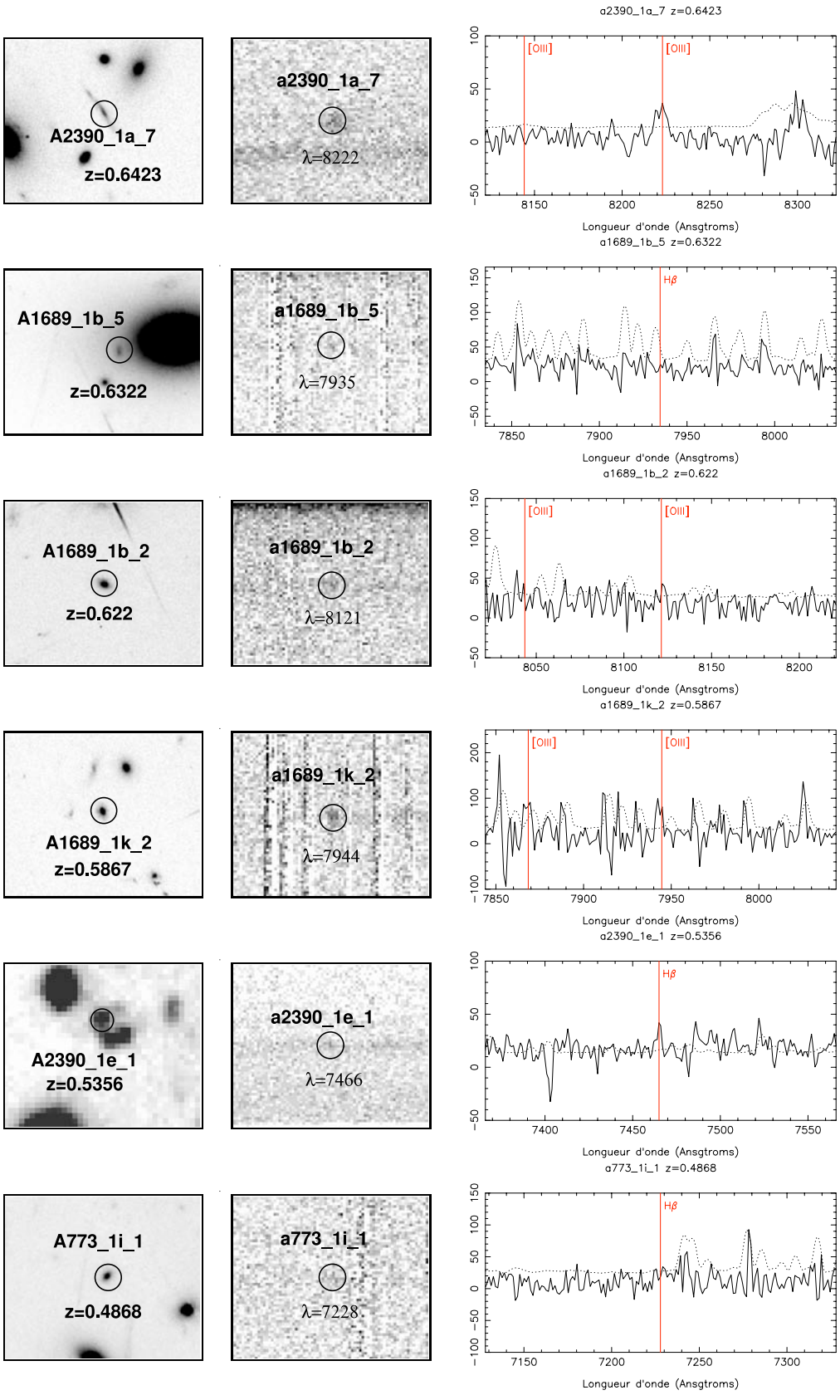

a1689_1a_4 z=1.069
[OII]
100
50
0
7650
7700
7750
7800
Longueur d'onde (Ansgtroms)

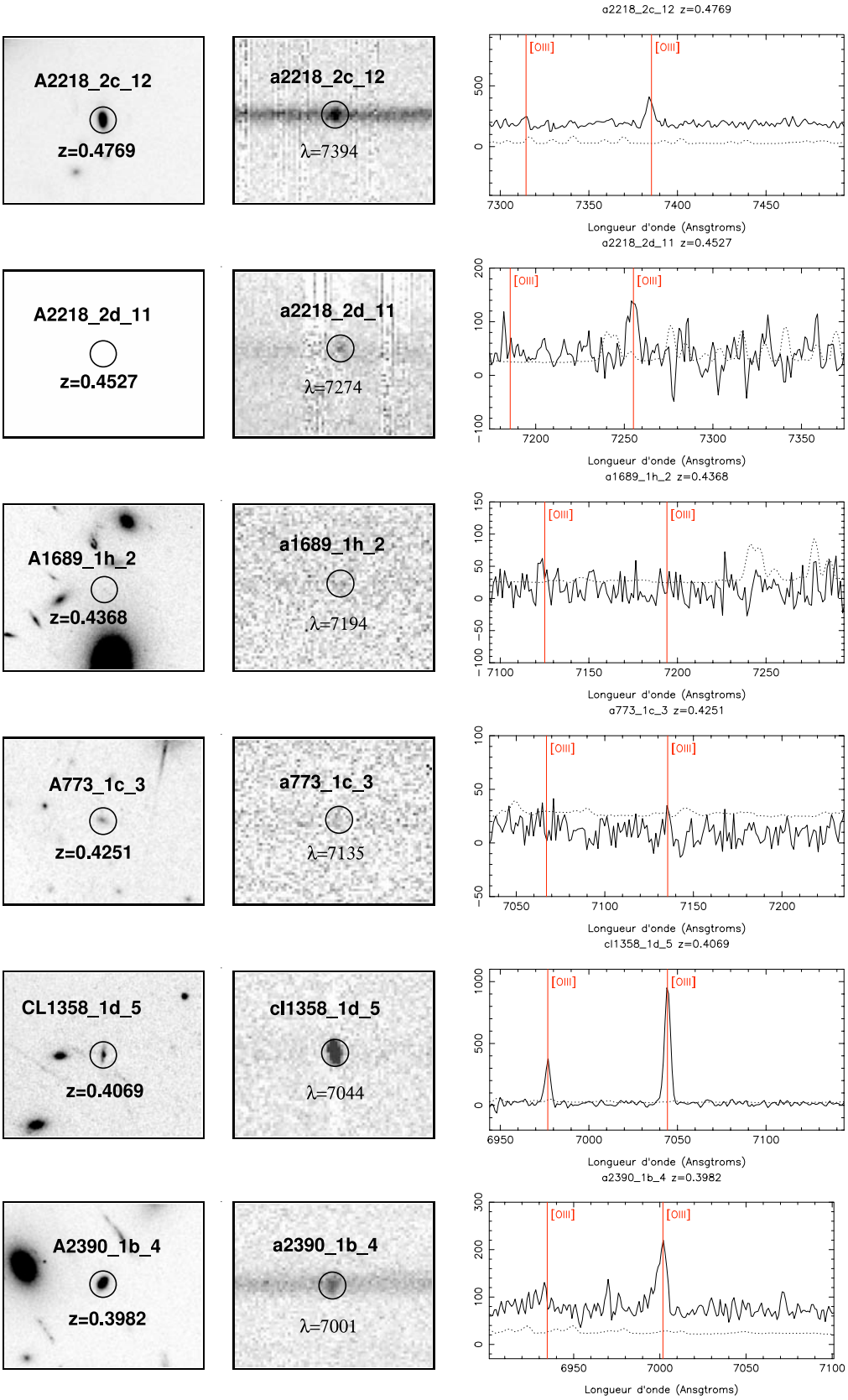

A370_2f_1
z=1.0602
a370_2f_1
λ=7678
a370_2f_1 z=1.0602
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_3a_9
z=1.051
a1689_3a_9
λ=7644
a1689_3a_9 z=1.051
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A370_1a_10
z=1.0328
a370_1a_10
λ=7576
a370_1a_10 z=1.0328
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2390_1f_11
z=1.0317
a2390_1f_11
λ=7572
a2390_1f_11 z=1.0317
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2218_2d_2
z=1.031
a2218_2d_2
λ=7569
a2218_2d_2 z=1.031
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2218_2d_4
z=1.0304
a2218_2d_2
λ=7569
a2218_2d_4 z=1.0304
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)


A68_1d_5
z=1.0171
a68_1d_5
λ=7517
a68_1d_5 z=1.0171
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A773_1j_4
z=1.0088
a773_1j_4
λ=7486
a773_1j_4 z=1.0088
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1a_10
z=1.000
a1689_1a_10
λ=7454
a1689_1a_10 z=1.000
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1k_7
z=0.9280
a1689_1k_7
λ=7185
a1689_1k_7 z=0.9280
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1c_2
z=0.9164
a1689_1c_2
λ=7142
a1689_1c_2 z=0.9164
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2390_1b_2
z=0.9061 ?
a2390_1b_2
λ=7104
a2390_1b_2 z=0.90610
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)

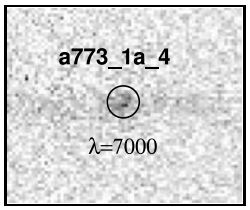

A773_1e_2
z=0.872 ?
a773_1e_2
λ=6976
a773_1e_2 z=0.8720
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2390_1f_2
z=0.8245
a2390_1f_2
λ=9135
a2390_1f_2 z=0.8245
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2390_1f_1
z=0.8242
a2390_1f_1
λ=9134
a2390_1f_1 z=0.8242
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2390_1f_3
z=0.8235
a2390_1f_3
λ=9130
a2390_1f_3 z=0.8235
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2390_1e-2
z=0.8230
a2390_1e_2
λ=9127
a2390_1e_2 z=0.8230
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A68_1a_10
z=0.8152
a68_1a_10
λ~7260
a68_1a_10 z=0.8152
Hη
[NeIII]
K
[NeIII]4000
Hδ
Longueur d'onde (Ansgtroms)

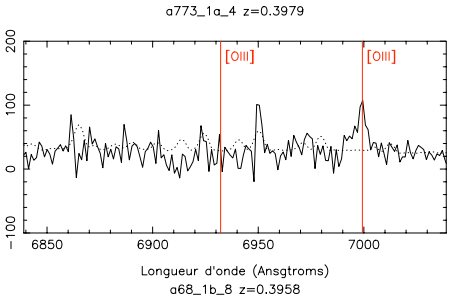

A1689_1f_5
z=0.8033
a1689_1f_5
λ=6720
a1689_1f_5 z=0.8033
[OII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A963_1e_5
z=0.7307
a963_1e_5
λ=8414
a963_1e_5 z=0.7307
Hβ
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A963_1b_3
z=0.7307
a963_1b_3
λ=8665
a963_1b_3 z=0.7307
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2218_2c_9
z=0.7041
a2218_2c_9
λ=7395
a2218_2c_9 z=0.7041
G
Hγ
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2218_1a_2
z=0.6939
a2218_1a_2
λ=8235
a2218_1a_2 z=0.6939
Hβ
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1i_5
z=0.6758
a1689_1i_5
λ=8390
a1689_1i_5 z=0.6758
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)

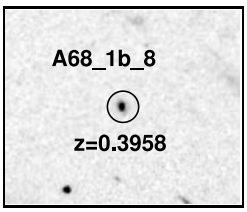

A2390_1a_7
z=0.6423
a2390_1a_7
λ=8222
a2390_1a_7 z=0.6423
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1b_5
z=0.6322
a1689_1b_5
λ=7935
a1689_1b_5 z=0.6322
Hβ
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1b_2
z=0.622
a1689_1b_2
λ=8121
a1689_1b_2 z=0.622
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1k_2
z=0.5867
a1689_1k_2
λ=7944
a1689_1k_2 z=0.5867
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2390_1e_1
z=0.5356
a2390_1e_1
λ=7466
a2390_1e_1 z=0.5356
Hβ
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A773_1i_1
z=0.4868
a773_1i_1
λ=7228
a773_1i_1 z=0.4868
Hβ
Longueur d'onde (Ansgtroms)

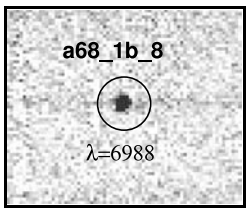

A2218_2c_12
z=0.4769
a2218_2c_12
λ=7394
a2218_2c_12 z=0.4769
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2218_2d_11
z=0.4527
a2218_2d_11
λ=7274
a2218_2d_11 z=0.4527
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A1689_1h_2
z=0.4368
a1689_1h_2
λ=7194
a1689_1h_2 z=0.4368
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A773_1c_3
z=0.4251
a773_1c_3
λ=7135
a773_1c_3 z=0.4251
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
CL1358_1d_5
z=0.4069
cl1358_1d_5
λ=7044
cl1358_1d_5 z=0.4069
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)
A2390_1b_4
z=0.3982
a2390_1b_4
λ=7001
a2390_1b_4 z=0.3982
[OIII]
[OIII]
Longueur d'onde (Ansgtroms)

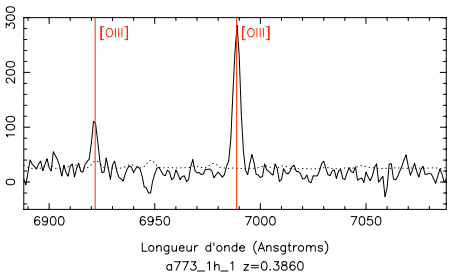
A773_1a_4
z=0.3979

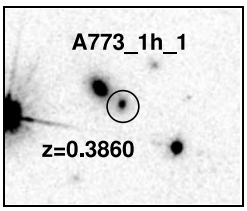

a773_1a_4
λ=7000

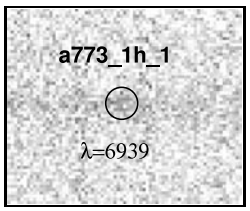

a773_1a_4 z=0.3979
[OIII]
[OIII]
200
100
0
−100
6850
6900
6950
7000
Longueur d'onde (Ansgtroms)

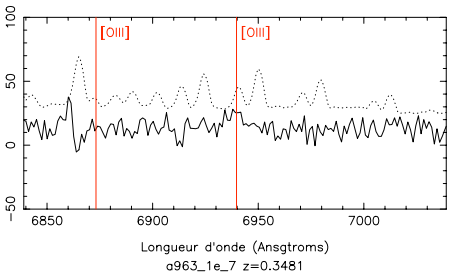

A68_1b_8
z=0.3958

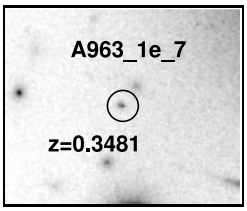

a68_1b_8
λ=6988

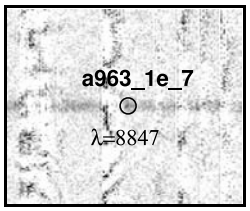

a68_1b_8 z=0.3958
[OIII]
[OIII]
300
200
100
0
6900
6950
7000
7050
Longueur d'onde (Ansgtroms)

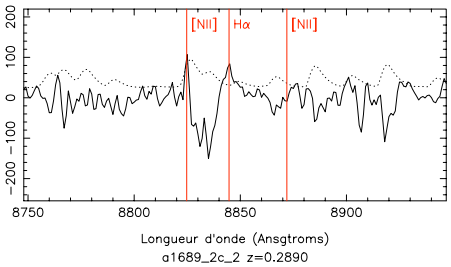

A773_1h_1
z=0.3860


a773_1h_1
λ=6939

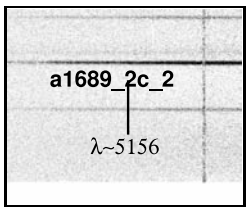

a773_1h_1 z=0.3860
[OIII]
[OIII]
100
50
0
−50
6850
6900
6950
7000
Longueur d'onde (Ansgtroms)

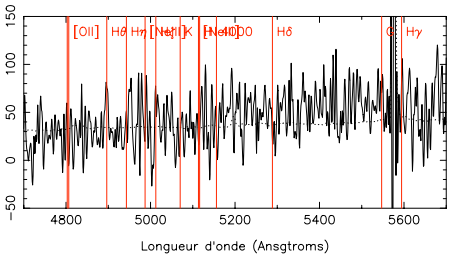

A963_1e_7
z=0.3481


a963_1e_7
λ=8847


a963_1e_7 z=0.3481
[NII]
Hα
[NII]
200
100
0
−100
−200
8750
8800
8850
8900
Longueur d'onde (Ansgtroms)

A1689_2c_2
z=0.2890


a1689_2c_2
λ~5156


a1689_2c_2 z=0.2890
[OII]
Hδ
Hγ
Hδ
Hγ
150
100
50
0
−50
4800
5000
5200
5400
5600
Longueur d'onde (Ansgtroms)

Annexe C

Développement du simulateur d'EMIR

C.1 Vue d'ensemble

Au cours de ma thèse, j'ai participé à la conception et au développement du simulateur d'observations pour le spectrographe `EMIR` (voir la section 6.2.1). L'objectif principal était de réaliser un ensemble d'outils plus performants que les simulateurs existants, et qui pourront être utilisés pour différents instruments du meme type.

Les différentes parties de logiciel sont regroupées sous l'appellation d'`EOPMS` (pour `EMIR` *Observing Program Management Software*, logiciel de gestion des programmes d'observations pour `EMIR`). Elles seront finalement incluses dans un outil plus général développé par le *Grantecan*, utilisé par les futurs utilisateurs de l'instrument au cours des deux phases principales de préparation de leurs observations.

On distingue ainsi quatre sous-sytèmes indépendants :

1. Un **calculateur de temps de pose** (ou `ETC`, pour *Exposure Time Calculator*) : il permet de contrôler, pour une source et un mode instrumental donnés, la qualité attendue des spectres observés en fonction de la durée d'intégration sur le détecteur.
2. Un **simulateur d'images** (ou `IS`, pour *Image Simulator*) : celui-ci offre une visualisation complète des spectres simulés, sous formes d'images `FITS` pour lesquelles on peut ensuite effectuer des réductions ou des mesures.
3. Un **optimiseur de la position des fentes** (ou `OSP`, pour *Optimized Slits Positionner*) : le mode multi-objets d'`EMIR` demande un soin tout particulier à la sélection des sources qu'il est possible d'inclure dans un même champ. Cet outil servira de support à l'utilisateur pour la définition et le contrôle des configurations de fentes utilisées.
4. Enfin, l'**outil de définition des blocs d'observations**, qui est un élément

classique résumant, lors de chaque phase, la définition des paramètres instrumentaux utilisés.

C.2 Ingrédients des simulations

Les deux outils de simulation proprement dits (`ETC` et `IS`) prennent en compte les contributions de chaque sous-sytème de la chaîne d'observation, depuis la source émettrice jusqu'au détecteur. Pour chacun d'entre eux, nous avons adopté les paramètres les plus réalistes possible, tout en privilégiant les éléments ayant le plus d'influence sur la qualité du résultat final.

C.2.1 Propriétés physiques des sources

Une attention particulière est attribuée à la simulation des sources individuelles en début de la chaîne d'acquisition. Chaque objet est défini par sa distribution spectrale en énergie, au travers de spectres synthétiques ou empiriques du même type que ceux décrits au chapitre 3, et ses propriétés morphologiques (source ponctuelle ou étendue, avec une brillance de surface constante ou un profil de luminosité exponentiel).

Les librairies spectrales fournies contiennent différents types d'étoiles (spectres standards de Pickles (1998)), de quasars (Hatziminaoglou et al., 2000) ou de galaxies (Bruzual & Charlot, 2003; Kinney et al., 1996; Coleman et al., 1980; Leitherer et al., 1999). La distribution spectrale en énergie est ensuite décalée selon une valeur de z spécifiée, mise à l'échelle en fonction de la magnitude (apparente ou absolue) dans le filtre désiré, et l'absorption dans la forêt de Lyman est ajoutée.

Enfin, plusieurs lois d'extinction sont proposées pour modifier la forme du spectre en fonction des valeurs de rougissement intrinsèque ou sur la ligne de visée : Seaton (1979) pour la Voie Lactée, Prevot et al. (1984) pour des objets semblables au petit nuage de Magellan, et Calzetti et al. (2000) pour les galaxies à sursauts de formation stellaire.

C.2.2 Fond de ciel et conditions d'oservations

Le spectre obtenu à ce stade est celui qui serait observable tout en haut de l'atmosphère. Par la suite, il subit différentes dégradations avant d'atteindre le télescope au sol :

– L'émission du fond de ciel : la luminosité atmosphérique intervient essentiellement au travers des nombreuses raies de OH présentes tout au long du spectre

proche-infrarouge, et qui sont généralement limitées par la résolution instrumentale car très fines. Les valeurs utilisées sont celles mesurées dans le ciel des Canaries, complétées par l'atlas des raies de OH de l'ESO (Rousselot et al., 2000).

– Les absorptions atmosphériques : un coefficient d'absorption global est appliqué au spectre en fonction de la masse d'air d'observation, puis celui-ci est convolué par une courbe de transmission de l'atmosphère (présentée en table 4.5) incluant les raies telluriques.

– L'effet de la turbulence atmosphérique est pris en compte au travers du *seeing*, simulé par une convolution du spectre de l'objet avec un profil de type gaussien.

C.2.3 Instrument

La transmission globale du télescope et d'EMIR est choisie, pour chaque configuration de filtre et de grisme, en fonction des mesures connues de la réponse instrumentale. Les effets secondaires dépendant de la position, comme la présence de lumière parasite, des variations de réponse pixel à pixel (*flat-field*) et des distortions géométriques sont appliquées à l'image qui se forme sur le détecteur. On ajoute également l'émission thermique de l'instrument, qui domine le bruit de fond aux grandes longueurs d'onde (filtre K), en adoptant des valeurs d'émissivité moyenne mesurées sur d'autres instruments du proche-infrarouge en service actuellement.

Enfin, les paramètres du détecteur, mesurés lors de la phase de caractérisation, sont précisément pris en compte pour créer l'image FITS du spectre résultat. Ceci inclut :

– La taille des pixels et le nombre délectrons par ADU.

– Le courant d'obscurité, mesuré en nombre d'électrons par seconde.

– Le mode de lecture utilisé et le bruit de lecture correspondant.

– Le bruit de photons, pour lequel on suppose une distribution de Poisson.

– Les effets de saturation, qui apparaissent lorsque le nombre d'électrons mesurés sur un pixel est trop important (d'un ordre de grandeur typique de 60000 électrons).

C.3 Interface utilisateur

Le choix des paramètres utilisés dans les simulations, ainsi que la présentation des résultats (spectres simulés et valeurs de temps de pose) sont effectués au travers

d'une interface programmée en `JAVA` pour former un ensemble plus convivial.

Chaque sous-système simulé est inclus dans l'interface sous forme de panneaux de configurations (Figure C.1) qui regroupent les valeurs sur lesquelles l'utilisateur peut intervenir. Le résultat des simulations est ensuite affiché au moyen d'images `FITS` ou de courbes indiquant, par exemple, le rapport signal sur bruit dans une région du spectre en fonction du temps de pose.

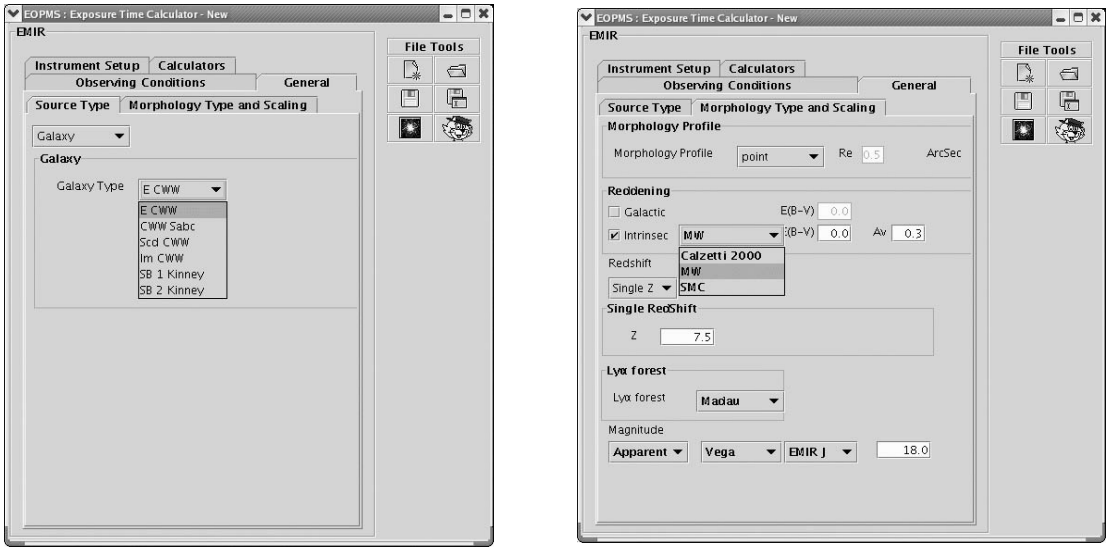


Fig. C.1: Deux exemples de panneaux de configuration contenus dans l'interface utilisateur du simulateur d'`EMIR` : à gauche, choix de la distribution spectrale en énergie de la source au moyen de spectres synthétiques. A droite, relations d'échelle à appliquer au spectre, en fonction des propriétés physiques de l'objet comme sa brillance, sa morphologie ou son décalage spectral.

C.4 Exemples de simulations

L'intérêt principal de ce simulateur est qu'il permet d'évaluer les temps de pose nécessaires pour faire la spectroscopie d'objets très faibles dominés par des raies d'émission intenses. C'est le cas notamment des sources très distantes faisant l'objet de cette thèse.

Des simulations du rapport signal sur bruit obtenu dans les raies de l'hydrogène (Lyman-α) et de l'hélium (He II λ1640) sont effectuées pour le cas d'une moyenne résolution ($R \sim 1000$), avec une fente de 1.0", une taille de pixel de 0.2" et des conditions de *seeing* de 0.8". Pour un temps de pose donné de 10000 s, les résultats des rapports signal sur bruit en fonction de z sont présentés en Figure C.2 pour chacune des deux raies.

On voit ainsi qu'`EMIR` sera certainement très efficace pour faire la spectroscopie de ces sources faibles, en complément de ses capacités de multiplexage (Pelló &

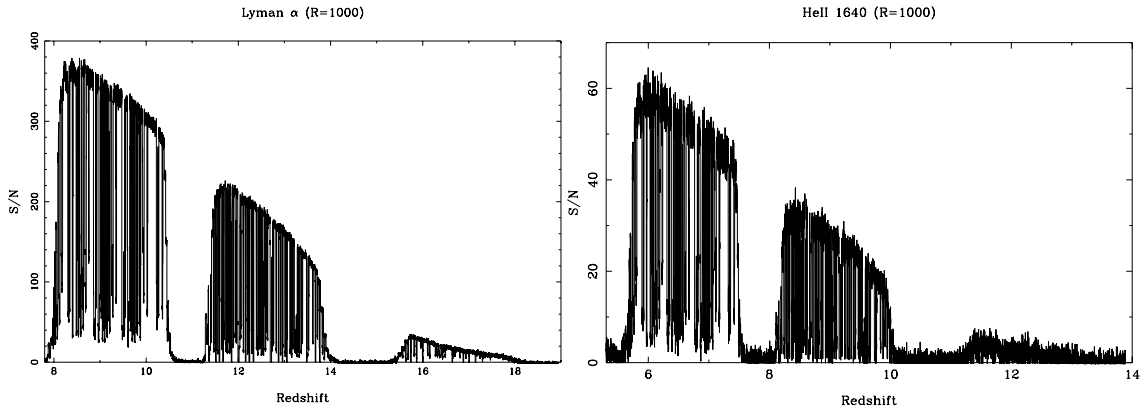


Fig. C.2: Exemple de simulations pour la détection des raies spectrales de Lyman-α (à gauche) ou de He II λ1640 (à droite), en fonction du décalage spectral. La présence de raies d'émission atmosphériquesfait chuter le rapport signal sur bruit par intermittence, à l'intérieur desfiltres J, H et K_s. D'après Pelló & Schaerer (2003).

Schaerer, 2003).

Il est intéressant de comparer des résultats de simulations aux observations existantes, afin de valider que les ingrédients considérés se rapprochent du cas réel. Ce travail a été effectué pour le cas des raies d'émission du candidats A1835#35 (voir le chapitre 3) et est présenté dans la publication située aux pages suivantes.

The EMIR Observing Program Manager System : Science Simulator

Johan Richard[a], Roser Pelló[a], Thierry Contini[a], Sylvie Brau-Nogué[b] and Christian Lucuix[b]

[a]Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France;
[b]Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, 57 avenue d'Azereix, BP 826 65008 Tarbes Cedex, France;

ABSTRACT

We present in this poster paper the Science Simulation aspects of the EMIR Observing Program Manager System (EOPMS). EMIR is a multi-slit near-IR spectrograph presently under development for the Gran Telescopio de Canarias (GTC). We present the scientific functionalities of the EOPMS and its ability to provide the user with the required information during the different observing phases. The Exposure Time Calculator (ETC) and the Image Simulator (IS) are described in details, focusing on some unique capabilities with respect to the presently available tools, such as the possibility of 2D spectra simulation and realistic 1D extraction.

Keywords: Near-IR spectrographs, Observing Tools, ETC, Science Simulation

1. INTRODUCTION : EOPMS - OVERVIEW

We present in this poster paper the Science Simulation aspects of the EMIR[1] Observing Program Manager System (hereafter EOPMS). EMIR is a multi-slit near-IR spectrograph presently under development for the Gran Telescopio de Canarias (GranTeCan, hereafter GTC). Versatile simulation tools such as the EOPMS are specially needed for the next generation of near-IR ground-based spectrographs, to allow detailed feasability studies on increasingly complex science projects.

The EOPMS under development was designed to fulfill three main purposes closely related to science exploitation:

- During the development phase, this tool is needed to test the different configurations and to quantify precisely the instrumental effects resulting from technical or scientific choices. It allows to control the efficiency of the whole system and its ability to fulfil the scientific requirements. These are important points in the definition of survey programs such as the Cosmos/GOYA project (see for example Balcells et al. 2003[2]).
- As a kernel tool for future observers using EMIR. During Phase I preparation, it will be required as a general purpose exposure time calculator, including image simulation capabilities.
- During Phase II, the EOPMS will be used for a detailed preparation of observation sequences, and to optimize the choice of the targets to be included in masks before performing Multi-slit configurations.

The EOPMS includes the following funtionalities:

- The Exposure Time Calculator (ETC).
- The Image Simulator (IS) for the production of realistic synthetic 1D and 2D spectra.

Further author information: (Send correspondence to J.R.)
J.R.: E-mail: jrichard@ast.obs-mip.fr, Telephone: +33 (0)5 61 33 28 24
R.P.: E-mail: roser@obs-mip.fr, Telephone: +33 (0)5 61 33 28 12

- The Multi-slit Positioner (MSP).
- A user interphase allowing to prepare observation sequences according to GTC standards.

This poster paper is only focused on the science simulation aspects of the EOPMS. The plan of the paper is as follows. In Section 2.1 we present the science simulation scheme. The ingredients included in the simulator are described as well as the use of the different parameters. Section 3 illustrates the functionalities of this tool with examples of use. Further improvements are given in Section 4.

2. EOPMS SCIENCE SIMULATIONS

2.1. Simulation scheme

In order to reproduce realistic observations, the EOPMS has to include a detailed simulation for each of the following elements, with a wide range of input parameters :

2.1.1. Simulation of Individual Sources

The basic properties to define for an individual source are:

- The source is assumed to be located in the center of the slit.
- The object morphology: point sources or extended objects. In the case of extended objects, the user can choose between a constant surface brightness and an exponential profile (specified by a core radius). In an extended version of the EOPMS, other brightness profiles (e.g. de Vaucouleurs profile) will be implemented.
- The Spectral Energy Distribution of the source (SED). This is done by selecting a template spectrum from the available libraries :

Object type	Reference template	Resolution	Wavelength coverage
Stars	Pickles[3]	∼500	1150-25000 Å
Galaxies :			
-Empirical Templates	Coleman et al. 1980[4]	∼125	1000-10000Å (**)
-Empirical Starbursts	Kinney et al. 1996[5]	∼370-500	1200-10000Å (**)
-Synthetic evolutionary models(*)	Bruzual & Charlot 2003[6]	∼2000 at 3200-9500 Å ∼40-500 otherwise	97Å - 9.7μm
-Synthetic Starbursts(*)	Starburst99[7]	variable	90-25000Å
Quasars	Hatziminaoglou et al. 2000[8]	variable	90-25000Å

Table 1. Templates libraries included in the EOPMS; (*) indicates that the implementation is planned.(**) Extended with Buruzual & Charlot templates between 97Å and 9.7 μm.

In the case of quasars, we use a library of synthetic spectra following the prescriptions by Hatziminaouglou et al. 2000,[8] but spanning a wider parameter space. Predictions for galaxies based on synthetic spectra will be possible in an upgraded version through standard evolutionary codes and models (such as the Bruzual & Charlot 2003[6] code based on STELIB,[9] or Starburst99[7]).

User templates, either empirical or theoretical, can be used as input SEDs.

The user can add any fiducial emission lines to the template spectrum, and select for each of them values for the central wavelength, Full-Width Half-Maximum (FWHM) and integrated flux. Only gaussian profiles have been implemented at the present stage. In an advanced version of the EOPMS the user will have the choice between other types of profile (lorentzian, ...).

- The redshift : defined as $z = \Delta\lambda/\lambda = (\lambda(measured) - \lambda(restframe)/\lambda(restframe)$ is the cosmological shift in the wavelength frame.

- The integrated magnitude for point sources, or central surface brightness for extended objects, in a specified filter band and photometric system (Vega, AB system, ...). Magnitudes are either apparent or absolute, in which case the user shall specify the cosmological parameters to be used for the calculations.

  The magnitude or surface brightness is used as a scaling of the selected SED, including Lyman-forest in the computation, following the Madau et al. 1995[10] prescription.

- Possible internal reddening, produced inside the source itself by dust extinction, is simulated by a dust-screen model. The user can choose both the extinction value and the reddenning law among the following possibilities :

  1. Seaton et al. 1979[11] fit by Fitzpatrick et al. 1986[12] for the Milky Way
  2. Prévot et al. 1984[13] and Bouchet et al. 1985i[14] for the Small Magellanic Cloud (SMC)
  3. Calzetti et al. 2000[15] for starburst galaxies

2.1.2. Simulation of Multi-Object modes

The EOPMS will include the possibility of multiple objects image simulation, as a tool to prepare the design of Multi-Objects masks.
The 2D distribution of target sources on the field is taken either from a pre-existing catalogue (real observations or simulations), or from an input image. It contains the input parameters for sources, or a set of specifications to generate a pure synthetic field, magnitude or flux limited. The EOPMS shall be able to process in principle any input catalogue given by the user, and containing the following information:

- The position of each object in the field, and the astrometric accuracy. Positions are given in Right Ascension and Declination (absolute astrometry), or in relative (x, y) values in arcsecs with respect to a source in the field with known astrometry.
- Integrated magnitudes or central surface brightness in a specified filter band and photometric system.
- The object morphology, specified by the brightness profile and ellipticity. When this information is not known, a general profile is used (point source or exponential).
- Redshift and SED, as for individual sources, in case of simulated catalogues.

In the final version, the EOPMS shall propose a tutorial display on a limited number of random simulated fields according to a given set of parameters: magnitude-limited blank-fields, clusters of galaxies or stars. This mode is to be used for training using the MSP.

2.2. Sky background simulation

A model for the sky is included in the simulations, given the important role of sky subtraction errors in near-infrared photometry and spectroscopy. It includes a detailed model for the OH airglow lines, which dominate between 1 and 2.3 microns, as well as known telluric absorptions features. OH airglow lines are simulated through Gaussian profiles. We used in this model our knowledge of the sky in Canary Islands when available, completed by observations from ESO when necessary (e.g. for the OH lines, Rousselot et al. 2000[16]). The model also includes the sky background thermal emission.

2.3. Observational Conditions simulation

The EMIR Simulator should be able to take into account a variation in the standard pre-selected observational conditions:

- Seeing.
- Atmospheric refraction (as a function of the air-mass, temperature, pressure ...).

- A detailed model for sky emission and absorption, including its variation as a function of the air-mass and other relevant parameters.
- The presence of dust. Dust absorption is introduced in terms of magnitudes in a given filter band.
- The object position accuracy (with respect to the slit or with respect to the central pixel in the imaging mode) and the acquisition stability.

2.4. Optics simulation

The EOPMS simulates the GTC + EMIR optics transmission as a function of wavelength and position on the field. At first order, only wavelength is important, and the object is assumed to be located on the center of the field. The advanced version should take into account possible vignetting effects, the presence of scattered light, possible geometrical distortions and the PSF across the field.

2.5. Thermal Emission simulation

The EOPMS includes the thermal emission from the telescope and surrounding area, as well as the emission from the spectrograph itself. This is done at first through a rough measurement of the emissivity, using the known data from other existing telescopes and IR instruments. The final version shall include the specific template for EMIR thermal emission.

2.6. Instrumental Configuration simulation

The EOPMS introduces the precise instrumental configuration in the calculations. This means:

- transmission through the different filters and dispersive elements, as obtained from experimental measurements,
- spectral resolution corresponding to the wavelength range selected by the user,
- slit configuration (width, length and profile),
- total exposure and individual readout times.

2.7. Detector simulation

The EOPMS introduces the precise detector parameters, as obtained from the most recent experimental measurements :

- Pixel scale : the angular resolution on the sky of an image element.
- Gain : the number of electrons per Activity Detector Unit (ADU)
- Detection Quantum Efficiency (DQE). This value depends on the position on the detector (x,y) and the wavelength.
- Dark current : as measured in $e-/sec$.
- Readout mode : the EOPMS includes differences between the readout modes in the detector parameters.
- Readout noise. It is simulated through gaussian noise.
- Photon noise. It is simulated through Poisson noise.
- Saturation level : this level corresponds to the maximum number of counts registered by a pixel. The typical value in infrared detectors is 60000 e-. Non-linearity effects should be introduced at the level required according to measurements on the EMIR science detector.

Cosmetic effects should be considered as additional ingredients if needed after the complete characterization of the EMIR science detector.

2.8. Synopsis of the overall simulation

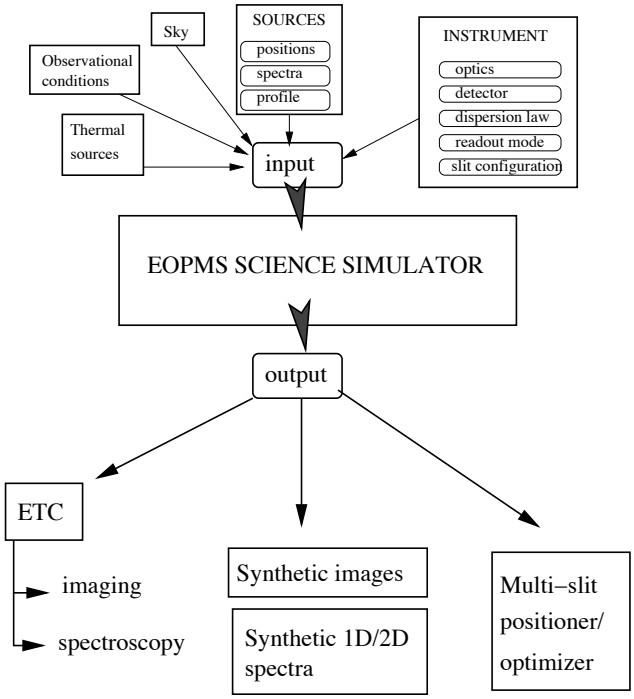


Figure 1. Overview of the EOPMS. The main input and output parameters are presented.

3. ETC - IS : FUNCTIONALITIES AND EXAMPLES OF USE

The EOPMS will be used as an observing tool during Phase I and Phase II. The user will specify a set of input parameters (including detailed source properties, observational conditions and instrumental configuration) and the output mode (image and/or table files).

3.1. Exposure Time Calculator

3.1.1. Summary of main output results

The ETC provides the following output data for both Imaging and Spectroscopy Modes:

- The Signal to Noise Ratio (S/N) expected as a function of exposure time.
- The exposure time needed to reach a given S/N.

In the Imaging Mode, the S/N can refer to:

- the central pixel of the object,
- the mean value in case of extended sources (specified through a surface brightness value),
- a circular aperture of fixed size (seeing size or an arbitrary value), or
- an isophotal aperture.

In the Spectroscopic Mode, the S/N can refer to:

- S/N per pixel or per resolved wavelength interval.
- Averaged S/N within a given wavelength region.

These output data shall be released as an XML VOtable, easily edited and displayed for visualisation purposes.

The Signal to Noise ratio (SNR) is defined as:

$$S/N = \frac{\Phi_o t}{\sqrt{(\Phi_o + \Phi_s)\, t + T_e t + ron^2)}} \tag{1}$$

where Φ_o and Φ_s are respectively the source and sky fluxes, in terms of photons per second and pixel (or in photons $sec^{-1}\mathring{A}^{-1}\ pixel^{-1}$ or photons $sec^{-1}Hz^{-1}\ pixel^{-1}$, when computing the S/N as a function of the wavelength). T_e is the dark current (in $e^-\ sec^{-1}\ pixel^{-1}$), ron is the read-out noise (in $e^-\ pixel^{-1}$), and t is the exposure time. The fluxes are defined as:

$$\Phi(\lambda) = F_0(\lambda)A(\lambda)T(\lambda)Q(\lambda) \times S \times pixel^2 \tag{2}$$

where $F_0(\lambda)$ is the flux at the top of the Earth's atmosphere, $A(\lambda)$ is the atmospheric transmission, $T(\lambda)$ is the filter bandpass, $Q(\lambda)$ is the total system throughput (telescope, spectrograph and detector DQE), and S is effective collecting area.

This expression is adapted to compute different S/N estimates, depending on the ETC modes.

3.1.2. ETC Example

Figure 2 illustrates the use of the ETC. An Irregular (Im type) galaxy template is used to derive the evolution of the S/N ratio in the extracted spectrum as a function of Exposure Time. The final spectrum is obtained by the composition of individual spectra of 900 sec exposure time.

3.2. Image Simulator

3.2.1. Summary of main output results

From the input parameters specified by the user, this mode creates 3 outputs :

- Extracted 1D spectra, containing the following information:
  - wavelength,
  - object flux at the top of the Earth's atmosphere,
  - object flux as seen through the EMIR configuration (in ADU/pixel or e^-/pixel),
  - mean sky flux (in ADU/pixel or e^-/pixel), as computed through a realistic extraction procedure,
  - total flux, sum of the contributions for the object and sky fluxes (in ADU/pixel or e^-/pixel),
  - extracted spectrum (total - mean sky flux) (same units),
  - S/N ratio as a function of wavelength.
- raw 2D image obtained through a slit of specified length, width and geometry, and
- sky-subtracted 2D image.

Images are released in FITS format.

In order to keep the best possible S/N on the final 1D spectra, the object is extracted across the slit through the usual procedure, i.e. each pixel along the spatial direction is weighted according to its S/N. In practice, to obtain the S/N ratio as a function of wavelength we compute for each spectral element in the extracted spectrum the equivalent quantity:

$$S/N = \frac{\Phi(object + sky) - \Phi(sky)}{\sqrt{\Phi(object + sky)}} \tag{3}$$

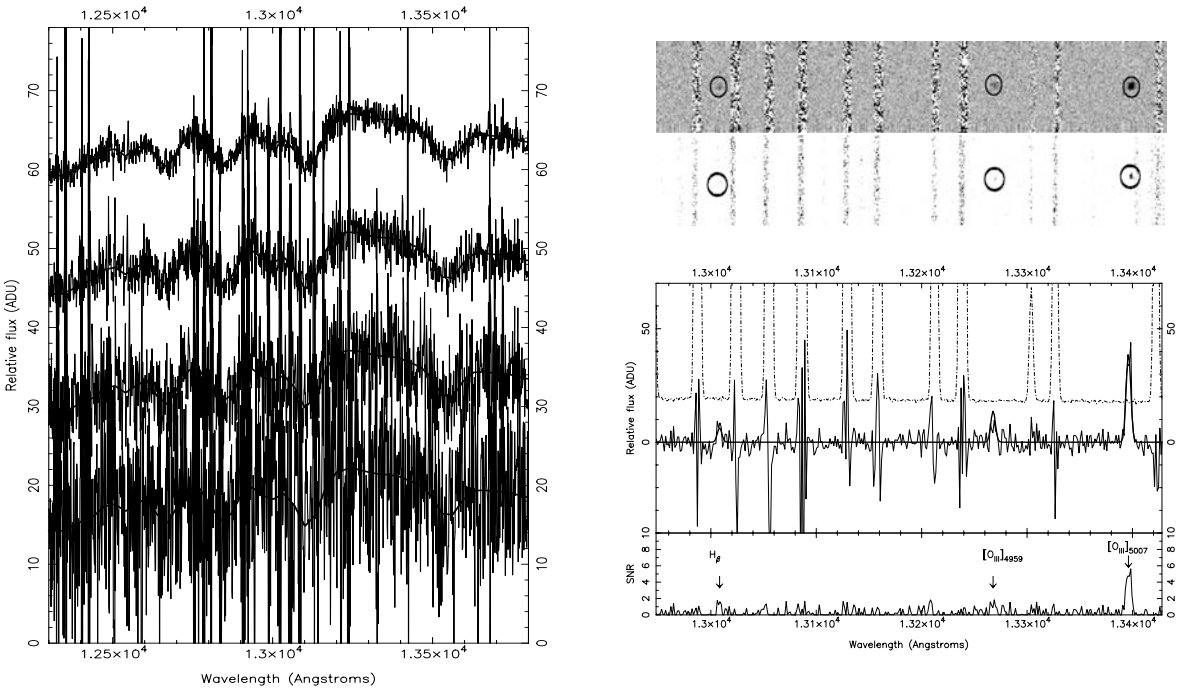


Figure 2. Example of simulation results.
Left part : ETC output for an Irregular (Im type) galaxy, showing the evolution of the extracted spectrum as a function of magnitude, for a given Exposure Time. The galaxy template is scaled to an apparent magnitude ranging between J=17 and 20 from top to bottom, and the exposure time used is 3600 ksec. All spectra are shifted one to another by a constant vertical value for clarity.
Right part : IS output for a z=1.676 galaxy dominated by its emission lines. From top to bottom : simulated 2D spectrum, observed 2D spectrum with VLT/ISAAC (see Richard et al. 2003[17]), sky model spectrum (dash-dotted line), object model spectrum (bold line) and sky-subtracted observed object spectrum, Observed Signal to Noise ratio as a function of wavelength with detected emission lines.

3.2.2. IS Example

Figure 2 illustrates the behaviour of the IS. We have used the IS to reproduce the observed 2D spectrum of a z=1.676 galaxy recently observed with VLT/ISAAC (see Richard et al. 2003[17]). This object is dominated by its emission lines, a situation which could be easily simulated with our EOPMS. The 2D simulated spectrum is much more useful for feasability studies than a simple measurement of the S/N ratio.

4. FURTHER IMPROVEMENTS

In an advanced version of the EOPMS, we foresee several improvements leading to a more realistic simulation of the instrument and site behaviour :

- Detailed information concerning to the instrument transmission, detector characteristics, thermal environment and sky features will be upated during and after comissioning.
- The EOPMS will include a modelling of the moonlight contamination (in emission) as a function of the moon phase, the moon-target separation and relative positions, and the moon and target altitude, for a mean value of the local extinction (see Krisciunas & Schaefer 1991[18] and Simons et al. 1993[19]).
- When simulating a long acquisition procedure (long exposure in Spectroscopic Mode or shift-and-stack procedure in Imaging Mode), a variation mode in the OH emission will be introduced in this advanced version. This variation is observed in a few minutes period of time (Ramsay et al. 1992[20]). The absorption

and emission sky conditions vary as a function of the observation period and the position of the target field on the sky. Such variations are not included in present day simulation tools.

ACKNOWLEDGMENTS

We are greatful to J.-F. Le Borgne and other colleagues at LA2T, Instituto de Astrofísica de Canarias and Gran Telescopio Canarias for useful comments and discussions on this project.

REFERENCES

1. F. Garzon, S. Barrera, S. Correa, J. Diaz-Garcia, A. Fragoso-Lopez, F. Fuentes, F. Gago, J.-C. Lopez-Ruiz, A. Manescau, J. Patron, J. Perez-Espinos, V. S. de la Rosa, A. Villegas, and P. Redondo, "EMIR : the GTC NIR multiobject imager-spectrograph," *Proceedings of the SPIE Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes.* **4841**, pp. 1539–1547, 2003.
2. M. Balcells, "EMIR science prospects," in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pp. 69–72, 2003.
3. A. J. Pickles, "A Stellar Spectral Flux Library: 1150-25000 Å," *PASP* **110**, pp. 863–878, July 1998.
4. D. Coleman, C. Wu, and D. Weedman, "Colors and magnitudes predicted for high redshift galaxies," *ApJS.* **43**, pp. 393–416, 1980.
5. A. L. Kinney, D. Calzetti, R. Bohlin, K. McQuade, T. Storchi-Bergmann, and H. Schmitt, "Template ultraviolet to near-infrared spectra of star-forming galaxies and their application to k-corrections," *ApJ* **467**, p. 38, 1996.
6. G. Bruzual and S. Charlot, "Stellar population synthesis at the resolution of 2003," *MNRAS* **344**, pp. 1000–1028, Oct. 2003.
7. C. Leitherer, D. Schaerer, J. Goldader, R. Delgado, C. Robert, D. Kune, D. de Mello, D. Devost, and T. Heckman, "Starburst99: Synthesis models for galaxies with active star formation," *ApJS* **123**, pp. 3–40, 1999.
8. E. Hatziminaoglou, G. Mathez, and R. Pelló, "Quasar candidate multicolor selection technique: a different approach," *A&A* **359**, pp. 9–17, July 2000.
9. J.-F. Le Borgne, G. Bruzual, R. Pelló, A. Lançon, B. Rocca-Volmerange, B. Sanahuja, D. Schaerer, C. Soubiran, and R. Vílchez-Gómez, "STELIB: A library of stellar spectra at R ˜ 2000," *A&A* **402**, pp. 433–442, May 2003.
10. P. Madau, "Radiative transfer in a clumpy universe: The colors of high-redshift galaxies," *ApJ* **441**, pp. 18–27, 1995.
11. M. J. Seaton, "Interstellar extinction in the UV," *MNRAS* **187**, pp. 73P–76P, June 1979.
12. E. L. Fitzpatrick and D. Massa, "An analysis on the shapes of ultraviolet extinction curves. I - The 2175 A bump," *ApJ* **307**, pp. 286–294, Aug. 1986.
13. M. L. Prevot, J. Lequeux, L. Prevot, E. Maurice, and B. Rocca-Volmerange, "The typical interstellar extinction in the Small Magellanic Cloud," *A&A* **132**, pp. 389–392, Mar. 1984.
14. P. Bouchet, J. Lequeux, E. Maurice, L. Prevot, and M. L. Prevot-Burnichon, "The visible and infrared extinction law and the gas-to-dust ratio in the Small Magellanic Cloud," *A&A* **149**, pp. 330–336, Aug. 1985.
15. D. Calzetti, L. Armus, R. Bohlin, A. Kinney, J. Koornneef, T. Storchi-Bergmann, and et al., "The dust content and opacity of actively star-forming galaxies," *ApJ* **533**, pp. 682–695, 2000.
16. P. Rousselot, C. Lidman, J. Cuby, G. Moreels, and G. Monnet, "Night-sky spectral atlas of OH emission lines in the near-infrared," *A&A* **354**, pp. 1134–1150, 2000.
17. J. Richard, D. Schaerer, R. Pelló, J.-F. Le Borgne, and J.-P. Kneib, "Discovery of a faint R-band drop-out: A strongly reddened lensed star forming galaxy at z = 1.68," *A&A* **412**, pp. L57–L60, Dec. 2003.
18. K. Krisciunas and B. Schaefer, "A model of the brightness of moonlight," *Astronomical Society of the Pacific, Publications* **103**, pp. 1033–1039, 1991.

19. D. A. Simons, C. C. Clark, J. M. Kerr, S. Massey, S. S. Smith, and D. W. Toomey, "Canada-France-Hawaii telescope near-infrared camera project," in *Proc. SPIE Vol. 1946, p. 502-512, Infrared Detectors and Instrumentation, Albert M. Fowler; Ed.*, pp. 502–512, Oct. 1993.
20. S. Ramsay, C. Mountain, and T. Geballe, "Non-thermal emission in the atmosphere above mauna kea," *MNRAS* **259**, pp. 751–760, 1992.

Annexe D

article : Santos et al. (2004)

The Astrophysical Journal, 606:683–701, 2004 May 10
© 2004. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

THE ABUNDANCE OF LOW-LUMINOSITY Lyα EMITTERS AT HIGH REDSHIFT[1]

Michael R. Santos, Richard S. Ellis, and Jean-Paul Kneib[2]
California Institute of Technology, MS 105-24, Pasadena, CA 91125; mrs@tapir.caltech.edu

Johan Richard
Observatoire Midi-Pyrénées, UMR5572, 14 Avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

and

Konrad Kuijken
Sterrewacht Leiden, P.O. Box 9513, NL-2300 RA Leiden, Netherlands
Received 2003 October 16; accepted 2004 January 21

ABSTRACT

We derive the luminosity function of high-redshift Lyα-emitting sources from a deep, blind, spectroscopic survey that utilized strong-lensing magnification by intermediate-redshift clusters of galaxies. We observed carefully selected regions near nine clusters, consistent with magnification factors generally greater than 10 for the redshift range $4.5 < z < 6.7$. Eleven emission-line candidates were located in the range $2.2 < z < 5.6$ whose identification we justify as Lyα, in most cases via further spectroscopic observations. The selection function we constructed for our survey takes into account our varying intrinsic Lyα line sensitivity as a function of wavelength and sky position. By virtue of the strong magnification factor, we provide constraints on the Lyα luminosity function to unprecedented limits of 10^{40} ergs s^{-1}, corresponding to a star formation rate of 0.01 $M_{\odot}$ yr^{-1}. Our cumulative $z \simeq 5$ Lyα luminosity function is consistent with a power-law form $n(>L) \propto L^{-1}$ over 10^{41}–$10^{42.5}$ ergs s^{-1}. When combined with the results of other surveys, limited at higher luminosities, our results suggest evidence for the suppression of star formation in low-mass halos, as predicted in popular models of galaxy formation.

Subject headings: cosmology: observations — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: high-redshift — galaxies: luminosity function, mass function — gravitational lensing

On-line material: color figures

1. INTRODUCTION

The epoch of cosmic reionization, when the intergalactic hydrogen in the universe transitioned from neutral to ionized, is the current frontier of observational cosmology. QSOs discovered by the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) indicate that reionization was just finishing at $z \simeq 6$ (Becker et al. 2001; Djorgovski et al. 2001; Fan et al. 2002). Recent results from the *WMAP* satellite suggest that significant reionization of the universe took place by $z \sim 12$ (Spergel et al. 2003). The sources that reionized the universe, however, are still unknown: at $z \sim 6$ neither bright QSOs discovered by SDSS (Fan et al. 2001) nor faint active galactic nuclei from deep X-ray observations (Barger et al. 2003) produced enough photons to reionize the universe. Other evidence from the temperature and ionization state of the intergalactic medium (IGM) suggests that, although QSOs dominated the metagalactic ionizing background at $z \sim 3$, the spectrum was softer at reionization (e.g., Sokasian, Abel, & Hernquist 2003). Accordingly, hot stars in early star-forming systems may have been the dominant source of reionizing photons. One goal of the forthcoming NASA/ESA *James Webb Space Telescope* (*JWST*), a 6 m IR telescope scheduled for launch in 2010, is to study the formation of the first generations of galaxies and their contribution to reionization (Mather & Stockman 2000).

Early galaxies played many important roles beyond their involvement with reionization. The IGM was enriched well above the primordial metal abundance by $z = 5$ (Songaila 2001; Pettini et al. 2003); additional evidence for early metal production comes from metal-poor globular clusters in the Milky Way. Age estimates imply a formation epoch of $z \gtrsim 4$ for current cosmological parameters (Krauss & Chaboyer 2003), but the typical metallicity of these objects is 10^{-2} of the solar value (Harris 1996). The stars responsible for reionization and early metal production may still be present in some form today. It is an important challenge to identify the transition between the very first, metal-free, stars and Population II stars, because of the strong constraints on the metallicity of low-mass stars provided by studies of halo stars in the Milky Way. A complete understanding of the metallicity distribution of old Galactic stars will benefit from direct observation of very high redshift star formation in *protogalactic systems that will evolve into galaxies like the Milky Way.*

In advance of *JWST*, which will use IR capabilities to observe galaxies before the end of reionization in rest-frame UV and optical light, current ground-based facilities have the opportunity to discover and characterize star-forming galaxies near the epoch of reionization with rest-frame UV observations. In particular, the identification of Lyα emission from star-forming regions of early galaxies has proved to be a powerful tool for discovering $z > 4$ galaxies and measuring their redshifts (see § 2). The redshift range $5 < z < 7$ is of particular interest for two reasons. One is that the very

[1] Data presented herein were obtained at the W. M. Keck Observatory, which is operated as a scientific partnership among the California Institute of Technology, the University of California, and the National Aeronautics and Space Administration. The Observatory was made possible by the generous financial support of the W. M. Keck Foundation.

[2] Also Observatoire Midi-Pyrénées, UMR5572, 14 Avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France.

detection of Lyα emission may place a constraint on the progress of reionization (Rhoads & Malhotra 2001; Haiman 2002; Hu et al. 2002a; Rhoads et al. 2003): it is difficult to observe Lyα emission from galaxies embedded in a neutral IGM, but the strength of the constraint derived from the successful detection of Lyα depends on the assumed properties of the sources (Santos 2004). The second important reason to study galaxy formation during and after reionization is that an intense UV background and 10^4 K IGM is predicted to suppress star formation in galaxies that form after reionization (Barkana & Loeb 1999; Barkana & Loeb 2000; Gnedin 2000; Benson et al. 2002b). There is a discrepancy between some theoretical predictions of the abundance of dark matter halos on dwarf-galaxy mass scales and the number of observed dwarf satellites in the Local Group (Moore et al. 1999). Reionization may sterilize many dwarf galaxy–scale halos to star formation, so that the luminous satellites of the Milky Way are dwarf galaxies formed before reionization, and the remaining satellite halos are empty of stars and thus dark (Benson et al. 2002a; Somerville 2002).

This paper presents the results of a spectroscopic Lyα emission-line survey for galaxies at $2.2 < z < 6.7$ that utilizes the strong-lensing properties of intermediate-redshift clusters to magnify the surveyed regions. In § 2 we review the use of Lyα surveys as probes of early star formation. Section 3 motivates the importance of surveys for low-luminosity galaxies. Section 4 describes the advantages of a survey utilizing strong lensing and details our survey strategy, targets, observations, and data reduction. In § 5 our Lyα emission-line detections are presented. We compute our survey volume and source number density in § 6. Section 7 compares the results of our survey to those of other surveys and theoretical models. In § 8 we summarize.

Throughout this paper we use a ΛCDM cosmological model with $(\Omega_m,\ \Omega_\Lambda,\ \Omega_b,\ \sigma_8) = (0.3,\ 0.7,\ 0.043,\ 0.9)$ and $h \equiv H_0/(100\ \mathrm{km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}}) = 0.7$; these values are consistent with the values derived in Spergel et al. (2003).

2. Lyα SURVEYS

The primary appeal of Lyα emission as a signpost to high-redshift galaxy formation is that it traces star formation at a wavelength that conveniently redshifts into the visible and near-IR, where sensitive, high angular resolution observations are currently most practical. The Lyα emission line may be quite strong, but its luminosity is quite sensitive to physical details of the nature and geometry of the star-forming regions. Because Lyα emission traces hydrogen recombinations, it is intimately related to the production of ionizing photons by the stars present. Both the initial mass function (IMF) and the metallicity of the stars affect their rate of producing ionizing photons. However, if the IMF and metallicity are constrained to reasonable ranges, the ionizing photon production rate can be reliably connected to the star formation rate (SFR).

The major complication for the interpretation of Lyα line strengths is the effect of the nebula around the star-forming region. Hydrogen at low density does not recombine quickly, so, e.g., ionizing photons that escape into the IGM are "lost" for the purposes of producing a Lyα emission line. Even after a hydrogen recombination produces a Lyα photon, which happens for about two thirds of the recombinations (Osterbrock 1989), there are many ways in which the photon may be destroyed prior to escape. The resonant nature of the Lyα transition results in a very short mean free path, even in a mostly ionized nebula. Consequently, if dust is mixed in with the gas, then the chance of absorption by a dust grain may be higher for a Lyα photon than a nonresonantly scattered photon at the same wavelength (but see Neufeld 1991, for an alternative). The dust content of very high redshift galaxies is still relatively unconstrained and will likely remain so at least until *JWST*.

On the positive side, Lyα is the intrinsically strongest recombination line from an H II region. Another meritorious aspect of Lyα is that its emission strength does not strongly depend on the metallicity of the ionized gas (the only effect is from the temperature of the photoionized gas, which depends on metallicity); consequently, it can be used as a tracer for truly primordial star formation, where dust extinction is also believed to not be a problem.

Partridge & Peebles (1967) introduced a model of galaxy formation "to assess the general possibility of observing distant, newly formed galaxies." In their model they estimated that 6%–7% of the luminosity of early galaxies would be emitted in the Lyα emission line: they predicted line luminosities of 2×10^{45} ergs s^{-1} over galaxy formation timescales of 3×10^7 yr. The predictions of Partridge & Peebles (1967) and others led to many observational surveys for Lyα emission from high-redshift galaxies, reviewed by Pritchet (1994), § 4.5. Pritchet summarized the status of searches at that time with "no emission-line primeval galaxies have been found," despite 16 cited surveys covering various redshifts ranges from $z = 2$ to 5. In striking contrast to these pioneering explorations, many high-redshift Lyα emission line galaxies have been discovered and confirmed in the past eight years. Section 4 of Stern & Spinrad (1999) and Taniguchi et al. (2003) have reviewed recent progress, and we provide a brief summary here.

The search technique that has dominated recent success in the discovery of large numbers of Lyα emission line galaxies at $z > 4$ is narrowband photometry. This approach uses a narrow ($\sim$100 Å) filter chosen to lie in a spectral region of low sky background; such surveys cover relatively large areas of sky with sensitivity to Lyα emission over a small window in redshift, $\Delta z \sim 0.1$. Many groups have now performed successful blind narrowband surveys for $z > 4$ galaxies: Hu, Cowie, & McMahon (1998) and Rhoads et al. (2000) at $z = 4.5$; Ouchi et al. (2003) at $z = 4.9$; Hu, McMahon, & Cowie (1999), Rhoads & Malhotra (2001), Rhoads et al. (2003), and Hu et al. (2004) at $z = 5.7$; and Hu et al. (2002a) and Kodaira et al. (2003) at $z = 6.5$.

Spectroscopic surveys provide a complementary technique to the narrowband method. For equal observing time at one position, spectroscopic searches at optical wavelengths can cover a large range in redshift, $\Delta z \sim 3$, to better line flux sensitivity than a corresponding narrowband survey. However, the area surveyed by a long slit is typically $\sim 5 \times 10^{-2}$ arcmin^2, in contrast to 20–2000 arcmin^2 for an imaging camera. Deep long-slit observations of other targets have been searched for serendipitous detection of high-redshift galaxies. These techniques discovered the first confirmed $z > 5$ galaxy (Dey et al. 1998) and subsequently turned up a few more $z > 4$ sources (Hu et al. 1998; Weymann et al. 1998). Serendipitous surveys will likely continue to play a role in discovering high-redshift galaxies, since the deepest spectra on the largest telescopes are likely to be pointed observations rather than devoted emission-line surveys.

Under sky-limited conditions, it is simple to show that the signal-to-noise ratio $\mathcal{R}$ that is reached on pure emission line sources of flux F in a survey over sky area A and wavelength

range Λ, with area and wavelength coverage ΔA and $\Delta\lambda$, seeing disk δA and spectral resolution $\delta\lambda$, is given by

$$\mathcal{R} = \frac{Ft}{\sqrt{S\,\delta A\,\delta\lambda\,t}} = \frac{F\sqrt{T/(A\Lambda)}}{\sqrt{S(\delta A/\Delta A)(\delta\lambda/\Delta\Lambda)}}, \qquad (1)$$

where t and T are the lengths of individual exposures and of the whole survey, respectively, and S is the sky surface brightness per unit wavelength. The trade-off is thus between the number of seeing elements that can be observed simultaneously [$O(N^2)$ in case of an imaging survey, $O(N)$ for a long-slit spectral survey] and the number of spectral elements [1 for a narrowband survey, $O(N)$ for a spectral survey]. Since each is limited by detector sizes, both modes can in principle offer comparable survey speed to a given flux limit (the argument applies also to surveys with integral field unit spectrographs). Spectral surveys are advantageous for targeting small regions of the sky and covering a large wavelength range, or for simply going as deep as possible in a given amount of time; narrowband surveys are optimal in the opposite regime of wide area, small wavelength range. A further advantage of high spectral resolution surveys is that the night-sky emission lines can be maximally avoided, which is not possible with the typical bandwidths employed in narrowband surveys.

A few other hybrid techniques combine aspects of the narrowband imaging and long-slit spectroscopy approaches. Maier et al. (2003) used an imaging Fabry-Pérot interferometer to take sequences of narrowband images within the night-sky windows corresponding to$z = 4.8$, 5.7, and 6.5 and have confirmed discoveries at $z = 4.8$ and 5.7. Recently Lilly et al. (2003) and Martin & Sawicki (2004) used a "slitlet" slit mask with a narrowband filter to do spectroscopic surveys over a relatively large areas and narrow redshift windows. There is also an ongoing *Hubble Space Telescope* (*HST*) program to use slitless spectroscopy with the ACS camera grism to discover high-redshift Lyα emission (J. E. Rhoads 2003, private communication).

3. SEARCHES FOR DISTANT LOW-LUMINOSITY GALAXIES

In this section we present the motivation for conducting a survey devoted specifically to low-luminosity $z \sim 5$ Lyα-emitting galaxies ($\lesssim 10^{42}$ ergs s^{-1} in the Lyα line), an unexplored region of survey parameter space.

At $z \sim 5$, the luminous Lyα galaxies (§ 2) and QSOs (e.g., Fan et al. 1999, 2000, 2001) discovered so far represent the rarest and most spectacular tail of the range of structure formation scales (e.g., Barkana & Loeb 2003 suggested that the high-z SDSS QSOs reside in $10^{12}\ M_\odot$ virialized halos). They almost certainly evolve into the rarest and most massive environments in the local universe: rich clusters of galaxies. In striking contrast, the characteristic mass of virialized halos at $z \sim 5$ is only $10^9\ M_\odot$; if such an object steadily converts its $\sim 10^8\ M_\odot$ of baryons into stars, it will have an SFR of only $\sim 0.1\ M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$.

These objects, which we refer to as low-mass halos, would not be detectable in any of the surveys cited above, but our understanding of galaxy formation depends crucially on constraining their properties for three important reasons. First, they represent the most common environment *by mass* of virialized halos (the peak of the mass-weighted mass function is always near the characteristic mass); consequently, if low-mass halos form stars efficiently, they could dominate the SFR at high redshift. Second, they are the progenitors of common galaxies in poor environments, such as the Milky Way, under the current paradigm of structure formation. The detection of low-mass sources is a direct test of the "bottom-up" description of galaxy assembly. Third, low-mass objects have a unique link to the IGM: kinetic energy injected into the IGM by photoionization at $z \gtrsim 6$ is expected to raise the cosmic Jeans mass and inhibit gas cooling; this effect has no consequence for the brightest sources residing in deep potential wells, but may heavily suppress star formation in $10^9\ M_\odot$ objects (e.g., Barkana & Loeb 2000; Gnedin 2000). This Jeans mass effect has been cited as the solution for the cold cark matter "crisis" of overpredicting the number of Milky Way satellite galaxies compared to observation (Benson et al. 2002a; Somerville 2002). Low-mass halos also place relevant constraints on the energy scale of dark matter in warm dark matter models (Z. Haiman 2003, private communication).

A practical and strategic advantage in characterizing the luminosity function at low luminosities is to determine the optimum survey depth for future surveys that aim to discover large numbers of $4 \lesssim z \lesssim 7$ galaxies. If the luminosity function were very steep, then deep surveys such as ours would be more efficient than shallower, wider field surveys. Theoretical prejudice suggests that the luminosity function should have a steep effective slope in the region associated with the exponential cutoff of the number density of underlying halos, assuming some sort of mass-to-luminosity correspondence. Previous nondetections combined with recent successes seem to bear this out (Pritchet 1994, and see below). That is, current surveys may be approaching the characteristic luminosity; however, the characteristic luminosity and luminosity function shape have yet to be well constrained. In the local universe, luminosity functions based on SFR estimators, such as Hα luminosity, roughly follow the Schechter function (Schechter 1976) form of power-law behavior at low luminosity, reflecting the underlying power law of the mass function, albeit with possibly a different slope (e.g., Gallego et al. 1995).

The predicted suppression of star formation in halos with small potential wells suggests that the Lyα luminosity function at $z \sim 5$ may have a modified shape. The reason is that the characteristic mass scale where the exponential tail and power-law regions of the mass scale meet, $\sim 10^9\ M_\odot$, corresponds quite closely to the mass scale where a number of physical mechanisms may suppress star formation. We described the effect of a hot IGM above. In addition, energy injected into the interstellar medium of star-forming galaxies by stellar winds and supernovae (called negative feedback, or just feedback) is predicted to heavily suppress star formation in halos with circular velocities below about 100 km s^{-1} (Dekel & Silk 1986), corresponding to a mass scale at $z \sim 5$ of $\sim 10^{11}\ M_\odot$. A current implementation of feedback by Benson et al. (2002b) shows the importance of feedback on the high-redshift SFR. This effect complements the inhibiting effects of a hot IGM on star formation in low-mass halos. A third mechanism that may reduce star formation preferentially in low-mass halos is the effect of large-scale winds blown by star-forming galaxies. Scannapieco, Ferrara, & Broadhurst (2000) and Scannapieco & Broadhurst (2001) computed the influence of winds blown out through the IGM by the first galaxies to form. They concluded that these winds effectively sweep gas out of nearby halos in the process of collapsing,

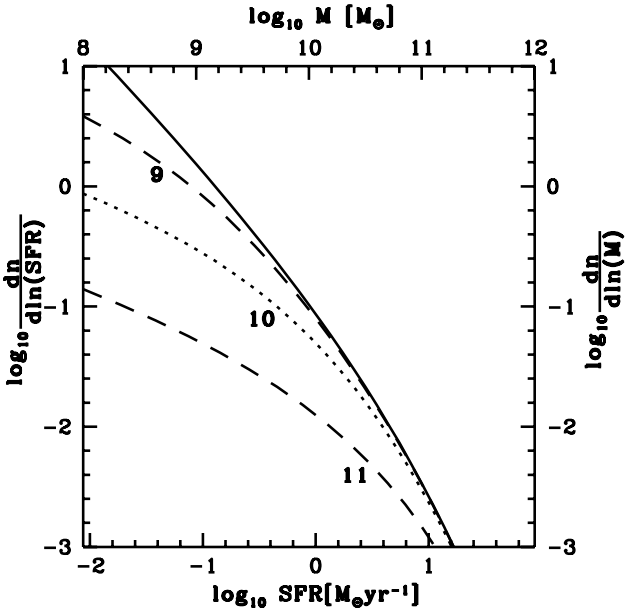


FIG. 1.—SFR function based on a dark matter halo model. The solid curve shows the abundance (on the right axis) of halos at $z = 5$ as a function of the mass on the top axis. The bottom axis is a simple conversion of the halo mass into the expected star formation in that halo, so that the solid curve may also be read as a theoretical SFR function using the bottom and left axes. The dashed and dotted curves represent cases in which star formation in low-mass halos has been suppressed; each is labeled with the logarithm of the mass scale below which suppression occurs. See §§ 3 and 7.2 for details. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

meaning that even though the dark matter continues its collapse to virialization, there is little corresponding star formation because of the lack of baryons. In their model winds influence the entire star formation history of the universe, but at $z \sim 5$ they particularly suppress star formation in halos smaller than $\sim 10^{10}\ M_{\odot}$.

Figure 1 is a schematic illustration of the possible effect of the suppression of star formation in low-mass halos. The solid curve is the mass function of halos at $z = 5$ (Sheth & Tormen 2002), and we have converted the mass scale on the top axis into an SFR on the bottom axis using a simple prescription (see § 7.2). In this simple model, the Lyα line luminosity function, if interpreted as directly proportional to that of the SFR, would have the shape of the solid curve. We have introduced the suppression of star formation in low-mass halos by using the prescription of Gnedin (2000) to efficiently filter out gas from halos below a critical mass scale M_F, the filtering mass (Gnedin 2000). Each of the broken curves has the shape of the Lyα line luminosity function we expect (again assuming it scales with SFR) after applying filtering on a different mass scale. Ultimately the filtering mass, and thus the physics described in the previous paragraph, may be constrained directly by a measurement of the shape of the SFR function, along with estimates of the corresponding halo masses (see § 7.2).

Only recently have deep observations with large telescopes even detected $z \sim 5$ Lyα-emitting galaxies; the detailed form of the luminosity function will not be well constrained in the immediate future. However, our low-luminosity Lyα survey, and others like it, in concert with surveys at higher luminosities, may constrain or detect the break in the luminosity function associated with the characteristic halo mass and where star formation is suppressed.

4. OBSERVATIONS

4.1. *Survey Strategy*

The goal of our survey is to extend the census of Lyα sources at $z \sim 5$ to the faintest luminosities possible with existing observational facilities. We achieved this through deep spectroscopic exposures on areas of sky strongly magnified by gravitational lensing.

Strong gravitational lensing by rich clusters of galaxies at $z \sim 0.2$ is an invaluable resource to a survey covering a very small area of sky to great depth, as such clusters magnify background high-redshift sources by greater than a factor of 10 over regions of roughly 0.1 arcmin^2 in the image plane. This advantage comes at a price: lensing increases the apparent area of a background source at fixed surface brightness, so that the pointing is deeper by a factor of the magnification, $\mathcal{M}$, but covers only $1/\mathcal{M}$ of the area of an equivalent unlensed pointing (assuming unresolved sources). This is a superior strategy for a deep, narrow survey. Achieving the same depth and area in an unlensed survey would require a factor of $\mathcal{M}$ more observing time, a huge difference for $\mathcal{M} \sim 10$.

Only a small area of the whole sky, $\sim$100 arcmin^2, is magnified by a factor of 10 or more by clusters; this sets a fundamental limit to the areal coverage of any survey utilizing strong lensing by clusters. For a large survey that detected many sources, statistical information about the distribution of magnification over the survey area might be sufficient to construct a Lyα emitter luminosity function. However, since we planned to survey a small area and detect only a few sources, we chose to observe clusters with *HST* imaging and spectroscopic redshifts for many of the identified arcs and multiple images (e.g., Kneib et al. 1996). These are currently available for only a small fraction of strong-lensing clusters. The positions and spectroscopic redshifts of the arcs constrain the distribution of mass in the cluster, which can, in turn, be used to predict a magnification map of the cluster for high-redshift sources. Since lensing depends on the angular diameter distance between the source and the lens, and that distance changes slowly with redshift at $z \sim 5$, the sky area with large magnification is fairly independent of the source redshift for $z > 3$.

Given that high-quality lens models are only available for about a dozen clusters observable from Hawaii, the total area available to us for a survey is currently quite small. To make the most of this limited resource, we conducted a spectroscopic survey. The advantage of a spectroscopic survey is that Lyα emission can be simultaneously surveyed for over a redshift range $2.2 < z < 6.7$. The primary drawback of a spectroscopic survey was that, with the instrumentation available, the most efficient technique was slit spectroscopy. The geometry of a long slit is not well matched to the lensed region of sky (see Fig. 2); thus, some of the slit area covers area outside the cluster that is not strongly magnified.

A long-slit survey does have other advantages. We can expect many emission-line sources in our survey other than Lyα; in particular, optical lines associated with strong star formation, such as [O II] 3726, 3729 Å; Hβ 4861 Å; [O III] 4959, 5007 Å; and Hα 6563 Å. Low-resolution spectroscopy with large wavelength coverage allows the rejection of many potential low-redshift contaminants through the identification of other emission lines. However, the [O II] doublet can be difficult to resolve at low dispersion and, if redshifted to $z \sim 1$, there are often no other strong emission lines present in the

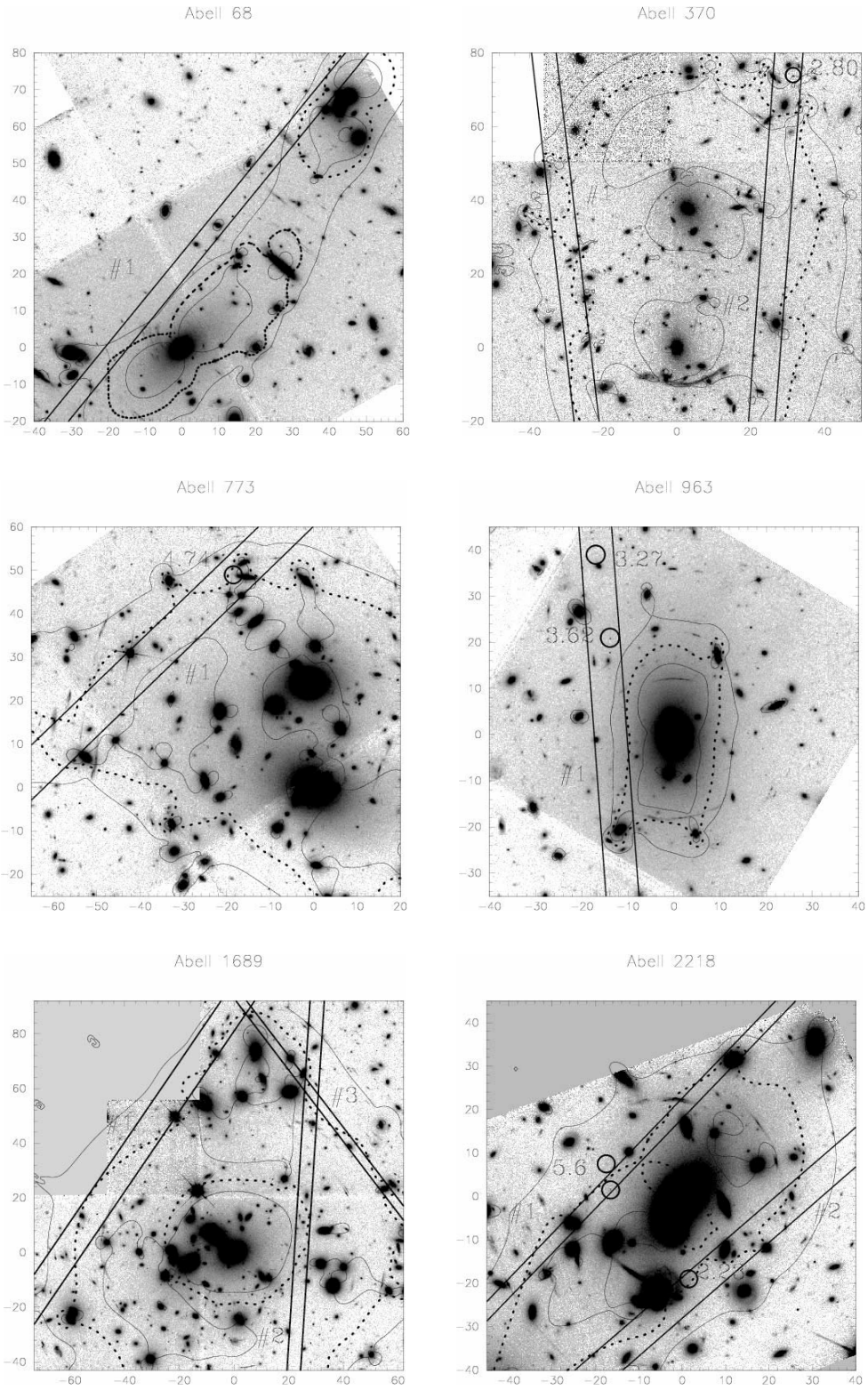


FIG. 2.—Survey geometry for a selected sample of our clusters. For each cluster, superposed on the *HST* WFPC2 image are the critical lines for a source at $z = 5$ (*dotted lines*). The solid curves bound areas where the magnification for such a source exceeds a factor of 10. The regions bounded by parallel straight lines are the long-slit survey areas. Numeric labels correspond to the key in Table 2. The axes are labeled in arcseconds.

optical spectrum. Thus, final identification of an emission line as Lyα may require follow-up spectroscopy at intermediate resolution.

Redshift identification is aided by two additional factors. Deep optical broadband imaging, available in at least one band for well-studied clusters, can be used, as in narrowband searches, as a rejection filter: if a putative Lyα system shows much observable flux shortward of Lyα, then it is not likely a correct line identification, because the intrinsic UV spectrum, combined with IGM absorption, creates a strong decrement

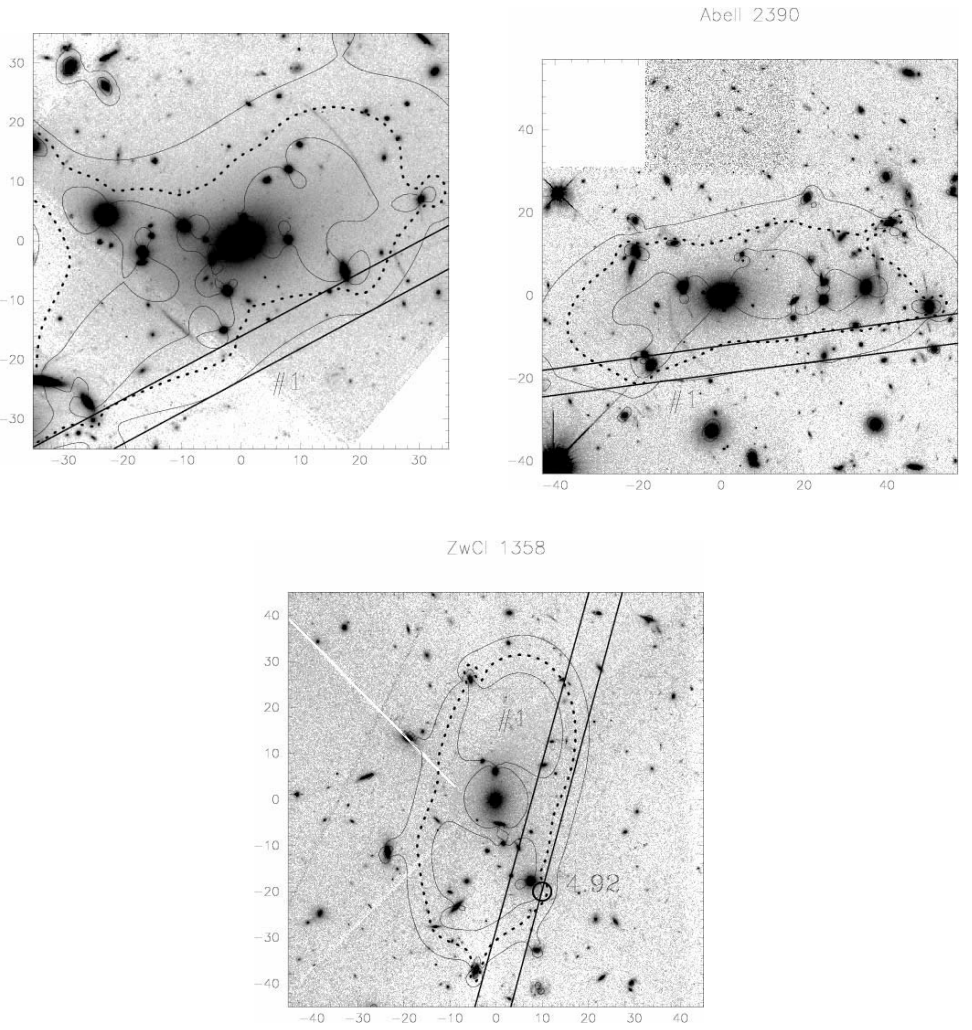


FIG. 2.—*Continued*

across the Lyα emission line (e.g., Songaila & Cowie 2002). The second tool is available when two or more images (due to strong lensing) of the same high-redshift source are discovered. In this case the lensing model itself may place a reasonably strong constraint on the redshift of the system based on the observed image positions and flux ratios (Kneib et al. 1996).

The deepest survey for a given observing time would result from devoting all of the time to a single slit position. However, we expect Lyα sources to be clustered, resulting in a non-Poisson distribution. To estimate an accurate luminosity function, we surveyed several independent volumes (via surveying behind several lensing clusters) to ameliorate cosmic variance and recover the Poisson noise limit (see § 7.2).

4.2. *Survey Parameters*

Table 1 summarizes the nine lensing clusters of our survey. We have constructed a detailed mass model for each, based on *HST* imaging and lensed arc redshifts.

Details of our spectroscopic observations are listed in Table 2. Clusters that were observed at multiple position angles are designated further by an identification number. We used the double-beam Low Resolution Imaging Spectrograph (LRIS; Oke et al. 1995) in long-slit mode on the Keck I 10 m telescope at Mauna Kea to perform our survey. For the 2000 March observations we used a slit 0.″7 wide and a spectroscopic range of 6800–9500 Å (corresponding to Lyα with $4.6 < z < 6.8$), using a 600 line grating blazed at 7500 Å, which gave a resolution of $\simeq$3.0 Å. In 2001 April we switched to a 1.″0 wide slit and used a 600 line grating blazed at 1 μm over the same wavelength range as above, at a resolution of $\simeq$4.0 Å. Starting in 2001 April we also began using a 300 line grism blazed at 5000 Å and a dichroic at 6800 Å to simultaneously take spectra on the blue arm of the spectrograph, over 4000–6700 Å (corresponding to Lyα from $2.2 < z < 4.5$) at 3.5–4 Å resolution.

The length of the spectrographic slit was 175″. We mapped an area on the sky via offsetting the telescope perpendicular to the long axis of the slit by a distance equal to the slit width. At each slit position we made two exposures of 1000 s to facilitate cosmic-ray rejection. Each map comprised 5–10 adjacent slit positions at the same position angle, giving contiguous survey areas on the sky of 875–1750 arcsec^2.

The pointing of the slit on the sky was verified by registration of images from the LRIS slit-viewing guide camera to the *HST* images of the cluster (because the clusters are rich in bright galaxies, there were always many sources in the slit-viewing guide camera images). Our sequence of slit offsets typically agreed with a regular spacing of the slit width to a precision of 0.″1 (10% of the 1″ slit). More importantly,

TABLE 1
CLUSTERS SURVEYED

Cluster	Redshift	R.A. (J2000.0)	Decl. (J2000.0)	Lens Model Reference
A68	0.255	00 36 59	+09 09	1
A370	0.375	02 37 18	−01 48	2
A773	0.217	09 14 30	+51 55	1
A963	0.206	10 17 09	+39 01	1
A1689	0.183	13 09 00	−01 06	3
Cl 1358.1+62.45	0.328	13 59 54	+62 31	4
A2218	0.176	16 35 42	+66 19	5, 6
A2219	0.226	16 38 54	+46 47	1
A2390	0.228	21 53 35	+17 40	7

NOTE.—Units of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees and arcminutes.

REFERENCES.—(1) Smith et al. 2003; (2) Bézecourt et al. 1999; (3) J.-P. Kneib, unpublished; (4) Franx et al. 1997; (5) Kneib et al. 1996; (6) Ellis et al. 2001; (7) Pelló et al. 1999.

registration of the slit position on the *HST* image enabled us to look for a broadband counterpart at the location of emission lines detected in our spectra.

The areas mapped by the procedure above were chosen to take advantage of the strong magnification of background sources provided by the foreground cluster. The magnification map of the sky around the cluster is constrained by the distribution of visible light in the cluster and the measured velocity dispersion of some cluster members, but it is crucially verified and refined by including information from the locations and redshifts of strongly lensed sources. These background galaxies, generally brighter and at lower redshift than the $z > 4.5$ sources we searched for, have been the target of previous observations (e.g., Kneib et al. 1996).

We used up-to-date cluster mass models to generate redshift-dependent maps of the magnification toward $4 < z < 7$ sources using the LENSTOOL software developed by Kneib (1993). The angular diameter distance between the cluster and those redshifts depends only weakly on redshift, so we were able to choose areas on the sky with high magnification over our entire redshift range of interest.

The geometry of the magnification map is generally characterized by two concentric ringlike curves of formally infinite magnification, called the inner and outer critical lines. These are related to the location in the image plane of the caustic of an elliptical potential (Blandford & Narayan 1992), but modified by the deviations of the projected lensing potential from an ellipse. The areas of highest magnification are found next to the critical curves, so our survey maps generally follow the outer critical line. The outer critical line is more amenable to long-slit mapping because of its greater length on the sky and its less curved form. However, in one case (A1689) we mapped sky near the inner critical line as well. Lensed sources close to the critical line are often multiply imaged, forming a merging pair on either side of the critical line. We considered this when we chose our map locations, but the irregular shape of the critical line, compared to the straight shape of our slit, limited the extent to which we could map exclusively one side of the critical line.

Figure 2 summarizes the adopted strategy for each cluster in the context of the location of the critical line for a lensed source at $z = 5$ (*dotted lines*). In the most massive clusters with the best mass models, such as A1689 and A2218, we made multiple maps (see also Table 2). In these cases each survey region is labeled by a number corresponding to the observations listed in Table 2.

The total area on the sky covered by our survey was 4.2 arcmin^2. The effective areal coverage of the survey is

TABLE 2
LRIS SURVEY OBSERVATIONS

Date	Cluster	Position Angle (deg)	Integration time (ks)	Photometric?
Mar 2000	A773	−46.8	20	Yes
	A1689 1	84.1	23	Yes
Apr 2001	A1689 2	43	10	Yes
	A2218 1	−44	10	Yes
	Cl 1358	−15	12	Yes
Oct 2001	A370 1	−8	14	Yes
Apr 2002	A963	3.6	14	No
	A2218 2	−49.2	14	No
May 2002	A1689 3	12.3	20	No
	A2219	−69	14	No
Sep 2002	A370 2	1.7	14	No
	A2390	−63	12	No
	A68	−40	12	No

NOTES.—Position angle given in degrees north through east. Number after catalog number refers to label in Fig. 2.

TABLE 3
Lyα Emission-Line Candidates

Cluster	R.A. (J2000.0)	Decl. (J2000.0)	λ (Å)	z[a]	Flux[b]	Comments
A370.1.f.....	02 39 50.60	−01 33 45.0	4628	2.80	...	Confirmed (LRIS)
A370.1.g.....	02 39 51.80	−01 35 57.6	4630	2.80	...	Confirmed (Ivison et al. 1998)
A963.1.cd.....	10 17 05.10	+39 03 30.5	5191	3.27	...	Confirmed (ESI)
A963.1.efg.....	10 17 04.77	+39 03 11.0	5617	3.62	...	Confirmed (ESI)
A1689.2.f.....	13 11 25.38	−01 20 52.4	7141	4.82	3.0	Confirmed (Frye et al. 2002)
A2218.1.a2.....	16 35 51.75	+66 12 45.6	8001	5.58	4.4	Confirmed (ESI; Ellis et al. 2001)
	16 35 51.89	+66 12 51.5	...	...	...	2nd image
Cl 1358.1.ef.....	03 59 49.19	+62 30 44.8	7205	4.92	10	Confirmed (Franx et al. 1997)
A773.1.e.....	09 17 55.31	+51 44 26.6	6978	4.74	1.1	Likely
A963.1.d.....	10 17 04.45	+39 01 47.1	7025	4.77	0.69	Likely
A2218.1.a1.....	16 35 45.25	+66 13 26.4	4216	2.47	...	Likely
A2218.2.b.....	16 35 48.78	+66 12 24.9	3928	2.23	...	Likely

Note.—Units of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.
[a] Source redshift, assuming emission line is Lyα.
[b] Observed line flux (uncorrected for lensing, corrected for transparency) in units of 10^{-17} ergs s^{-1} cm^{-2}.

smaller because of lensing by a spatially variable magnification factor (see § 6.1.1).

4.3. *Candidate Selection and Catalog*

The two-dimensional spectroscopic data were reduced using standard techniques in the NOAO IRAF software environment.[3] Cosmic rays were rejected from each pair of images at a given location with the *L.A.Cosmic* routine (van Dokkum 2001), and sky emission was removed by subtracting block-filtered data. Sky subtraction was not photon-limited on the strong night sky lines because of the presence of fringing features; we accounted for this when determining our sensitivity (§ 6). We calibrated our absolute efficiency with observations of spectrophotometric stars (Massey & Gronwall 1990).

The sky-subtracted two-dimensional spectral images were independently inspected by two of the authors (R. S. E. and J. R.), and a catalog of 46 candidate Lyα emission lines was compiled. Astrometric positions were determined for each and the *HST* images inspected for sources at the relevant location. In some cases, candidates were located beyond the boundary of the *HST* images, and ground-based images were used.

Candidate Lyα emission lines were characterized on the basis of several criteria. First, the full spectrum (generally 4000–9500 Å) was closely examined for other emission lines. On a second pass, candidates were ranked as marginal or promising depending on their apparent strength and spatial extent. Out of the initial list of 46, 7 sources are confirmed Lyα lines at $2.8 < z < 5.7$, and 4 sources are promising candidates that we identify as likely to be Lyα lines. Those 11 sources are listed in Table 3 with observed line fluxes for detections at $z > 4.5$ (on the red arm of the spectrograph).

4.4. *Intermediate-Resolution Spectroscopy*

The [O II] 3727 Å doublet has a rest-frame separation of 3 Å. Thus, at $z \sim 1$, when the doublet is redshifted into our most important spectral range, the observed doublet separation is ∼6 Å. This is close to our LRIS spectral resolution of 4 Å, so to determine whether any of our Lyα line candidates were unresolved [O II] doublets, we followed up 14 candidates with the Echellette Spectrograph and Imager (ESI; Sheinis et al. 2002). We took spectra using the echelle mode and a 0.″75 slit, which delivered a spectral resolution of $R = 6000$. The exposure times varied depending on candidate strength. ESI spectroscopy confirmed three candidates as Lyα emission lines (see Table 3), one at $z = 3.27$, one at $z = 3.62$, and the $z = 5.57$ galaxy presented in Ellis et al. (2001). In addition, three of the original candidates were [O II] 3727 Å at $z \simeq 1$, two were [O III] 5007 Å, and two more were Hα 6563 Å. One more source had a redshift measured with other lines, and spectroscopy of the remaining three candidates failed to convincingly detect any emission lines.

[3] IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

5. DETECTIONS

5.1. $z > 4.5$

We detected five convincing Lyα sources with $z > 4.5$ (see Table 3), of which three were confirmed directly via further spectroscopy and two we consider highly likely. Each of the three confirmed sources was detected in photometric conditions. Figure 3 shows their two-dimensional spectra, and Figures 4 and 5 show magnified views of the Lyα emission lines, as well as *HST* images, of all five source locations.

We discovered a source toward A2218 at $z = 5.6$ that we discussed in detail in Ellis et al. (2001). That source is strongly magnified (by a factor of 33) and multiply imaged: we used the *HST* data to locate a second image outside of our survey region. The redshift identification was confirmed by an intermediate-resolution spectrum of both images, showing them to be identical, with P-Cygni line profiles characteristic of Lyα, and certainly not the [O II] 3727 Å doublet. Our lensing model additionally constrained the redshift of the source to be consistent only with the identification of the line as Lyα. The unlensed luminosity in the Lyα line is $(7.8 \pm 0.8) \times 10^{41}$ ergs s^{-1}.

We blindly recovered a $z = 4.89$ galaxy in A1689 that was discovered originally by Frye, Broadhurst, & Benítez (2002). This object is multiply imaged, and the Frye et al. (2002) spectrum shows a strong break across the line and metal absorption lines in the continuum redward of Lyα, confirming the redshift. We estimate the magnification of this source at a factor of 7.2, within the range of 3–14 suggested by the coarser modeling of Frye et al. (2002). The unlensed luminosity in the Lyα line is $(7.4 \pm 0.7) \times 10^{42}$ ergs s^{-1}.

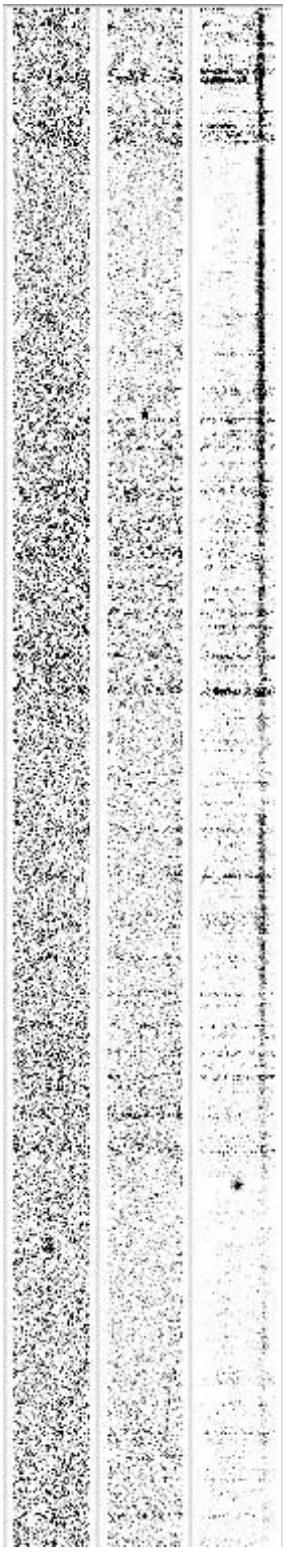


FIG. 3.—Two-dimensional spectra of the three confirmed $z > 4.5$ galaxies detected in the survey. The spectra, from left to right, are of the $z = 4.89$ source in A1689, the $z = 5.57$ source in A2218, and the $z = 4.92$ source in Cl 1358. The wavelength coverage in all the spectra is 6800–8430 Å, increasing from bottom to top.

In the field of Cl 1358, we discovered a source at $z = 4.92$, the same redshift as that of the strongly lensed arc discovered by Franx et al. (1997). We believe our source is likely associated, as an additional component, with that responsible for the giant arc. The magnification is tenfold, giving an unlensed luminosity in the Lyα line of $(2.5 \pm 0.3) \times 10^{42}$ ergs s^{-1}.

In addition to these confirmed sources, we discovered two more sources that we consider likely to be Lyα emission lines at $z > 4.5$ (see Table 3). We discovered a source in the field of A773 that we consider to be a good candidate for Lyα emission at $z = 4.74$. If this is the correct identification, the unlensed luminosity in the Lyα line is $(2.8 \pm 0.6) \times 10^{41}$ ergs s^{-1}, using a magnification factor of 9.5. The other likely source was discovered in nonphotometric observations; though we lack absolute flux calibration for this source, we applied a systematic photometric correction that we consider uncertain up to a factor of approximately 2. The likely $z = 4.77$ source is in the field of A963, magnified 2.2 times. The source would then have an unlensed Lyα line luminosity of $(1.4 \pm 0.2) \times 10^{42}$ ergs s^{-1} (statistical error only). Two-dimensional spectra of the emission lines and images of the likely candidates are provided in Figure 5.

5.2. $z < 4.5$

We detected with certainty four Lyα emission-line sources at $z < 4.5$. One was a blind recovery of a $z = 2.80$ source behind A370 discovered by Ivison et al. (1998), and a second is another galaxy also at $z = 2.80$ in the same field. Two are new detections, at $z = 3.27$ and 3.62, both behind A963. Two more good candidate Lyα emission-line source identifications are pending. In addition two galaxies behind A2218, both at $z \simeq 2.5$, were detected in Lyα absorption. We measured secure redshifts for 51 other sources using other emission lines, primarily [O II], [O III], and Hα. These data are useful for further constraining the cluster mass models and will be presented in a separate paper (J. Richard et al. 2004, in preparation).

6. SURVEY ANALYSIS

In this section we compute the number density of Lyα emission line galaxies in our survey as a function of Lyα line luminosity, L. Our survey volume calculation is quite complicated compared to more conventional surveys, because our survey sensitivity varies strongly with both position on the sky and redshift. As described in this section, we have made a detailed accounting of this complexity when we calculated our survey volume, so that our final number density estimates are not biased.

First we determine the effective volume of the survey as a function of the luminosity and redshift of a source, then we compute the cumulative number density of Lyα emitter sources brighter than L using the detections from the previous section.

6.1. *Survey Volume*

A location in our survey volume is characterized both by a location on the sky, $\mathbf{\Omega}$, and a redshift, z. The differential volume element located at position $(\mathbf{\Omega}, z)$ in our survey is

$$dV_c(\mathbf{\Omega},\ z) = \frac{1}{\mathcal{M}(\mathbf{\Omega},\ z)} \left[\frac{dl_c(z)}{dz} dz\right] \left[D_c^2(z) d\mathbf{\Omega}\right]. \qquad (2)$$

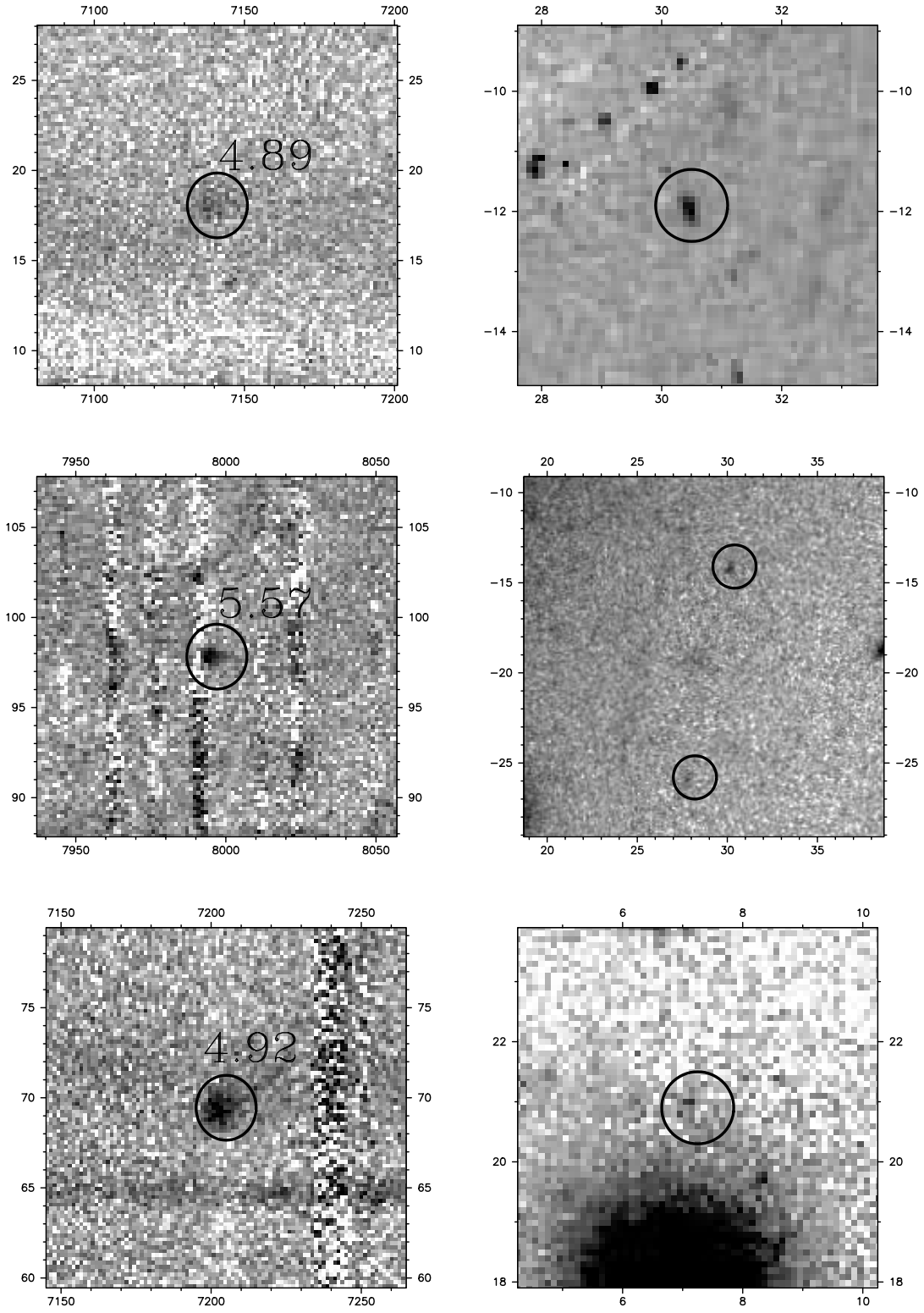


FIG. 4.—Two-dimensional spectra (*left*) and *HST* images (*right*) for our three confirmed Lyα sources. In the spectra, the horizontal axes are labeled in Å and the vertical axes in arcseconds; the image axes are labeled in arcseconds. *Top*: A1689.2.f. *Middle*: A2218.1.a2. *Bottom*: Cl 1358.1.ef.

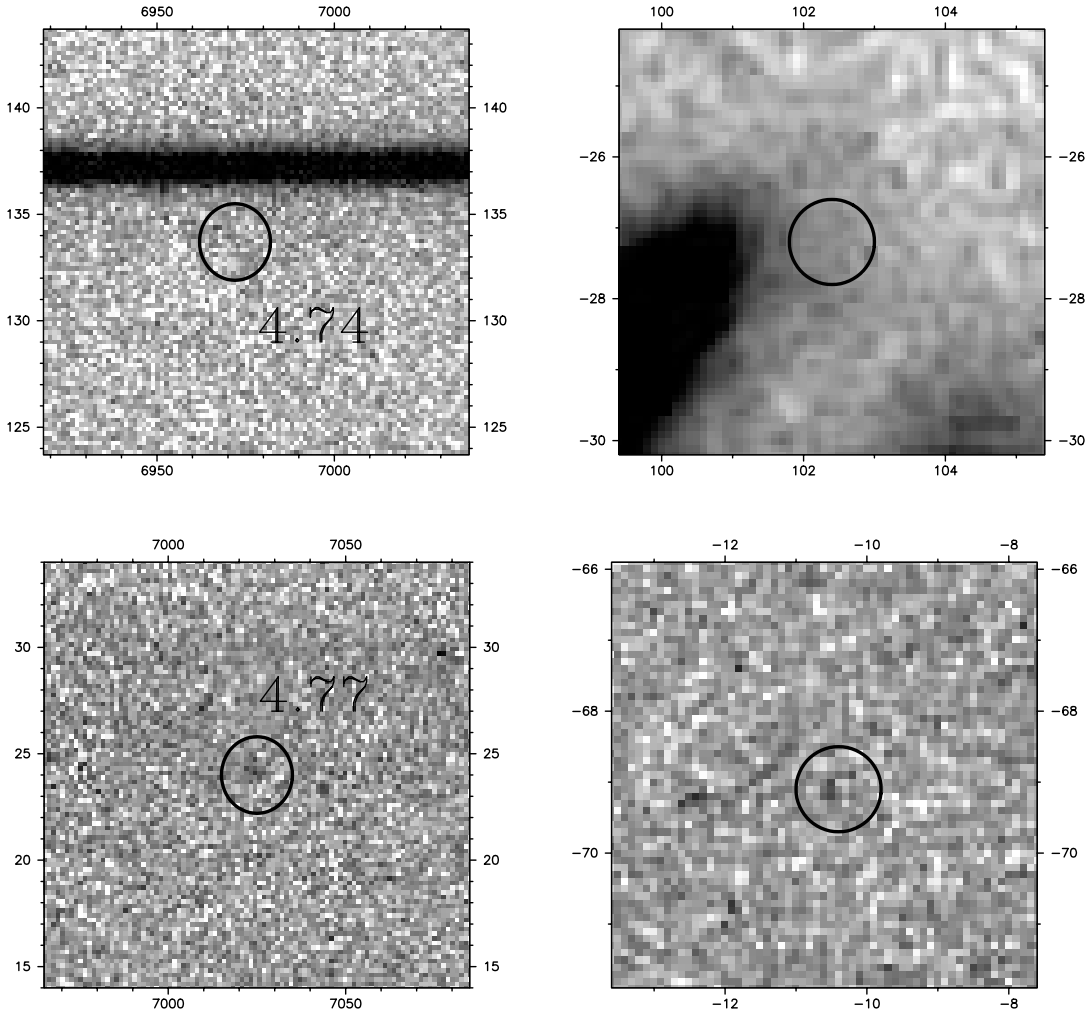


FIG. 5.—Two-dimensional spectra (*left*) and *HST* images (*right*) for our two likely Lyα sources. In the spectra the horizontal axes are labeled in Å and the vertical axes in arcseconds; the image axes are labeled in arcseconds. *Top*: A773.1.e. *Bottom*: A963.1.d.

The first factor corrects for the lensing effect, which decreases the area surveyed. The second factor is the comoving length of the volume element along the line of sight, with

$$\frac{dl_c(z)}{dz} = \frac{c}{H_0\left[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda\right]^{3/2}} \tag{3}$$

(we have assumed a flat universe). The third factor is the comoving transverse area of the volume element, with

$$D_c(z) = \int_0^z \frac{dl_c(z')}{dz'} dz' \tag{4}$$

(subscript c denotes that the quantity is measured in comoving coordinates, which we use throughout).

Every volume element of our survey is characterized by a limiting Lyα line luminosity, $L_{\rm lim}(\mathbf{\Omega},\ z)$; a source with Ly$\alpha$ line luminosity L will be detected in our survey provided it resides in a volume element with $L_{\rm lim}(\mathbf{\Omega},\ z) \leq L$. The limiting luminosity of a volume element depends on the magnification (because of lensing by the foreground cluster), $\mathcal{M}(\mathbf{\Omega},\ z)$, the limiting observed Lyα line flux $f_{\rm lim}(z)$, and a slit transmission function, $T(\mathbf{\Omega})$,

$$L_{\rm lim}(\mathbf{\Omega},\ z) = \frac{4\pi(1+z)^2 D_c^2(z)}{T(\mathbf{\Omega})} \frac{f_{\rm lim}(z)}{\mathcal{M}(\mathbf{\Omega},\ z)}. \tag{5}$$

6.1.1. *Magnification,* $\mathcal{M}(\mathbf{\Omega},\ z)$

The magnification due to lensing by a given cluster is a function of both position and redshift. The references for the cluster mass models are given in Table 1. These models were run through the LENSTOOL software (Kneib 1993) to generate the magnification as a function of redshift at every position in the survey. In practice the area of the survey was divided into parcels of sky of length 0.″8 and width equal to the slit width, and the magnification was calculated at the center of each parcel. The magnification at each position was sampled at nine redshifts ($z = 2.7,\ 3.3,\ 3.8,\ \ldots,\ 6.8$), and the magnification at a particular redshift found by interpolation.

Figure 6 shows the magnification as a function of position along a slit observed in A2218, for two different redshifts. The magnification at a given position is a weak function of redshift for magnification values less than ~100 (94% of the survey

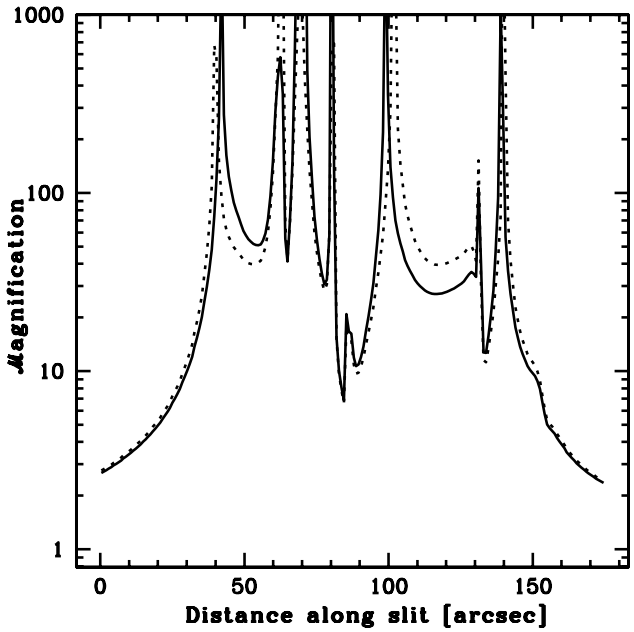


FIG. 6.—Magnification due to the cluster A2218 of background sources, as a function of position and redshift. This figure shows the magnification factor at positions along a 175″ long slit at one of our survey positions in A2218 (within pointing 1 in Fig. 2). The solid curve is for sources at $z = 4.3$, and the dotted curve is for sources at $z = 6.8$. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure*.]

area), because the angular diameter distance between the cluster and the source changes by less than 25% over the source redshift range $4.5 < z < 6.7$. Very near the critical lines magnification is a stronger function of redshift. Our survey maps sky by observing adjacent slit positions, so errors associated with interpolating the highest magnification $\mathcal{M}(\mathbf{\Omega}, z) > 100$ points should not be important in our estimate of the survey volume.

Figure 7 is a cumulative histogram of the magnification factor over the survey; the area surveyed as a function of magnification is very weak function of redshift, even at the highest magnifications. About half of the area we surveyed is magnified by at least a factor of 10, with the lower magnification values coming from area at the ends of the slits, because most strong-lensing clusters subtend a size less than the slit length (175″) on the sky (see Fig. 2).

We estimate the errors on our estimate of $\mathcal{M}(\mathbf{\Omega}, z)$ by varying the parameters that describe the lensing models within their allowed uncertainties. Specifically, typical parameters are the velocity dispersion of the cluster and velocity dispersions of bright cluster galaxies, which often have been measured. These parameters cannot in general be freely varied within their formal uncertainties, because the resulting mass models would fail to reproduce the measured positions and relative magnifications of multiply imaged systems, within their measured uncertainties. The result of the allowed variation of the mass model parameters is uncertainty in $\mathcal{M}(\mathbf{\Omega}, z)$ up to 20%. The magnification of a multiply imaged source can normally be estimated to much greater accuracy, because of the constraints placed by the multiple images.

6.1.2. *Limiting Lyα Line Flux, $f_{\rm lim}(z)$*

We define our limiting Lyα line flux as the signal in an aperture of 1.″3 by 7.7 Å that exceeds 5 times the root-mean-square fluctuations (noise) in apertures of that size, i.e., a 5 σ limit. The spatial dimension of the aperture was chosen to be roughly matched to the seeing, and the spectral dimension was chosen match the expected line width of high-redshift Lyα emission from galaxies, $\sim$300 km s^{-1}. If a source is larger than our aperture, which is especially possible along the spatial direction if the source is strongly lensed, then we will not be as sensitive to that source as we estimate.

We assumed that the sky noise was constant over the length of the slit at fixed wavelength. This allowed us to include the non-Poisson contribution to the noise level from fringing features, which dominated the noise on strong sky lines. All three of our confirmed $z > 4.5$ detections were more than 5 σ detections, but we found that visual inspection generated candidates (some of which were subsequently confirmed as bona fide emission lines) with fluxes below the 5 σ limit; in particular, one of the likely candidates at $z > 4.5$ is just at the 5 σ limit. Thus, a 5 σ limit should be appropriate for the calculation of our survey volume.

The limiting line flux varies as a function of wavelength because of the wavelength dependence of the atmospheric absorption and the sensitivities of the telescope and instrument, but the largest dependence is due to the strong variation in atmospheric emission from OH airglow lines (except at $\lambda \gtrsim 9300$ Å, where the sharp drop in instrumental sensitivity dominates). Figure 8 shows $f_{\rm lim}(z)$ for the slit pointing illustrated in Figure 6, a 2000 s observation under photometric conditions. We compute $f_{\rm lim}(z)$ by simple conversion of the observed wavelength into the corresponding redshift for Lyα to be observed at that wavelength.

Approximately half of our survey data were taken in non-photometric conditions. We account for this by dividing the limiting line flux measured from the observations by our best estimate of the sky transparency during the exposure. During some exposures we have sequences of guide camera observations that were used to measure relative transparency

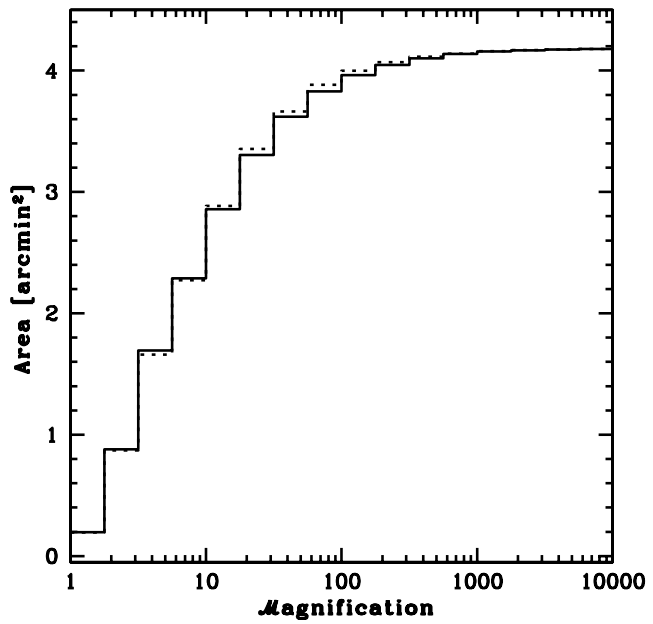


FIG. 7.—Cumulative histogram of the magnification factor over the entire survey area. The solid and dotted curves show the magnification histograms for sources at $z = 4.3$ and 6.8, respectively. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure*.]

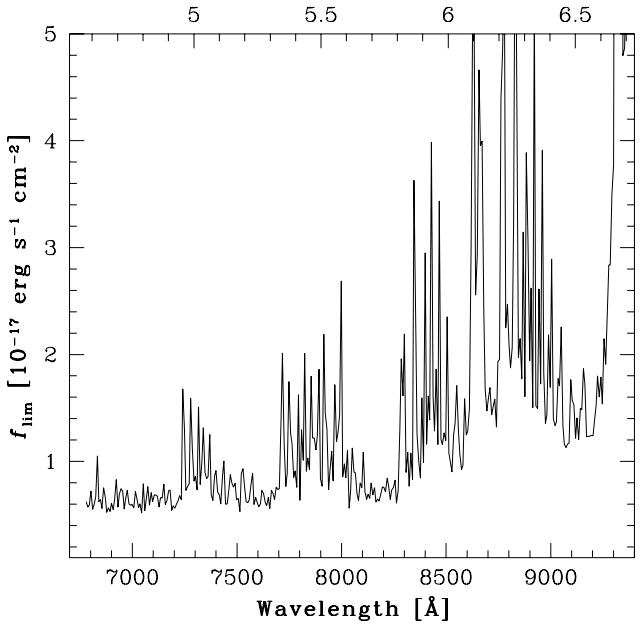


FIG. 8.—Limiting Lyα flux as a function of wavelength for the survey exposure time of 2000 s, assuming photometric conditions. The curve shows the 5 σ flux limit to detect an emission line in a 1.″3 by 7.7 Å aperture at that wavelength. The top axis is labeled with the redshift corresponding to observed Lyα falling at the wavelength on the bottom axis. The strong fluctuations in $f_{\rm lim}(z)$ are caused by atmospheric emission lines, and the rise at high redshift is due to decreased instrumental sensitivity.

between observations and, in some cases, absolute transparency when photometric guide camera images were available. In other cases we rely on observation log notes based on the count rate of the guide star as reported by the telescope operator.

6.1.3. *Slit Transmission, $T(\mathbf{\Omega})$*

The slit widths used in our survey, originally 0.″7 and later 1″, are comparable in size to the seeing disk. Consequently, the transverse distance of a source from the center line of the slit has a small impact on the source's observability: objects in the center of the slit are easier to detect than objects at the slit edge. Since the absolute calibration was performed with respect to standard stars in the center of the slit, we compute the fraction of light transmitted through the slit as a function of transverse position on the slit (ignoring objects outside of the slit, as they will in general fall on another slit), with respect to an object at the center of the slit,

$$T(\mathbf{\Omega}) = \frac{\mathrm{erf}\,[\beta(w+2x)/s] + \mathrm{erf}\,[\beta(w-2x)/s]}{2\,\mathrm{erf}\,[\beta w/s_0]}. \quad (6)$$

Here w is the slit width, s is the seeing full-width at half maximum (FWHM) during survey observations, s_0 is the seeing FWHM during standard-star observations, $x(\mathbf{\Omega})$ is the transverse distance of the source from the center of the slit, and $\beta \equiv [\ln(2)]^{1/2}$. Because the seeing disk was comparable to the slit width, the minimum value of $T(\mathbf{\Omega})$ in our survey is about 0.8, so it has a minor effect on the computation of $L_{\rm lim}(\mathbf{\Omega},\ z)$.

6.2. *Volume as a Function of Source Redshift and Luminosity*

The total volume of our survey sensitive to a source of Lyα line luminosity L is the integral over all volume elements in the survey with $L_{\rm lim}(\mathbf{\Omega},\ z) \le L$,

$$V_c(L) = \int_{\mathbf{\Omega}} \int_z dV_c(\mathbf{\Omega},\ z)\, H[L - L_{\rm lim}(\mathbf{\Omega},\ z)], \quad (7)$$

where $H(y)$ is the step function defined with $H(y \ge 0) = 1$.

Figure 9 shows the redshift distribution of our survey volume as a function of $L_{\rm lim}(\mathbf{\Omega},\ z)$. The general slight decrease toward high redshift is due to the evolution of the line element with redshift, and the modulation is due to the wavelength-dependent limiting line flux (see Fig. 8).

We divide our survey arbitrarily into two redshift bins, $4.6 < z < 5.6$ and $5.6 < z < 6.7$. There is no natural binning choice, but by breaking our survey at $z = 5.6$ we retain almost equal survey volume (at the brightest luminosities) in each bin. However this places all three of our confirmed high-redshift detections into the $4.6 < z < 5.6$ bin and none in the $5.6 < z < 6.7$ bin. If we had broken the bins at $z = 5.5$, the number density in the lower redshift bin would decrease, and the number density in the higher redshift would increase; that is, the removal or inclusion of a source substantially outweighs the change in volume associated with changing the redshift binning.

In Figure 10 we plot the survey volume sensitive to a source of luminosity L for each of our two redshift bins (represented by the two different symbols). At high luminosities there is no dependence of the survey volume on luminosity, because sources at such high luminosities are so bright that we would detect them at any magnification factor or redshift in our survey. At $L = 10^{42}$ ergs s^{-1} the high-redshift bin has less volume because of the stronger sky lines at longer wavelengths (see Figs. 8 and 9) and larger luminosity distance compared to the low-redshift bin. At lower luminosities the survey volume for both bins falls off steadily and similarly. This is a because only strongly magnified volume elements contribute to the survey volume, and the number of volume elements at a given magnification is not sensitive to redshift (Fig. 7).

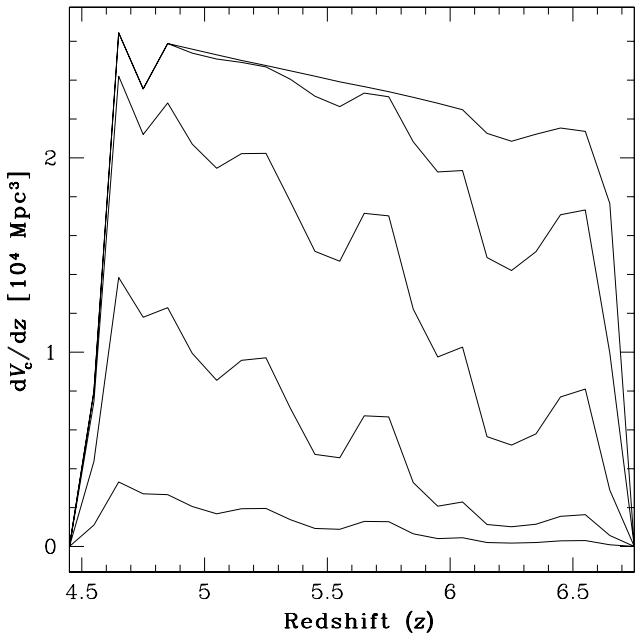


FIG. 9.—Redshift distribution of our survey volume. The curves, from top to bottom, represent the redshift distribution of subsurveys down to limiting luminosity $\log_{10}L = (43.5,\ 43,\ 42.5,\ 42,\ 41.5)$; for yet lower values of the limiting luminosity, the curves have the shape of the bottom curve, but are scaled down (see Fig. 10).

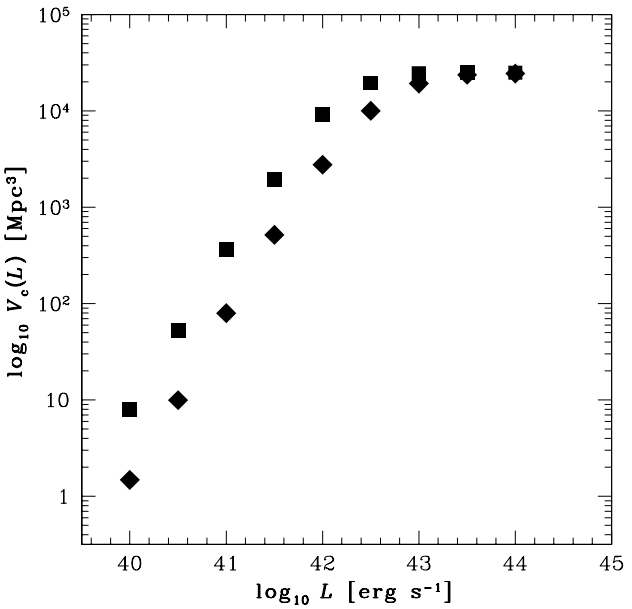


FIG. 10.—Survey volume sensitive to sources with Lyα line luminosity L. The points show the volume of the survey within which a source of luminosity L would be detected. The survey has been divided into two redshift ranges: the volume with $4.6 < z < 5.6$ is shown with squares, and the volume with $5.6 < z < 6.7$ is shown with diamonds. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure*.]

6.3. *Number Density*

Our survey detected three confirmed and two likely $z > 4.5$ sources, so to estimate a relatively robust number density parameter and for comparison with other surveys, we compute a cumulative number density of sources. We construct the cumulative number density at each value of the Lyα line luminosity L (in each redshift bin) by evaluating the survey volume at that luminosity (see above) and then counting the number of detected sources brighter than L in the survey volume.

Figure 11 shows $n(>l)$, the number density of sources with Lyα line luminosities greater than L, for our two redshift bins, *considering only the three confirmed sources*. There are only upper limits at $L \geq 10^{43}$ ergs s^{-1}, because although all three detected sources are in the survey volume, none was that luminous. Our most luminous source is 7.4×10^{42} ergs s^{-1}, so the first data point appears at $L = 10^{42.5}$ ergs s^{-1} (in the low-redshift bin). All three of our confirmed detections contribute to the $L = 10^{41.5}$ ergs s^{-1} point because all are brighter than that limit, and each would have been detected even if its luminosity were only $10^{41.5}$ ergs s^{-1}. In contrast, at $L = 10^{41}$ ergs s^{-1}, all three confirmed detections are still brighter than this luminosity, but only one is located inside the $L = 10^{41}$ ergs s^{-1} survey volume. At yet fainter luminosities we are back to upper limits, because none of the three confirmed detections would have been discovered if it were fainter than 10^{41} ergs s^{-1}.

In our high-redshift bin we have no detections and thus can provide only upper limits at all luminosities. It is clear that although we can rule out a strong increase in the number counts of Lyα emitters at $5.6 < z < 6.7$ compared to $4.6 < z < 5.6$, we cannot further constrain the number count evolution. In particular, our results are consistent with no evolution or a decrease with increasing redshift in the Lyα source counts as a function of redshift over $4.6 < z < 6.7$.

All upper limits and error bars in Figure 11 are 95% confidence limits calculated using Poisson statistics. We have conceptually divided our survey into subsurveys sensitive down to different Lyα line luminosities, but these subsurveys are not independent (and in fact are highly correlated). If, for example, a theoretical curve passed just through the upper error bars of two points, our data would indicate roughly a 95% inconsistency, not a 99.8% inconsistency.

Furthermore, it should be noted that error distribution around any point (or upper limit) is very asymmetric. The combination of the correlated data points and asymmetric error distributions makes it nontrivial to estimate the most likely slope of the underlying $n(>L)$, assumed to have a power-law form. We performed Monte Carlo simulations of our survey, which suggested that our data are consistent at the 97% level with underlying distributions that pass within our 95% limits at all L. Because of the small number of sources in our survey, our data alone do not give a precise estimate of the slope, except that $\alpha \leq 2$, for a power-law distribution $n(>L) \propto L^{-\alpha}$.

The right and top axes of Figure 11 are labeled with unit conversions of the left and bottom axes, assuming that the data fall at $z = 5$. These serve to allow a rough reference of our results to be easily read off in the other units commonly used to describe the abundance of Lyα emission line galaxies. The right and top axes are inapplicable to our high-redshift bin upper limits.

Figure 12 shows $n(>L)$, the number density of sources with Lyα line luminosities greater than L, for our two redshift bins, *considering all five confirmed and likely sources*. Since we added detections while keeping the survey volume fixed, the number densities increased. The number densities of this sample are still marginally consistent with the 95% confidence limits from Figure 11.

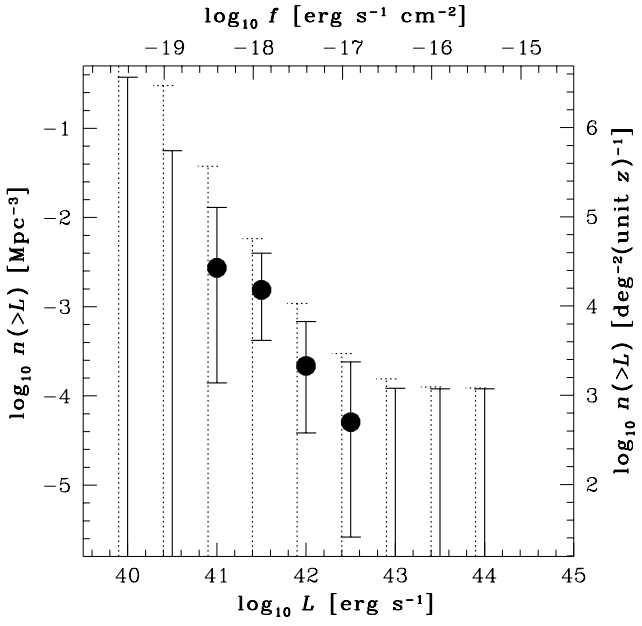


FIG. 11.—Number density of sources brighter than luminosity L for the three confirmed $z > 4.5$ sources. Each luminosity is treated as an independent subsurvey down to luminosity limit L, and the cumulative number density is calculated from the number of sources in the subsurvey and the volume of the subsurvey. The survey was divided into two redshift bins: the solid lines and points are for $4.6 < z < 5.6$, and the dotted lines (offset slightly for clarity) are for $5.6 < z < 6.7$. The error bars represent 95% limits calculated using Poisson statistics. The top and right axes are labeled in units for comparison of the $4.6 < z < 5.6$ bin results with those of other work: the left and bottom axes were transformed assuming a redshift of $z = 5.0$. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure*.]

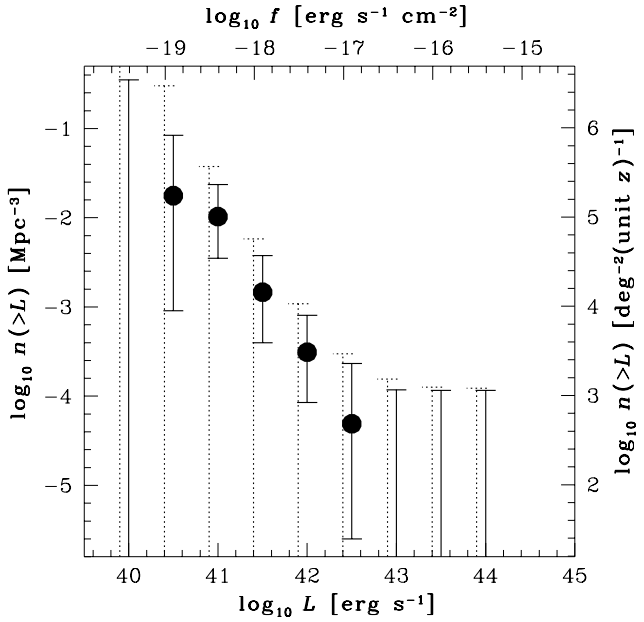


FIG. 12.—Number density of sources brighter than luminosity L, for the three confirmed plus two likely $z > 4.5$ sources. Symbols have same meaning as in Fig. 11. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

7. COMPARISON WITH OTHER OBSERVATIONS AND WITH THEORY

7.1. *Comparison with Other Observations*

In Table 4 we present parameters inferred from our survey and existing $z \sim 5$ galaxy surveys. The first five entries in the table describe our survey, divided by redshift bin and sub-survey-limiting Lyα line luminosity. The remaining surveys above the blank row are other Lyα emission-line surveys. Surveys below the blank row are Lyman break galaxy (LBG) surveys, described later in this section.

There are two entries in the number-of-sources column for each row corresponding to our data. The first number is the total number of confirmed and likely Lyα sources in that sub-survey, and the second number, in parentheses, in the number of those that are confirmed. We report the corresponding number densities analogously in the density column.

The limiting luminosity, volume, and number density of each of the previously published Lyα emission-line surveys appearing in Table 4 do not always appear in the corresponding reference. As necessary, we have used the published information to calculate those values ourselves (e.g., converting a limiting line flux and redshift into a limiting line luminosity). We expect that the final results published by the groups may differ somewhat. In particular, there may be a publication bias toward surveys with discoveries, so it is possible there is some bias in the data presented toward higher number density. We have included only systematic Lyα emission surveys, because reconstructing the survey volumes of published serendipitous discoveries was not possible.

TABLE 4
GALAXY SURVEYS AT $z \sim 5$

Redshift	$\log_{10} L$[a]	Number[b]	Volume[c]	Density[d]	Reference
4.6–5.6	40.5	1(0)	0.0053	1.8×10^{-2}(0)	1
	41	4(1)	0.037	$1.1 \times 10^{-2}(2.7 \times 10^{-3})$	1
	41.5	3(3)	0.20	$1.5 \times 10^{-3}(1.5 \times 10^{-3})$	1
	42	3(2)	0.92	$3.3 \times 10^{-2}(2.2 \times 10^{-4})$	1
	42.5	1(1)	2.0	$5.1 \times 10^{-4}(5.1 \times 10^{-4})$	1
5–6	42.28	1	0.018	5.6×10^{-3}	2
5.7	42.61	1	0.55	1.8×10^{-4}	3
6.5	42.95	0	6.1	0	4
	42.35	1	0.012	8.5×10^{-3}	4
4.9	42.46	87	9.2	9.5×10^{-4}	5
5.7	42.81	13	28	4.6×10^{-5}	6
6.5	42.89	16	20	8.0×10^{-6}	7
5.7	42.95	6	13	4.6×10^{-5}	8
	42.72	0	0.11	0	9
	42.40	0	0.073	0	9
	43.08	19	22	8.5×10^{-5}	10
~5.8	43.35	6	18	3.3×10^{-5}	11
~6.3	43.32	26	1.7	1.5×10^{-3}	12
~5	42.96	10	1.4	7.1×10^{-4}	13
~5.5	43.40	2	2.4	8.3×10^{-5}	14
	43.28	16	7.0	2.3×10^{-3}	14
~5.3	43.18	6	12	5.0×10^{-5}	15

[a] Survey-limiting L in units of ergs s^{-1}.
[b] Number of sources detected in survey.
[c] Volume of survey in units of 10^4 Mpc^3.
[d] Number density of sources in units of Mpc^{-3}.

REFERENCES.—(1) This paper; (2) Hu et al. 1998; (3) Hu et al. 1999; (4) Hu et al. 2002a; (5) Ouchi et al. 2003; (6) Rhoads & Malhotra 2001; Rhoads et al. 2003; (7) Kodaira et al. 2003; (8) Maier et al. 2003; (9) Martin & Sawicki 2004; (10) Hu et al. 2004; (11) Stanway, Bunker, & McMahon 2003; (12) Yan, Windhorst, & Cohen 2003; (13) Iwata et al. 2003; (14) Fontana et al. 2003; (15) Lehnert & Bremer 2003.

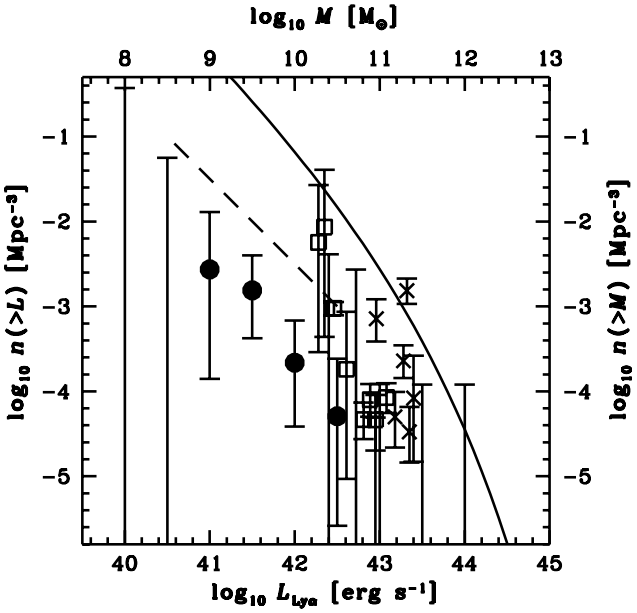


FIG. 13.—Number density of $z \sim 5$ sources brighter than L for Lyα surveys and $z \sim 5$ LBG surveys. The circles are for our cumulative number densities of *confirmed* sources brighter than L for subsurveys within the $4.6 < z < 5.6$ bin (described in Fig. 11). The squares are for the cumulative number densities of sources brighter than L inferred from other $z \sim 5$ Lyα line surveys, and the crosses are for data from $z \sim 5$ LBG surveys. The LBG surveys were converted to equivalent Lyα line luminosities (see § 7.1). The dashed curve shows a prediction from Haiman & Spaans (1999). The solid curve shows the cumulative number density of halos above the total mass given on the top axis; the mass scale (*top axis*) was calibrated to the Lyα luminosity scale using the simple model of § 7.2; the vertical scale is the same (*right axis*). The data are described in Table 3. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure*.]

Figure 13 plots the data from the $4.6 < z < 5.6$ bin of our survey (*circles*) with the data from the other Lyα surveys listed in Table 4 (*squares*). Note that these points are in general from different redshifts, and no redshift correction has been applied. The error bars shown are 95% confidence limits assuming Poisson errors.

A comparison of our data with published results shows that, by utilizing strong lensing, we have provided meaningful upper limits on the population of Lyα emission line galaxies 2 orders of magnitude fainter than previous surveys, in addition to providing confirmed data 1 order of magnitude fainter. With existing observational facilities, lensed surveys are the only way to probe to such depth.

At $L = 10^{42.5}$ ergs s^{-1}, where our survey overlaps other Lyα surveys, there is marginal consistency between our data and published results. Most of the other Lyα surveys are narrowband photometric surveys (in particular the three surveys with >10 sources in Table 4), where the points plotted represent not confirmed sources, but rather photometric candidates corrected for the spectroscopic success rate of a small sample. As noted above, Figure 13 represents data reported inhomogeneously, so some of the scatter may be related to the different redshift ranges and Lyα equivalent width criteria of the surveys, as well as errors in contamination estimation and possible errors in our interpretation of published information.

We detected no sources at $z > 5.6$. This is marginally inconsistent with existing data of source densities at $z = 5.7$ and 6.5. However, our lack of sources at $z > 5.6$ compared to other surveys is qualitatively consistent with our smaller number density of $4.6 < z < 5.6$ sources at $L = 10^{42.5}$ ergs s^{-1}.

For comparison, we have plotted results from five $z \sim 5$ LBG surveys (Stanway, Bunker, & McMahon 2003; Yan, Windhorst, & Cohen 2003; Iwata et al. 2003; Fontana et al. 2003; Lehnert & Bremer 2003). The parameters for these surveys are listed in Table 4, below the blank row. Again we have converted published data into number density as necessary and have taken a further step to plot those points on a Lyα line luminosity scale: the LBG survey limit was converted into a rest-frame UV continuum limit, then into an SFR using the relation of Kennicutt (1998), then into a Lyα line luminosity, assuming that 1 $M_\odot$ yr^{-1} of star formation produces 10^{42} ergs s^{-1} in the Lyα line (Kennicutt 1998, after converting Hα luminosity into Lyα luminosity). No unmitigated conclusions can be drawn from this comparison, although it is intriguing that the $z \sim 5$ LBG surveys could be discovering a population similar to the Lyα emission line galaxies, if the Lyα line is typically $\frac{1}{3}$ the value expected based on the UV continuum SFR. This is similar to the ratio observed in the $z = 5.7$ sample of Lyα emitters of Ajiki et al. (2003) and in two galaxies at $z = 6.5$ by Hu et al. (2002b) and Kodaira et al. (2003). However, four of six confirmed $4.8 < z < 5.8$ galaxies selected with the Lyman break technique by Lehnert & Bremer (2003) have Lyα line fluxes less than 10% of the values naively predicted from their UV continuum SFRs. This latter observation suggests that the populations are distinct, or at least that $z \sim 5$ LBGs are a superset of Lyα emitters at that redshift (see also Hu et al. 2004). Further observations at $z \sim 5$ are necessary to clarify the relationship of the populations discovered by these two methods.

7.2. *Comparison with Theoretical Models*

First we compare our results with those of the Lyα emitter model of Haiman & Spaans (1999), who predicted the abundance of Lyα emitters over a range of redshifts and luminosities. In Figures 13 and 14 we plot the predictions of their

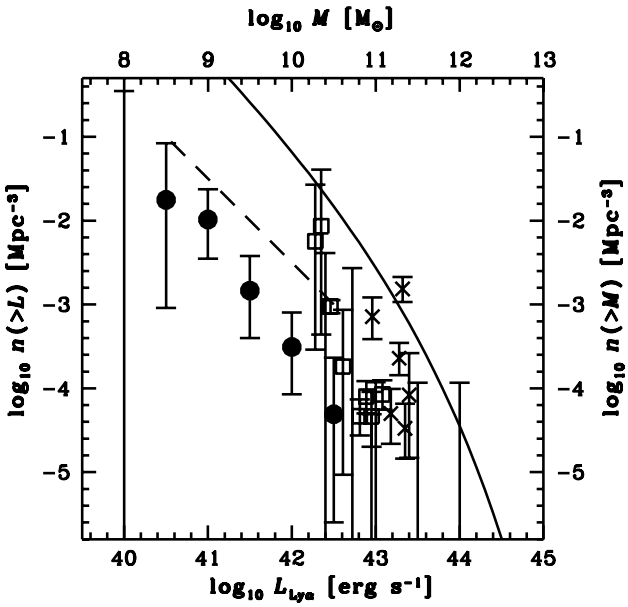


FIG. 14.—Number density of $z \sim 5$ sources brighter than L for Lyα surveys and $z \sim 5$ LBG surveys. The circles are our cumulative number densities of *confirmed and likely* sources brighter than L for subsurveys within the $4.6 < z < 5.6$ bin (described in Fig. 12). The other symbols are the same as in Fig. 13. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure*.]

fiducial model at $z = 5$ as a dashed curve from $\log_{10}L = 40.5$ to 42.5. The shape of the luminosity function predicted by Haiman & Spaans (1999) is similar to our observed points, but their fiducial model predicts approximately an order of magnitude more sources than we find. Their models could be reconciled with our data by adopting mass-dependent values of the star formation efficiency or covering fraction of dusty clouds inside the galaxies.

As a basis for comparing our results with those of a simple theoretical model, in Figures 13 and 14 we replot the luminosity function from Figure 1 (converted into cumulative form), assuming no suppression of the SFR in low-mass halos. This simple interpretation of the Lyα luminosity function relates the number density of galaxies to dark matter halos. We then converted baryons within those dark matter halos into stars and stellar ionizing light into Lyα photons. Unlike Haiman & Spaans (1999), we made no attempt to model the radiative transfer of the Lyα photons.

Specifically, our model assumed that the ratio of baryons to total mass in each halo followed the universal ratio Ω_b/Ω_m. A fraction of 10% of the baryons in each halo was converted into stars every halo dynamical time (defined as the ratio of the halo virial radius to the halo circular velocity at the virial radius). The Hubble time at $z = 5$ is roughly 10 times longer than the halo dynamical time; thus, it is possible for such halos to maintain steady star formation at this rate. The SFR was converted into an ionizing-photon rate using a Salpeter IMF with 1/20 solar metallicity (Leitherer et al. 1999). We assumed that the escape fraction of ionizing photons, $f_{\rm esc}$, was 10%, and that $\frac{2}{3}$ of the remaining photons were converted into Lyα emission (Osterbrock 1989). The Lyα emission line flux is proportional to $1 - f_{\rm esc}$, so is not sensitive to the escape fraction of ionizing photons unless $f_{\rm esc} \simeq 1$.

The luminosity function predicted by this simple model provides a poor fit to our data. In the context of the model, it is instructive to think of two modifications that would make the predicted luminosity function more closely match our data. The first is to decrease the efficiency factors used to convert halo mass to Lyα luminosity in a given halo. Alternately, the model curve could be brought into agreement with our data if the efficiency factor for the production of Lyα was correct for a fraction of halos, but the rest had no observable Lyα emission at the time of observation.

There are three efficiencies that contribute to the overall conversion of halo mass into Lyα luminosity, namely, the fraction of baryons converted into stars per halo dynamical time, the stellar emissivity of ionizing photons, and the fraction of ionizing photons observed as Lyα emission. Lowering the combined efficiency by 1.5–2 orders of magnitude would bring the model luminosity function into close agreement with our data. There is some difference in the shape of the curve compared to our data, but this difference is not significant.

In the case in which only a fraction of halos contain Lyα emitters, we would require about 1% of halos to contain emitters at any given time. This could be because, in contrast to the simple model we described, star formation is episodic in nature. In addition, there could be a timescale associated with the escape of Lyα photons, such that, for example, dust extinguishes Lyα emission at the beginning of a starburst, but eventually the dust is expelled and the Lyα emission line becomes visible (e.g., Shapley et al. 2003). If only some halos contain galaxies, for whatever reason, then this formalism of assuming that only a fraction of halos contain Lyα emitters can also be used, where the fraction now represents a filling factor, rather than a duty cycle.

The resolution of the discrepancy between our data and the model curve has important implications for the mass of the halos that contain the Lyα emitters. If we overestimated the Lyα photon production efficiency in our model, then the association between halo mass and Lyα emitter expressed in Figures 13 and 14 is not correct: the halo mass of our population of emitters at $L \simeq 10^{41.5}$ ergs s^{-1} should be $\sim 10^{11}\ M_\odot$. This is the largest mass that could be inferred for this population, assuming a maximum of one Lyα emitter per halo. From the arguments of § 3, we may expect that halos with masses $\gtrsim 10^{10}\ M_\odot$ form stars roughly similarly to one another; i.e., although negative feedback may be important in regulating star formation, it is ineffective in halos this massive. Consequently, for this low-efficiency, high halo mass solution to the discrepancy, we expect that our data should follow the shape of the dark matter halo mass function, which they do.

In contrast, if we resolve the discrepancy between the model and our data by assuming that the efficiency we calculated is correct for a fraction of halos and that the rest are empty of Lyα emission, then the mass association in Figures 13 and 14 is correct. This implies a halo mass of only $\sim 10^{9.5}\ M_\odot$ for our Lyα emitters at $L \simeq 10^{41.5}$ ergs s^{-1}. Depending on the characteristic mass scale at which negative feedback becomes a dominant process, the Lyα luminosity function may already deviate from the shape of the mass function at $\sim 10^{9.5}\ M_\odot$ (see Fig. 1). Our data are slightly flatter than the mass function and consistent with any of the luminosity functions plotted in Figure 1.

Our theoretical interpretation so far has relied exclusively on our data, which are consistent with the shape of the relevant halo mass function. However, if we consider all of the available Lyα data, there is some evidence for a flatter Lyα luminosity function. The heterogeneous nature of the Lyα survey data plotted in Figures 13 and 14 makes it difficult to draw firm conclusions, but a combination of data at $L \gtrsim 10^{42.5}$ ergs s^{-1} suggests that our data point at $L = 10^{41.5}$ ergs s^{-1} may be 0.5–1 dex lower than an extrapolation of the Lyα luminosity function from higher luminosity, assuming that the luminosity function shape matches the mass function shape. Thus, we conclude that our data, in combination with other Lyα surveys, suggest that strong negative feedback is suppressing the SFR, and thus Lyα luminosity, in our sources.

Hamana et al. (2003) used clustering data to estimate the mass of the halos containing Lyα emitters at $z = 4.9$. They concluded that the characteristic halo mass of those sources is $5 \times 10^{12}\ M_\odot$ (Shimasaku et al. 2003 find a halo mass of $\sim 10^{12}\ M_\odot$ for similar $z = 4.9$ emitters on the basis of a large-scale structure feature in their survey). This conclusion would support the low-efficiency, high halo mass solution to the difference between our model luminosity function and our data. However, the number density of $z = 4.9$ emitters is larger, by about a factor of 5–10, than the number density of $10^{12}\ M_\odot$ halos (Hamana et al. 2003). This implies, contrary to our assumption above, that there is more than one Lyα source per halo. The virial radius of a $z = 5$, $10^{12}\ M_\odot$ halo is $8\farcs5$, so multiple sources inside a single halo may be observed as separate sources, although this should create a very distinct signature in the spatial distribution of sources (or extended nature, if the sources are unresolved) that has not been reported by other Lyα emitter surveys.

While current information on the masses of Lyα emitter halos is still limited, progress will continue to be made at $L \gtrsim 10^{42.5}$ ergs s^{-1} by large Lyα surveys. Unfortunately, surveys for low-luminosity Lyα emitters will not provide sufficient survey area for clustering studies in the near future.

Lensed surveys such as ours, in particular, do not lend themselves to easy clustering analysis, because the contiguous survey volume is very complex and limited in size by the mass of the lensing foreground cluster. As an aside, we comment that Poisson errors dominate the uncertainty in the number densities plotted in Figures 11 and 12 (and Figs. 13 and 14 for our survey), assuming the maximum mass for the halos containing our emitters (i.e., every halo contains a source; see above for a caveat), and using the clustering formalism of Mo & White (2002).

Until the advent of large-area, low-luminosity Lyα surveys, the only constraint on the mass of the halos containing the emitters, and thus the only path toward understanding the suppression of star formation in low-mass halos, lies in detecting source populations with high number densities, such that the halo mass function, and the assumption that there is at most one source per halo, can be used to infer a maximum halo mass for the population of Lyα emitters. This is strong motivation for future surveys to continue to use strong lensing to survey small volumes to considerable depths for faint, Lyα-emitting sources.

8. SUMMARY

We performed a systematic survey for Lyα emission at $2.2 < z < 6.7$ using strong lensing from intermediate-redshift clusters of galaxies to boost our survey sensitivity to unprecedented depths. We detected three confirmed and two likely Lyα emitting galaxies at $4.7 < z < 5.6$, with (unlensed) Lyα line luminosities of 2.8×10^{41} ergs s^{-1} $< L < 7.4 \times 10^{42}$ ergs s^{-1}. Our survey covered 4.2 arcmin^2 on the sky, with a maximum volume of 4×10^4 Mpc^3 over $4.6 < z < 6.7$. We find no evidence for redshift evolution of the number density of Lyα-emitting galaxies between $z \sim 5$ and $z \sim 6$, although our data are also consistent with a decrease in number density with increasing redshift.

We present the first meaningful constraints on the luminosity function of Lyα emitters at $4.6 < z < 5.6$ over the (unlensed) Lyα luminosity range 10^{40} ergs s^{-1} $< L < 10^{42}$ ergs s^{-1}, corresponding to inferred star formation rates of 0.01–1 $M_\odot$ yr^{-1}. From a consideration of the number density of dark matter halos, we conclude that our population of sources at $L \sim 10^{41.5}$ ergs s^{-1} resides in halos of mass $\lesssim 10^{11}$ $M_\odot$.

Our number density data are consistent with a Lyα luminosity function with the same shape as the halo mass function, but a consideration of all available Lyα survey data implies that we have observed a flattening of the Lyα luminosity function with respect to the halo mass function. We may have detected evidence of the suppression of star formation in low-mass halos at high redshift, as predicted by theoretical models of galaxy formation.

We thank Alice Shapley for many enlightening conversations. We thank Graham Smith for help with mass modeling of some clusters. We also thank Pieter van Dokkum, Andrew Firth, and Tommaso Treu for help obtaining and reducing the observations. We thank our anonymous referee and Cristiano Porciani for helpful comments.

We gratefully acknowledge the helpful staff at Keck Observatory and the teams responsible for the creation and maintenance of the telescopes and instruments there.

The authors recognize and acknowledge the very significant cultural role and reverence that the summit of Mauna Kea has always had within the indigenous Hawaiian community. We are most fortunate to have the opportunity to conduct observations from this mountain.

M. R. S. acknowledges the support of NASA GSRP grant NGT5-50339. J. P. K. acknowledges support from CNRS and Caltech.

REFERENCES

Ajiki, M., et al. 2003, AJ, 126, 2091
Barger, A. J., Cowie, L. L., Capak, P., Alexander, D. M., Bauer, F. E., Brandt, W. N., Garmire, G. P., & Hornschemeier, A. E. 2003, ApJ, 584, L61
Barkana, R., & Loeb, A. 1999, ApJ, 523, 54
———. 2000, ApJ, 539, 20
———. 2003, Nature, 421, 341
Becker, R. H., et al. 2001, AJ, 122, 2850
Benson, A. J., Frenk, C. S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Cole, S. 2002a, MNRAS, 333, 177
Benson, A. J., Lacey, C. G., Baugh, C. M., Cole, S., & Frenk, C. S. 2002b, MNRAS, 333, 156
Bézecourt, J., Kneib, J.-P., Soucail, G., & Ebbels, T. M. D. 1999, A&A, 347, 21
Blandford, R. D., & Narayan, R. 1992, ARA&A, 30, 311
Dekel, A., & Silk, J. 1986, ApJ, 303, 39
Dey, A., Spinrad, H., Stern, D., Graham, J. R., & Chaffee, F. H. 1998, ApJ, 498, L93
Djorgovski, S. G., Castro, S., Stern, D., & Mahabal, A. A. 2001, ApJ, 560, L5
Ellis, R. S., Santos, M. R., Kneib, J.-P., & Kuijken, K. 2001, ApJ, 560, L119
Fan, X., Narayanan, V. K., Strauss, M. A., White, R. L., Becker, R. H., Pentericci, L., & Rix, H. 2002, AJ, 123, 1247
Fan, X., et al. 1999, AJ, 118, 1
———. 2000, AJ, 119, 1
———. 2001, AJ, 121, 31
Fontana, A., Poli, F., Menci, N., Nonino, M., Giallongo, E., Cristiani, S., & D'Odorico, S. 2003, ApJ, 587, 544
Franx, M., Illingworth, G. D., Kelson, D. D., van Dokkum, P. G., & Tran, K. 1997, ApJ, 486, L75
Frye, B., Broadhurst, T., & Benítez, N. 2002, ApJ, 568, 558
Gallego, J., Zamorano, J., Aragón-Salamanca, A., & Rego, M. 1995, ApJ, 455, L1
Gnedin, N. Y. 2000, ApJ, 542, 535
Haiman, Z. 2002, ApJ, 576, L1
Haiman, Z., & Spaans, M. 1999, ApJ, 518, 138
Hamana, T., Ouchi, M., Shimasaku, K., Kayo, I., & Suto, Y. 2003, MNRAS, 347, 813
Harris, W. E. 1996, AJ, 112, 1487
Hu, E. M., Cowie, L. L., Capak, P., McMahon, R. G., Hayashino, T., & Komiyama, Y. 2004, AJ, 127, 563
Hu, E. M., Cowie, L. L., & McMahon, R. G. 1998, ApJ, 502, L99
Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., Capak, P., Iwamuro, F., Kneib, J.-P., Maihara, T., & Motohara, K. 2002a, ApJ, 568, L75
———. 2002b, ApJ, 576, L99
Hu, E. M., McMahon, R. G., & Cowie, L. L. 1999, ApJ, 522, L9
Ivison, R. J., Smail, I., Le Borgne, J.-F., Blain, A. W., Kneib, J.-P., Bezecourt, J., Kerr, T. H., & Davies, J. K. 1998, MNRAS, 298, 583
Iwata, I., Ohta, K., Tamura, N., Ando, M., Wada, S., Watanabe, C., Akiyama, M., & Aoki, K. 2003, PASJ, 55, 415
Kennicutt, R. C., Jr. 1998, ARA&A, 36, 189
Kneib, J.-P. 1993, Ph.D. thesis, Univ. Paul Sabatier
Kneib, J.-P., Ellis, R. S., Smail, I., Couch, W. J., & Sharples, R. M. 1996, ApJ, 471, 643
Kodaira, K., et al. 2003, PASJ, 55, L17
Krauss, L. M., & Chaboyer, B. 2003, Science, 299, 65
Lehnert, M. D., & Bremer, M. 2003, ApJ, 593, 630
Leitherer, C., et al. 1999, ApJS, 123, 3
Lilly, S., Tran, K., Brodwin, M., Crampton, D., Juneau, S., & McCracken, H. 2003, ApJ, submitted (astro-ph/0304376)
Maier, C., et al. 2003, A&A, 402, 79
Martin, C. L., & Sawicki, M. 2004, ApJ, 603, 414
Massey, P., & Gronwall, C. 1990, ApJ, 358, 344
Mather, J. C., & Stockman, H. S. 2000, Proc. SPIE, 4013, 2
Mo, H. J., & White, S. D. M. 2002, MNRAS, 336, 112
Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., Stadel, J., & Tozzi, P. 1999, ApJ, 524, L19

Neufeld, D. A. 1991, ApJ, 370, L85
Oke, J. B., et al. 1995, PASP, 107, 375
Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei (Mill Valley: University Science Books)
Ouchi, M., et al. 2003, ApJ, 582, 60
Partridge, R. B., & Peebles, P. J. E. 1967, ApJ, 147, 868
Pelló, R., et al. 1999, A&A, 346, 359
Pettini, M., Madau, P., Bolte, M., Prochaska, J. X., Ellison, S. L., & Fan, X. 2003, ApJ, 594, 695
Pritchet, C. J. 1994, PASP, 106, 1052
Rhoads, J. E., & Malhotra, S. 2001, ApJ, 563, L5
Rhoads, J. E., Malhotra, S., Dey, A., Stern, D., Spinrad, H., & Jannuzi, B. T. 2000, ApJ, 545, L85
Rhoads, J. E., et al. 2003, AJ, 125, 1006
Santos, M. R. 2004, MNRAS, 349, 1137
Scannapieco, E., & Broadhurst, T. 2001, ApJ, 549, 28
Scannapieco, E., Ferrara, A., & Broadhurst, T. 2000, ApJ, 536, L11
Schechter, P. 1976, ApJ, 203, 297
Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, ApJ, 588, 65
Sheinis, A. I., Bolte, M., Epps, H. W., Kibrick, R. I., Miller, J. S., Radovan, M. V., Bigelow, B. C., & Sutin, B. M. 2002, PASP, 114, 851
Sheth, R. K., & Tormen, G. 2002, MNRAS, 329, 61
Shimasaku, K., et al. 2003, ApJ, 586, L111
Smith, G. P., Edge, A. C., Eke, V. R., Nichol, R. C., Smail, I., & Kneib, J.-P. 2003, ApJ, 590, L79
Sokasian, A., Abel, T., & Hernquist, L. 2003, MNRAS, 340, 473
Somerville, R. S. 2002, ApJ, 572, L23
Songaila, A. 2001, ApJ, 561, L153
Songaila, A., & Cowie, L. L. 2002, AJ, 123, 2183
Spergel, D. N., et al. 2003, ApJS, 148, 175
Stanway, E. R., Bunker, A. J., & McMahon, R. G. 2003, MNRAS, 342, 439
Stern, D., & Spinrad, H. 1999, PASP, 111, 1475
Taniguchi, Y., Shioya, Y., Ajiki, M., Fujita, S. S., Nagao, T., & Murayama, T. 2003, J. Korean Astron. Soc., 36, 123
van Dokkum, P. G. 2001, PASP, 113, 1420
Weymann, R. J., Stern, D., Bunker, A., Spinrad, H., Chaffee, F. H., Thompson, R. I., & Storrie-Lombardi, L. J. 1998, ApJ, 505, L95
Yan, H., Windhorst, R. A., & Cohen, S. H. 2003, ApJ, 585, L93

Annexe E

article : Kneib et al. (2004a)

The Astrophysical Journal, 607:697–703, 2004 June 1
© 2004. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

A PROBABLE $z \sim 7$ GALAXY STRONGLY LENSED BY THE RICH CLUSTER A2218: EXPLORING THE DARK AGES[1]

Jean-Paul Kneib,[2,3] Richard S. Ellis,[3] Michael R. Santos,[3,4] and Johan Richard[2,3]

Received 2004 January 7; accepted 2004 February 17

ABSTRACT

We discuss the observational properties of a remarkably faint triply imaged galaxy revealed in a deep z'-band Advanced Camera for Surveys observation of the lensing cluster A2218 ($z = 0.175$). A well-constrained mass model for the cluster, which incorporates the outcome of recent Keck spectroscopic campaigns, suggests that the triple system arises via a high-redshift ($z > 6$) source viewed at high magnification ($\simeq$25 times). Optical and infrared photometry from *Hubble Space Telescope* and the Keck Observatory confirms the lensing hypothesis and suggests that a significant discontinuity occurs in the spectral energy distribution within the wavelength interval 9250–9850 Å. If this break is associated with Gunn-Peterson absorption from neutral hydrogen, a redshift of $6.6 < z < 7.1$ is inferred. Deep Keck spectroscopy conducted using both optical and infrared spectrographs fails to reveal any prominent emission lines in this region. However, an infrared stellar continuum is detected whose decline below 9800 Å suggests a spectroscopic redshift toward the upper end of the range constrained photometrically, i.e., $z \simeq 7$. Regardless of the precise redshift, the source is remarkably compact ($\lesssim 1\ h_{70}^{-1}$ kpc) and faint ($z_{\rm F850LP} = 28.0$) yet is undergoing vigorous star formation at a rate $\simeq 2.6\ M_\odot\ {\rm yr}^{-1}$. An intriguing property is the steep slope of the ultraviolet continuum implied by the photometry, which may suggest that the source is representative of an early population of galaxies responsible for cosmic reionization. Independent verification of these results is highly desirable, but our attempts highlight the difficulty of studying such sources with present facilities and the challenges faced in pushing back the frontiers of the observable universe beyond $z \sim 6.5$.

Subject headings: cosmology: observations — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: high-redshift — gravitational lensing

On-line material: color figures

1. INTRODUCTION

Reionization was a landmark event that imprinted a signature over the scale of the entire universe. After decades of lower limits on the redshift at which it occurred, recent observations of QSOs discovered by the Sloan Digital Sky Survey (Becker et al. 2001; Djorgovski et al. 2001; Fan et al. 2002) suggest that reionization was just finishing at $z \sim 6-6.5$. The discovery of $z \simeq 6.5$ galaxies with strong Lyα emission (Hu et al. 2002; Kodaira et al. 2003) is illustrative of possible sources which may be responsible. Analysis of recent temperature and polarization fluctuation data from the *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (*WMAP*) satellite suggests an optical depth for Thompson scattering of $\tau = 0.17 \pm 0.04$, implying that reionization began at higher redshift, perhaps as early as $z \sim 15$–20 (Kogut et al. 2003; Spergel et al. 2003).

The discovery of star-forming galaxies at $z \simeq 6.5$ is an important step toward understanding the nature of the sources responsible for the end of cosmic reionization. However, to explore the earlier stages implied by the *WMAP* results, it is necessary to push the search for star-forming systems to higher redshifts. With current facilities, this is technically very challenging. It is perhaps salutary to note that the current redshift frontier ($z = 6.5$, corresponding to an observed Lyα wavelength of 9200 Å) is coincident with the wavelength at which optical CCD detectors fall significantly in their quantum efficiency. Ground-based infrared spectroscopy, necessary for exploring sources at higher redshift, is especially difficult at faint limits.

Color-based searches for $z > 6$ sources with the Advanced Camera for Surveys (ACS) on board the *Hubble Space Telescope* (*HST*) is now recognized as a valuable way of locating $z > 6$ sources. Promising results have been obtained by utilizing the long wavelength F850LP (z'-band) filter in conjunction with deep infrared imaging on *HST* or with large ground-based telescopes (Bouwens et al. 2003; Yan et al. 2003; Stanway et al. 2004; Dickinson et al. 2004). In view of significant contamination of red "drop-out" samples by cool stars (e.g., Stanway et al. 2004), the primary challenge lies in spectroscopically verifying faint candidates (e.g., Dickinson et al. 2004). Neither optical nor infrared spectrographs on the current generation of ground-based telescopes may have the sensitivity to give convincing results unless strong emission lines are present. Although most of the distant sources found beyond $z \simeq 5$ have been identified via strong Lyα emission (Stern & Spinrad 1999; Spinrad 2003), some sources should have weak or no Lyα emission (e.g., Spinrad et al. 1998). Indeed, a significant fraction ($\sim$75%) of the most intensely star-forming galaxies located by color selection techniques at $z \simeq 3$, reveal Lyα only in absorption (Shapley et al. 2003).

Gravitational magnification by foreground clusters of galaxies, whose mass distributions are tightly constrained by arcs and multiple images of known redshift, has already provided

[1] Using data obtained with the *Hubble Space Telescope*, operated by AURA, Inc., for NASA and the W. M. Keck Observatory on Mauna Kea, Hawaii. The W.M. Keck Observatory is operated as a scientific partnership among the California Institute of Technology, the University of California, and NASA, and was made possible by the generous financial support of the W.M. Keck Foundation.

[2] Observatoire Midi-Pyrénées, UMR5572, 14 Avenue Edouard Belin, 31000 Toulouse, France.

[3] Caltech, Astronomy, 105-24, Pasadena, CA 91125.

[4] Institute of Astronomy, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK.

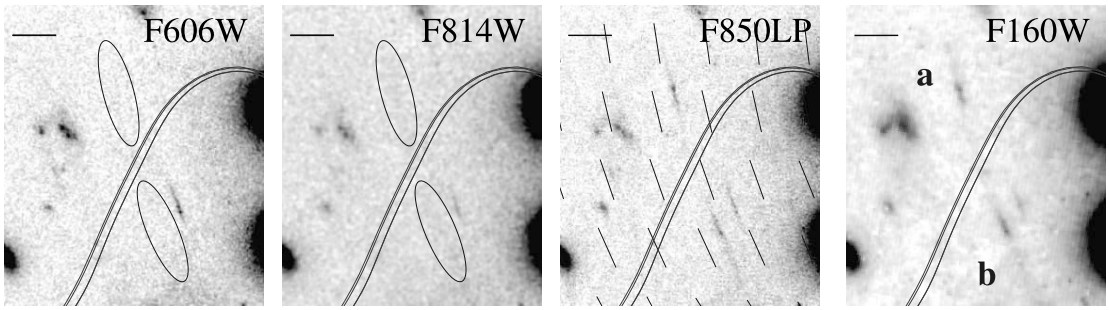


FIG. 1.—WFPC2-F606W, WFPC2-F814W, ACS-F850LP, and NICMOS-F160W images of A2218 of the new faint pair in the lensing cluster A2218 ($z = 0.175$). The signals redward of the WFPC2-F814W observation suggest a marked break occurs in the continuum signal at around 9600 Å. curves correspond to the predicted location of the critical lines at $z_s = 5$, 6.5, and 7 (from bottom to top, the latter two being almost coincident). The scale bar at the top left of each image represents 2″. The predicted shear direction (*thin segments*) closely matches the orientation of the lensed images. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

new information on the abundance of high-redshift objects (Kneib et al 1996; Santos et al. 2004). Particularly high magnifications ($\simeq$10–50 times) are expected in the "critical regions," which can be located precisely in well-understood clusters for sources occupying specific redshift ranges (Ellis et al. 2001). Although the volumes probed in this way are far smaller than those addressed in panoramic narrowband surveys (Hu et al. 1998, 2004; Malhotra et al. 2001) or the color-based surveys cited earlier, if the surface density of background sources is sufficient, lensing may provide the necessary boost for securing the first glimpse of young cosmic sources beyond $z \simeq 6.5$ (Santos et al. 2004).

In the course of studying the detailed rest-frame properties of the image pair of a lensed $z = 5.576$ galaxy in the cluster A2218 (Ellis et al. 2001), we have discovered a new faint pair of images in a deep z'-band ACS observation of this cluster. On the basis of the geometrical configuration of this pair and its photometric properties, we concluded that the images most likely arise via strong magnification of a distant $z > 6$ source. The implied high redshift of this source led us to explore its properties in more detail.

The plan of the paper is as follows. We present the photometric observations in § 2. Section 3 discusses redshift constraints determined independently from the lensing model of A2218 and the spectral energy distribution (SED) based on broadband photometry. Section 4 summarizes our attempts to detect Lyα emission spectroscopically and discusses the implications of a continuum discontinuity seen in the infrared spectrum. We discuss the source properties and implications further in § 5. Throughout we assume a cosmological model with $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, and $H_0 = 70$ km s^{-1} Mpc^{-1}.

2. PHOTOMETRIC OBSERVATIONS

The source in question was originally discovered as a pair of images (Fig. 1, *a* and *b*) with reflection symmetry and a separation of 7″ in a deep (five-orbit, 11.31 ks) *HST* ACS-F850LP (z'-band) observation of the A2218 cluster of galaxies. The observation was conducted as part of GO program 9452 (PI: Ellis) to characterize the stellar continuum in the lensed pair at $z = 5.576$ discussed earlier by Ellis et al. (2001).

The new ACS images were reduced using standard IRAF[5] and STSDAS routines. The source was found by blinking the reduced F850LP image with two archival images taken at shorter wavelength with the F814W and F606W filters of the Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) (SM-3a ERO program 8500, PI: Fruchter; exposure time F606W: 10 ks, F814W: 12 ks). A prominent discontinuity in the brightness of the pair can be seen viewing, in sequence, the F850LP, F814W, and F606W frames (Fig. 1). Together with the geometrical arrangement and symmetry of the pair in the context of our mass model for A2218, this suggested the source is at high redshift and gravitationally magnified by the cluster (see § 3).

The two images have similar appearance in the *HST* NICMOS F160W image. These *H*-band data were also obtained under the GO program 9452 and were acquired in a four-orbit continuous viewing zone observation totaling 22.2 ksec of exposure time. Similarly, we also identified the lensed pair in a deep Keck NIRC *J*-band image (5.64 ks exposure) taken in 0.″65 seeing on 2002 July 22 and 23 (A. Blain & N. Reddy 2003, private communication).

A clear mirror symmetry is seen in the *HST* data; both images contain a bright core, a second fainter knot, and extended emission of lower surface brightness. The orientation of the pair also closely matches the predicted shear direction (Fig. 1). The lensing hypothesis is further verified by comparing the colors of the two images *a* and *b* using the available photometric data summarized in Table 1.[6] Colors were computed using a fixed elliptical aperture and are identical for both images within the uncertainties. (For the $z_{850LP}-J$ color, the ACS z'-band image was convolved by a Gaussian to match the seeing of the Keck NIRC *J* image).

3. REDSHIFT CONSTRAINTS

3.1. *Gravitational Lensing*

In the context of the tightly constrained mass model of A2218 (Kneib et al. 1996), updated to include the properties of the $z = 5.576$ pair identified by Ellis et al. (2001) and the more recent confirmation of a triply imaged submillimeter selected source at $z = 2.515$ (Kneib et al. 2004a), the symmetry expected for a lensed pair around the critical line implies a source redshift $z_s > 6$ (see curves in Fig. 1). The absolute location of the $z = 6$ critical line is particularly well understood in this region from the measured symmetry of the adjacent $z = 5.576$ pair around its critical line shown in Figure 2.

[5] IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

[6] All photometric quantities are based on the Vega system.

TABLE 1
OBSERVED PHOTOMETRY FOR THE TRIPLE SYSTEM

FILTER	IMAGE		
	a	*b*	*c*
α_{J2000}	16 35 54.73	16 35 54.40	16 35 48.92
δ_{J2000}	66 12 39.00	66 12 32.80	66 12 02.45
V_{606W}	not detected	not detected	not detected
I_{814W}	26.5 ± 0.2	26.4 ± 0.2	not detected
z_{850LP}	24.38 ± 0.05	24.54 ± 0.05	25.9 ± 0.1
J	23.4 ± 0.3	23.5 ± 0.3	...
H_{160W}	22.96 ± 0.06	23.01 ± 0.07	...
V_{606W}-z_{850LP}	>3.6	>3.5	>2.1
I_{814W}-z_{850LP}	2.1 ± 0.2	1.9 ± 0.2	>1.8
z_{850LP}-J	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.4	...
z_{850LP}-H_{160W}	1.42 ± 0.1	1.53 ± 0.1	...
Magnification	25 ± 3	25 ± 3	5.3 ± 0.5

NOTES.—3 σ detection limits for a point source: $V_{606W} = 28.0$, $I_{814W} = 27.2$, $z_{850LP} = 26.7$, $J = 24.4$, and $H_{160W} = 25.8$. Units of right ascension are hours, minutes, and seconds, and units of declination are degrees, arcminutes, and arcseconds.

However, the lensing configuration for the new source provides only a fairly weak constraint on the precise redshift beyond this lower limit since the location of the critical line does not change significantly beyond $z \simeq 6$ (Fig. 1).

Our mass model for A2218 requires there to be a third image of the source, which we successfully located in the z'-band image at the expected position (Fig. 2*c*) and with the expected flux (Table 1). Although our photometric coverage of this third, fainter, image is not as complete as that for the primary pair (because of the smaller field of the infrared cameras used), importantly the *HST* photometry confirms the same discontinuity in flux seen between F850LP and F606W (Fig. 2; Table 1). The improved mass model suggests that all three images represent manifestations of a single source at $z > 6$ magnified by a factor of $\simeq$25 (in the case of images *a* and *b*). The intrinsic (unlensed) source brightness is $z_{850LP} = 28.0 \pm 0.1$, $H_{160W} = 26.5 \pm 0.1$.

3.2. *Spectral Energy Distribution*

Figure 3 summarizes the available broadband photometry for the brightest of the three images (Fig. 1*a*). We include, for completeness, the Keck NIRC *J* measurement, although, as a ground-based measurement, it is more adversely affected by crowding and background issues related to the adjacent luminous cluster members. Its low significance provides little more than evidence for a detection. Accordingly, we do not use the *J*-band data in any of the subsequent analysis.

A significant discontinuity in flux is apparent in the wavelength interval $\lambda\lambda$ ~9200 Å–1 μm. The overlap in sensitivity between the WFPC2 filter F814W and the *ACS* filter F850LP is of particular diagnostic use. If it is assumed the $z > 6$ source has a UV continuum that rises to shorter wavelengths with a discontinuity produced by a Gunn-Peterson trough at around $\lambda_{rest} = 1216$ Å, the ratio of the F814W and F850LP fluxes can be used to estimate the redshift depending on the slope of the UV continuum.

Assuming the SED is given by a simple relation, $f(\lambda) \propto \lambda^{-\alpha}$ for $\lambda/(1+z) > 1216$ Å and $f(\lambda) = 0$ otherwise, the accurate *HST* photometry (F606W, F814W, F850LP, F160W) implies the discontinuity occurs in the wavelength interval 9250–9850 Å, corresponding to $6.6 < z < 7.1$ (Fig. 3, *dashed lines*).[7] The photometric redshift constraint is particularly firm at the lower end. Below $z \simeq 6.6$ it is hard to justify the observed F814W and F850LP flux ratio regardless of the form of the SED. Therefore, in summary, the available *HST* photometry suggests the lensed source lies beyond $z \simeq 6.6$.

4. OPTICAL AND INFRARED SPECTROSCOPY

Given the possibility that the lensed source lies beyond a redshift $z \simeq 6.6$ with a Gunn-Peterson discontinuity in the wavelength range 9250–9850 Å, we next tried to detect Lyα emission in this region using both NIRSPEC (McLean et al. 1998) on Keck II and the Low Resolution Imaging Spectrograph (LRIS; Oke et al. 1995) on Keck I. If around half of the flux in the F850LP band arises via a Lyα emission line, in a manner analogous to the $z = 5.576$ source (Ellis et al. 2001), we consider that the LRIS campaign should be successful in securing the redshift, particularly since the lower part of the region to explore is, by good fortune, one of the "windows" of low OH sky emission used by narrowband imagers to locate Lyα emitters (e.g., Kodaira et al. 2003).

We used LRIS on two runs, 2003 May 31–June 1 and 2003 June 30–July 1 (see J.-P. Kneib et al. 2004, in preparation for a complete description of these data). During the first observing run, we observed the brighter pair of the triple system using the 600 line grating blazed at 1 μm for a total of 13.8 ks. The first night offered relatively poor conditions (cirrus, high humidity), but 9.0 ks was secured on the second night in slightly better conditions. For these observations the wavelength coverage ranged from 6930 to 9500 Å. No signal was detected from either image.

During the second observing run, we used the same configuration and integrated for 9.2 ks in relatively good conditions with ~0.″8 seeing. The wavelength coverage was extended slightly to the red to reach 9600 Å. In the following, only the second observing run will be utilized as the data quality is much better. Flux calibration was conducted using Feige 67, Feige 110, and Wolf 1346 spectrophotometric standards observed in twilight. The spectroscopic observations were reduced using IRAF. Despite the improved conditions, no continuum or emission lines were detected to 9600 Å from either image. The absence of any LRIS detection in the clean wavelength range 9000–9300 Å places an additional constraint on the lower redshift limit. In Figure 3 we illustrate this via an upper limit on the absolute flux (*black symbol*), which further suggests the source lies beyond $z \simeq 6.6$.

The NIRSPEC (McLean et al. 1998) observations were obtained with the Keck II telescope on the nights of 2003 May 10 and 11. The spectrograph was used in low-dispersion mode using a filter with transmission from 9500 to 11,200 Å. A slit width of 0.″76 was used to acquire the pair, giving a spectral resolution of $R = 1100$. We obtained 37 exposures of 900 s yielding a total integration time of 33 ks. We dithered along the slit between two different positions, verifying our pointing on a nearby reference star using the slit-viewing guide camera at each dither. These observations were also reduced using IRAF. Individual spectra were registered using offsets determined from simultaneous images obtained with the slit-viewing

[7] Although the weak NIRC *J* detection suggests a shallower UV slope, we give this discrepancy low weight in view of the superior quality of the *HST* data.

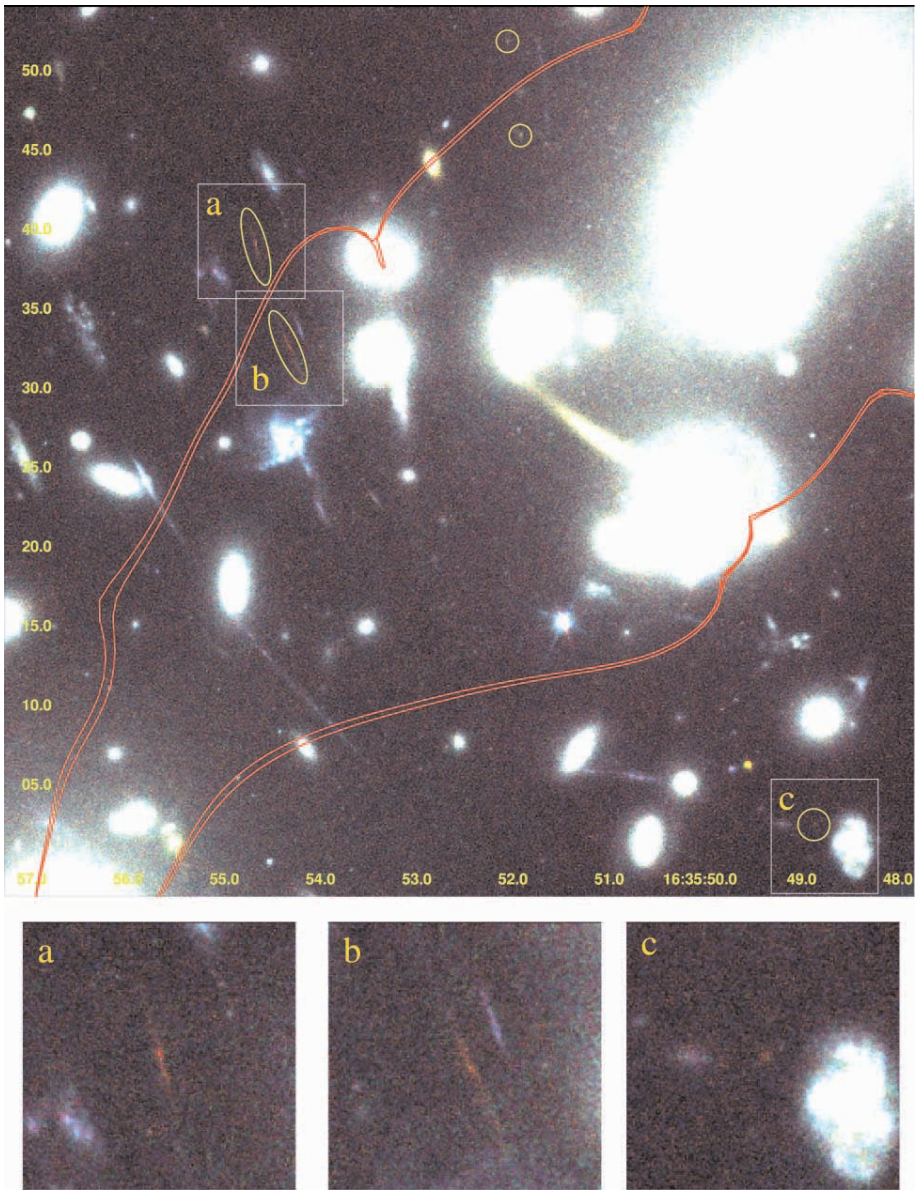


FIG. 2.—*Top*: Location of the image pair *a*, *b* and the third image *c* in a pseudocolor image made from the WFPC2-F606W, F814W, and ACS-F850LP images. The red curves refers to the critical lines of infinite magnification for sources placed at $z = 5.576$ and 7.0 in the context of the Kneib et al. (1996) mass model revised to include the $z = 5.576$ pair (shown as unlabeled circles at the top of the figure) discussed by Ellis et al. (2001) and a triply imaged SCUBA source at $z = 2.515$ (Kneib et al. 2004a). *Bottom*: Pseudocolor representation of the three images demonstrating their association with a single lensed source.

guide-camera. Our optimally combined spectrum of each image comprised 26 individual exposures, totaling an effective exposure time of 23 ks. All of the combined exposures were obtained in photometric conditions or through thin clouds. The data were flux-calibrated using observations of Feige 110 (Massey & Gronwall 1990), which provide an effective calibration from 9700 to 10,200 Å. Tests with two other standard stars (Feige 34 and Wolf 1346) indicate the relative flux calibration should be much more reliable than the absolute calibration; we have probably suffered from slit losses and possible absorption during the night because of faint cirrus. No emission lines were seen in the extracted NIRSPEC spectra, but a faint stellar continuum was detected for both images *a* and *b*; the signal is slightly stronger for image *a*.

Although observational selection plays an important role, as most successfully identified $z > 5$ galaxies display intense Lyα emission (Spinrad 2003), it is interesting to consider the maximum possible *observed* equivalent width, $W_{\rm max}$, implied by our nondetections in the LRIS and NIRSPEC data. Using our spectrophotometric calibration, assuming a line width of 5 Å and a conservative 5 σ detection limit, Figure 4 shows $W_{\rm max}$ as a function of wavelength for our data. Although OH airglow emission precludes detection in a few small wavelength regions, for 60% of the important 9000–9500 Å interval an observed equivalent width larger than 120 Å (a value much less than for most high-redshift star forming sources; Hu et al 2003) would have been detected. From 9000–9300 Å ($6.4 < z < 6.65$) and longward of 9550 Å ($z > 6.85$) the constraint is tighter. Because of the much deeper exposures with NIRSPEC and the stronger continuum redward of 9800 Å, a more stringent 5 σ upper limit of $W_{\rm max} < 60$ Å is derived for the 9550–11,100 Å window,

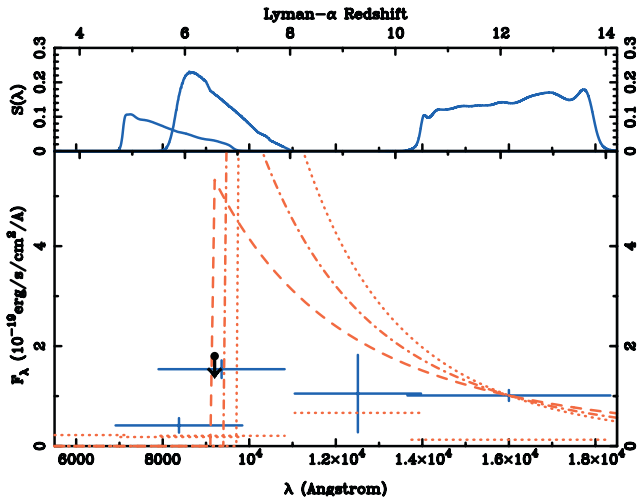


FIG. 3.—*Top*: Relative efficiencies of the filter+instrument used in our photometric observations. *From left to right*: WFPC2-F814W, ACS-F850LP, and NICMOS-F160W. *Bottom*: Spectral energy distribution of image *a* uncorrected for lensing magnification. Photometric points are indicated by blue crosses, and the 3 σ point source detection limits are indicated by horizontal dashed red lines below each data point. The nondetection of the continuum in the LRIS 9000–9300 Å window is indicated by the black arrow. Red dashed lines correspond to power-law SEDs [with $f \propto \lambda^{-\alpha}$ for $\lambda/(1+z) > 1216$ Å and $f = 0$ otherwise] with slope indices (from bottom to top at 1.2 10^4 Å) of $\alpha = 3$, 4, and 5. The available data are consistent with a neutral hydrogen break in the interval 9250–9850 Å corresponding to $6.6 < z < 7.1$.

effectively ruling out any reasonable level of emission in the redshift range $6.85 < z < 8.2$. Thus, it seems reasonable to deduce that, *if the redshift is not in the* $6.65 < z < 6.85$ *interval*, Lyα emission is either very weak or absent. It will be important in future, deeper, observations to rule out an

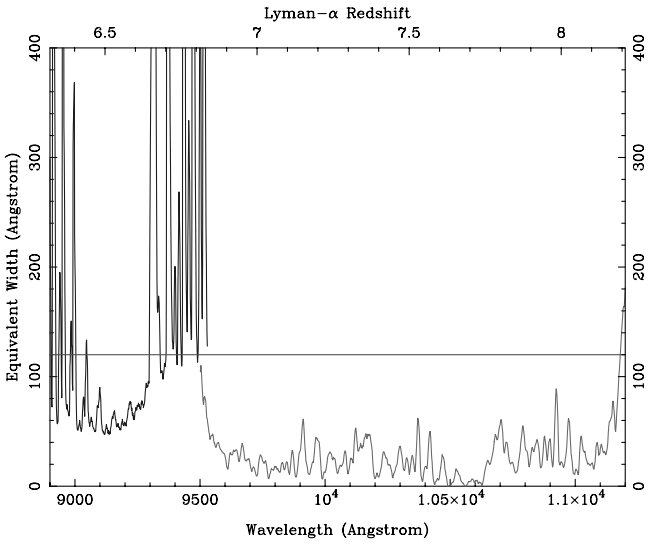


FIG. 4.—Observed equivalent width detection limit (5 σ), $W_{\max}$, for Lyα emission in the LRIS and NIRSPEC data assuming a line width of 5 Å. An emission line stronger than $W = 120$ Å (*horizontal line*), corresponding to an integrated line flux of 1.6×10^{-18} ergs s^{-1} cm^{-2} Å^{-1}, would have been seen for 60% of the wavelength range 9000–9500 Å. Constraints in the range 9000–9300 Å and beyond 9550 Å are tighter. The longer NIRSPEC integrations provide a maximum equivalent width below $W = 60$ Å for the entire 9550–11,100 Å range, corresponding to an integrated line flux of 7×10^{-19} ergs s^{-1} cm^{-2} Å^{-1}. [*See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.*]

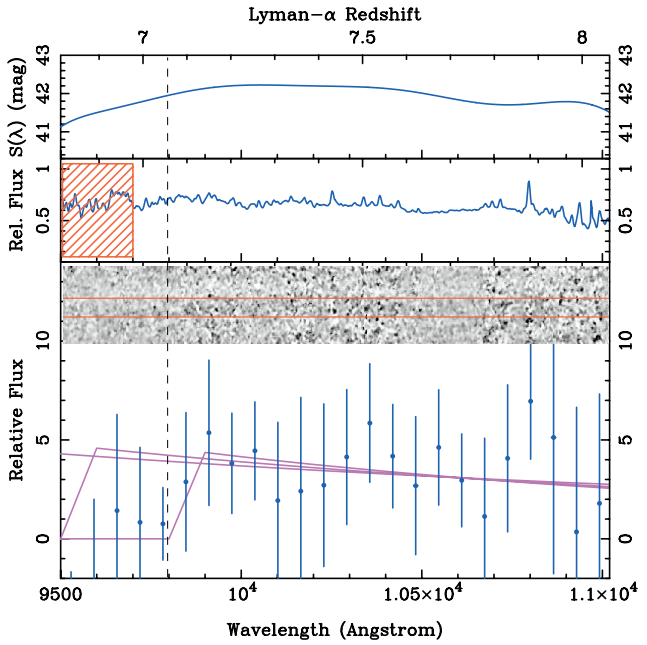


FIG. 5.—NIRSPEC spectrum for image *a* in the wavelength region 9500 Å–1.1 μm. *Top*: Relative sensitivity of NIRSPEC in the configuration used derived from three independent flux calibration stars. Adequate sensitivity is available over the entire range. *Middle*: Observed spectrum of one of these standards, Feige 110 illustrating a priori the absence of any strong atmospheric features in the reduction. The red hatched rectangle indicates the region where variable atmospheric absorption is expected (Massey & Gronwall 1990). *Bottom*: Flux-calibrated binned spectrum for image *a*. Error bars include the effect of wavelength-dependent OH emission. Curves represent UV SEDs consistent with the photometry (Fig. 3) spanning the range $6.6 < z < 7.1$. The absence of significant flux below 9800 Å suggests a redshift at the upper end of this range, i.e., $z \simeq 7$.

emission line hiding in the OH forest at ~9500 Å corresponding to a source at $z \sim 6.8$.

The absence of Lyα emission in a distant source may seem surprising. However, there are many examples of luminous Lyman break galaxies at lower redshift with weak or no emission (Shapley et al. 2003). Indeed, those authors claim only 20%–25% of star-forming examples show Lyα emission sufficiently prominent to be classified as narrowband excess objects.

The most important outcome of the long NIRSPEC exposure is the detection of a very faint continuum redward of 9800 Å (Fig. 5). A continuum signal is seen in both images. As it is stronger in image *a*, we will use this spectrum for the following analysis. Given the absence of Lyα emission and the inference of a photometric break in the wavelength range 9250–9850 Å, the key question is therefore the lowest wavelength at which a continuum signal can be seen in the NIRSPEC data.

Inspection of the data reveals a drop in the continuum flux at 9800 Å shortward of which there is no reliably detected signal despite a robust photometric calibration (see upper panels of Fig. 5). The OH spectrum is fairly clean in this region, although there is some atmospheric absorption that could affect the calibration at 9500–9700 Å. Although the feature itself is only marginal, the absence of flux below 9800 Å seems significant when one considers the photometric data summarized in Figure 3. Specifically, if the UV continuum extended down to 9250 Å, as would be the case if the source were at $z = 6.6$, it is difficult to understand why the stellar continuum is not detected to shorter wavelengths

(Fig. 5). Although this weak feature is the only indicator in our exhaustive attempts to measure a spectroscopic redshift, if it is indeed the cause of the Gunn-Peterson edge inferred from the photometric data, a redshift of $z \simeq 7.05$ is implied. In this case, the photometric redshift analysis discussed in § 3.2 would indicate a steep UV continuum slope of $\alpha = 5$.

5. A $z \simeq 7$ SOURCE

Clearly identifying the redshift of this source has been extremely challenging, and further studies would be highly desirable to confirm our conclusions. We have introduced three independent arguments that, taken in combination, justify why the newly located multiple images arise via a single lensed source at a redshift $z \sim 7$. First, the geometrical configuration of images *a*, *b*, and *c* with respect to the critical line in this well-modeled cluster indicates $z > 6$. We argued that the location of the critical line in the vicinity of the pair is tightly constrained from the successful identification of the earlier source at $z = 5.576$ (Ellis et al 2001). Second, there is a strong break indicated in the SED delineated by the broadband photometry extending from the F606W to F160W (H) filters, arguing for a redshift $6.6 < z < 7.1$. The lower redshift limit $z > 6.6$ is particularly firm and supported by the absence of any LRIS continuum signal in the wavelength range 9000–9300 Å. Finally, the absence of any detectable signal below 9800 Å seen in the NIRSPEC continuum argues the redshift lies in the upper end of the photometric range, $z \simeq 7$, as otherwise the rising UV continuum would have been detected.

Even if one disregards the weak feature in the NIRSPEC spectrum, the $6.6 < z < 7.1$ source is of considerable interest since, as we discussed in §§ 3–4, it is difficult to reconcile a spectral break at $\lambda > 9250$ Å with a UV continuum slope of $\alpha \lesssim 3$, assuming the UV continuum is described by a power law above the Lyα discontinuity (Fig. 3). Starburst models assuming Population II metallicity and a Salpeter stellar initial mass function (IMF) typically produce slopes of $\alpha \lesssim 2$ (Leitherer et al. 1999). Clearly, the inferred UV continuum of the $z \sim 7$ source rises faster to shorter wavelengths than for any of the models calibrated with local data. Models based on massive metal-free stars, such as those that may be expected close to the epoch of reionization (Abel et al. 2000; Bromm et al. 1999), do produce somewhat steeper UV slopes, $\alpha \simeq 3$ (Schaerer 2002). More precise photometry for this object, particularly in the 1–1.5 μm range is needed to understand this issue. If a steep UV slope ($\alpha \geq 3$) is indeed confirmed, the source may represent a promising candidate for a Population III starburst.

The star formation rate (SFR) of the source can be estimated from the stellar UV continuum luminosity. The unlensed F160W magnitude, $H_{160W} = 26.5 \pm 0.1$, translates into a specific flux of 2.35×10^{-31} ergs s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1} at 1.6 μm, assuming a smooth SED. The intrinsic specific luminosity at 2000 Å is then 1.85×10^{28} ergs s^{-1} Hz^{-1}, implying an SFR of 2.6 $M_\odot$ yr^{-1} using the Kennicutt (1998) empirical calibration. We estimate a 15% error arising from uncertainties in the photometry and magnification. This derived SFR is significantly higher than that for the $\simeq$0.5 $M_\odot$ yr^{-1} computed for the lensed source at $z = 5.576$ (Ellis et al. 2001) but within the range of typical Lyα emitters at $z \simeq 5.5$–6.5.

Our estimated SFR may suffer from two systematic errors. If dust is present, it will dim the UV continuum, causing us to underestimate the value. However, assuming a familiar selective extinction curve, reddening would then imply the intrinsic UV continuum slope is even steeper than $\alpha \simeq 3$–5. A second uncertainty arises from our assumed stellar IMF and metallicity via Kennicutt's local calibration. If the IMF is top-heavy or the metallicity is lower than in local starbursts, the SFR will likely have been overestimated.

Given the intense star formation, the apparent lack of Lyα emission is puzzling if dust extinction is not important. Weak or absent Lyα emission seen in the younger (<1 Gyr) Lyman break galaxies at $z \simeq 3$ has been interpreted via the presence of dust shrouds that are eventually disrupted via feedback processes as the stellar population matures (Shapley et al. 2003). As our source is likely younger than 500 Myr, a very specific dust/gas geometry would be needed to strongly extinct the Lyα photons without reddening the UV continuum. This problem may be exacerbated if the IMF is top-heavy or the metallicity low, since the ionizing photon production rate will be higher, making any emission line yet more prominent (see Malhotra & Rhoads 2002).

An alternative explanation for the absence of Lyα emission may be incomplete reionization at $z \simeq 7$. Neutral hydrogen can scatter Lyα photons after they have escaped the interstellar medium of the emitting galaxy (e.g., Miralda-Escude & Rees 1998). If the source were embedded in a neutral zone, even a strong Lyα emission line emitted from the galaxy could be quenched. However, in such cases, simulations suggest that emission can still be observed even from sources embedded in fully neutral zones, depending on details of the many relevant parameters of the source (Haiman 2002; Santos 2004).

Since the universe is only 750 Myr old at $z = 7$, the total stellar mass is unlikely to exceed $(1-2) \times 10^9$ $M_\odot$. Halos of mass greater than 1.2×10^{10} $M_\odot$ at $z \simeq 7$ are quite consistent with conventional structure formation models (Barkana & Loeb 2002) and sufficient to supply baryons to sustain the observed SFR. The instantaneous baryonic accretion rate for such a halo at $z = 7$ is, on average, 4.4 $M_\odot$ yr^{-1} (e.g., Lacey & Cole 1993), so even if an earlier starburst consumed most of the baryons, they can be rapidly replenished. Although we have no constraints on the actual star formation history, these arguments emphasize that we are not necessarily viewing the system at a special time in its evolution.

The strong magnification ($\simeq$25 times) of the two brighter images gives us our first glimpse into the morphological structure of a very distant source on subkiloparsec scales. Both images *a* and *b* have a bright core, a second fainter knot, and extended emission of lower surface brightness (Fig. 1). There is no noticeable color gradient. Our mass model for A2218 implies magnifications of $\sim$15 times along the major axis of images *a* and *b*, and $\sim$1.7 times along the minor axis. The 0.″15 width of the F850LP point-spread function translates into a physical resolution of $\sim$470 pc along the minor axis and $\sim$50 pc along the major axis.

We thus infer that the source (observed with $3.''6 \times <0.''15$) has a maximum physical size of 1.2 kpc by less than 500 pc. The maximal associated area of 0.6 kpc^2 indicates a star formation surface density in excess of 4.3 $M_\odot$ yr^{-1} kpc^{-2}. The bright knot is only 100 pc across, implying a star formation surface density in the range $\sim$50–250 $M_\odot$ yr^{-1} kpc^{-2} depending on the exact geometry, comparable to the most intense starburst activity observed locally (Kennicutt 1998).

If this source is typical of those that reionized the universe in a narrow time interval of $\Delta z = 1$ around $z \simeq 7$, we can estimate the expected surface density from the arguments presented by Stiavelli et al. (2004). Depending on the source temperature, Lyman continuum escape fraction, and

clumpiness of the intergalactic medium, we would deduce that surface densities $n \simeq 0.3-5$ arcmin^{-2} are necessary. In as much as it is possible to estimate the actual surface density from one source and the limited area examined by looking through only one cluster lens to find it, we find a number density of $n \simeq 1 \pm 0.5$ arcmin^{-2}.

In conclusion, we present evidence that we have found a highly magnified source that lies beyond $z \simeq 6.6$, possibly at $z \simeq 7$. Even in advance of the infrared capabilities of the *James Webb Space Telescope*, further observation of this source will be important in determining a more secure redshift and improving the constraints on the slope of the UV continuum. Further spectroscopy in the 9200 Å–1 μm region would be valuable to probe any Lyα emission at $z \simeq 6.8$ (Fig. 4) and to confirm (or otherwise) the significance of the weak continuum drop seen in the NIRSPEC data at 9800 Å. The location of the Gunn-Peterson trough might also be verified more precisely via narrowband imaging through gaps in OH forest and with a deep ACS grism spectroscopy.

Notwithstanding the need for further work and regardless of its precise redshift in the constrained window $6.6 < z < 7.1$, our source appears to be a star-forming galaxy with intriguing spectral properties, possibly representative of a new population responsible for ending cosmic reionization. While our discovery highlights many of the challenges facing searches for those $z > 6.5$ galaxies responsible for reionization, it also demonstrates the ability of strong lensing by clusters of galaxies to locate and reveal the detailed properties of high-redshift sources. The lensed galaxy presented in this paper, if observed unlensed at $z_{AB} \sim 28.5$, would lie at the detection limit of the upcoming UDF observation,[8] and no spectroscopic follow-up would have been possible.

We thank Fred Chaffee for his continued encouragement to track down the nature of this intriguing system, and we acknowledge useful discussions with Bob Abraham, Chris Conselice, Graham Smith, Mark Sullivan, and Tommaso Treu. Hy Spinrad and Andy Bunker are thanked for reading an earlier version of this manuscript and offering valuable suggestions. We thank two anonymous referees for their valuable comments that significantly improved the presentation of our data. We thank Alice Shapley and Dawn Erb for helpful advice on the optimum procedures for obtaining and reducing faint NIRSPEC data. We also thank James Larkin and James Graham for their advice concerning the use of NIRSPEC in the 1 μm wavelength region. Andrew Blain and Naveen Reddy kindly provided access to the Keck NIRC observations. Faint object spectroscopy at the Keck observatory is made possible through the dedicated efforts of Ian McLean and collaborators for NIRSPEC, and Judy Cohen, Bev Oke, Chuck Steidel, and colleagues at Caltech for LRIS. J. P. K. acknowledges support from Caltech and CNRS. M. R. S. acknowledges the support of NASA GSRP grant NGT5-50339. The study of A2218 as a cosmic lens is supported by NASA STScI grant HST-GO-09452.01-A.

[8] See http://www.stsci.edu/hst/udf/parameters.

REFERENCES

Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2000, ApJ, 540, 39
Barkana, R., & Loeb, A. 2002, ApJ, 578, 1
Becker, R. H., et al. 2001, AJ, 122, 2850
Bouwens, R. J., et al. 2003, ApJ, 595, 589
Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 1999, ApJ, 527, L5
Dickinson, M., et al. 2004, ApJ, 600, L99
Djorgovski, S. G., Castro, S. M., Stern, D., & Mahabal, A. A. 2001, ApJ, 560, L5
Ellis, R. S., Santos, M. R., Kneib, J-P, & Kuijken, K. 2001, ApJ, 560, L119
Fan, X., et al. 2002, AJ, 123, 1247
Haiman, Z. 2002, ApJ, 576, L1
Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., Capak, P., Iwamuro, F., Kneib, J.-P., Maihara, T., & Motohara, K. 2002, ApJ, 568, L75
Hu, E. M., Cowie, L. L., & McMahon, R. G. 1998, ApJ, 502, L99
Kennicutt, R. C. 1998, ARA&A, 36, 189
Kneib, J.-P, Ellis, R. S., Smail, I. R., Couch, W. J., & Sharples, R. M. 1996, ApJ, 471, 643
Kneib, J.-P., van der Werf, P., Knudsen, K., Smail, I., Blain, A., Frayer, D., Barnard, V., & Ivison, R. 2004, MNRAS, in press
Kodaira, K., et al. 2003, PASJ, 55, L17
Kogut, A., et al. 2003, ApJS, 148, 161
Lacey, C. & Cole, S. 1993, MNRAS, 262, 627
Leitherer, C., Schaerer, D., & Goldader, J. D. 1999, ApJS, 123, 3
Malhotra, S., & Rhoads, J. E. 2002, ApJ, 565, L71
Malhotra, S., Rhoads, J., Dey, A., Stern, D., & Spinrad, H. 2001, in ASP Conf. Ser. 240, Gas and Galaxy Evolution, ed. J. E. Hibbard, J. E., M. Rupen, & J. H. van Gorkom (San Francisco: ASP), 97
Massey, P., & Gronwall, C. 1990, ApJ, 358, 344
McLean, I. S., et al. 1998, Proc. SPIE, 3354, 566
Miralda-Escude, J., & Rees, M. J. 1998, ApJ, 497, 21
Oke, J. B., et al. 1995, PASP, 107, 375
Santos, M. R. 2004, MNRAS, in press (astro-ph/0308196)
Santos, M. R., Ellis, R. S., Kneib, J-P, Richard, J., & Kuijken, K. 2004, ApJ, 606, 683
Schaerer, D. 2002, A&A, 382, 28
Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, ApJ, 588, 65
Spergel, D. N., et al. 2003, ApJS, 148, 175
Spinrad, H. 2003, in Astrophysics Update, ed. J. Mason (Berlin: Springer), in press (astro-ph/0308411)
Spinrad, H., Stern, D., Bunker, A., Dey, A., Lanzetta, K., Yahil, A., Pascarelle, S., & Fernandez-Soto, A. 1998, AJ, 116, 2617
Stanway, E., Bunker, A., McMahon, R., Ellis, R. S., Treu, T., & McCarthy, P. 2004, ApJ, in press (astro-ph/0308124)
Stern, D., & Spinrad, H. 1999, PASP, 111, 1475
Stiavelli, M., Fall, S. M., & Panagia, N. 2004, ApJ, 600, 508
Yan, H., Windhorst, R. A., & Cohen, S. H. 2003, ApJ, 585, L93

Annexe F

article : Egami et al. (2005)

The Astrophysical Journal, 618:L5–L8, 2005 January 1
© 2005. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

SPITZER AND *HUBBLE SPACE TELESCOPE* CONSTRAINTS ON THE PHYSICAL PROPERTIES OF THE $z \sim 7$ GALAXY STRONGLY LENSED BY A2218[1,2]

E. Egami,[3] J.-P. Kneib,[4,5] G. H. Rieke,[3] R. S. Ellis,[5] J. Richard,[4,5] J. Rigby,[3] C. Papovich,[3] D. Stark,[5] M. R. Santos,[6] J.-S. Huang,[7] H. Dole,[3] E. Le Floc'h,[3] and P. G. Pérez-González[3]

Received 2004 August 9; accepted 2004 November 18; published 2004 December 2

ABSTRACT

We report the detection of a $z \sim 7$ galaxy strongly lensed by the massive galaxy cluster A2218 ($z = 0.175$) at 3.6 and 4.5 μm using the *Spitzer Space Telescope* and at 1.1 μm using the *Hubble Space Telescope*. The new data indicate a refined photometric redshift in the range of 6.6–6.8 depending on the presence of Lyα emission. The spectral energy distribution is consistent with having a significant Balmer break, suggesting that the galaxy is in the poststarburst stage with an age of at least ~50 Myr and quite possibly a few hundred million years. This suggests the possibility that a mature stellar population is already in place at such a high redshift. Compared with typical Lyman break galaxies at $z \sim 3$–4, the stellar mass is an order of magnitude smaller ($\sim 10^9\ M_\odot$), but the specific star formation rate (star formation rate/$M_{\rm star}$) is similarly large ($>10^{-9}\ {\rm yr}^{-1}$), indicating equally vigorous star-forming activity.

Subject headings: cosmology: observations — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: high-redshift — gravitational lensing

1. INTRODUCTION

Locating and characterizing the first subgalactic sources that may have been responsible for completing cosmic reionization and ending the "Dark Ages" represents the latest frontier in observational cosmology. Although gravitational instability theory allows the early formation of massive halos (e.g., Barkana & Loeb 2000), the complexities of gas cooling, star formation, feedback, and the clumpiness of the intergalactic medium make observational predictions highly uncertain (Stiavelli et al. 2004). Data on representative early sources are needed to better understand when reionization occurred as well as what the luminosity and mass functions are of the sources responsible for the reionization.

Searching for representative sources at redshifts (z) of 6–10, the range considered to be the final stages of the reionization era, is a major observational challenge, not only because of the large luminosity distances involved but also since (as predicted by the hierarchical model of galaxy formation) the most likely systems to be found during this period have lower stellar masses than those at more moderate redshifts. The high magnification associated with strong gravitational lensing by massive foreground clusters offers a unique opportunity for detecting such galaxies. In recent years, this approach has been employed specifically to find galaxies during the reionization era and has produced a number of successes (Ellis et al. 2001; Hu et al. 2002; Santos et al. 2004; Kneib et al. 2004a). The detection of a $z \sim 10$ galaxy by Pelló et al. (2004), however, is controversial (Weatherley et al. 2004; Bremer et al. 2004).

In this Letter, we return to analyze in more detail the physical characteristics of the triply lensed $z \sim 7$ source in A2218 ($z = 0.175$) reported by Kneib et al. (2004a). The original redshift estimate was based on three pieces of observational evidence obtained for the two brighter components *a* and *b*: (1) reflection symmetry with respect to the well-defined $z \gtrsim 6$ critical lines, (2) photometric redshift suggesting $6.6 < z < 7.1$, and (3) a tentative spectroscopic detection of a continuum break at 9800 Å, which, if due to Gunn-Peterson absorption at Lyα, would indicate $z = 7.05$. Here we report the *Spitzer* detection at 3.6 and 4.5 μm of these two components as well as the new 1.1 μm detection by the *Hubble Space Telescope* (*HST*). With these new data, we will refine the photometric redshift and examine the physical properties of this lensed galaxy.

2. OBSERVATIONS

The 3.6 and 4.5 μm images were obtained on UT 2004 January 2 with the Infrared Array Camera (IRAC; Fazio et al. 2004) on the *Spitzer Space Telescope*. In each filter, 12 200 s images were taken with the small-step cycling dither pattern. The basic calibrated data (BCD) images were combined using a custom IDL mosaicking routine with the final pixel scale of $0\farcs6\ {\rm pixel}^{-1}$, half of the instrument pixel size. The IRAC observations also provided 5.8 and 8.0 μm images of the same field simultaneously, but the $z \sim 7$ galaxy was not detected at these longer wavelengths.

The 1.1 μm images were obtained on UT 2004 March 23 with the Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer (NICMOS) on *HST*. A total of nine 2304 s (using the SPARS256 sequence) and one 1472 s (using the SPARS64

[1] This work is based in part on observations made with the *Spitzer Space Telescope*, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under NASA contract 1407. Support for this work was provided by NASA through contract 960785 issued by JPL/Caltech.

[2] This work is also based on observations made with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope*, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. These observations are associated with program 9452.

[3] Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721; eegami@as.arizona.edu, grieke@as.arizona.edu, jrigby@as.arizona.edu, papovich@as.arizona.edu, hdole@as.arizona.edu, elefloch@as.arizona.edu, pgperez@as.arizona.edu.

[4] Observatoire Midi-Pyrénées, UMR 5572, 14 Avenue Edouard Belin, 31000 Toulouse, France; jrichard@ast.obs-mip.fr.

[5] Department of Astronomy, California Institute of Technology, MS 105-24, Pasadena, CA 91125; kneib@astro.caltech.edu, rse@astro.caltech.edu, dps@astro.caltech.edu.

[6] Institute of Astronomy, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK; mrs@ast.cam.ac.uk.

[7] Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138; jhuang@cfa.harvard.edu.

TABLE 1
FLUX DENSITIES OF COMPONENTS *a* AND *b*

FILTER	λ_c[a] (μm)	$\Delta\lambda$ (20%)[a] (μm)	FLUX DENSITY *a* (μJy)	FLUX DENSITY *b* (μJy)
F814W	0.801	0.242	0.09 ± 0.02	0.03 ± 0.01
F850LP	0.915	0.214	0.39 ± 0.02	0.30 ± 0.02
F110W	1.121	0.604	0.78 ± 0.05	0.67 ± 0.04
F160W	1.612	0.418	0.87 ± 0.04	0.80 ± 0.04
3.6 μm	3.561	0.773	...	1.2 ± 0.3
4.5 μm	4.510	1.015	...	1.0 ± 0.2

NOTE.—The IRAC flux densities of component *a* are highly uncertain owing to the subtraction of SMM-A and therefore are not listed.

[a] The effective wavelength and the full width at 20% of the peak calculated from the total transmission curves.

sequence) exposures were taken with the F110W filter using the NIC3 camera, which has a pixel scale of 0.″2 pixel^{-1}.

The central wavelengths and full widths at 20% of the transmission peak are listed in Table 1 for all the observed bands based on the total transmission curves.

3. RESULTS

Figure 1 shows the *HST*/NICMOS and *Spitzer*/IRAC images. Components *a* and *b* of the galaxy reported by Kneib et al. (2004a) are clearly detected at 1.1 μm (Fig. 1*a*). At 3.6 and 4.5 μm (Figs. 1*b* and 1*c*), component *b* is clearly detected while component *a* is seen as a faint extension to the northwest of the $z = 2.5$ lensed submillimeter source SMM-A (SMM J16359+6612.6) discussed by Kneib et al. (2004b). For comparison, the *HST*/NICMOS 1.6 μm image by Kneib et al. (2004a) is also displayed (Fig. 1*d*), which shows the two components and SMM-A with a higher signal-to-noise ratio. When the light from SMM-A is subtracted using a two-dimensional elliptical Gaussian, component *a* shows up in the IRAC images (Figs. 1*e* and 1*f*).

At 1.1 μm, photometry was performed in a manner consistent with that in Kneib et al. (2004a), giving the total fluxes of components *a* and *b*. In the IRAC bands, photometry was performed only for component *b* because the flux measurements with component *a* are highly uncertain owing to the subtraction of SMM-A. For the photometry of component *b*, we used an elliptical aperture with semimajor and semiminor axes of 2″ and 1″, respectively, and aligned the major axis along the position angle of component *b* (23° east of north). The sky level was measured using similar ellipses to define the inner and outer boundaries of a sky area with a semimajor axis of 2 and 3.5 pixels, respectively. There is a slight sky background gradient along the east-west direction due to the bright source to the west, but component *b* is far enough from this source that the gradient is quite linear across component *b* and the surrounding sky area. Therefore, we expect this gradient to be removed if we derive the local sky level as the average of all the sky pixel values. We also visually inspected the image cross sections and confirmed that the derived sky level is a good estimate around the position of component *b*. The photometric uncertainty is based on the scatter of sky pixel values, and our estimates are conservative in that the scatter not only includes the random sky pixel noise but is also inflated by the sky gradient along the east-west direction.

Because of the large point-spread functions (PSFs) at 3.6

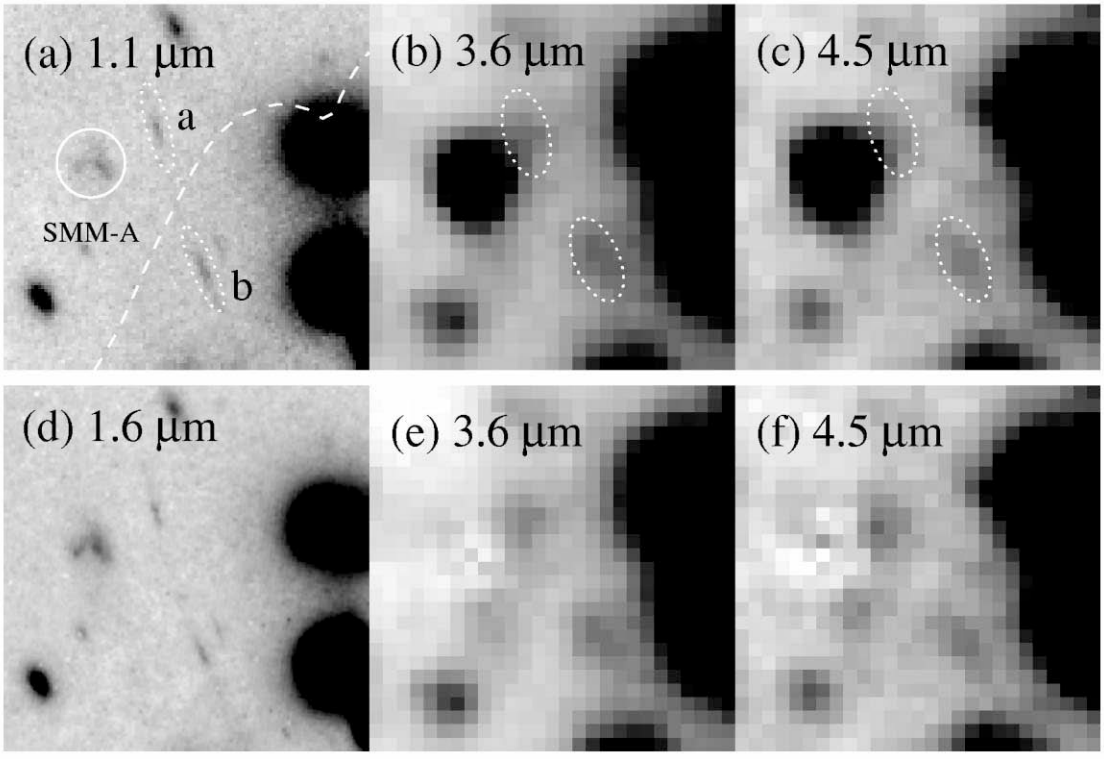


FIG. 1.—*HST*/NICMOS and *Spitzer*/IRAC images of the $z \sim 7$ lensed pair. (*a*) New NICMOS 1.1 μm image. Components *a* and *b* as well as the $z = 2.5$ submillimeter source SMM-A are marked. The dashed line indicates the $z \gtrsim 6.5$ critical curves. (*b*) IRAC 3.6 μm image. (*c*) IRAC 4.5 μm image. (*d*) NICMOS 1.6 μm image presented in Kneib et al. (2004a). (*e*) IRAC 3.6 μm image with SMM-A subtracted. (*f*) IRAC 4.5 μm image with SMM-A subtracted. Each image is 16″ on a side. In (*a*) and (*d*), north is up and east is to the left. In (*b*), (*c*), (*e*), and (*f*), we preserved the original array orientation, which is 11° rotated counterclockwise from that of (*a*) and (*d*), in order to display the results of the SMM-A subtraction accurately. The dotted-line ellipses shown in (*b*) and (*c*) around component *b* indicate the elliptical aperture used for photometry. Similar ellipses are drawn around component *a* to mark its position.

TABLE 2
MODEL PARAMETERS

Model	Metallicity ($Z_\odot$)	z	Age[a] (Myr)	Mass ($10^8\ M_\odot$)	τ_V	SFR ($M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$)	z_{form}
Minimum χ^2 Models							
Instantaneous burst	0.4	6.60	35 (28–40)	5.5	0.25	...	6.8
e-decaying burst (τ = 10 Myr)	0.02	6.60	64 (56–72)	8.2	0.50	0.2	7.0
e-decaying burst (τ = 50 Myr)	0.4	6.60	102 (82–114)	6.3	0.25	2.2	7.3
e-decaying burst (τ = 100 Myr)	1.0	6.65	181 (150–201)	8.3	0.0	2.0	8.1
1 Gyr burst	1.0	6.65	453 (287–693)	9.7	0.0	2.6	12.3
e-decaying (τ = 100 Myr) Models with Subsolar Metallicities							
e-decaying burst (τ = 100 Myr)	0.005	6.60	161 (121–185)	11	0.75	3.3	7.8
	0.02	6.60	143 (124–175)	8.5	0.50	3.2	7.7
	0.2	6.60	90 (66–120)	5.4	0.50	4.2	7.2
	0.4	6.60	128 (105–156)	6.2	0.25	2.8	7.5

NOTES.—Models with GALAXEV (Bruzual & Charlot 2003) explored the following range of parameters. (1) IMF: Salpeter with the lower and upper mass cutoffs of 0.1 and 100 $M_\odot$. (2) Metallicity: 0.005, 0.02, 0.2, 0.4, 1.0, and 2.5 $Z_\odot$. (3) Dust extinction: τ_V = 0.0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0, 1.25, and 1.5, where τ_V is the total effective V-band optical depth seen by young (age < 10^7 yr) stars. The optical depth toward old stars (age > 10^7 yr) was set to be one-third of this. See Charlot & Fall (2000) and Bruzual & Charlot (2003) for more detail. (4) Star formation histories: instantaneous burst, exponentially decaying burst (SFR $\propto e^{-t/\tau}$, where t is the galaxy age and τ is the SFR e-folding timescale) with τ = 10, 50, and 100 Myr, and 1 Gyr burst (a constant SFR model with the SFR scaled such that all the gas gets consumed in 1 Gyr). The flux below Lyα (λ_{rest} = 1216 Å) was set to zero, and no Lyα emission line was included. SFRs listed are intrinsic model values. We assumed a magnification factor of 25 (Kneib et al. 2004a) and the cosmological parameters of $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, and H_0 = 70 km s^{-1} Mpc^{-1}.

[a] The numbers in parentheses indicate the 68% confidence interval based on $\Delta\chi^2$.

and 4.5 μm (FWHM $\sim$ 1.″7), the elliptical aperture misses a significant fraction of the total source flux. By convolving the F160W image with the IRAC PSFs, we determined that the flux measured with the elliptical aperture needs to be multiplied by a factor of 1.4 to account for this missing flux (i.e., aperture correction).

The measured flux densities at 1.1, 3.6, and 4.5 μm are listed in Table 1 together with the newly derived *HST* flux densities revised from those in Kneib et al. (2004a). The 1.1 and 1.6 μm images show a faint source northwest of component *b*. This source is also seen in the F606W, F814W, and F850LP images (Kneib et al. 2004a). The *Spitzer* images provide enough spatial resolution to conclude that there is very little flux emitted by this bluer and less distant source at 3.6 and 4.5 μm.

4. DISCUSSION

The new photometric data permit us to construct the spectral energy distribution (SED) of component *b*, which we compare with the model SEDs simulated using the stellar population synthesis code GALAXEV (Bruzual & Charlot 2003). A grid of models was calculated with the parameters described in Table 2. The intrinsic (i.e., unmagnified) flux densities were assumed to be 25 times smaller than the observed values (Kneib et al. 2004a). For each model, the best-fit SED was sought by varying age and redshift and minimizing χ^2. The predicted fluxes were calculated from the model SEDs with appropriate total system throughput curves. The overall normalization of a model SED was determined by the F160W flux density measurement, which has the highest signal-to-noise ratio. This leaves five filters (F814W, F850LP, F110W, and IRAC 3.6 and 4.6 μm) to constrain the SED shape. Given that little is known about the mode of star formation at $z > 6$, we tried to bracket various parameter ranges by calculating models for various star formation histories (see Table 2). The GALAXEV results were cross-checked against Starburst99 (Leitherer et al. 1999), which gave similar results.

Figure 2*a* shows the best (i.e., minimum χ^2) SEDs for each star formation history. The corresponding model parameters are listed in Table 2. All the model fits consistently give a redshift of 6.60–6.65. If we model the SED including a Lyα emission line with an observed equivalent width of 100–300 Å, the photometric redshift could increase up to $z \simeq 6.8$. (This addition of a Lyα line changes redshift but does not affect the physical properties of the stellar population significantly.) The existence of such a Lyα line is still consistent with the spectra presented by Kneib et al. (2004a) since there are a number of strong atmospheric OH lines in their wavelength range. A redshift above 6.8, however, is unlikely because it would require strong Lyα emission, which would have been seen in the near-infrared spectrum in Kneib et al. (2004a). This suggests that the continuum break at 9800 Å seen by Kneib et al. (2004a) is either spurious or an absorption-line feature.

Figure 2 also illustrates the importance of having *Spitzer*/IRAC photometry for such a high redshift galaxy. IRAC measures the SED above 4000 Å in the rest frame, thereby constraining the strength of the Balmer break. The IRAC measurements are indicative of a significant Balmer break (Fig. 2), suggesting that the galaxy is observed well after the most vigorous stage of star formation (i.e., poststarburst), which is consistent with the fact that all the exponentially decaying star formation rate (SFR) models consistently give a galaxy age larger than the SFR e-folding time (τ). A precise determination of the galaxy age, however, is difficult because it essentially depends on the star formation history we assume (Table 2). A reasonable lower limit on the age seems to be ~50–60 Myr based on the τ = 10 Myr model (ignoring the instantaneous model, which is informative but unrealistic). The upper limit, on the other hand, is harder to constrain, and the 1 Gyr burst model is consistent with an age range of 300–700 Myr (68% confidence interval), the large uncertainty being due to the slow SED evolution of this model in this age range. Taken as a whole, the model calculations in Table 2 suggest the existence of a mature stellar population whose age is at least 50 Myr and quite possibly a few hundred million years.

An interesting characteristic inferred from the model fits is an extremely blue rest-frame UV spectrum. The spectral slope index β (defined as $f_\lambda \propto \lambda^\beta$) is $\lesssim -2$, as is the case with the

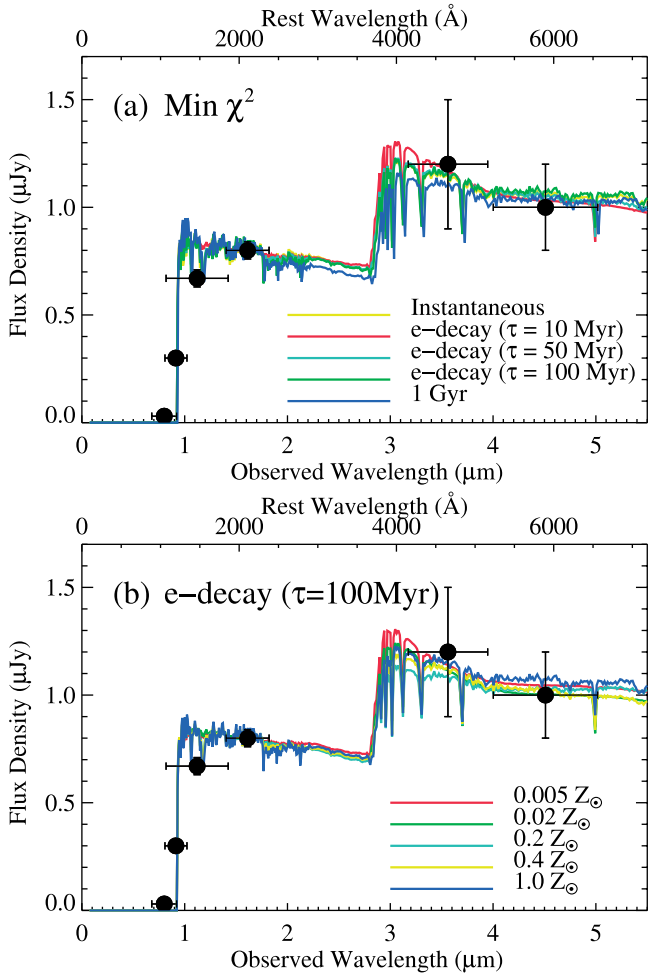


FIG. 2.—SED model fits to the observed SED of the $z \sim 7$ galaxy (component *b*). (*a*) The best (i.e., minimum χ^2) model for each star formation history. (*b*) The exponentially decaying starburst model ($\tau = 100$ Myr) for a range of metallicities. The rest-frame wavelength at $z = 6.65$ is also shown. The error bars indicate the $\Delta\lambda$ and flux density uncertainty of each band shown in Table 1. The measured flux at 1.1 μm is expected to be significantly lower than the true continuum level because the F110W filter passband extends below 1216 Å in the rest frame.

lower redshift Ultra Deep Field *i*-dropout galaxies for which NICMOS photometry is available (Stanway et al. 2004). Such a UV spectrum is consistent with a recent starburst and a normal initial mass function (IMF) but requires low extinction and/or low metallicity. Unfortunately, extinction and metallicity are degenerate and are difficult to constrain independently with our photometric resolution. As an example, we show this degeneracy for the case of the $\tau = 100$ Myr model in Fig. 2*b* with the corresponding model parameters in Table 2.

By including the full range of models that produce acceptable fits in addition to those listed in Table 2, the various galaxy parameters are constrained to the following ranges (instantaneous models excluded): redshift: 6.6–6.8; age: 50–450 Myr; stellar mass: $(0.5–1) \times 10^9\ M_\odot$; and SFR: 0.1–5 $M_\odot\ \mathrm{yr}^{-1}$. These numbers reflect the ranges of the best-fit parameters without including the parameter uncertainties associated with each fit. The mass is better constrained than the age, and the estimated mass ($\sim 10^9\ M_\odot$) is an order of magnitude smaller than those of typical Lyman break galaxies at $z = 3–4$ ($\sim 10^{10}\ M_\odot$; Papovich et al. 2001; Shapley et al. 2001; Barmby et al. 2004). However, the specific star formation rate (SFR/M_{star}; e.g., Brinchmann et al. 2004) is similarly large ($>10^9\ \mathrm{yr}^{-1}$), indicating equally vigorous star-forming activity.

The possible detection of a mature stellar population in this galaxy allows us to extend the argument made by Kneib et al. (2004a) on the basis of the high surface density on the sky of sources similar to that studied here. As implied by its discovery in a small survey area, unless we have been extraordinarily fortunate, such sources are likely to have a mean surface density of $\simeq 1$ arcmin^{-2} and remain luminous over an extended period of cosmic history. Accordingly, it is likely that they contribute significantly to the UV photon budget necessary for cosmic reionization.

5. CONCLUSIONS

The new *Spitzer* and *HST* data indicate that the redshift of this lensed galaxy is indeed very high, probably at $z \sim 6.6–6.8$. Comparison with a variety of stellar population synthesis models indicates that the galaxy is in the poststarburst stage with an age of at least ~50 Myr and quite possibly a few hundred million years, which suggests the possibility that a mature stellar population is already in place at such a high redshift. Unless we have been fortunate in its discovery, it is likely that such sources with extended lifetimes contribute significantly to cosmic reionization.

We acknowledge helpful discussions with G. Smith, D. Stern, R. Pelló, and D. Schaerer and thank G. Neugebauer for commenting on the manuscript. J.-P. K. acknowledges support from Caltech and CNRS. The study of A2218 as a cosmic lens is supported by NASA STScI grant HST-GO-09452.01-A.

REFERENCES

Barkana, R., & Loeb, A. 2000, ApJ, 531, 613
Barmby, P., et al. 2004, ApJS, 154, 97
Bremer, M. N., Jensen, J. B., Lehnert, M.D., Förster Schreiber, N. M., & Douglas, L. 2004, ApJ, 615, L1
Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., Tremonti, C., Kauffmann, G., Heckman, T., & Brinkmann, J. 2004, MNRAS, 351, 1151
Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
Charlot, S., & Fall, S. M. 2000, ApJ, 539, 718
Ellis, R., Santos, M. R., Kneib, J.-P., & Kuijken, K. 2001, ApJ, 560, L119
Fazio, G. G., et al. 2004, ApJS, 154, 10
Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., Capak, P., Iwamuro, F., Kneib, J.-P., Maihara, T., & Motohara, K. 2002, ApJ, 568, L75
Kneib, J.-P., Ellis, R. S., Santos, M. R., & Richard, J. 2004a, ApJ, 607, 697
Kneib, J.-P., van der Werf, P. P., Kraiberg Knudsen, K., Smail, I., Blain, A., Frayer, D., Barnard, V., & Ivison, R. 2004b, MNRAS, 349, 1211
Leitherer, C., et al. 1999, ApJS, 123, 3
Papovich, C., Dickinson, M., & Ferguson, H. C. 2001, ApJ, 559, 620
Pelló, R., Schaerer, D., Richard, J., Le Borgne, J.-F., & Kneib, J.-P. 2004, A&A, 416, L35
Santos, M. R., Ellis, R. S., Kneib, J.-P., Richard, J., & Kuijken, K. 2004, ApJ, 606, 683
Shapley, A. E., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M., Giavalisco, M., & Pettini, M. 2001, ApJ, 562, 95
Stanway, E. R., McMahon, R. G., & Bunker, A. J. 2004, MNRAS, submitted (astro-ph/0403585)
Stiavelli, M., Fall, S. M., & Panagia, N. 2004, ApJ, 600, 508
Weatherley, S. J., Warren, S. J., & Babbedge, T. S. R. 2004, A&A, in press (astro-ph/0407150)

Annexe G

article : Richard et al. (2003)

A&A 412, L57–L60 (2003)
DOI: 10.1051/0004-6361:20034608
© ESO 2003

Astronomy & Astrophysics

Discovery of a faint *R*-band drop-out: A strongly reddened lensed star forming galaxy at $z = 1.68^{\star}$

J. Richard[1], D. Schaerer[2,1], R. Pelló[1], J.-F. Le Borgne[1], and J.-P. Kneib[3,1]

[1] Laboratoire d'Astrophysique (UMR 5572), Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France
[2] Observatoire de Genève, 51, Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
[3] Caltech Astronomy, MC105-24, Pasadena, CA 91125, USA

Received 1 October 2003 / Accepted 6 November 2003

Abstract. We report the discovery of an unusual emission line galaxy at redshift $z = 1.68$ found from near-IR imaging and spectroscopic observations with ISAAC/VLT of a faint gravitationally lensed *R*-band drop-out behind the lensing cluster Abell 1835. From the emission lines of [O III] $\lambda\lambda$4959, 5007, and Hβ this galaxy shows a moderate to high excitation and line equivalent widths typical of relatively metal-poor H II galaxies. Its apparent *J* magnitude translates to an absolute *B*-band magnitude $M_B \sim -16.4$ once corrected for a gravitational magnification of 1.8 mag. This makes it one of the faintest intermediate redshift galaxies known so far.

From the presence of emission lines and the available *VRIJHK* photometry we determine constraints on its dominant stellar population. The only viable fit found is for a fairly young (∼6−9 Myr) burst suffering from a considerable extinction ($A_V \sim 1.2-1.8$ mag). We find that this object resembles strongly H II galaxies and intermediate redshift compact emission line galaxies, albeit suffering from a larger extinction than usual. We also discuss the possible contamination introduced by such *R*-band drop-out galaxies in searches for $z \gtrsim 5$ galaxies.

Key words. galaxies: high-redshift – galaxies: evolution – galaxies: starburst – galaxies: active – infrared: galaxies

1. Introduction

The strong lensing effect due to clusters of galaxies – typically yielding a magnification by 1–3 mag – has extensively been used in the last decade to identify and to probe the population of galaxies at $z \gtrsim 1$ towards the faint end of the luminosity function and beyond the limits of conventional spectroscopic samples (see e.g. Mehlert et al. 2001; Ellis et al. 2001; Pelló et al. 2003 and references therein).

The development of near-IR spectrographs on 10m class telescopes has allowed the study of the rest-frame optical properties of galaxies using the same emission lines all the way from the local universe to $z \sim 4$ (Pettini et al. 2001; Erb et al. 2003). The contribution of lensing clusters to these detailed studies is already significant. In particular, the metallicity–luminosity and the mass–metallicity relations for intrinsically faint lensed galaxies, as compared to reference samples at different redshifts, have recently been studied by Lemoine-Busserolle et al. (2003). Despite these efforts, the sample of $z \sim 1-3$ galaxies observed spectroscopically in the near-IR is still dramatically small. Furthermore all of these objects were selected from optical imaging and spectroscopy.

Here we report the discovery of a faint emission line galaxy at $z \sim 1.7$ (named #2582 hereafter) discovered recently during near-IR spectroscopic observations targetting $z \sim 8$ to 10 candidates selected from deep *JHK* ISAAC imaging in a $2' \times 2'$ field centered on the lensing cluster Abell 1835 that reached depths of 25.1 in *J*, 24.3 in *H* and 24.3 in *K* (3σ on 4 pixels, Vega system). This survey area corresponds to about 2.9 arcmin^2 at $z = 1.7$, after correction of lensing magnification. Object #2582 fulfills the following photometric selection criteria: it is an *R*-band drop-out on HST images, with blue $H - K \leq 0.5$ and red $J - H \geq 0.8$. Because this object was marginally detected in *I*, it was considered as an interesting secondary target, potentially a $z \gtrsim 5$ galaxy or possibly a source of "contamination" in searches of high *z* galaxies. Results on this specific project will be reported elsewhere (Richard et al., in preparation). Furthermore, with $R - K \gtrsim 4$ this object is quite red, although not exactly comparable to extremely red objects (ERO). Our observations thus reveal that we are dealing with a previously unknown type of galaxy at intermediate redshift: a strongly reddened low-luminosity star-forming galaxy.

In Sect. 2 we summarize the observations used in the present study. The spectroscopic properties of #2582 and its

Send offprint requests to: J. Richard,
e-mail: jrichard@ast.obs-mip.fr

⋆ Based on observations collected with the ESO VLT-UT1 Antu Telescope (70.A-0355, 271.A-5013), the Hubble Space Telescope (*HST*) and the Canada-France-Hawaii telescope.

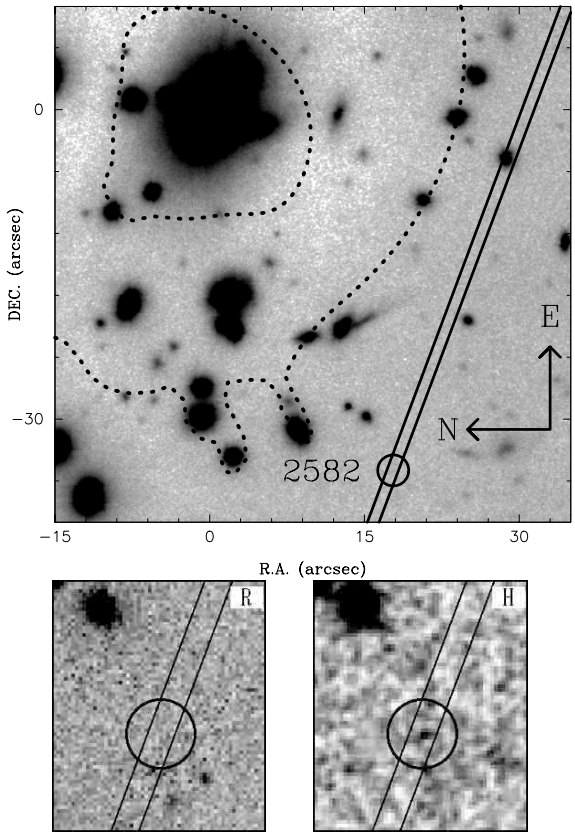


Fig. 1. Composite *JHK*s ISAAC image of the cluster Abell 1835 (top), showing the location of object #2582 (circle) and the slit configuration used for spectroscopy with ISAAC. Superposed are the theoretical critical lines at $z = 1.6755$. On the bottom, close-ups images in the *R*-band (F702W) *HST*/*WFPC2* (left) and the *H*-band ISAAC, smoothed with a sigma = 1 pixel Gaussian (right).

nature are addressed in Sects. 3 and 4 respectively. Implications from our finding are discussed in Sect. 5.

2. Photometric and spectroscopic data

Ultradeep *JHK*s images were obtained with ISAAC/VLT on the central 2×2 arcmin of Abell 1835 ($z = 0.253$), with ISAAC/VLT in service mode during February 2003. Photometric data were complemented by deep *VRI* observations taken at CFHT, and WFPC2/HST images in the *R* band (F702W, Smith et al. 2003). Photometry was performed using the *SExtractor* package (Bertin & Arnouts 1996). A full report of these observations, including particular data reduction procedures, will be published elsewhere.

During a run between 29 June and 3 July 2003 we have carried out spectroscopic observations in the *J* band with ISAAC (SW mode) which included #2582 as a secondary target aligned "coincidentally" in the slit position shown in Fig. 1. The slit width was 1″, and the seeing varied between 0.4″ and 0.5″. The coordinates of this object are $\alpha_{2000} = 14{:}01{:}00.700$, $\delta_{2000} = +02{:}52{:}09.55$.

Spectra were obtained in beam-switching mode between two positions A and B, following a sequence ABBA (see

Table 1. Main properties of images (central wavelength, exposure time, seeing and pixel size) and photometry of target #2582 in the Vega and AB systems, obtained within 1.5″ aperture on seeing matched images. Error bars are from SExtractor. Limiting magnitudes correspond to a detection limit of 3σ on 4 pixels.

Filter	$\lambda_{\rm eff}$ [μm]	$t_{\rm exp}$ [ksec]	σ [″]	pix [″]	mag [Vega]	mag [AB]
V (1)	0.54	3.75	0.76	0.206	>28.3	>28.3
R (1)	0.66	5.4	0.69	0.206	>28.3	>28.5
I (1)	0.81	4.5	0.78	0.206	26.8 ± 0.47	27.3
J (2)	1.26	6.48	0.65	0.148	24.7 ± 0.45	25.6
H (2)	1.65	13.86	0.50	0.148	23.7 ± 0.16	25.1
*K*s (2)	2.16	18.99	0.38	0.148	24.3 ± 0.30	26.2

(1) Czoske et al. (2002); (2) Richard et al., in preparation.

e.g. Cuby et al. 2003[1]; Lemoine-Busserolle et al. 2003) Spectroscopic data where reduced using IRAF procedures and conforming to the ISAAC Data Reduction Guide 1.5[2]. The first sky-subtraction was performed by subtracting one frame from the other in each AB pair. After removing the 50 Hz pickup that occured during the last night and flat-fielding these frames, we wavelength-calibrated the two-dimensional spectra using the atlas of OH lines (Rousselot et al. 2000). Finally, we combined each A−B and B−A frames after suitable shifts and extracted the one-dimensional spectrum. We used the observed telluric standards to flux-calibrate and correct for telluric features in the individual spectra, fitting the hot (O and B) stars with a blackbody curve.

3. Results

Table 1 summarizes the photometric data obtained on object #2582, computed within a 1.5″ aperture on seeing matched images. This source is unresolved, and it is not detected on the WFPC2/HST image ($\mu_{F702W} \geq 23.8$ mag/arcsec^2 and $R_{F702W} \geq 27.3$, 2σ on 4 HST pixels). It is undetected in *V* and *R* and only marginally detected in *I*. This object would never have been selected from our optical data, since it is only marginally detected in the *I* band.

The spectroscopic observations revealed the presence of 3 emission lines in 2 overlapping regions of the *J* band: 1.285−1.345 μm and 1.335−1.395 μm, observed with exposure times of 10.8 and 18.9 ksec respectively. These lines were identified as [O III] $\lambda\lambda$4959, 5007 and Hβ at wavelengths corresponding to an average redshift of $z = 1.676$ for this IR-selected source. The corresponding 2D and extracted spectra are shown in Fig. 2. As seen on the 2D spectrum, the "trace" of the spectrum does not follow a detector line. Extraction (with iraf task apall) was done by shifting the fitted "trace" of the spectrum of the brighter star used for slit alignement onto the position of the [OIII]5007 Å line of #2582. The observed line

[1] ISAAC User Manual: `http://www.eso.org/instruments/isaac/ userman/umhtml1121/index.html`

[2] `http://www.hq.eso.org/instruments/isaac/index.html`

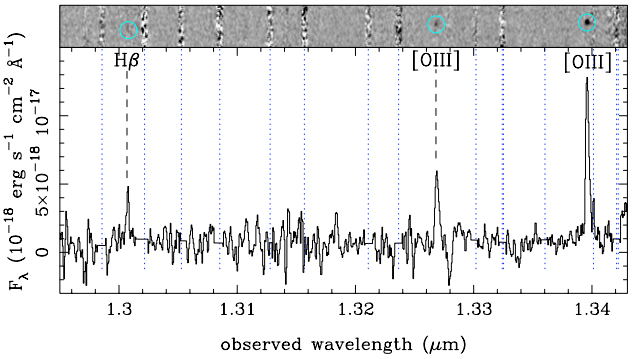


Fig. 2. 2D and extracted spectra of #2582 showing the wavelength interval between [O III] 5007 and Hβ. The extracted spectrum is flux calibrated and corrected for distorsion. Dotted vertical lines display the position of the main OH lines.

Table 2. Emission lines detected in the target #2582, uncorrected for lensing magnification.

Line Id.	z	F_λ
		10^{-17} erg/s/cm^2
[O III] λ5007	1.6755	3.93 ± 0.1
[O III] λ4959	1.6757	1.39 ± 0.1
Hβ	1.6759	0.66 ± 0.1

fluxes are given in Table 2. Because of the excellent seeing conditions and the slit width, we can safely consider that the bulk of the flux from this unresolved source was included in the slit. The lines are not resolved as compared to the instrumental profile measured using the OH sky lines. Thus, the line-of-sight velocity dispersion σ should be smaller than 20−30 km s^{-1}.

From simple SED fit (cf. below) and adopting "concordance" cosmological parameters[3], the apparent J magnitude translates to an absolute B-band magnitude $M_B \sim -18.2$. Corrected for the magnification factor of 1.8 mag obtained from the lensing model by Smith et al. (2002), this yields an absolute magnitude of only $M_B \sim -16.4$. Even taking the apparently high extinction into account (cf. below) this still corresponds to $M_B \sim -18.$ to -18.8. To the best of our knowledge, this makes it the faintest starforming source at intermediate redshift for which spectroscopic data have been obtained. We now discuss the possible nature of this faint galaxy.

4. The nature of the $z = 1.676$ galaxy #2582

The observed line ratio [O III] λ5007/H$\beta \sim$ 5.9 is of moderate to high excitation typical of relatively metal-poor H II galaxies whose emission lines are predominantly powered by star formation. The emission lines are unresolved, and thus we can exclude a Seyfert 1 galaxy, but in principle not a Seyfert 2. However, the #2582 object is fainter than most Sey 2 (cf. Ho et al. 1997) even if corrected for extinction. With an absolute magnitude of $M_B \sim -16.4$ (or ~ -18 to -18.8 after extinction

[3] $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, and $H_0 = 70$ km s^{-1} Mpc^{-1}.

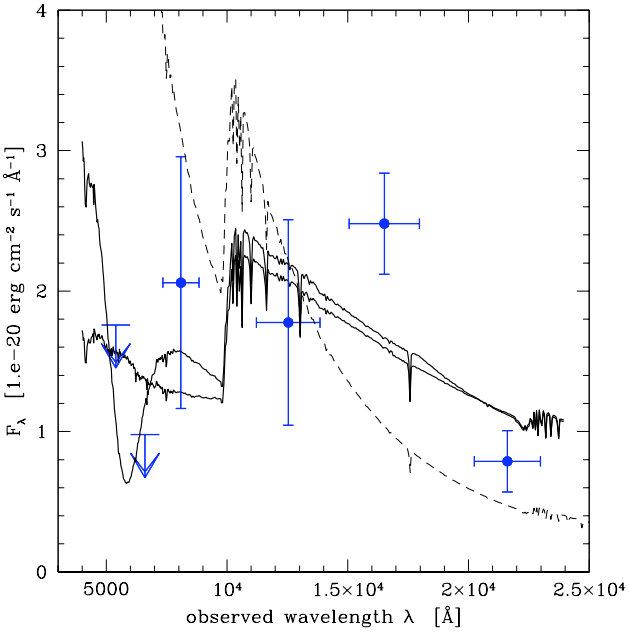


Fig. 3. Observed and modeled broadband SED of #2582 covering the *VRIJHK* bands. The J and H-band fluxes have been corrected for line emission as indicated in the text. Error bars correspond to 1σ. The two best fit spectra using the Seaton (1979) Milky Way extinction law and the Calzetti et al. (2000) attenuation law for starbursts are shown by solid lines. The corresponding extinction is $A_V \sim 1.2$ to 1.8 mag respectively. The unreddened model SED of a 6 Myr old burst (taken here for a metallicity of 1/2.5 solar) is shown by the dashed line.

correction) this galaxy is fainter than Lyman break galaxies at $z \sim 3$ by at least 3 mag, but similar to the compact narrow emission line galaxies (CNELG) at $z < 1.4$ of Guzman et al. (1997). The Hβ luminosity (L(Hβ) $\sim 1.2 \times 10^{41}$ erg s^{-1}) is also comparable to that of CNELG, and to the bright end of H II galaxies in the local Universe.

The observed emission lines contribute to ∼56% of the observed J-band flux within the slit. Assuming Case B recombination and zero ($A_V \sim 1.8$ mag) extinction a lower limit to the contribution of Hα to the H-band is estimated to ∼17 (30)%. We do not expect significant contamination from other emission lines on the remaining filters. After correction of the observed broad band flux for the emission lines, the following estimate is obtained for the rest-frame Hβ equivalent width: $W(\mathrm{H}\beta)_{\rm rest} \sim 139$ Å. Whereas smaller equivalent widths are typically observed in large starburst galaxies and in some CNELG, such values are fairly common in low metallicity H II galaxies (e.g. Stasińska & Izotov 2003).

The broad-band SED plotted in Fig. 3 provides further information on the properties of this object. Basically such a SED can only be reconciled with a population showing a strong Balmer break and little extinction or a younger stellar population strongly extinguished in the rest-frame UV. This is quantitatively confirmed by SED fits of numerous templates using the code of Bolzonella et al. (2000), including spectra from the 2001 version of Bruzual & Charlot (1993) models, Starburst99 (Leitherer et al. 1999), and observed galaxy

templates from Coleman et al. (1980) and Kinney et al. (1996). The best fits correspond to burst models with ages ∼360−510 Myr and little or no extinction, or bursts of ages ∼6−9 Myr with $A_V \sim 1.2-1.8$ mag depending on the adopted extinction law. The former explanation is excluded as populations of such age are not compatible with the presence of emission lines indicative of young ($\lesssim$10 Myr) massive stars. Furthermore, if present (in quantities sufficient to explain e.g. the observed Hβ flux) the young population will dominate the rest-frame UV–optical spectrum. We therefore conclude that the only consistent explanation for the observed SED of #2582 is that it is dominated by a young (∼6−9 Myr) population which suffers from a strong extinction.

This best fit reproduces the observed SED to within ∼1−2 σ, as shown in Fig. 3, using two different extinction laws: Calzetti et al. (2000) for starbursts, with $A_V \sim 1.6-1.8$ mag, and the Seaton (1979) Milky Way extinction law with $A_V \sim 1.2-1.4$ mag. The later produces a strong "absorption bump" at ∼5900 Å. Thus, we are probably dealing with a low-metallicity and dusty young starburst.

The best consistency checks of our explanation on the nature of this source will probably be through Hα spectroscopy, in order to confirm the large extinction and to exclude the Sey 2 possibility. Deeper optical imaging, including the Z-band, will improve the constraints on the overall SED. Measurements of other emission lines such as [O II] λ3727, [NII]$\lambda\lambda$6548, 6584, and [S II] $\lambda\lambda$6717, 6731 will also provide a better understanding of the physical properties and of the nature of this source.

5. Discussion and conclusions

The V and R-band drop-out technique has recently been applied by various authors in searches of $z \gtrsim 5$ galaxies. E.g. Lehnert & Bremer (2003) use RIz images taken with the VLT and apply a $R_{AB} - I_{AB} \geq 1.5$ color criterion to select galaxies with $z > 4.8$. Iwata et al. (2003) adopt the $V - I_c \geq 2.0$ "drop-out" and a combined $V - I_c$ and $I_c - z'$ criterion to determine luminosity functions and star formation rates of $z > 5$ galaxies from their SUBARU data. Would the #2582 object, a V and R-band drop-out, be selected as a high-z candidate?

The galaxy #2582 has $R_{AB} - I_{AB} > 1.2$ and $V - I > 1.5$, close to the above selection criteria but not formally above the generally adopted bounds. If deeper optical imaging was available in V or R and I, #2582 might have been detected in these bands. Furthermore, the red $R-K$ color makes it a lower priority candidate for $z > 5$ objects selection. However, because of the large equivalent width of its lines, this class of objects is a problem for searches based on narrow-band only such as Rhoads et al. (2003) and for future $z \geq 7$ searches with narrow band filters in the J band. In order to unambiguously detect $z > 5$ sources, a combination of photometry and spectroscopy, similar to the approach of Lehnert & Bremer (2003) or our own, is probably to be preferred.

From our observations we conclude that young strongly reddened starbursts are potential contaminants of high-z galaxy samples together with stars and low-z elliptical galaxies. However, from the existing data it is too early to estimate the fraction of such "contaminants" to photometric samples of $z \gtrsim 5$ candidates.

Finally we may speculate that the classical criteria used to search for intermediate redshift galaxies probably miss objects like the one found here quite independently of the lensing magnification also employed here. The true number of intermediate z emission line galaxies observable with near-IR spectrographs is probably larger than presently thought.

Acknowledgements. We are grateful to T. Contini and M. Lemoine-Busserolle for useful comments and discussion. We thank the ESO Director General for a generous allocation of Director's Discretionary Time for ISAAC spectroscopy (DDT 271.A-5013). Part of this work was supported by the French *Centre National de la Recherche Scientifique* and the Swiss National Foundation. JPK acknowledges support from Caltech and CNRS.

References

Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
Bolzonella, M., Mirales, M., & Pelló, R. 2000, A&A, 363, 476
Bruzual, G., & Charlot, S. 1993, ApJ, 405, 538
Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, ApJ, 533, 682
Coleman, D. G., Wu, C. C., & Weedman, D. W. 1980, ApJS, 43, 393
Cuby, J. G., et al. 2003, ISAAC User Manual, v1.12.1
Czoske, O., Kneib, J.-P., & Bardeau, S. 2002, in Matter and Energy in Clusters of Galaxies, ed. S. Bowyer, & C.-Y. Hwang, ASP Conf. Ser. [astro-ph/0211517]
Ellis, R., Santos, M. R., Kneib, J., et al. 2001, ApJ, 560, L119
Erb, D. K., Shapley, A. E., Steidel, C. C., et al. 2003, ApJ, 591, 101
Guzman, R., Gallego, J., Koo, D. C., et al. 1997, ApJ, 489, 559
Ho, L., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. 1997, ApJ, 487, 568
Iwata, I., et al. 2003, PASJ, in press [astro-ph/0301084]
Kinney, A., Calzetti, D., Bohlin, R. C., et al. 1996, ApJ, 467, 38
Lehnert, M. D., & Bremer, M. 2003, ApJ, 593, 630
Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, ApJS, 123, 3
Lemoine-Busserolle, M., Contini, T., Pelló, R., et al. 2003, A&A, 397, 839
Mehlert, D., Seitz, S., Saglia, R. P., et al. 2001, ApJ, 379, 96
Pelló, R., Contini, T., Lemoine-Busserolle, M., et al. 2003, Gravitational Lensing: a unique tool for cosmology, ASP Conf. S., ed. D. Valls-Gabaud, & J.-P. Kneib [astro-ph/0305229]
Pettini, M., Shapley, A. E., Steidel, C. C., et al. 2001, ApJ, 554, 981
Rhoads, J. E., & Malhotra, S. 2001, ApJ, 563, L5
Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J. G., et al. 2000, A&A, 354, 1134
Schaerer, D. 2002, A&A, 382, 28
Schaerer, D. 2003, A&A, 397, 527
Seaton, M. 1979, MNRAS, 187, 73
Smith, G. P., Smail, I., Kneib, J.-P., et al. 2002, MNRAS, 330, 1
Smith, G. P., Edge, A. C., Eke, V. R., et al. 2003, ApJ, 590, L79
Stasińska, G., & Izotov, Y. 2003, A&A, 397, 71

Annexe H

article : Pelló et al. (2004b)

A&A 416, L35–L40 (2004)
DOI: 10.1051/0004-6361:20040065
© ESO 2004

Astronomy & Astrophysics

ISAAC/VLT observations of a lensed galaxy at $z = 10.0^{\star}$

R. Pelló[1], D. Schaerer[2,1], J. Richard[1], J.-F. Le Borgne[1], and J.-P. Kneib[3,1]

[1] Laboratoire d'Astrophysique, UMR 5572, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 Avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France
[2] Observatoire de Genève, 51, Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland
[3] Caltech Astronomy, MC105-24, Pasadena, CA 91125, USA

Received 20 January 2004 / Accepted 13 February 2004

Abstract. We report the first likely spectroscopic confirmation of a $z \sim 10.0$ galaxy from our ongoing search for distant galaxies with ISAAC/VLT. Galaxy candidates at $z \gtrsim 7$ are selected from ultra-deep *JHK*s images in the core of gravitational lensing clusters for which deep optical imaging is also available, including HST data. The object reported here, found behind Abell 1835, exhibits a faint emission line detected in the J band, leading to $z = 10.0$ when identified as Lyα, in excellent agreement with the photometric redshift determination. Redshifts $z < 7$ are very unlikely for various reasons we discuss. The object is located on the critical lines corresponding to $z = 9$ to 11. The magnification factor μ ranges from 25 to 100. For this object we estimate SFR(Lyα) $\sim$ (0.8−2.2) $M_{\odot}\,\mathrm{yr}^{-1}$ and SFR(UV) $\sim$ (47−75) $M_{\odot}\,\mathrm{yr}^{-1}$, both uncorrected for lensing. The steep UV slope indicates a young object with negligible dust extinction. SED fits with young low-metallicity stellar population models yield (adopting $\mu = 25$) a lensing corrected stellar mass of $M_{\star} \sim 8 \times 10^6\ M_{\odot}$, and luminosities of $2 \times 10^{10}\ L_{\odot}$, corresponding to a dark matter halo of a mass of typically $M_{\rm tot} \gtrsim 5 \times 10^8\ M_{\odot}$. In general our observations show that under excellent conditions and using strong gravitational lensing direct observations of galaxies close to the "dark ages" are feasible with ground-based 8−10 m class telescopes.

Key words. galaxies: high-redshift – galaxies: evolution – galaxies: starburst – galaxies: active – infrared: galaxies

1. Introduction

Spectacular progress during the last decade has permitted direct observations of galaxies and quasars out to redshifts $z \sim 6.6$ (Hu et al. 2002; Fan et al. 2003; Kodaira et al. 2003), or in other words over more than 90% of cosmic time. With the exception of the cosmic microwave background, direct exploration of more distant objects has so far been hampered by the need for observations beyond the optical domain, and technical difficulties related to near-IR observations of such faint objects. However, by combining a strong magnification of background galaxies by well known gravitational lensing clusters with present-day near-IR instruments on 8−10 m class telescopes such an attempt appears feasible (Schaerer & Pelló 2002; Pelló et al. 2003). We present here the first spectroscopic results obtained from our prototype observational program with ISAAC/VLT on one of our best $z \gtrsim 7$ galaxy candidates.

In Sect. 2 we summarize the observational strategy adopted in the present study, and we present the photometric and spectroscopic characteristics of this object. The redshift identification is discussed in Sect. 3. The physical properties of this galaxy and implications of our finding are briefly discussed in Sect. 4.

2. Strategy, observations, and redshift determination

To search for galaxy candidates at very high redshift ($z > 7$) we used the following strategy. We apply the traditional Lyman drop-out technique (Steidel et al. 1996) to deep optical images. At redshift $z \gtrsim 6$ the main spectral discontinuity is due to the Gunn-Peterson (GP) trough, i.e. the nearly complete absorption of the flux shortward of Lyα (1216 Å), due to the large neutral H column density in the intergalactic medium (IGM). In practice we search for objects which are non-detected in optical (*VRI*) bands. In addition we require a detection in J, H, and Ks, a fairly red $J - H$ due the appearance of the GP trough in J, and a blue $H - K$s colour corresponding to an intrinsically blue UV restframe spectrum such as expected for UV bright starbursts. These criteria, devised from simulations based on synthesis models at different metallicities (Schaerer & Pelló 2002; Schaerer 2003; Pelló et al. 2003) allow us to select galaxies with redshifts between 7 and 10. Furthermore the detection in at least two bands longward of Lyα and the combination with the above $H - K$s colour criterion allows us to avoid contamination by cool stars.

Send offprint requests to: R. Pelló, e-mail: roser@ast.obs-mip.fr

⋆ Based on observations collected with the ESO VLT-UT1 Antu Telescope (70.A-0355, 271.A-5013), the Hubble Space Telescope (HST) and the CFHT.

Table 1. *VRIJHK*s photometry of #1916. Near-IR magnitudes are measured within 1.5 arcsec apertures on seeing matched images. Limiting magnitudes in the visible bands correspond to a detection limit of $1\,\sigma$ within the near-IR reference seeing aperture, which is equivalent to a $3\,\sigma$ detection on 4 ISAAC pixels. Table entries denote the filter name (Col. 1), effective wavelength (2), total exposure time (3), the image quality/seeing (4), and the observed magnitudes in the Vega (5) and AB (6) systems.

Filter	$\lambda_{\rm eff}$ [μm]	$t_{\rm exp}$ [ks]	Seeing [$''$]	mag [Vega]	mag [AB]
V	0.54	3.75	0.76	>28.5	>28.6
R	0.66	5.4	0.69	>28.5	>28.7
I	0.81	4.5	0.78	>27.6	>28.1
J	1.26	6.48	0.65	25.83 ± 1.00	26.77 ± 1.00
H	1.65	13.86	0.5	23.59 ± 0.25	25.00 ± 0.25
Ks	2.16	18.99	0.38	23.64 ± 0.36	25.51 ± 0.36

2.1. Photometry

Ultradeep *JHK*s imaging of the central 2×2 arcmin^2 of the lensing cluster Abell 1835 ($z = 0.253$) was obtained at ESO/VLT with the near-IR imager and spectrograph ISAAC in February 2003. The total exposure times and the – excellent – seeing conditions are given in Table 1. Indeed, a large fraction of the total exposure time in H and Ks was obtained under excellent seeing conditions, with 74% of the data below $0.6''$ in H and 84% below $0.4''$ in Ks. Photometric data were complemented by deep *VRI* observations taken at the Canada-France Hawaii Telescope (see Table 1) and R band ($F702W$) WFPC2/HST images (Programme ID: 8249, PI: Kneib, exposure time 7.5 ks). Near-IR images were combined and stacked following a procedure similar to the one used by Labbe et al. (2003), which is well suited for point sources like the ones expected here. Some modifications were adopted to improve the background subtraction within a cluster of galaxies. Photometry was performed on a 1.5 arcsec aperture using the SExtractor package (Bertin & Arnouts 1996). Instead of adopting the SExtractor error bars, which are based on sky noise only, we have computed more realistic background noise statistics by randomly sorting 200 blank regions of 1.5 arcsec aperture on the neighbouring sky area ~10 arcsec around the object. The resulting error estimates (adopted in Table 1) are larger by 0.1 mag (J, H) and 0.2 mag (Ks) than the SExtractor values. The above procedure has also been used to derive the random noise within $0.6''$ apertures used to constrain the limiting magnitudes in the filters where the object is not detected. We have also checked that all the optical and near-IR colors for cluster galaxies and, in particular the $H - K$s versus $J - H$ color–color diagram, are fully compatible with the expected values for $z = 0.25$ galaxies. A more detailed report of these observations and analysis of the photometric data will be published elsewhere (Richard et al. in preparation).

Applying the above search criteria has provided six $z > 7$ galaxy candidates in the observed field. Among them, the best candidate (called #1916 hereafter) was retained for subsequent follow-up spectroscopy. The coordinates of this object are $\alpha(2000) = 14{:}01{:}00.06, \delta(2000) = +02{:}52{:}44.1$. The location and broad-brand spectral energy distribution (SED) of #1916 are shown in Figs. 1 and 3; photometric data is given in Table 1. The radius of the circles in the thumbnail images in Fig. 1 is similar to the aperture used to compute magnitudes. Limiting magnitudes adopted in Table 1 correspond to a detection limit of $1\,\sigma$ within the near-IR reference seeing aperture ($0.6''$), which is roughly equivalent to a detection limit of $3\,\sigma$ within a region equivalent to 4 ISAAC pixels. The source is not detected on the WPC2/HST $F702W$ image with $R(F702W) > 27.3$ mag at $2\,\sigma$ on 4 HST pixels. Figure 2 shows the *JHK* and *RJH* true color composite images displaying the color difference between galaxy #1916 and other objects in this field, in particular cluster galaxies.

The broad band SED of #1916 was used to constrain the source redshift using our public photometric redshift code *Hyperz* (Bolzonella et al. 2000) including numerous empirical and theoretical spectral templates for both galaxies and AGNs, and keeping internal extinction as a free parameter. The resulting redshift probability distribution shows a clear maximum at

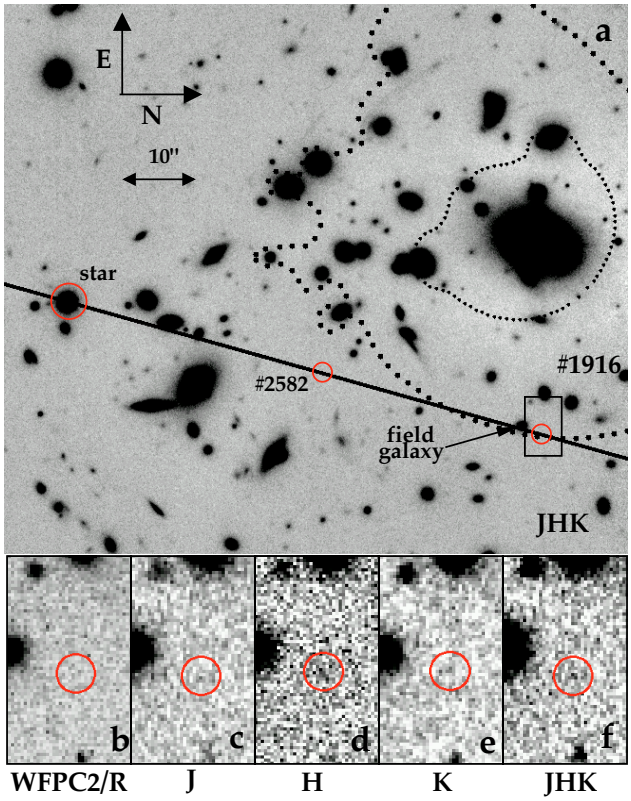


Fig. 1. Composite *JHK*s ISAAC image showing: **a)** The core of the lensing cluster A1835, with the position of the long slit used during our spectroscopic survey with ISAAC/VLT, together with the location of objects #1916 and #2582, the reference acquisition star (circles), and a nearby field galaxy seen on the 2D spectra. Large and small dots show the position of the external and internal critical lines at $z = 10$. **b)** Thumbnail image in the HST-WFPC2 R band, where the object is not detected. **c), d), e)** J, H, and Ks images respectively. **f)** Composite *JHK*s image. All thumbnail images are scaled to the original ISAAC pixel size, without smoothing, and are displayed with a linear scale.

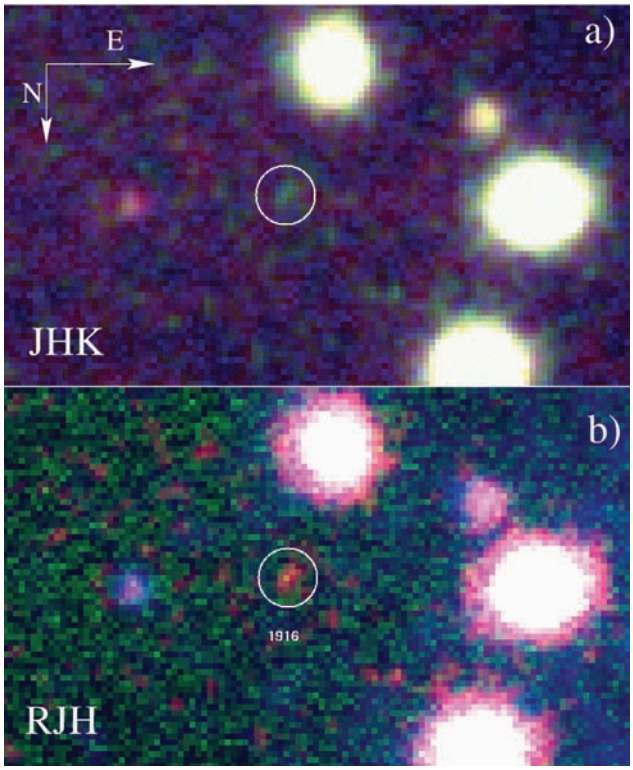


Fig. 2. True color composite images displaying the color difference between the lensed galaxy #1916 and other objects in this field: **a)** *JHK* and **b)** *RJH*. This object is blue in *JHK* as compared to cluster galaxies due to its intrinsically blue UV rest frame spectrum in *HK*, whereas it is red in *RJH* due to the presence of a break within the *J* band.

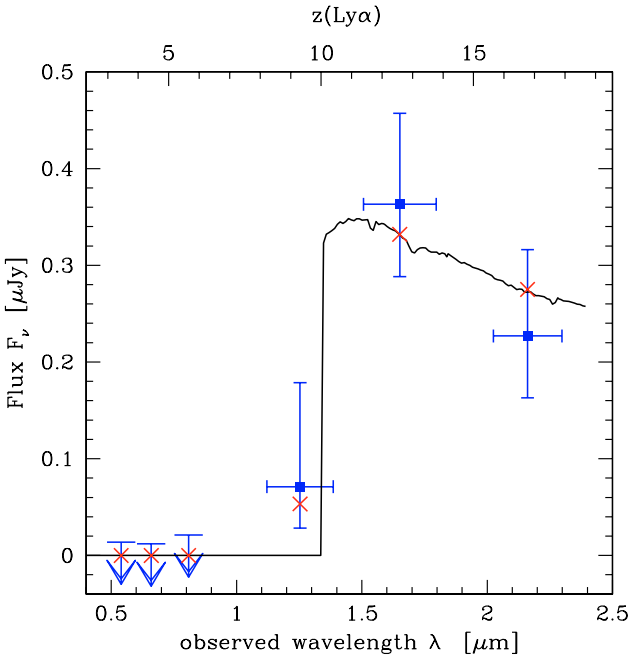


Fig. 3. Optical to near-IR spectral energy distribution of the galaxy #1916. Shown are the broadband photometric measurements and associated $1\,\sigma$ uncertainties for *JHK*s. Three σ upper limits on 4 pixels are given for the non detections in *VRI*. The solid curve shows a good (98.7% probability) model fit with a synthetic spectrum of a young unreddened starburst with redshift $z = 10.0$ of metallicity $Z = 1/5\,Z_\odot$, constant star formation, and an age of 3 Myr. The crosses indicate the corresponding broad band fluxes of the model. The upper axis shows the corresponding Lyα redshift.

redshift $z_{\rm phot} \sim 9{-}11$. This photometric redshift estimate is mainly corroborated by the finding of a strong break of $\gtrsim$3.1 to 3.7 AB mags between *VRI* and *H*, which has a high significance independently of the definition used for the limiting magnitudes. The low *J*-band flux is attributed to the presence of the GP trough located within this filter at these redshifts.

2.2. Spectroscopy

To attempt a spectroscopic redshift determination we have observed #1916 in the *J* band with ISAAC. The observations were taken between 29 June and 3 July 2003, using a 1 arcsec slit width in order to achieve an optimum positioning using bright sources. The results presented here were obtained again under excellent seeing conditions ranging between 0.4 and 0.5 arcsec (about 3 pixels in the composite frames). The source is not resolved in the spatial direction. Thus, we obtained seeing-limited spectra for this source with an equivalent spectral resolution $R \sim 5400$.

To search for possible faint emission lines, we have systematically explored the *J* band, where Lyα should be located for objects within the $8 < z < 10$ redshift interval, with priorities set according to the photometric redshift probability distribution. For #1916, the following effective exposure times were obtained in the different adjacent ISAAC bands: $\lambda_{\rm central} \sim 1.193\,\mu$m (3.6 ks), $1.255\,\mu$m (6.4 ks), $1.315\,\mu$m (10.8 ks) and $1.365\,\mu$m (18.9 ks). Each band has ~600 Å width. Thus the observed spectral interval covers the range from 1.162 to 1.399 μm; in other words the "surveyed" interval corresponds to redshifts $z \sim 8.5{-}10.5$ for Lyα. With a spectral resolution for the sky lines of $R = 3100$, corresponding to the instrumental 1 arcsec slit width, the fraction of spectral band lost because of strong sky emission lines, mainly OH emission-lines, is of the order of 30%. Spectroscopic data were reduced using IRAF procedures and conforming to the ISAAC Data Reduction Guide 1.5[1], using the same procedure described in Richard et al. (2003).

The deep exposures resulted in the detection of one weak emission line at the $4{-}5\,\sigma$ level with an integrated flux of $(4.1 \pm 0.5) \times 10^{-18}$ erg cm^{-2} s^{-1} at a wavelength of $1.33745\,\mu$m (see Figs. 4 and 5), which appears on both the 1.315 and the 1.365 μm bands. If identified as Lyα the observed wavelength translates to a redshift of $z = 10.00175 \pm 0.00045$[2], in excellent agreement with the photometric redshift determination.

[1] http://www.hq.eso.org/instruments/isaac/index.html

[2] Note that the given accuracy reflects only the line measurement assuming a restframe $\lambda = 1216$ Å. Given the lack of knowledge of the intrinsic line profile this represents a lower limit on the uncertainty on the true source redshift.

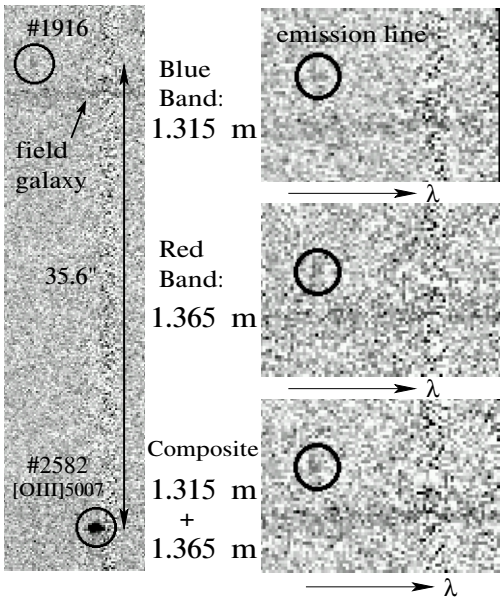


Fig. 4. 2D spectra showing the detected emission line of #1916, as well the nearby field galaxy and the [O III] λ5007 line of the galaxy #2582 ($z = 1.68$) used as a reference to stack the data sets. 2D spectra are sky subtracted and show the spectral region around the emission-line at 1.33745 μm, leading to $z = 10.00175 \pm 0.00045$ when identified as Lyα (1215.67 Å). The line is seen on the 2 independent overlapping bands at 1.315 and 1.365 μm. No smoothing was applied to these spectra. Both the object #2582 and the nearby field galaxy are identified in Fig. 1.

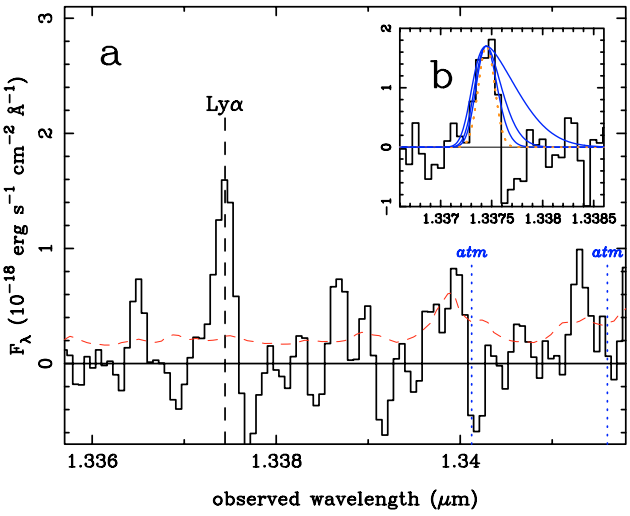


Fig. 5. a) 1D spectrum of #1916, extracted from the composite 2D spectrum of the 1.315 and 1.365 μm bands. Dotted lines correspond to the position of the main sky OH emission lines. The continuum is not detected. The dashed line displays the level corresponding to 1 σ of the background noise. The displayed spectrum is smoothed to the instrumental resolution. **b)** Gaussian fit of the red half of the emission line, convolved with the instrumental profile (dotted line). Profiles corresponding to rest frame 60, 100 and 200 km s^{-1} are also displayed for comparison (solid thick lines).

In the 1.315 μm domain, we have also detected 3 emission lines on a secondary target (called #2582) included in the same slit as #1916 (Richard et al. 2003). This galaxy, a faint R-band dropout at $z = 1.68$, shows [O III] $\lambda\lambda$4959, 5007 Å and Hβ. The weakest of them, Hβ, has a flux of $(6.6\pm1)\times10^{-18}$ erg s^{-1} cm^{-2}. This provides an independent verification that emission features as faint as 5×10^{-18} erg s^{-1} cm^{-2} could have been detected in our spectra all the way from 1.25 μm to the end of the J band (1.399 μm), with some gaps due to sky features. At wavelengths below 1.25 μm, the detection efficiency becomes smaller. For an unresolved line of 5×10^{-18} erg s^{-1} cm^{-2} a S/N ratio between 2 and 3.5 (from blue to red) would be expected at $\lambda < 1.25$ μm. If present, an unresolved line of 10^{-17} erg s^{-1} cm^{-2} would have been detected, with a S/N of 3.6 to 5.5, all the way from 1.162 to 1.399 μm.

We used the good S/N of the [O III] λ5007 line of the galaxy #2582 at $z = 1.68$, which is seen in both the 1.315 and 1.365 μm overlapping bands, to compute the offsets required to stack both data sets. The reference star in the same slit, together with a standard star, were used to carefully model the telluric absorptions in these spectra. The correction applied on the relevant wavelength domain is smooth. Figure 4 displays the 2D spectra obtained on the two different overlapping and independent bands. The combined 1D extracted spectrum around the emission-line is shown in Fig. 5.

3. On the redshift of #1916

How plausible is the observation of Lyα from such distant an object? Despite the presence of neutral HI in the IGM at very high z, all galaxies with $z \sim 6$–6.6 have been found through their Lyα emission and several explanations exist for a partial transmission of Lyα emission through the ambient ISM and intervening IGM (Haiman 2002; Santos 2003) which are also applicable to higher redshifts. In #1916 the comparison of UV and Lyα luminosities indicates such a possible partial transmission (see Sect. 4). The observed line is hardly resolved and barely asymmetric (see Fig. 5). Best fits are obtained for rest frame widths below 60 km s^{-1} using a simple Gaussian to fit the red half of the Lyα emission convolved with the instrumental profile. Line widths beyond 200 km s^{-1} (similar to those of the sample of $z \sim 5.7$ galaxies of Hu et al. 2003) are excluded with a high confidence level, but intermediate widths of the order of 100 km s^{-1} cannot be excluded because of the low S/N ratio in the wings of the line. In any case, starburst galaxies show in general a wide range of Lyα profiles, especially objects which are not selected by their line emission, like #1916. In our case, a narrower Lyα profile could also be related to the rather small inferred dark matter halo mass (cf. Sect. 4), corresponding to circular velocities of the order of $v_c \sim 10$ km s^{-1}. Small or negligible line asymmetries as observed here can be explained within simple models by a variety of combinations of parameters including the intrinsic emission line width, the size of the surrounding H II region, and galactic winds (cf. Haiman 2002; Santos 2003). We therefore conclude that the detection of Lyα emission from such a high redshift object and its observed profile are not unexpected.

How secure is the identification of the single line as Lyα, i.e. the redshift $z = 10.0$? Although other line identifications corresponding to lower redshifts cannot be ruled out in principle, they appear very unlikely for various reasons.

- First, from the constraints of the broad-band SED all solutions with $z \lesssim 7$ have a smaller probability (see Schaerer et al. 2004 for more details). In fact possible low-z ($z \sim 2.5$) solutions correspond either to young bursts with implausibly large extinction ($A_V \gtrsim 2-3$ mag) necessary to supress the flux blueward of the Balmer break, or to old stellar populations, for which, however, no emission lines are expected. For low-z solutions invoking a Balmer break the single strongest emission line often seen in the corresponding wavelength domain is [O II] $\lambda\lambda$3726.0, 3728.8. However, this identification is excluded as the doublet would easily be resolved in our observations. Indeed, if the line was [O II] λ3727 observed at $z = 2.59$, it would appear as a double line with the 2 peaks separated by ~16 pixels, the two profiles overlapping even for moderate velocity dispersions (~50 km s^{-1}). However, this is not observed. Other obvious solutions such as Hα or [N II] at $z = 1.03$ are difficult to reconcile with the photometric SED and the absence of other lines in this interval.
  A rather "exotic" solution at $z \sim 2.5$, albeit of lower probability, can be found with an empirical template of a metal-poor blue compact galaxy with strong emission lines such as SBS 0335-052. In this case the observed strong H band flux is dominated by [O III] $\lambda\lambda$4959, 5007, Hβ, and Hγ emission lines, whereas the spectral range covered by Ks is devoid a strong lines. However, to decrease sufficiently the rest-frame UV flux between J and VRI an exceptionally large extinction of $A_V \sim 3.6$ is required. In such a case the observed emission line should correspond to lines between [O II] λ3727 and ~4000 Å, including e.g. relatively strong lines of [Ne III] λ3868 or [Ne III]+H7 λ3968 (cf. Izotov & Thuan 1998). Whereas [O II] λ3727 can be excluded (cf. above), other identifications could be possible. However, more than one emission line could then possibly have been detected in the observed wavelength range (cf. above). Although quite unusual, such an explanation has the advantage of being easily testable, as several very strong emission lines would be expected in the H band.
  For the reasons just discussed redshifts $z \lesssim 7$ seem very unplausible. For $z \sim 7-10$ other possible identifications of lines sometimes observed in ehigh excitation objects and Lyman break galaxies include lines at $\lambda \lesssim 1900$ Å such as C III] λ1909 Å, He II λ1640 Å, C IV λ1550, and N V λ1240 Å. However, also in this case, more than one emission line could possibly have been detected in the observed wavelength range (cf. above).
- The second argument in favour of our line identification is the consistency between the well defined photometric redshift and the spectroscopic measurement.
- Finally, the location of our object on top of the critical lines at $z \sim 9-11$ (cf. Sect. 4) represents an additional element supporting our redshift identification. It is worth noting that this fact was not considered as a selection criterion.

For these reasons we consider for now the identification of the observed line as Lyα as the most likely one. Obviously future detections of other emission lines and possible imaging and morphological constraints on our lensing prediction would represent an important verification of our redshift determination. Also additional very deep imaging (e.g. at 1 μm) could help improving further the photometric redshift of #1916 and of other candidates of our sample.

4. Properties of the $z = 10.0$ galaxy and implications

Assuming "concordance" cosmological parameters ($\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, and $H_0 = 70$ km s^{-1} Mpc^{-1}) the age of the Universe at redshift 10.0 is just ~460 Myr after the Big Bang. In other words the galaxy we have detected lies at a distance corresponding to only ~4% of the current age of the Universe.

According to the lensing model for Abell 1835 (Smith et al. 2002), within modelling errors the object #1916 is located on top of the critical lines at $z \sim 9-11$. Therefore the magnification factor μ is very large, ranging with a large uncertainty from 25 to 100, i.e. 3.5 to 5 mag! As in principle the likelihood to obtain the largest amplification is small we will adopt the minimum value of $\mu = 25$. Once corrected for lensing, the intrinsic AB magnitude of #1916 is $\gtrsim$28.5 and 29 in the H and Ks bands respectively (cf. Table 1). Clearly, without strong gravitational lensing and excellent seeing conditions near-IR photometry and spectroscopy of such a faint source would be impossible with current 8–10 m class telescopes.

Because of its location close to the critical line the object must be multiply imaged by the cluster. However, the identification of the counter images is impossible with the present data. Deeper observations with the Hubble Space Telescope in the near-IR should allow to confirm our current interpretation. Redshift ~7–10 sources are expected to have virial radius of the order of $\lesssim$1 kpc, corresponding to $\lesssim 0.1''$, and thus they are unresolved on our present images. HST images with diffraction-limited resolution should thus allow to confirm the high-z nature of this source (e.g. by the detection of strong tangential magnification or multiple images), to constrain the lensing configuration through morphological considerations, and to determine the physical scales involved in star formation activities at such redshifts.

Estimates of the star formation rate (SFR) can be obtained from the Lyα luminosity, the UV restframe flux, or SED fits. For a "standard" Salpeter IMF from 1–100 $M_\odot$ and constant star formation at equilibrium we find a lower limit of $SFR(\mathrm{Ly}\alpha) \sim (0.8-2.2)\ M_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$ and $SFR(\mathrm{UV}) \sim (47-75)\ M_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$, both uncorrected for lensing, adopting published conversion factors (Schaerer 2003; Kennicutt 1998). The lower SFR derived from Lyα is thought to reflect in large part the effects of photon "destruction" on the blue side of the Lyα emission line by scattering in the IGM and losses due to other possible effects (dust, ISM geometry). SED fits with constant star formation rate (e.g. shown in Fig. 3 for $Z = 1/5\ Z_\odot$ and 3 Myr age) yield typically $SFR \sim 20-120\ M_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$ (0.8 to 4.8 $M_\odot\,\mathrm{yr}^{-1}$ after lensing correction) depending on the

age after the onset of star formation. Lower SFR values would be obtained for "non standard" IMFs favouring massive stars.

In general the shape of the overall UV SED does not allow one to distinguish age, metallicity, and extinction as these parameters alter the UV spectrum in a degenerate way. In the present case the situation is somewhat different, as the UV restframe spectrum is very blue when compared to other known starbursts (Heckman et al. 1998) and to model predictions (Leitherer et al. 1999; Schaerer 2003) – the UV slope β measured from the H and Ks-band flux is $\beta \sim -3.8 \pm 2.1$. Comparisons with observed UV spectra of galaxies and model predictions also show that the observed UV is unlikely to be significantly influenced by line emission (if present). From this we can quite safely conclude that the extinction must be small in this $z = 10.0$ galaxy.

SED modeling also allows us to estimate the total stellar mass and luminosity involved in this star forming event. Scaling young burst models with metallicities $Z \gtrsim 1/50\ Z_\odot$ to the observed SED we obtain $M_\star \sim 2 \times 10^8\ M_\odot$ (or lensing corrected values of $M_\star \sim 8 \times 10^6\ M_\odot$) and luminosities of $L \sim 4 \times 10^{11}\ L_\odot$ ($2 \times 10^{10}\ L_\odot$ lensing corrected) for the above Salpeter IMF. Larger masses are obtained for older bursts. The total current stellar mass estimated for constant star formation over ~3 Myr is in good agreement with the above estimate. Note that, as star formation is likely to continue for longer time, the total mass of stars to be formed during this starburst event is likely larger than the "current" stellar mass.

The above estimates show that #1916 is comparable to or somewhat heavier than the most massive old Globular Clusters or the most massive super star cluster observed in nearby starbursts (Mandushev et al. 1991; Ho et al. 1996; Mengel et al. 2002). Assuming typical values for the baryonic/dark matter content and for the star formation efficiency ($\Omega_b/\Omega_m \times f_{SF} \sim 0.015$) this translates to a total mass of the dark matter halo of $M_{tot} \gtrsim 5 \times 10^8\ M_\odot$. Such "massive" halos correspond to the collapse of $\gtrsim 2\,\sigma$ fluctuations at redshift $z \sim 10$, where, if metals are absent or very deficient, star formation is expected to occur thanks to cooling by atomic hydrogen (Tegmark et al. 1997; Barkana & Loeb 2001). "Massive" starbursts like the one found here should contribute to the cosmic reionization; they are possibly even the dominant contributors (Ciardi et al. 2003).

In short, the observed and derived properties of #1916 agree well with expectations of a young protogalaxy experiencing a burst of star formation at $z = 10$. If we are witnessing the first star formation event, therefore potentially the formation of a massive primordial (so-called Population III) star cluster, cannot be established or rejected from the present data. Additional spectroscopic observations searching for other possible emission line signatures (e.g. He II λ1640, C IV λ1548+51 Å or other metal lines) are necessary to answer this question. In fact a measurement of such lines, although presumably intrinsically fainter than Lyα, could well be feasible since the observed ("transmitted") Lyα flux represents only a relatively small fraction of the flux emitted from the source (cf. above). The expected flux in other lines could therefore become comparable to the observed emission line flux.

Finally, our observations show that under excellent conditions and using strong gravitational lensing direct observations of galaxies close to the "dark ages" are possible with ground-based 8−10 m class telescopes. We are looking forward to the exploration of this yet unknown territory from the ground and with the forth-coming James Webb Space Telescope.

Acknowledgements. We are grateful to R. Behrend, B. Ciardi, T. Contini, A. Ferrara, Y. Izotov, M. Lemoine-Busserolle, D. Pfenniger, D. Valls-Gabaud, S. White and various other colleagues for useful comments and discussions. C. Charbonnel, G. Schaerer also contributed indirectly to the finalisation of this work. We thank the ESO Director General for a generous allocation of Director's Discretionary Time for ISAAC spectroscopy (DDT 271.A-5013). Also based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile (70.A-0355), the NASA/ESA Hubble Space Telescope operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., and the Canada-France-Hawaii Telescope operated by the National Research Council of Canada, the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) and the University of Hawaii. Part of this work was supported by the CNRS and the Swiss National Foundation. J.P.K. acknowledges support from Caltech and the CNRS.

References

Barkana, R., & Loeb, A. 2001, Phys. Rep., 349, 125
Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, A&A, 363, 476
Ciardi, B., Ferrara, A., & White, S. D. M. 2003, MNRAS, 344, L7
Czoske, O., Kneib, J.-P., & Bardeau, S. 2002, in Matter and Energy in Clusters of Galaxies, ed. S. Bowyer, & C.-Y. Hwang, ASP Conf. Ser., in press [arXiv:astro-ph/0211517]
Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., et al. 2003, AJ, 125, 1649
Haiman, Z. 2002, ApJ, 576, L1
Heckman, T. M., Robert, C., Leitherer, C., Garnett, D. R., & van der Rydt, F. 1998, ApJ, 503, 646
Ho, L. C., & Filippenko, A. V. 1996, ApJ, 472, 600
Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., et al. 2002, ApJ, 568, L75
Hu, E. M., et al. 2003, ApJ, in press [arXiv:astro-ph/0311528]
Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 1998, ApJ, 500, 188
Kennicutt, R. C. Jr. 1998, ARA&A, 36, 182
Labbé, I., Franx, M., Rudnick, G., et al. 2003, AJ, 125, 1107
Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, ApJS, 123, 3
Mandushev, G., Staneva, A., & Spasova, N. 1991, A&A, 252, 94
Mengel, S., Lehnert, M. D., Thatte, N., & Genzel, R. 2002, A&A, 383, 136
Pelló, R., et al. 2003, in Gravitational lensing: a unique tool for cosmology, ed. D. Valls-Gabaud, & J.-P. Kneib, ASP Conf. Ser., in press [arXiv:astro-ph/0305229]
Richard, J., Schaerer, D., Pelló, R., Le Borgne, J.-F., & Kneib, J.-P. 2003, A&A, 412, L57
Santos, M. R. 2003, MNRAS, submitted [arXiv:astro-ph/0305229]
Schaerer, D. 2003, A&A, 397, 527
Schaerer, D., & Pelló, R. 2002, in Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation, ed. J. Bergeron, & G. Monnet (Springer Verlag), 48
Schaerer, D., Pelló, R., et al. 2004, in preparation
Smith, G. P., Smail, I., Kneib, J.-P., et al. 2002, MNRAS, 330, 1
Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, ApJ, 462, L17
Tegmark, M., Silk, J., Rees, M. J., et al. 1997, ApJ, 474, 1

Annexe I

article : Richard et al. (2005)

Astronomy & Astrophysics manuscript no. highz˙photo˙v4.4 July 1, 2005
(DOI: will be inserted by hand later)

Constraining the population of $6 \lesssim z \lesssim 10$ star-forming galaxies with deep near-IR images of lensing clusters ⋆

J. Richard[1], R. Pelló[1], D. Schaerer[2,1], J.-F. Le Borgne[1], and J.-P. Kneib[3,4,1]

[1] Observatoire Midi-Pyrénées, Laboratoire d'Astrophysique, UMR 5572, 14 Avenue E. Belin, F-31400 Toulouse, France
[2] Geneva Observatory, 51 Ch. des Maillettes, CH–1290 Sauverny, Switzerland
[3] OAMP, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, UMR 6110 traverse du Siphon, 13012 Marseille, France
[4] Caltech Astronomy, MC105-24, Pasadena, CA 91125, USA

Received July 1, 2005

Abstract. We present the first results of our deep survey of lensing clusters aimed at constraining the abundance of star-forming galaxies at $z \sim 6-10$, taking benefit from lensing magnification to improve the search efficiency and subsequent spectroscopic studies. Deep near-IR photometry of two lensing clusters (A1835 and AC114) was obtained with ISAAC/VLT. These images, combined with existing data in the optical bands, including HST images, were used to select very high redshift candidates at $z \gtrsim 7$ among the optical-dropouts. Photometric selection criteria have been defined based on the well proven dropout technique, specifically tuned to target star-forming galaxies in this redshift domain.

We have identified 18(8) first-category optical dropouts in A1835 (AC114), detected in more than one filter up to H (Vega) ~ 23.8 (AB ~ 25.2, uncorrected for lensing), 15(6) of them displaying a relative good quality SED. Among them, 8(5) exhibit homogeneous SEDs compatible with star-forming galaxies at $z \gtrsim 7$, and 5(1) are more likely intermediate-redshift Extremely Red Objects (hereafter EROs). The nature of three optical dropouts in A1835 could not be determined with the present data. We have also identified a number of fainter sources in these fields fulfilling our photometric selection and located around the critical lines. We use all these data to constrain the density of star-forming galaxies present at these redshifts, through a careful modeling of the lensing clusters allowing to correct for magnification effects and sample incompleteness.

As expected from simple modeling, the number of candidates found using gravitational lensing is higher than the one achieved in blank fields with similar photometric depth in the near-IR. Once corrected for lensing, the luminosity function derived for $z \gtrsim 6$ candidates is compatible with that of LBGs at $z \simeq 4$, scaled by a $(1+z)^{-1}$ factor, without any additional renormalization. The upper limit for the UV SFR density obtained from this sample at $z \sim 6-10$, integrated down to $L_{1500} = 0.3\ L^*_{z=3}$, of $\rho_\star = 6.3\ 10^{-2}$ M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3} is compatible with the usual values derived at $z \simeq 5-6$, but higher than the estimates obtained in the NICMOS Ultra Deep Field (UDF). The upper limit for the SFR density in the $z \simeq 8-10$ interval ($\rho_\star = 1.12\ 10^{-1}$) seems more difficult to reconcile with the NICMOS UDF results without assuming either a large fraction of faint intermediate-redshift interlopers and/or a strong magnification bias in our sample with respect to blank fields. An exhaustive spectroscopic survey of these sources will be needed to conclude on the implications of these preliminary results to constrain the formation epoch and the properties of the first stars in galaxies.

Key words. galaxies : formation – galaxies : high redshift – galaxies : photometry – galaxies : clusters : lensing –

1. Introduction

During the last decade considerable advances have been made in the exploration of the early Universe, reaching from the discovery and detailed studies of redshift $z \sim 3$ galaxies (the so-called Lyman break galaxies, LBGs, e.g. Steidel et al. 2003), over $z \sim 4$–5 galaxies found from numerous deep multi-wavelength surveys, to galaxies at $z \sim 6$–7, close to the end of reionization epoch of the Universe (e.g. Hu et al. 2002, Kodaira et al. 2003, Cuby et al. 2003,

Send offprint requests to: J. Richard, Johan.Richard@ast.obs-mip.fr

⋆ Based on observations collected at the Very Large Telescope (Antu/UT1), European Southern Observatory, Paranal, Chile (ESO Programs 69.A-0508, 70.A-0355, 271.A-5013, 272.A-5049, 73.A-0471) and the NASA/ESA *Hubble Space Telescope* obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA under NASA contract NAS5-26555

Kneib et al. 2004, Stanway et al. 2004, Bouwens et al. 2004b). Extending the searches beyond $z \simeq 6.5$ and back to ages where the Universe was being re-ionized (cf. Fan et al. 2002) requires extremely deep observations in the near-IR bands. Indeed, astounding depths can be reached in ultra-deep fields, as demonstrated e.g. recently with J and H imaging of the NICMOS Ultra-Deep Field (UDF; Thompson et al. 2005; Bouwens et al. 2004a) from which 5 faint ($H_{AB} \sim 27$) candidates at $z \sim 7$–8 have been identified (Bouwens et al. 2004b).

We present in this paper the first results of our deep survey of lensing clusters aimed at constraining the abundance of star-forming galaxies at $z \sim 6-10$, taking benefit from lensing magnification to improve the search efficiency and subsequent spectroscopic studies. The motivations are the following. In one hand, our understanding of the first generation of stars and galaxies, the so-called Population III objects (cf. review of Loeb & Barkana 2001), has improved in the recent years by the development of new models for these low-metallicity starbursts (Bromm et al. 2001, Schaerer 2002, Schaerer 2003). The observational properties inferred from this modeling show us that it is now possible to detect some of these objects at $z \sim 8-10$, thanks to the intensity of their emission lines, using very deep near-IR surveys on 8 m-class telescopes (e.g. Barton et al. 2004). On the other hand, recent WMAP results seem to place the first building blocks at redshifts up to $z \sim 10-30$ (Kogut et al. 2003) and very distant star-forming systems could have been responsible for a significant part of the cosmic reionization. The end of this epoch is suggested to be at $z \sim 6.0-6.5$ from the spectrum of high redshift quasars (Fan et al. 2002). Therefore, constraining the abundance of $z > 7$ sources is an important challenge of modern cosmology.

Our project is based on the photometric pre-selection of candidates making use of the natural magnification provided by foreground lensing clusters. This technique, also first referred to as the "gravitational telescope" by Zwicky, has proven highly successful in identifying a large fraction of the most distant galaxies known today thanks to magnifications by typically 1–3 magnitudes (e.g. Franx et al. 1997, Ellis et al. 2001, Hu et al. 2002, Kneib et al. 2004).

Photometric selection of high-redshift galaxies, such as the Lyman-break technique (e.g. Steidel et al. 1995), has been successful in identifying star-forming objects at $z \sim$ 2-4 (cf. Steidel et al. 2003, Shapley et al. 2003) and up to $z \sim 6$ (Bunker et al. 2003). At redshifts $z \gtrsim 5$, only ≈ 30 galaxies are currently known with confirmed redshifts (cf. review by Spinrad 2003). For now approximately 5 galaxies with $z \sim 6.5$ (Hu et al. 2002, Kodaira et al. 2003, Cuby et al. 2003, Kneib et al. 2004) are known with secure redshifts. These objects are generally found thanks to their Lyman-α emission which is redshifted into the ~ 9200 Å window, the "reddest" window relatively free of skylines in the optical. The abundance of $z \sim 10$ galaxies was recently discussed by Bouwens et al. (2005) using NICMOS-UDF J_{110} and H_{160} data. Their conclusion is that strong evolution exists between $z \sim 7-8$ and $z \sim 3-4$, the SFR density being much smaller at very high-z down to the limits of their survey ($L_{1500} = 0.3L^*_{z=3}$). However, it is crucial to increase both the size and the depth of the surveyed field to set strong constraints on the star-formation at $z \gtrsim 7$.

In this paper, we present a similar color-color selection technique used to identify very high redshift objects using their specific spectrophotometric properties. As first targets for our survey, we have chosen fields centered on lensing clusters with well-constrained mass distributions, and already known to be efficient gravitational telescopes. We use the sample of high-redshift candidates selected in these fields to constrain the abundance of star-forming galaxies up to $z \sim 10$.

The plan of this paper is as follows: in Sect. 2 we justify the observing strategy and the photometric criteria adopted in this project. Photometric observations and data reduction are described in details in Sect. 3 and 4. The construction and analysis of the photometric catalogs is given in Sect. 5, together with completeness and false-positive detection estimates in the different fields and filters. The photometric selection of very high redshift candidates is presented in Sect. 6. The properties of the final list of candidates, including spectral energy distributions (hereafter SEDs), photometric redshifts and magnification estimates, are detailed in Sect. 7. In Sect. 8 we discuss the intrinsic (lens-corrected) properties of this sample, the number-density of star-forming galaxies at $z \sim 6-10$ as compared to simple model expectations, and the implications for the cosmic SFR. We also summarize in this section the present state concerning our ongoing spectroscopic survey in these fields. Conclusions are given in Sect. 9.

Throughout this paper, we will adopt the following cosmology: a flat Λ-dominated Universe with the values $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_b = 0.045$, $H_0 = 70\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$, and $\sigma_8 = 0.9$. All magnitudes given in the paper are quoted in the Vega system. Conversion values between Vega and AB systems for these filters are given in Table 1.

2. Simulations and observing strategy

Our project aims at searching for $z \gtrsim 6$ galaxies, typically in the $z \sim 7$–10 domain. At such redshifts, the most relevant signatures are expected in the near-IR window beyond $\lambda \gtrsim 1\mu$m . The first step is to estimate the expected magnitudes of galaxies at such redshifts, and to establish robust photometric criteria allowing to select high-redshift candidates. Simulations have been done to define the observing strategy to target high redshift sources behind lensing clusters. For these purposes, we have used the evolutionary synthesis starburst models by Schaerer (2002, 2003) for Population III and extremely metal deficient galaxies, together with the usual templates available for normal galaxies. In particular, we used the empirical SEDs compiled by Coleman, Wu and Weedman (1980) to represent the local population of galaxies, with spectra

extended to wavelengths $\lambda \leq 1400$ Å and $\lambda \geq 10000$ Å using the equivalent spectra from the Bruzual & Charlot GISSEL library for solar metallicity (Bruzual & Charlot 1993). We also included the starbursts templates SB1 and SB2, from Kinney et al. (1996), and the low metallicity galaxy SBS0335-052 (Izotov, 2001, private communication).

We consider a fiducial stellar mass halo of 10^7 $M_\odot$, corresponding to a collapsing DM halo of 2×10^8 $M_\odot$. With a ΛCDM model and the cosmological parameters adopted here, we expect ~ 10 of such DM haloes per Mpc^3 within the relevant redshift range $z \sim 5-10$, and ~ 1 Mpc^{-3} with 10^9 $M_\odot$ (e.g. Loeb & Barkana 2001). Magnitudes given below are to be rescaled to 10^7 $M_\odot$ for other stellar mass halos. The virial radius is of the order of a few kpc, and thus we consider that sources are unresolved on a 0.3" scale, with spherical symmetry. The reionization redshift is assumed to be $z \sim 6$. Lyman series troughs (Haiman & Loeb 1999), and Lyman forest following the prescription of Madau (1995) are included. Although a detailed description of Lyman-α emission is out of the scope of this paper, we have taken into account the possible impact of the main emission lines on the integrated colors using rather simple and extreme assumptions. Simulations accounting for an extended Lyman-α halo (cf. Loeb & Rybicki 1999) have been computed, together with a simple parametrization of the fraction of Lyman-α flux entering the integration aperture. Two extreme assumptions are considered here for the IMF, either a standard Salpeter IMF, with stars forming between 1 and 100 $M_\odot$, or a top-heavy IMF, with stellar masses ranging between 50 and 500 $M_\odot$. Some preliminary versions of these simulations were presented in Schaerer & Pelló (2001) and Pelló & Schaerer (2002).

Nebular continuous emission and strong emission lines could have important effects on the integrated fluxes and colors of such galaxies, although broad-band colors alone do not allow to precisely constrain the physical properties of these galaxies. However, the main relevant signatures of genuine star-forming sources at $z > 6$, which are common to all models, are well known: they are optical dropouts, displaying a strong break and "red" optical vs. IR colors, whereas they exhibit a "blue" SED longward of Ly-α provided reddening is sufficiently small. Different redshift intervals can be defined using an appropriate set of near-IR filters in combination with optical data. This particular application of the Lyman break or dropout technique as a function of redshift is shown in Figs. 1 to 3, for the different redshift intervals considered in this paper. Only a reduced number of models is presented in these figures, for simplicity and in order to suppress redundant information. Color shifts typically expected for starbursts at $z = 1$ and $z = 3$ are shown by arrows, corresponding to an intrinsic extinction of $A_V = 1$, with the reddening law by Calzetti et al. (2000). Stellar colors presented in these diagrams were computed from the library of Pickles (1998).

Figure 1 displays the $J-H$ versus $H-Ks$ color-color diagram for different extreme Population III starbursts within the $5 \leq z \leq 11$ interval, compared to the location of stars and normal galaxies at different redshifts. This diagram is particularly well suited to identify galaxy candidates in the $8 \leq z \leq 11$ redshift interval among the optical dropouts. At redshifts above ~ 10, galaxies are expected to be J band dropouts (see also Fig. 4). For galaxies at $6 \leq z \leq 9$, the same photometric selection can be performed including the z (0.9 μm) and SZ (1.1 μm) filters (Fig. 2 and 3). The basic properties of these filters, used in the present survey, are summarised in Table 1.

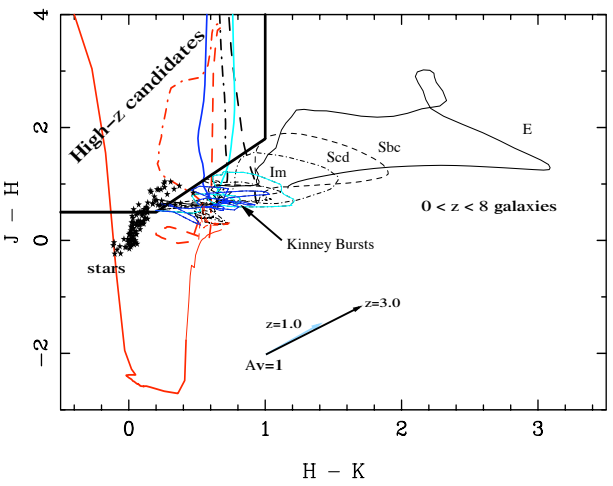


Fig. 1. $J-H$ versus $H-Ks$ color-color diagram (Vega system) showing the position expected for different objects over the interval $z \sim 0$ to 11. The position of stars and normal galaxies up to $z \leq 8$ are shown, as well as the shift direction induced by $A_V = 1$ magnitude extinction. Thin and thick lines display models below and above $z = 8$ respectively. Several models for Pop III starbursts are presented, for different fractions of Lyman-α emission flux entering the integration aperture: 100% (red solid line), 50% (red dashed line) and 0% (red dot-dashed line). The location of Kinney et al. (1996) starbursts templates is also given for comparison (SB1(cyan) and SB2 (blue)). All star-forming models enter the high-z candidate region at $z \geq 8$.

Once the color-selection is well established, an important issue is the photometric depth needed to detect typical stellar haloes up to a given mass, in order to derive statistically significant results on the nature and properties of $z > 6$ sources.

According to our simulations, the predicted magnitudes in the Vega system for a reference stellar halo mass of 10^7 $M_\odot$, zero metallicity stars, a top-heavy Salpeter IMF, and a starburst younger than 10^6 yrs, typically range between ~ 24.5 and 26.0 in J in the relevant redshift range ($z \leq 8$), ~ 24.5 and 25.5 in H, and ~ 24 to 25 in Ks ($z \lesssim 10$), depending on models, within the $z \sim 6$–10 interval (see Fig. 4). For the same models, SZ and z range between $\sim$ 25-26, for $z \leq 7$ and $z \leq 6$ respectively, and sources become dropouts in these filters beyond these redshifts (see Fig. 5). For a standard Salpeter IMF (from 1–100 $M_\odot$) these values are ~ 2 magnitudes fainter for zero metallicity; increasing the metallicity for this IMF implies actually a somewhat larger UV restframe flux (up

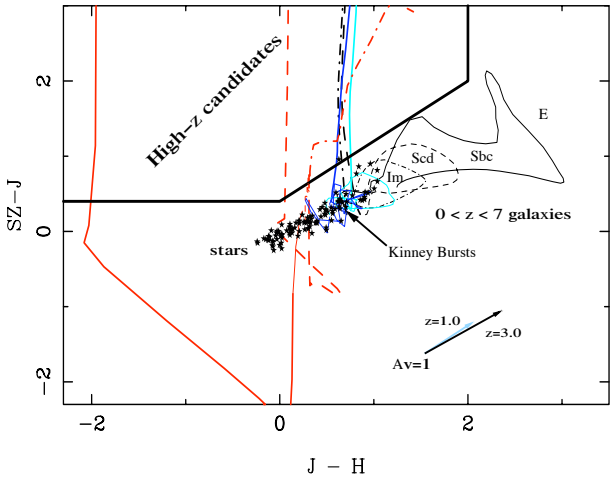


Fig. 2. $SZ-J$ versus $J-Hs$ color-color diagram (Vega system) showing the position expected for different objects over the interval of $z \sim 0$ to 8.5. Thin and thick lines display models below and above $z = 7$ respectively. Models displayed and general comments are the same as in Fig. 1. The position of stars and normal galaxies up to $z \leq 7$ are shown.

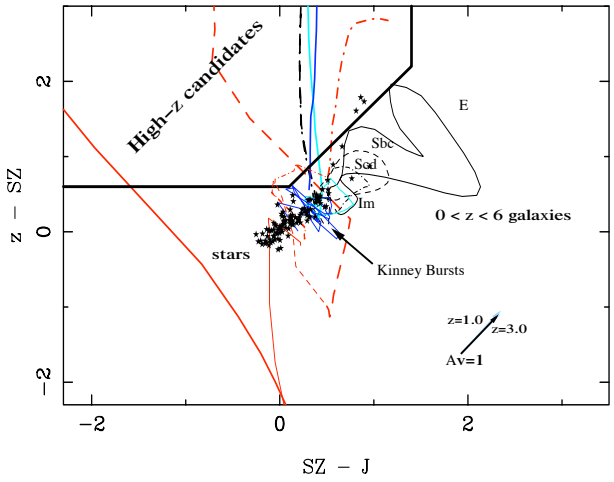


Fig. 3. $z-SZ$ versus $SZ-Js$ color-color diagram (Vega system) showing the position expected for different objects over the interval of $z \sim 0$ to 7.5. Thin and thick lines display models below and above $z = 6$ respectively. Models displayed and general comments are the same as in Fig. 1. The position of stars and normal galaxies up to $z \leq 6$ are shown.

to 0.5 mag brighter for solar metallicity; cf. Schaerer 2003, Fig. 2). Also, obviously these magnitudes scale with stellar mass. In other words, a stellar halo with a standard IMF exhibits about the same magnitudes as a top-heavy IMF which is a factor of 10 less massive, all the other parameters being the same. This comment not only stands for PopIII models, but also for solar metallicity starbursts and constant star-forming models with standard IMF and metallicity.

Assuming a minimum gravitational magnification of $\sim$1 magnitude, if we intend to detect stellar haloes up to 10^8 $M_\odot$ (or a few 10^7 $M_\odot$, depending on IMF), the photometric depth required is of the order of $H \sim 24.0$ and $Ks \sim 23.5$ for a positive detection, and up to ~ 26.0 in z, SZ and J to identify significant dropout sources in these filters. The number of sources expected can be roughly estimated as follows. Taking into account the typical covolume surveyed in a lensing cluster under these conditions [1], the relevant density of DM haloes assuming a conservative fraction of 10% of baryonic mass converted into stars before $z = 6$ (~ 0.1 Mpc^3, corresponding to 10^{10} $M_\odot$ DM halo), and the probability of detection related to the visibility of the starburst within the relevant redshift interval (10^6 yrs restframe, thus a *duty-cycle* factor ~ 0.1 to a few 0.01; see Sect. 8), the number of sources expected ranges between a few tens and a few hundreds. We still expect a few positive detections at $z = 6-10$ with a completeness level of the order to 10% or even lower. However, strong lensing effects have to be carefully taken into account in this survey, as explained below. A detailed comparison between the number of sources expected and the number of sources actually detected in our lensing fields is provided in Sect. 8.

3. Photometric data

Two lensing clusters were selected for this pilot study with the VLT: AC114 (α=22:58:48.26 δ=−34:48:08.3 J2000, $z = 0.312$) and Abell 1835 (α=14:01:02.08 δ=+02:52:42.9 J2000, $z = 0.252$). AC114 is a well-known "gravitational telescope", for which multiwavelength observations are available. The corresponding lens model is well-constrained by a large number of multiple-images spectroscopically identified at high redshift (Smail et al. 1995, Natarajan et al. 1998, Campusano et al. 2001, Lemoine-Busserole et al. 2002). Abell 1835 is the most X-ray luminous cluster in the $XBACS$ sample (*X-ray-Brightest Abell-type Clusters of galaxies*, Ebeling et al. 1998), thus potentially one of the most efficient gravitational telescopes. Indeed, strongly lensed features were identified in this cluster, based on deep ground-based and HST images, and it was used to search for bright submm galaxies with SCUBA (Smail et al. 1999, Ivison et al. 2000). A mass model is available, mainly based on a set of multiple images at z=1.56.

We observed these clusters with ISAAC and FORS in the near-infrared domain ($\sim$ 0.9 to 2.2 μm) between September 2002 and April 2004, covering as far as possible the z, SZ, J, H, and K bands. In addition, optical images at shorter wavelengths (between U and I) were available in our group from previous surveys, or from archive data. Table 1 summarizes the main characteristics of the photometric dataset.

Note that in the remainder of the paper we will loosely use the term "near-IR" for the SZ, J, H, and K filters, whereas "optical" refers to all filters shortwards of 1.0 μm, from U to I (or z when available).

[1] a few 10^4 Mpc^3 between $z = 6$ and 10, for a $\sim 2\times2$ arcmin^2 field of view, after correction for a typical magnification factor of ~ 2

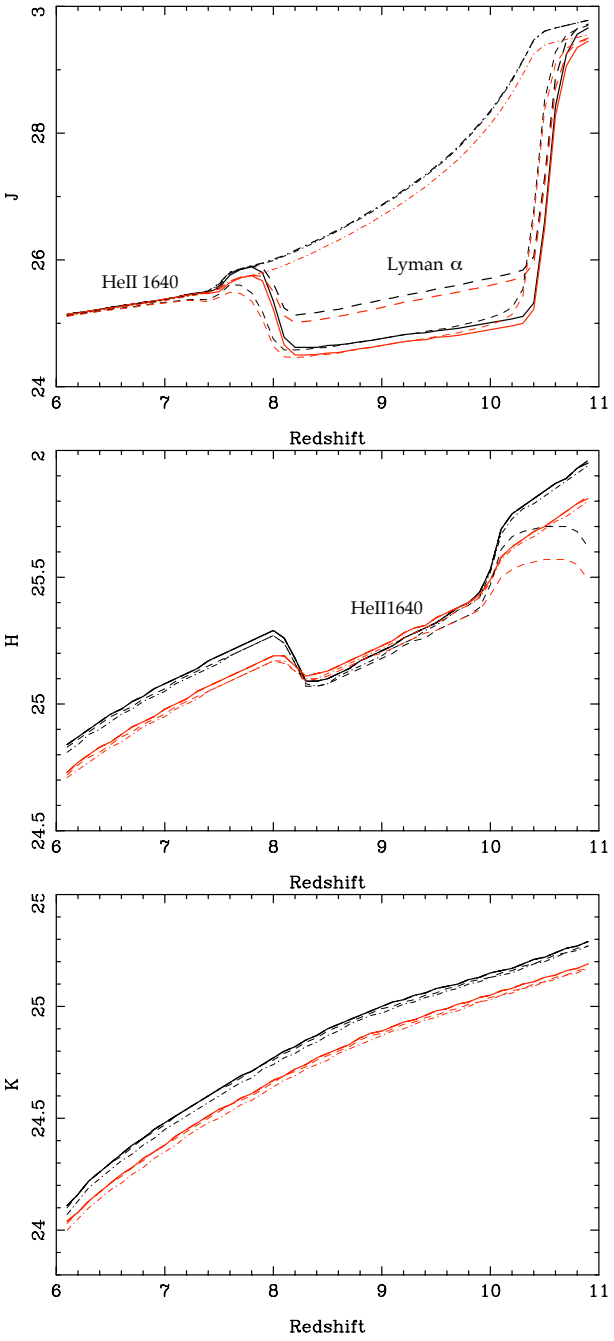


Fig. 4. From top to bottom, J, H and Ks magnitudes as a function of redshift for a top-heavy IMF, for a fiducial stellar halo of 10^7 $M_\odot$. The values corresponding to a normal Salpeter IMF are about 2 magnitudes fainter over all the redshift interval. Black and red lines correspond respectively to burst ages 10^4 and 10^6 yrs. Various models for Pop III objects are presented, for different fractions of the Lyman-α emission entering the integration aperture: 0 % (thick dot-dashed line), 50 % (thick dashed line), and 100 % (thick solid line). Thin dot-dashed lines correspond to a self-consistent extended Lyman-α halo emission (Loeb & Rybicki 1999), whereas thin dashed lines display the same model with 100 % of Lyman-α emission entering the integration aperture.

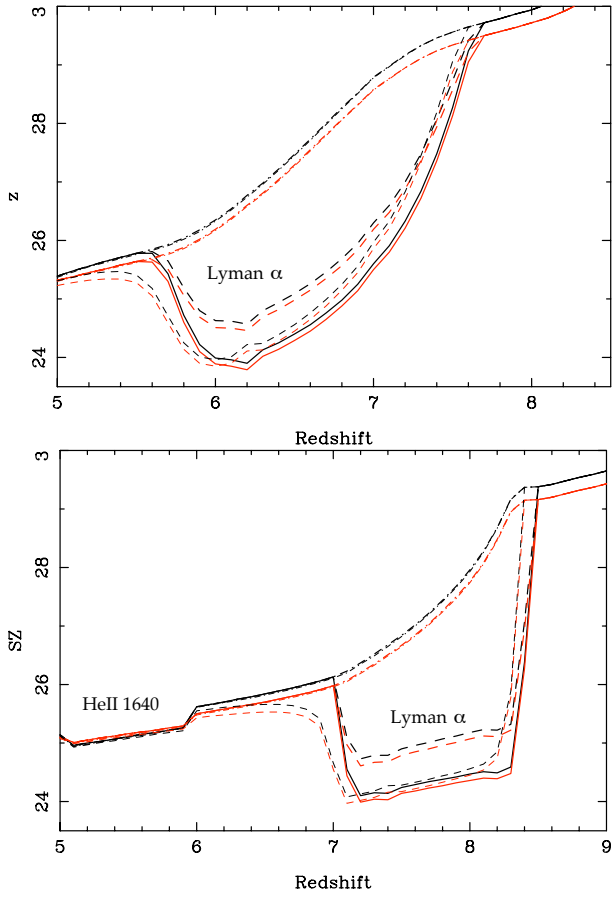


Fig. 5. From top to bottom, z and SZ magnitudes as a function of redshift, for a fiducial stellar halo of 10^7 $M_\odot$ and the same models as in Fig. 4.

3.1. Near-IR photometric observations

We obtained imaging data with the Infrared Spectrometer And Array Camera (ISAAC, Moorwood 1997) located on the Nasmyth-B focus of the 8.2m VLT-UT1 (Antu telescope), using the Short-Wavelength channel of the instrument (Cuby et al. 2000). The field of view of the camera is about 2.5 arcmin × 2.5 arcmin with a pixel size of 0.148″. The data for AC114 were acquired during UT 2002 August 19-20-22 (period 69). Due to technical problems with the instrument in this period, the usual ISAAC detector was changed for the Aladdin 1024 × 1024 InSb array. The data for Abell 1835 were acquired during UT 2003 January 14, February 9-11-12-14-15 (period 70, JHK), and UT 2004 April 20 and May 15 (period 73, SZ) with the usual Hawaii Rockwell 1024 × 1024 Hg:Cd:Te Array. Differences in efficiency between these two detectors have been reported, the Hawaii Rockwell detector providing better results in terms of photometric accuracy. [2]

Near infrared imaging is challenging because of the dominance and variability of the sky background. We used dithering of short exposures with subintegration × integration times of 4 × 45 s in the SZ and J bands, 11 × 12 s in the H band, and 6 × 15 s in the Ks band, with a 30″ jitter box. These values provided a good compromise between an optimal photometric depth over a large fraction

[2] For more details see section 1.2.2 of the ISAAC user manual (Cuby et al. 2002)

of the field of view, and good sky-subtraction in a crowded field. For Abell 1835, the field center was chosen such as to prevent contamination by a very bright star located at the north of the cluster. Therefore the brightest cluster galaxy is not at the center of the field (see Fig. 10).

Calibration data were obtained in the usual way (detector darks, twilight flats, ...). Standard stars from the LCO/Palomar NICMOS list (Persson et al. 1998) were used for photometric calibration.

3.2. Optical and intermediate band images

z band observations of Abell 1835 were obtained during UT 2004 March 26 and April 10 with the FOcal Reducer/low dispersion Spectrograph (FORS2) at VLT. This instrument has a $0.252''$ pixel size and a field of view of 7.2 arcmin $\times$ 7.2 arcmin. We used dithered individual exposures of 120 s.

To be able to distinguish between "low" ($z \lesssim 6$) and "high" ($z > 6$) redshift objects, we have compiled the available optical images for the two lensing clusters. For AC114, we used the data from Campusano et al. (2001) covering U to I filters, including a mosaic of deep HST/WFPC2-F702W (R) observations. Images in this band were obtained in both *high-sky* and *low-sky* modes, with different orientations on the sky, in such a way that the final composite image in this filter exhibits three regions with different behaviour (noise properties, photometric depth) across the ISAAC field of view. Each of them is presented separately in Table 1.

Optical data for Abell 1835 include $BVRI$ imaging obtained with the CFH12k camera at CHFT, and HST/WFPC2-F702W (R) images acquired in *low sky* mode. Because of the field centering chosen for the near-infrared data, only half of the ISAAC field of view is covered by the HST/WFPC2 image.

For the two clusters, all optical data fully cover the relevant region studied around the cluster center. The entire ISAAC field is covered in most cases. The overlap fraction between the optical images and the near-IR data is indicated in Table 1, where the references and main properties of the data set are summarized. Overlap fractions refer to the ISAAC field.

4. Data reduction and calibration

Near infrared photometry of extremely faint sources requires a careful data reduction. The procedure described here was performed for all the ISAAC data (SZ, J, H and Ks bands). For the FORS2 (z band) data, we used a standard flat-field correction and combination of the individual frames with bad-pixel rejection.

4.1. General procedure

We reduced our data using IRAF procedures and according to the ISAAC Data Reduction Guide v.1.5[3]. The different steps are the following: photometric calibration, bias substraction, flat-fielding, sky substraction, registration and combination of the images. The reduction recipe we used, as well as some of the improvements, were mostly inspired from the reduction of near-IR observations on the HDFS field with the same instrument (Labbé et al. 2003).

Photometric zero-points were derived from LCO/Palomar NICMOS standard stars (Persson et al. 1998), observed each night using a five-point jitter pattern. After subtracting from each image the median sky of all the pattern, we measured the total counts in a 20 pixel radius circular aperture, and from these integrated fluxes we derived the zero-points. Airmass differences between science exposures were corrected to a reference value for each filter using a linear relation between zero-point and airmass derived from standards stars observed at different airmasses.

After removing the ghost, substracting a median dark frame and flat-fielding our data, we used the IRAF package XDIMSUM[4] to apply a two-step sky-subtraction. During the first pass, each image is sky-subtracted using the sky pattern obtained from a group of adjacent frames and a bad pixel mask is created in the process. The relative shifts between images are derived from the position of several stars matched in each frame. Then, images are registered and combined using integer shifts values to preserve the noise properties and rejecting all bad pixels. Bright sources are detected in order to create an object mask, and a second sky-subtraction is applied to the data, this time using the mask to reject pixels located on objects in the evaluation of the sky. This improves the quality of the final stacked image.

As a cross-check for our stacking procedure, we produced another version of the final images using a slightly different reduction recipe. After the usual ghost and dark removals, we flat-fielded each image using a sky flat, created by evaluating the sky in a group of adjacent frames, again masking the bright objects. Then individual frames were registered and coadded in a standard way. The resulting images are found to be similar, in terms of quality, detection level and photometric depth, to the general procedure described above. The main difference is an enhanced quality around the bright galaxy haloes close to the cluster core, and thus we finally adopted the two-step sky-subtraction procedure.

[3] See `http://www.eso.org/instruments/isaac/drg/html/drg.html`

[4] XDIMSUM is a modified version by the IRAF group of the Deep Infrared Mosaicing Software package by P. Eisenhardt et al. See ftp://iraf.noao.edu/extern-v212/xdimsum for details

Table 1. Main properties of the photometric dataset used in this paper: filter identification, total exposure time, average seeing measured on the original images, pixel size, 1 σ limiting magnitude inside a 1.5 $''$ diameter aperture, filter effective wavelength, AB correction, overlap fraction relative to the ISAAC frames, and references. Exposure time values of HST-F_{702W} images are converted into *low sky* mode for comparison (see text for details). AB corrections (C_{AB}) correspond to $m_{AB} = m_{Vega} + C_{AB}$.

Filter	t_{exp} [ksec]	seeing [$''$]	pix [$''$]	depth [mag]	λ_{eff} [nm]	C_{AB} [mag]	overlap [%]	Reference
AC114								
U	20.00	1.3	0.36	29.1	365	0.693	43.1	Barger et al. 1996
B	9.00	1.2	0.39	29.0	443	-0.064	100.0	Couch et al. 2001
V	21.60	1.1	0.47	28.5	547	0.022	76.6	Smail et al. 1991
R^1_{702}	≥ 8.30	0.13	0.100	≥ 27.7	700	0.299	84.9	Natarajan et al. 1998
R^2_{702}	≥ 24.90	0.13	0.100	≥ 28.4	700	0.299	41.4	Natarajan et al. 1998
R^3_{702}	40.00	0.13	0.100	28.6	700	0.299	17.0	Natarajan et al. 1998
I_{814}	20.70	0.3	0.100	26.8	801	0.439	77.6	Smail et al. 1991
J	6.48	0.52	0.148	25.5	1259	0.945	100.0	This work
H	13.86	0.40	0.148	24.7	1656	1.412	100.0	This work
Ks	18.99	0.34	0.148	24.3	2167	1.873	100.0	This work
Abell 1835								
V	3.75	0.76	0.206	28.1	543	0.018	100.0	Czoske et al. 2002
R	5.40	0.69	0.206	27.8	664	0.246	100.0	Czoske et al. 2002
R_{702}	7.50	0.12	0.100	27.7	700	0.299	45.7	Smith et al. 2003
I	4.50	0.78	0.206	26.7	817	0.462	100.0	Czoske et al. 2002
z	6.36	0.70	0.252	26.7	919	0.554	100.0	This work
SZ	21.96	0.54	0.148	26.9	1063	0.691	100.0	This work
J	6.48	0.65	0.148	25.6	1259	0.945	100.0	This work
H	13.86	0.50	0.148	24.7	1656	1.412	100.0	This work
Ks	18.99	0.38	0.148	24.7	2167	1.873	100.0	This work

4.2. Further improvements

The following steps were introduced in addition to the standard scheme to improve the data reduction:

- Object masks created by XDIMSUM were not well-suited for our fields centered on lensing clusters, because they did not correctly take the bright extended haloes in the cluster core into account. We improved the sky-subtraction in these regions by applying a simple threshold above the sky background in our images to create the object masks. This procedure greatly reduced the contamination close to the bright objects.
- About 35 % of the images taken with the Hawaii-Rockwell array suffered from bias residuals, that appear more pronounced at the bottom and middle region of the detector. Before combining the individual sky-subtracted frames, we removed these residuals by subtracting from each line its median, with a rejection of pixels flagged in the object mask.
- In the case of AC114 cluster, about 20% of the individual H band frames presented strong low-frequency background variations, due to imperfect sky-subtraction and possible contamination due to the proximity of the moon. We corrected part of these residuals using a bidimensional fit of the large-scale background for each frame, after rejection of all pixels flagged in our object mask.
- Before combining the frames into a final stack, we applied weight values accounting for slight variations in quality during observations, in such a way that the best-quality images will have the highest weight. Weighting was optimized in order to improve the detectability of faint point-like sources ; we computed individual weights using the following relation :

$$weight \propto (ZP \times var \times s^2)^{-1}$$

where we computed the indivual zero-point ZP and seeing s from the magnitudes and FWHM of the 5 brightest unsaturated stars located in our field. The local sky pixel-to-pixel variance var was derived through background statistics inside a small region free of objects.
- To check for the final accuracy of our absolute photometric calibration, we compared the theoretical and observed colors of several cluster elliptical galaxies for which we had available spectroscopy, after having reduced the images as described below, and seeing-matched them to the worst value. The empirical SED template compiled by Coleman, Wu and Weedman (1980) was used to derive the expected colors for elliptical galaxies at the cluster redshifts. Only in one case (Abell 1835), we corrected for a 0.1 mag offset found in the final J band image. We also checked that the optical to near-IR colors of the brightest elliptical galaxies were consistent with the theoretical expectations. We found that our final absolute photometry is accurate to about 0.05 mag throughout the wavelength domain.

5. Analysis of Images

Since we use imaging data acquired with very different filters and instruments, we had to match them to a common reference when measuring the required multi-band photometry. However, the registration and seeing matching process generates the resampling of data, and therefore modifies the noise properties of the background in the sense that the error bars measured on these modified images by the standard means tend to be underestimated. For this reason, we preferred to use the original images to derive the error bars in each band, as explained below.

5.1. Image registration and astrometry

We registered the final SZ, J, H,and Ks band images for each cluster with a simple shift, except in the case of AC114, where we corrected for a slight distortion that appeared in the J band image.

In order to measure relative photometry in the near-IR bands, we matched all the images to a common seeing using a simple gaussian convolution, the worst case being the J band for both clusters.

As all the photometric high-z candidates are expected to be detected in the H band we have defined an H band selected sample. The detection images were created with the original H band images, weighted by the square root of the corresponding exposure time maps in order to get a uniform background noise across the field.

The available optical images for each cluster were registered to the ISAAC combined images, using standard IRAF procedures for rotation, magnification and resampling of the data. These images were mainly used to exclude well-detected low-z sources, and also for the first manual inspection of the optical dropouts. However, resampling of data could produce both spurious detections and false non-detections among the faint sources. For this reason, further discussed in in Sect. 6, we have used the *original* images instead to define our final sample of optical dropouts and we work on object coordinates.

We performed an astrometric calibration for all these images using ~ 30 bright unsaturated objects present in the USNO catalog (USNO A2.0, Monet et al. 1998). The error obtained in the absolute astrometric calibration is typically ~ 0.2 $''$ for a whole ISAAC field of view.

5.2. Photometry

We used the *SExtractor* package version 2.2.2 (Bertin & Arnouts 1996) to detect objects and to compute magnitudes within our images. We optimized the parameters to detect very faint unresolved sources. Magnitudes were measured within identical circular apertures in all filters (from optical to near-infrared), with the *SExtractor* "double-image" mode, using the H band detection images described in Sect. 5.1. Near infrared images were seeing-matched to the J band, but the seeing measured on ground-based optical bands is worse. Since optical images were only used here for non-detection purposes (i.e., for the identification of optical dropouts), we preferred to keep their original seeing instead of degrading the quality of near-IR and HST images.

SExtractor detection parameters were the following: 4 connected pixels above a threshold of 1 σ *on the detection image*, which corresponds to a central value of about 4.5 σ for a seeing-limited source, where σ stands for the typical local background noise. Magnitudes were measured within a 1.5$''$-diameter aperture (i.e., 10 pixels on the ISAAC images). This value is an optimized compromise allowing to obtain a fair estimate of the total magnitude for point-like sources on near-IR images, while keeping a good S/N on the optical images with the worst seeing ($\sim 1''$). We have also checked that magnitudes and error-bars measured within a 12 pixels (1.7$''$) diameter aperture are usually consistent within 1σ error bars for the faintest sources considered in this study.

Since *SExtractor* uses the registered, seeing-matched images to compute the photometric errors in all bands, these values are systematically too optimistic, thus leading to artificially high S/N determinations. To get more realistic errors in our photometry, we preferred an empirical method to derive them. We measured the typical RMS in the pixel distribution within apertures of the same physical size as for flux measurements: we averaged the pixel to pixel statistics in about 5000 non-overlapping apertures, randomly thrown inside regions free of objects in each original (unregistered, unconvolved) image. For each entry in the *SExtractor* output catalog, we recomputed the photometric error using the value of σ derived from these simulations. This photometric error measured in the original images was also used to compute the limiting magnitude in each band, reported in Table 1. All S/N values reported throughout the paper refer to these mock simulations.

The final catalogs include photometry within 1.5$''$ aperture for all objects detected in the H band; we were able to measure photometry of very faint sources ($J \sim 24.4-24.8$, H and $Ks \sim 23.5$) with a relatively good accuracy (S/N $\gtrsim 3-4$). The effective exposure time towards the edges of the field is smaller than in the central region due to the dithering pattern used in near-IR images, thus leading to worse detection limits and an increasing number of spurious detections towards the outer region. In this study, we use only the region of the field for which the effective exposure time is above 50 % of the (maximum) total value. The overlap fractions relative to the ISAAC frames given in Table 1 refer to these central regions, corresponding to 6.34 arcmin^2 for Abell 1835 and 6.10 arcmin^2 for AC114. The images shown in Figures 10 and 11 also refer to these central regions.

5.3. Completeness and false-positive detections

The characteristics of the final processed images are presented in Table 1. The seeing was measured on the original co-added images. We have computed the completeness

values for point-sources, in each cluster and band, for near-IR magnitudes within the relevant intervals. These limits were obtained from direct simulations as follows. Artificial stars (i.e., seeing limited sources) of fixed magnitude, ranging between 21 and 25, were added 1000 times at 30 different random locations on our images, and then extracted using the same method for detection and photometry as for astronomical sources (described above). Only "free" sky regions were used for this exercise, with uniform noise properties. This excludes in particular the cluster core and the edges of the images, where the effective exposure time is less than 50 %. Completeness values are derived from the fraction of objects we recovered in our images. The corresponding curves are shown in Fig. 6 and the completeness levels are reported in Table 2. A completeness level of $\sim$ 20-30% is achieved for H and $Ks \sim 23$, thus in good agreement with the requirements given in Sect. 2 for at least a few positive detections at $z \sim 6-10$.

Our detection scheme was optimized to identify faint sources which are only detected on the near-IR bands, i.e. a subsample of the images. To evaluate the fraction of spurious detections expected in our photometric catalogs, we constructed a special H band *noise image* for each cluster, where all astronomical sources were removed while keeping the same noise properties: we subtracted by pairs sequential images obtained with similar seeing conditions, and then coadded them using the same procedure described above. The result is an image with the same noise properties compared to the final stacks, affected only by small residuals at the location of the brightest sources. We used *SExtractor* to detect objects inside these noise images, with the same detection parameters as for astronomical sources. After masking the regions around the brightest objects and galaxy haloes to prevent any detection of source residuals (as for the astronomical images), the number of objects detected in these noise images was compared with the total number of objects within the same region on the astronomical images, for different ranges of magnitude. Results are presented in Fig. 7 for each cluster. We find that for objects brighter than $H = 23.5$, the number of *false-positive detections* should be typically lower than 50 %, for sources detected *only* in the reference filter H, and no spurious detections are expected up to $H = 23.0$. It is worth noting that the fraction of fake objects obtained with this procedure is overestimated compared to real catalogs, since no attempt was made to manually correct for obvious spurious detections, whereas all the dropout candidates included in the final catalogs were visually inspected by at least two different persons. Also, first category candidates as defined in Section 6 are detected in at least another near-IR band in addition to the rerefence H image. Their false-detection probability is therefore reduced compared to Fig. 7.

Our near-IR survey has reached $SZ \sim 25.6$, $J \sim$ 24.3-24.4, $H \sim 23.5$ and $Ks \sim 23.1$ (AC114) to 23.5 (A1835) (3 σ detection level within 1.5″aperture), i.e. AB$\sim$ 25-25.5 in $JHKs$ and AB$\sim$26.3 in SZ. The *minimum* magnification factor over the region covered by our near-IR survey is $\sim$ 0.7 magnitudes, and at least $\sim$ 1 magnitude over 50 % of the ISAAC field of view. Thus, the *effective* 3σ limiting magnitudes reached here are, close or similar to those attained in the HDFS (Labbé et al. 2003) in $JHKs$ (respectively AB$\sim$ 26.8, 26.2 and 26.2). Note that the limiting Vega magnitudes given in Table 1 correspond to 1σ values. Our 3σ limiting magnitudes in the H band come also close to the magnitudes of the $z \sim 7-8$ z-dropouts detected by Bouwens et al. (2004b) in the Hubble Ultra Deep Field, with $H_{160}(AB) \sim 26.0$ to 27.3, after correction for a typical magnification factor of at least $\sim$ 1 magnitude. We use below the detailed lensing models to derive the effective completeness of our sample as a function of redshift and magnitude, as compared to blank fields.

Table 2. 90 % and 50 % completeness limits for each cluster and band, corresponding to simulations shown in Fig. 6

Cluster	Band	90 % compl.	50 % compl.
AC114	J	23.5	23.9
AC114	H	22.5	22.8
AC114	Ks	22.4	22.8
Abell 1835	z	23.0	23.6
Abell 1835	SZ	24.0	24.4
Abell 1835	J	23.3	23.6
Abell 1835	H	22.3	22.7
Abell 1835	Ks	22.1	22.7

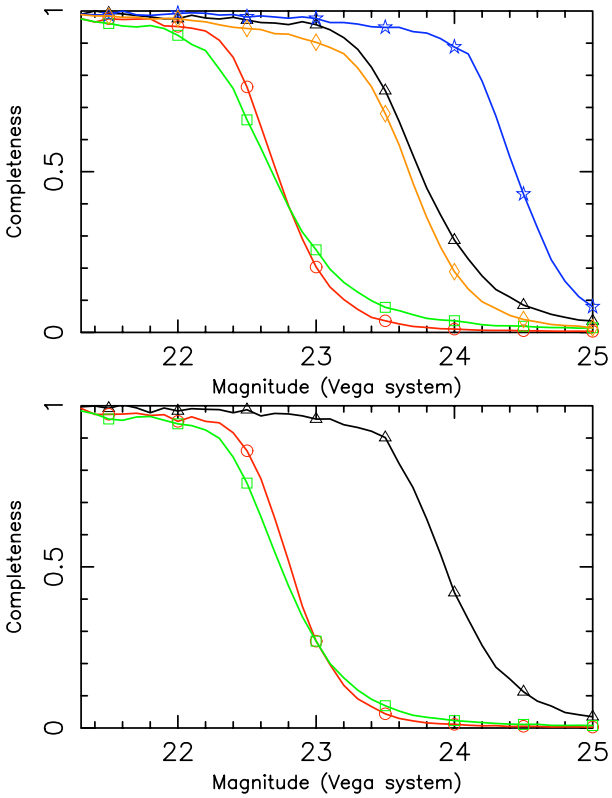


Fig. 6. Completeness curves obtained from simulations in each cluster, for the z band (orange diamonds), SZ band (blue stars), J band (black triangles), H band (red circles) and Ks band (green squares). Upper panel : Abell 1835. Lower panel : AC114.

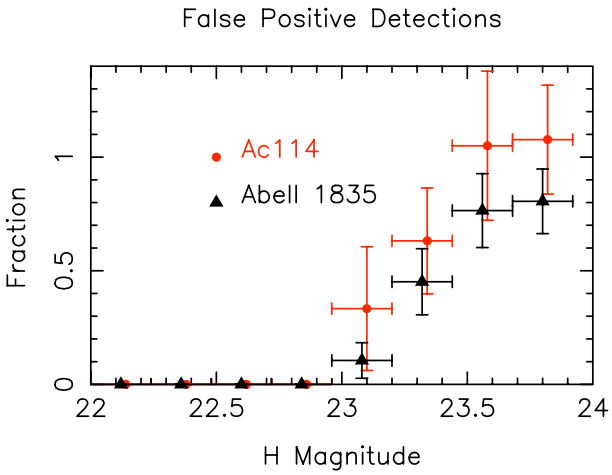


Fig. 7. Expected fraction of spurious objects in the reference H band detection image as a function of magnitude (see text for details). Error bars are estimated assuming Poisson noise statistics. This fraction represents an upper limit, since most of the objects are detected in two or more bands.

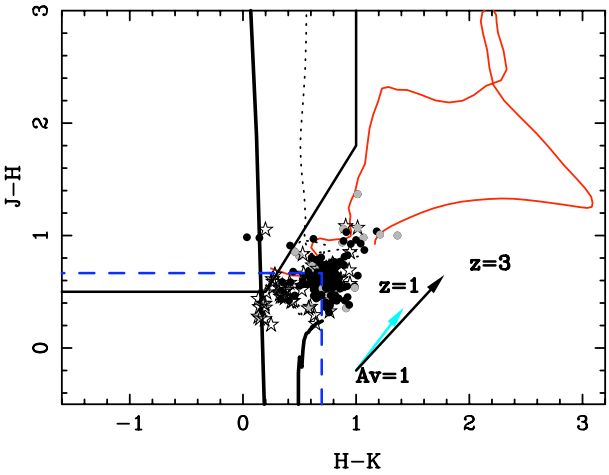


Fig. 8. Location of objects brighter than $H = 22.5$ in the $J-H$ vs $H-Ks$ color-color diagram for Abell 1835 (black dots). Special symbols are used for *SExtractor* stars ($flag_* > 0.95$, open stars) and EROs (grey dots). Predicted colors for an elliptical cluster galaxy are shown with dashed lines, and the direction of reddening is indicated by an arrow. Evolutionary tracks are overplotted as in Fig. 1, to facilitate the comparison: E galaxy (grey solid line), a low-metallicity starburst (thick solid black line) and a local starburst from Kinney et al. 1996 (dotted line). Error bars are typically ≤ 0.1 mags for these objects.

6. Selection of high-z photometric candidates

This Section presents the procedure adopted to select the sample of high-redshift candidates. As described in the observing strategy (Sect. 2), color-color diagrams of optical dropouts have been used to select high-redshift candidates from our deep near-infrared images. For a subsample of them, individual probability distributions and photometric redshifts can be reliably derived from their photometric SEDs, as discussed in Sect. 7. The location of the photometric candidates with respect to the critical lines, and thus the typical magnification factors reached by our sample, are also briefly described.

6.1. Near-IR color-color diagrams of bright objects

As an additional test to the photometric selection of sources, we have checked that magnitudes and colors corresponding to different known populations of objects, such as cluster members and stars, are in good agreement with expectations. Of particular interest is the location of bright sources ($H < 22.5$, i.e. S/N $\gtrsim$ $8-10$) on the theoretical near-IR color-color diagrams. This comparison yields the expected results: cluster members are mainly located in a well-defined and small region, with the standard colors of cluster galaxies at $z \sim 0.2-0.3$. Also stars morphologically identified by *SExtractor* ($flag_* > 0.95$) are located at the expected position in these diagrams. A representative example is given in Fig. 8 for Abell 1835. This diagram is to be compared to the theoretical expectations displayed in Fig. 1.

If we adopt the ($R-Ks > 5.6$) definition from Daddi et al. (2000) to select EROs from this sample of bright sources, we find that a few of them lie inside the low-redshift region of the diagram for each cluster, a location which is mainly compatible with dust-reddened starbursts. This diagram also shows that only very few *bright* objects correspond to our color-selection criteria for high redshift galaxies. All these objects are detected in the optical bands. We have carefully inspected the morphology of these sources on the HST images and found two cases: either they clearly correspond to two blended objects, or they are point-like sources. In the first case, the two objects merge in a single source on the near-IR images, in which case the photometric measurements are contaminated. In the latter case, we found stars close to the saturation in one or several filters. In short, except for these understandable cases, no bright objects ($H < 22.5$) are found to fulfill our two color selection criteria.

6.2. Catalog of optical dropouts

Optical dropouts are defined as objects non-detected in all the available optical images, from the U band to the z band. In the first step, we used *SExtractor* in "double-image" mode, with the H band detection images described above as a reference (see Sect. 5.1). We cross-checked the detection (or non-detection) of sources on their original images, before any geometric correction or resampling. Positions for all the sources detected in the H band were computed in the original images using the appropriate geometrical transformations. An input catalog was created with these coordinates, used by *SExtractor* as input for the detection (or non-detection) of each object on the original image. A source is considered as non-detected in a given band when its magnitude corresponds to a flux below 1σ detection level within $1.5''$ aperture. These are the

magnitude limits reported in Table 1, also used in all tables and figures through the paper to derive limits in color.

The automatic procedure described above provided a first catalog of optical dropouts containing 122 and 38 objects up to $H = 24.0$, in Abell 1835 and AC114 respectively. Since we detected sources with *SExtractor* at very faint limits in flux, all the optical dropouts were carefully examined to reject both spurious detections in the near-IR bands and false non-detections in the optical bands, using the original images.

Some objects in the first catalog were rejected because they were found to be located in noisy regions, close to the limits of the deep images or close to the haloes of bright galaxies. Some of them were contaminated because too close to bright objects, in particular towards the cluster center. All these objects were removed from the dropouts catalog either because they were more likely fake detections, or because their photometry was highly contaminated. At the end of the manual inspection, only ~ 20 % of the original sample remains in the list. A mask was created to remove the remaining noisy regions (bright galaxies, galaxy haloes, ...) from the subsequent analysis. The region masked typically corresponds to ~ 20 % of the surface in both clusters.

Several dropout sources were found to be brighter in the Ks band image than in the H band. Their centroid determined by *SExtractor* on the detection H band image is, in principle, less accurate than in the Ks band, thus potentially leading to wrong colors. There are 7 objects of this kind in Abell 1835 and 1 in AC114. We corrected the photometry and centroid positions for these objects by running *SExtractor* with the Ks band image as detection frame, keeping all other parameters unchanged.

Since photometry was obtained in *double mode*, magnitudes measured by *SExtractor* in the infrared bands could be incorrect due to flux contributions at the limits of the aperture whereas no object is clearly seen in the center. For 5 objects in Abell 1835 and 2 in AC114, a non-detection was forced after manual inspection.

We have considered that sources detected in at least two near-IR bands had more significance, since the probability of false-positive detections in two different bands decreases strongly compared to our conservative estimates in the detection band (Sect. 5.3). These objects constitute our "first-category" sample. Objects clearly detected in the reference H band, after manual inspection by two different persons, but not detected in another filter, constitute the "second category" sample. The remaining ones (only detected in H band, and dubious after manual inspection), are considered as a "third category" sample, which is not discussed hereafter. Tables 3 for Abell 1835 and 4 for AC114 provide the coordinates and photometric properties for the first and second-category optical-dropouts. Identification numbers increase with measured H band magnitudes for a given cluster. The number of first/second-category dropouts for Abell 1835 and AC114 is 18/8 and 5/2 respectively. In the case of Abell 1835, the best limit for the optical non-detection is provided by the z band ($z_{AB} \gtrsim 27.3$, cf. Table 1). For AC114 the strongest non-detection criterium is in R/HST with $R_{AB} \gtrsim 28.$–28.9, depending on the exact region.

Figures 16 and 17 display the thumbnail images of the relevant optical dropouts in Abell 1835 and AC114 respectively. For each source, the available near-IR images ($SZ\ J\ H\ Ks$ for Abell 1835 and $J\ H\ Ks$ for AC114), together with the strongest non-detection band (z for Abell 1835 and R/HST for AC114) are shown.

6.3. Additional tests on the reliability of optical dropouts

In addition to the simulations presented in previous Sect. 5.3 on the completeness and spurious detections expected on the reference H band image, we have performed the following tests on the reliability of optical-dropouts identified on the near-IR images.

- Detection pseudo-χ^2 images were created from individual J, H and Ks band images in the following way : each image was normalized by the noise 1σ image, weighted by the square root of the corresponding exposure-time maps, and then all images were registered and combined together. We applied the same *SExtractor* detection parameters to these images, and compared the detection results. For Abell 1835, $\sim 89\%$ of the first-category sources presented in Table 3 are re-detected in the pseudo-χ^2 image, with positions less than 1 pixel off with respect to original centroids, except #13 and #15. For AC114, 75% of the first-category sources are re-detected in the pseudo-χ^2 image (all sources except #2 and #5). By definition, second-category sources are clearly detected only in the H band image. However, sources #21 and #35 in Abell 1835 are also re-detected in the corresponding pseudo-χ^2 images. Thus, a majority of our optical dropouts, at least the first-category ones, have a significant signal detected in all the near-IR bands.
- We have estimated the contamination level expected in our images due to known transients, such as TNOs or supernovae, taking into account the combination schemes used to build the final stack, which typically reject 10-20% of the brightest pixels at this stage. The typical motions observed and expected for TNOs range between $\sim (1-10)''/h$ (Trujillo et al. 2001). In the detection H band a TNO moves at least between 3 and 6 pixels in 10% of the exposure time, depending on overhead details and the distribution of exposures during the observing period, thus making a TNO selection highly unlikely. On the contrary, supernovae events within the cluster, and particularly a type I supernova in the halo of a cluster member, cannot be removed with the usual scheme. We do not expect more than 1-2 events per cluster in these deep observations, according to previous findings (e.g., Gal-Yam et al. 2002). Very rare and unique events, such as lensed supernovae (e.g. Marri & Ferrara 1998, Marri et al. 2000),

or a tidal disruption of a star by a BH (cf. Stern et al. 2004) cannot be excluded either, but again such events are not expected to dominate the sample.

– The Abell 1835 data in the SZ band were obtained at two different epochs: 19 April 2004 ($\sim 4h$ exposure, 77 images) and 15 May 2004 ($\sim 2h$ exposure, 45 images). The two series of images have identical seeing and photometric zeropoints. We used these data to check the compatibility of our magnitude measurements at different epochs, and particularly to set constraints on the possible variability of faint optical dropouts in these bands. Among the 9 sources detected in the SZ band, 7 of them show magnitudes and 1σ error-bars (with $\sigma_{SZ} \sim 0.1$ to 0.5 mag) fully consistent between the two epochs and with the final stack. A bright and clearly variable source (A1835#4) and a particular case (A1835#8), both discussed in Sect. 7.3, are clear exceptions.

The manual classification of objects detected only in the reference H band into "second" and "third" category dropouts seems arbitrary at this point. We have used rather conservative criteria in this study to avoid the sample to be dominated by false-positive detections, increasing with magnitude. However, a fraction of these rejected sources is actually real, although difficult to quantify with present data. A good example is A1835#35, a source kept as secondary target for spectroscopy, for which we have obtained a spectroscopic confirmation of $z = 1.68$, thanks to Hβ and O [III]λ,λ 4959,5007 lines detected in the J band with ISAAC (see Richard et al. 2003 and discussion in Sect. 8.6). This object should have been removed from our present sample: it is hardly detected in H and K bands, and actually fainter than any other object reported in Tables 3 and 4.

6.4. Crude redshift estimate of high-z− candidates from near-IR colors

We have produced a first list of potential "high redshift" candidates by applying the color-color selection criteria described in Sect. 2 to the catalog of optical dropouts (see Fig. 9). Basically we select objects with a fairly red color at wavelengths pivoting around the Lyman-α break/Gunn-Peterson trough ("dropout"), and blue colors longward of it, indicative of a blue UV restframe spectrum.

In practice, depending on the available near-IR photometry, the candidates can be classified in three approximate redshift bins between 6 and 10. From the JHK color-color diagram, available for both clusters, we selected a sample of candidates in the range $8 \lesssim z \lesssim 10$. The selection region we used is defined by :

$$\begin{aligned} & (H-K) < 1.0 \\ \text{and } & (J-H) > 0.5 \\ \text{and } & (J-H) > 1.625\ (H-K) + 0.175 \end{aligned}$$

As shown in Fig. 9, the majority of the optical dropouts in the two clusters fulfill the high-z requirements. The majority of those in the remaining part of this diagram fulfill the EROs selection criterium of $R-K > 5.6$, and thus they are possible intermediate-redshift reddened starbursts.

To further differentiate the objects at $z \lesssim 8$ we use, where available, the $SZJH$ color-color diagram to select candidates in the range $7 \lesssim z \lesssim 8.5$ and the $zSZJ$ diagram in the range $6 \lesssim z \lesssim 7.5$. The selection in the $SZJH$ diagram is defined by :

$$\begin{aligned} & (J-H) < 2.0 \\ \text{and } & (SZ-J) > 0.4 \\ \text{and } & (SZ-J) > 0.8\ (J-H) + 0.4 \end{aligned}$$

In the $zSZJ$ diagram it is defined by :

$$\begin{aligned} & (SZ-J) < 1.4 \\ \text{and } & (z-SZ) > 0.6 \\ \text{and } & (z-SZ) > 1.23\ (SZ-J) + 0.477 \end{aligned}$$

Figure 9 presents all these color-color diagrams for the 18 (8) first-category dropouts detected in Abell 1835 (AC114). We used the location in these diagrams to distribute the candidates within the different redshift ranges. For a subsample of these optical dropouts, individual photometric redshifts were derived from their photometric SEDs. The attribution of a redshift to each candidate is discussed in Sect. 7.

7. Results

We will now present the results concerning the magnification of the high-z candidates, their SEDs and photometric redshifts. Some individual objects deserve a particular discussion. We also provide some elements to understand the differences found between the two clusters.

7.1. Magnification of the high-z candidates

High-z candidates were selected based *only* on their photometric properties. Their positions with respect to the critical lines were not considered as a selection criterion. However, objects located close to the high-z critical lines are of greater interest, because of the larger magnification.

Figures 10 and 11 show the final-processed H band images used for the object detection with *SExtractor*, together with the location of our candidates in both clusters. Also plotted are the critical lines at $z = 1.5$ and $z = 10$, and contours of iso-magnification assuming a source redshift of $z = 9$. computed from the lensing models for Abell 1835 (Smith et al. 2002) and AC114 (Natarajan et al. 1998, Campusano et al. 2001). The position of these lines is weakly sensitive to source redshift within the relevant range $z \sim 6$ to 10. For a given redshift estimate, the location of the high-z candidates on the field allows us to derive their magnification factors (see Tables 3 and 4). μ_6 and μ_{10} give the magnification factors assuming a source redshift of 6 and 10 respectively. Where applicable, the adopted magnification $\tilde{\mu}$ is computed assuming the "adopted" redshift $\tilde{z}$ described in Sect. 7.2.

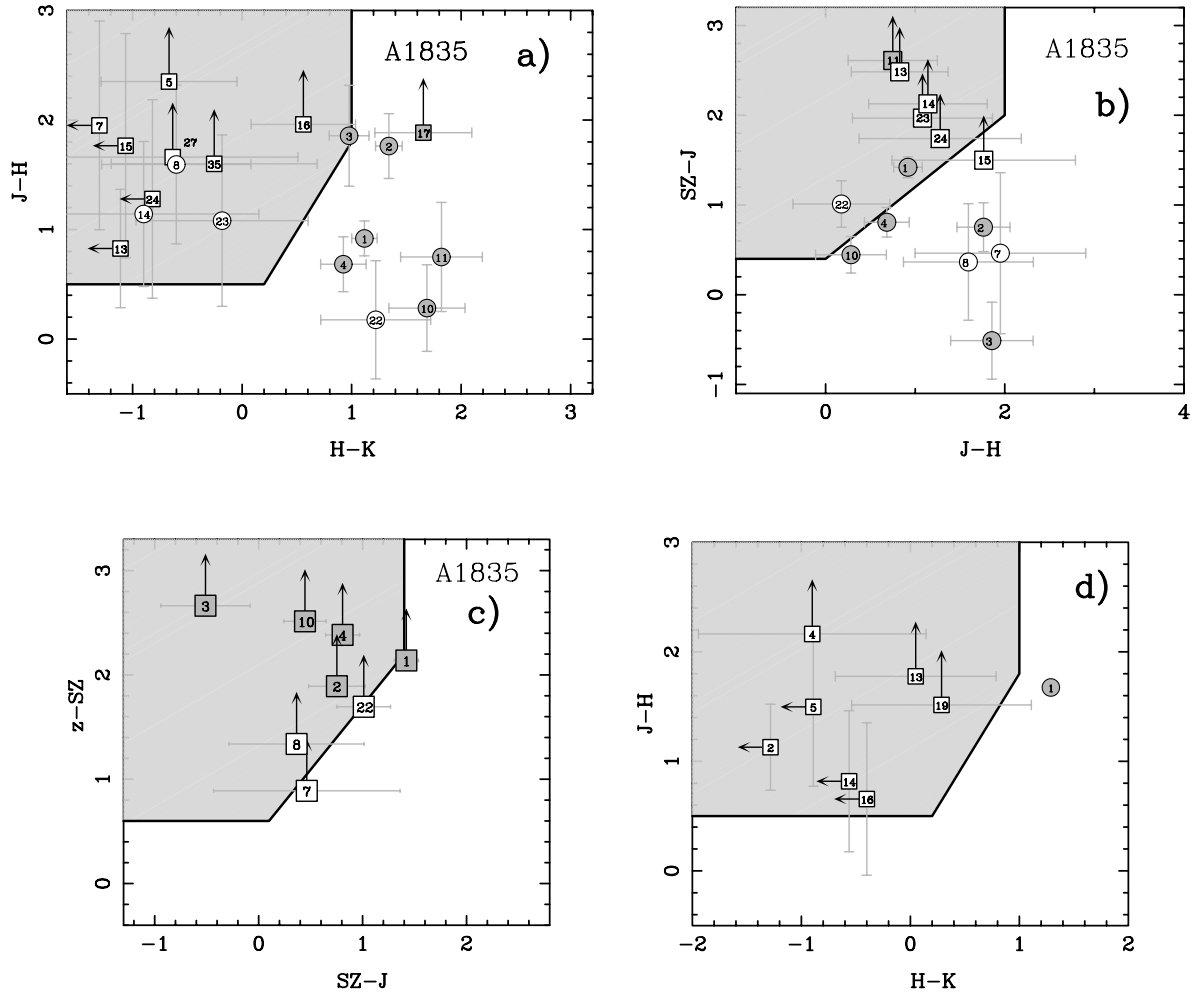


Fig. 9. Color-color diagrams showing the location of all optical-dropouts detected in Abell 1835 (a-b-c), AC114 (d), and the delimitation of the selection region used in the different redshift domains: $JHKs$ ($z \sim 8$–10), $SZJH$ ($z \sim 7$–8.5), and $zSZJ$ ($z \sim 6$–7.5) (see text). The identification numbers are indicated according to Tables 3 and 4. For a given diagram, circles and squares correspond to objects detected in three and two filters respectively; upper limits are displayed by an arrow. Optical dropouts fulfilling the EROs definition are shown in grey. Dropouts are all detected in the H band, and non-detected in the z band. Sources are presented in diagrams (a) and (d) if they are detected either in J or K, and in diagrams (b) and (c) if detected in J or SZ.

The uncertainty in the magnification factor associated to the uncertainty on the redshift value is usually smaller than 10%, except for a few objects exhibiting the largest magnification factors ($\mu > 10$), i.e. located within a few arcsecs of the critical lines. Also the magnification factor at a given position on the image plane varies slowly with redshift for sources located more than $\sim 10''$ apart from the critical lines.

Since lensing models are mainly based on the identification of multiple images with secure spectroscopic / photometric redshifts, the uncertainty in the derived magnification factor is usually smaller close to these regions. However, it could be larger in the case of A1835, because the model is based only on one multiple image system. Because of the relative insensitivity to source redshift and position on the image plane, a refined version of lensing models will not change our present results and conclusions.

For objects located close to the critical lines at high redshift, we used the same lensing models to look for possible multiple images which could affect our analysis (number counts, etc.) or allow to better constrain the position of the critical lines at $z \gtrsim 6$. With the present data, we could not find any couple of objects that would be a fair multiple image candidate, although this possibility cannot be ruled out, simply because of completeness considerations (see Sect. 5.3).

7.2. SED properties and photometric redshift estimates

The position of optical dropouts on the different color-color diagrams provides a first estimate of their photometric redshifts, and an objective criterium allowing to classify them into different redshift intervals. This criterium can be refined for about 30% of our candidates presented below, for which the S/N is enough to derive indi-

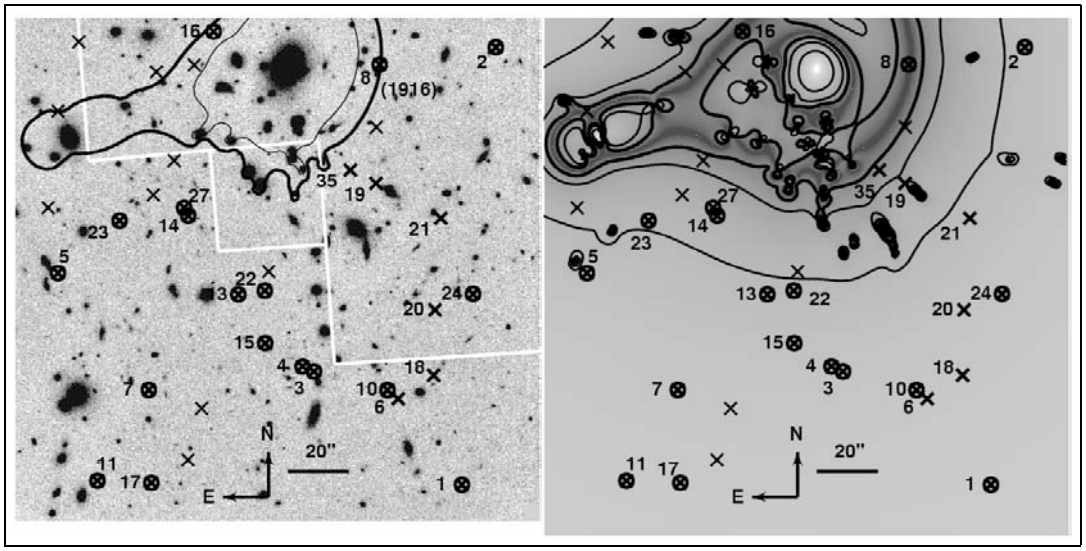


Fig. 10. Left : H band image of the lensing cluster Abell 1835 showing the location of the critical lines at $z = 1.5$ (thin solid curve) and $z = 10$ (thick solid curve). First and second category candidates are shown with crosses; identification numbers are the same as in Table 3. First-category dropouts are circled and third-category objects are not labeled. Right: location of the same objects relative to the magnification across the field. Contours are overplotted for magnification values of 1, 2 and 3 magnitudes, computed assuming sources at $z = 9$, although the position of these lines is weakly sensitive to source redshift within the relevant range $z \sim 6$ to 10. White lines delimit the footprint of the R_{702} WFPC image, covering $\sim 46\%$ of the whole ISAAC field of view.

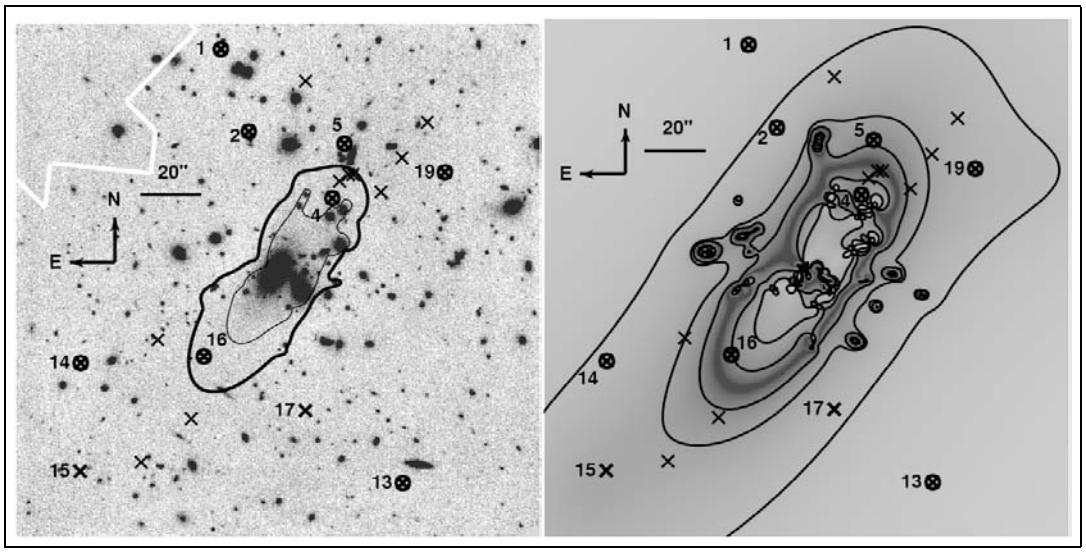


Fig. 11. Same caption as Fig. 10 for the cluster AC114. Identification numbers are the same as in Table 4. White lines delimit the footprint of the R_{702} WFPC image, covering $\sim 85\%$ of the whole ISAAC field of view.

vidual probability distributions in redshift. These sources are among the brightest candidates in the H band, or have been detected in other filters with S/N$\sim 4-10$. Of particular interest are the optical dropouts which can be unambiguously excluded from the $z \gtrsim 6$ sample using photometric redshifts considerations.

Probability distributions and photometric redshifts were derived for our candidates from broad-band photometry over a wide wavelength interval, using an adapted version of the public photometric redshift software *Hyperz* (Bolzonella et al. 2000). Best-fit redshifts and redshift probability distributions between $z = 0$ and 12 were computed through a standard SED fitting procedure. We used a variety of template models: starbursts (Kinney et al. 1996; SBS0335-052, Izotov 2001), evolutionary models from the GISSEL library (Bruzual & Charlot 1993), empirical templates from Coleman et al. (1980), and theoretical templates for zero metallicity (PopIII) and low metallicity starbursts (Schaerer 2003). Intrinsic reddening was considered as a free parameter ranging between $A_V = 0$ and 3 magnitudes, according to the Calzetti et al. (2000) extinction law. The Lyman forest blanketing is included following the prescription of Madau (1995). The

non-detection in the optical bands was used as a constraint when computing photometric redshifts.

For further discussion on the candidates, we will adopt a redshift value $\tilde{z}$ combining all the constraints obtained from the color-color diagrams and the photometric redshifts determinations. Redshift values $\tilde{z}$ and redshift intervals adopted for each optical dropout are reported in Tables 3 and 4. Depending on its photometric redshift probability distribution $P(z)$, we attribute a redshift quality to each candidate (ϕ_z in Tables 3 and 4) as follows:

(A) Objects having a best fit at $z > 6$, showing a clear peak in their $P(z)$. We use the maximum of the peak as the redshift estimate $\tilde{z}$, and redshift limits $z1 - z2$ given in the Tables correspond to 1σ redshift intervals (68% confidence intervals).

(B) Objects showing a degenerate solution between $z \gtrsim 6-12$ and a lower redshift solution, in general within $z \sim 1.5$–2.5. In this case, we adopt the higher redshift solution in a similar way as for (A).

(C) Objects for which no reliable *individual* photometric redshift solution could be obtained (i.e., their $P(z)$ is basically "flat"). In this case, the redshift limits $[z1, z2]$ and $\tilde{z}$ in the Tables correspond to the mean redshift and the redshift intervals defined by the color-color diagram selection:

[6.0-7.5] and 6.75 for $zSZJ$

[7.0-8.5] and 7.75 for $SZJH$

[8.0-10.0] and 9.0 for JHK

It is worth noting that for objects displaying a peak at high-z in their probability distributions $P(z)$ (quality types A and B), the best-fit $\tilde{z}$ is always found as expected within the redshift interval defined by the color-color diagrams. SZ band photometry is not available for AC114, and thus we only considered the [6.0-8.0] and [8.0-10.0] reshift intervals for this cluster.

Figures 16 and 17 also display the SEDs and best-fit models for optical dropouts, for the best detected first-category sources ($\Delta m_H < 0.4$). It is clear that several of these objects are most likely not high-z objects. We now discuss these and other peculiar objects individually. A more detailed description of the individual objects will be presented elsewhere.

7.3. Individual objects in Abell 1835

Optical dropouts in this cluster can be distributed as follows (cf. Table 3, Figure 16). We have detected 7 objects satisfying the ERO criterion. Among them, two (A1835#2 and A1835#17) are unambiguously identified as low-z sources, two display a non-standard behaviour in their SED (A1835#10 and A1835#11), and one is clearly variable in (at least) the SZ band (A1835#4). In general, optical dropouts displaying anomalous SEDs as compared to young starbursts are either variable sources (A1835#4) or sources whose nature could not be determined with the present data (A1835#8, A1835#10, A1835#11). These objects, marked as "Ex." in Tables 3 and 4, are not considered as true high-z candidates and are therefore excluded from the high-z sample. Similarly, the other two "bright" EROS (A1835#1, A1835#3) have also been excluded. Although a good fit at high-z is obtained for these sources (see Fig. 16), they are extremely luminous at such high-z ($M_B = -26.5$ and -25.6, respectively), thus making the low-z solution more plausible.

Some sources deserve specific comments.

- A1835#2 : This source corresponds to $J5$, the near-IR counterpart of the SCUBA-selected galaxy SMMJ14009+0252 (Ivison et al. 2000, Smail et al. 2002). The near-IR photometry reported here is compatible with the recent results by Frayer et al. (2004). It satisfies the ERO criterium, and it is likely a low-z source as suggested by our SED fitting result: z=1.34 (with 1σ ranging between z=1.18 and 1.64). This solution is in good agreement with the redshift constraints $0.7 \lesssim z \lesssim 1.8$ derived from the radio-submm spectral index $\alpha_{1.4}^{850}$, but inconsistent with the range $3 \lesssim z \lesssim 5$ suggested by the submm colors (Ivison et al. 2000).
- A1835#4 : As mentioned in Sect. 6.3, this source displays a difference of 0.4 mags in SZ (more than 3 σ) between the two series of images obtained the 19 April and the 15 May, which seems to indicate an intrinsically variable source.
- A1835#8 : This object (previously named A1835#1916) was studied in details in Pelló et al. (2004ab). The photometry presented here is an improved version; the present and earlier magnitudes in the common filters are compatible within 1σ error-bars. The field around A1835#1916 has been reobserved between 30 May and 6 June 2004 by Bremer et al. (2004) with NIRI/GEMINI in the H band. Surprisingly, the object is not redetected in these images, which are at least ~ 0.5 mag deeper than the ISAAC images taken approx. 15 months earlier. The reality of our initial photometric detections is not questioned (Bremer et al. reconfirm it using our data), and the detection in 3 bands, including our new SZ images, where the object is re-detected (see Table 3), makes a spurious event highly unlikely. When we consider the present results together with our previous findings (the source was virtually non-detected in our J images), and the non-detection by Bremer et al. in the H band, it seems quite clear that this source could be intrinsically variable. Its nature (and hence also its redshift) presents quite a puzzle, and will be discussed elsewhere. Hereafter we do not consider this source within the high-z sample.
- A1835#35 : This is a second-category candidate (previously named A1835#2582) and a rather unusual emission line galaxy already studied in details by Richard et al. (2003). As for #8, the present and earlier magnitudes in the common filters are compati-

ble within 1σ error-bars. The marginal detection of this object in the I and J bands reported by Richard et al. (2003) is found to be non-significant with our new and more conservative error estimate. Thanks to [OIII]$\lambda\lambda$4959,5007 and Hβ detected in the J band, #35 has been identified as an extremely faint galaxy at $z = 1.68$, with $M_B \sim$ –16.4 and a gravitational magnification of ~ 2 magnitudes. This object has obviously been removed from the photometric sample of high-z candidates.

7.4. Individual objects in AC114

From the 10 optical dropouts selected in AC114 (cf. Table 4, Figure 17), 8 are in the first-category sample. Among those, only one object satisfies the ERO criterion (AC114#1, cf. below). The lack of z and SZ photometric data for this cluster precludes a further classification into redshift bins between $z \sim$ 6–8.

– AC114#1 : This source satisfies the ERO criterion, and it is likely a low-z galaxy according to our SED fitting result: $z = 1.62$ (with 1σ ranging between $z = 1.58$ and 1.89).

7.5. Differences between the two lensing fields

The total number of remaining first-category high-z candidates in AC114 as compared to Abell 1835 is found to be in a ratio of 7/10 (9/15 whith second-category candidates), after excluding the EROs in the two clusters. Several reasons could explain this difference, in addition to cosmic variance:

– The depth of the near-IR images is less in AC114 as compared to Abell 1835, by 0.1 and 0.4 magnitudes in J and Ks respectively. Also the overall detection image in H is noisier for AC114, as shown in Fig. 7, rendering therefore the identification and manual inspection of near-IR detections more difficult. We actually expect a larger fraction of (blind) false positive detections in AC114 than in Abell 1835. Thus, if the sample was dominated by such detections, the number of candidates should be smaller in Abell 1835 than in AC114. However, the opposite trend is observed, which means an efficient (manual) control of the sample.
– The optical images used to identify dropouts are not identical in the two cases. In Abell 1835, the main constraint comes from a deep z band image (limiting magnitude $z_{AB} \gtrsim 27.3$, whereas it is $I_{AB} \gtrsim 27.2$ in AC114). In AC114, the strongest non-detection criterium is set by the R/HST image (limiting magnitude $R_{AB} \gtrsim$ 28.7-28.9 in the relevant region of the field, whereas it is $R_{AB} \gtrsim 28.0$ in Abell 1835). Star-forming *and* highly-reddened intermediate-z sources such as A1835#35 could survive more easily in the Abell 1835 sample than in AC114 because of the difference in the R band.
– Geometrical considerations coming from lensing are also to be taken into account. Abell 1835 is not centered on the CD galaxy, and the two clusters have different redshifts ($z = 0.252$ and 0.312). As shown in Figures 10 and 11, the magnification factors across the ISAAC field of view are different thus leading to a different *effective* surveys, as discussed in details in Section 8. In summary, within the redshift domain considered here ($6 \lesssim z \lesssim 10$), the two clusters exhibit about the same surface *on the sky* close to the critical lines for the largest magnifications factors beyond 5 (24 and 21% of the total surface respectively), and thus we expect (and actually we observe) the same number of such sources in the two fields. On the contrary, for magnification factors below 5, the two clusters exhibit a different behaviour: 31 and 47% of the total surface respectively for Abell 1835 and AC114, for magnifications factors between 2 and 5, and 45 and 32% of the total surface respectively for magnifications factors below 2 (0.75 magnitudes). In other words, the sample observed in Abell 1835 is expected to be dominated by sources with magnification factors below 2 (up to ∼50-60%, assuming sources with a uniform distribution in z and same luminosities, after completeness correction), whereas the majority of candidates detected in AC114 are expected to exhibit magnification factors above 2 under the same conditions. This is the qualitative behaviour of candidates actually observed. For magnifications factors above 2, and taking into account that we are dealing with small numbers statistics, the relative number of candidates detected in the two clusters is in good agreement with expectations. On the contrary, the simple considerations given here cannot explain the excess in the number of candidates detected in Abell 1835 with respect to AC114 with magnification factors below 2.

8. Discussion

In this section we discuss the implications of the present results in terms of abundance of star-forming galaxies at $6 \lesssim z \lesssim 10$. We present and discuss the intrinsic properties of candidates actually detected, after correction for lensing magnification, and we compare the observed counts with order-of-magnitude expectations obtained from simple modeling. The observed number densities of candidates, as seen through gravitational lenses, are translated into *effective* number densities through a careful modeling of lensing effects, easily comparable with blank field studies. The luminosity function and the cosmic star formation rate derived from our sample of $6 \lesssim z \lesssim 10$ candidates is also presented and discussed. In the final section, we briefly describe the preliminary results obtained on the spectroscopic follow-up of the photometric candidates.

8.1. Intrinsic properties

The typical magnification values of our candidates range between 1.5 ($\sim$ 0.44 mags) and 10 (2.5 mags). For some objects very close to the critical lines, we found magnifications values $\mu > 25$. However, because of the underlying error in the precise location of the critical lines from the models, we prefer to adopt a more conservative lower limit of $\mu = 25$ for these objects. The average(median) magnification values among the first-priority high-z candidates are 6.5 (2.3) in Abell 1835 and 7.9 (3.5) in AC114. Interestingly, although the selection criteria are only based on near-IR colors irrespective of magnitudes, *almost all* the photometric candidates fulfilling our selection criteria turn out to be *fainter* than $H = 23.0$ (AB $\sim$ 24.5). Only three exceptions are found in Abell 1835 among the possible low-z EROs, as described above. After correction for magnification accross these fields, the lack of "bright" sources means that we have not detected young starbursts at $z \sim 6-10$ more massive than typically a few 10^8 $M_\odot$ (under standard assumptions for the IMF).

We derived the unlensed L_{1500} luminosity, at 1500 Å in restframe, for all high-z candidates, using the adopted value $\tilde{z}$ for the redshift and a flux estimate from the photometry in the band closest to this restframe wavelength (SZ, J or H).

After correction by the lensing magnification affecting each object (see Sect. 7.1) the unlensed L_{1500} luminosities were converted into Star Formation Rate (SFR) through the usual calibration from Kennicut (1998):

$$SFR\ (\mathrm{M_\odot\ yr^{-1}}) = 1.05\ 10^{-40}\ L_{1500}\ (\mathrm{ergs\ s^{-1}\ \AA^{-1}})$$

These physical properties are summarized for each candidate in Table 3 and 4. The typical SFR obtained for objects included in the final sample (excluding EROs and anomalous SEDs) is about $\sim$ 10 $M_\odot$ yr^{-1}, with extreme values ranging between a few units and $\sim$ 20 $M_\odot$ yr^{-1}. It worth noting that the conversion of L_{1500} into SFR assumes a constant star formation at equilibrium, and such conditions are not necessarily reached in these objects.

Also, a direct comparison between low-z and high-z SEDs shows that our high-z candidates tend to be extremely blue in $H-K$. The UV slope β usually ranges between -1.5 and -3.5, assuming 3σ detection levels in K when the source is not detected in this band. This systematic trend was also reported by Bouwens et al. (2004b) for their sample of $z \sim 7-8$ candidates.

Although the optical-dropouts we found are stretched by the magnification factor μ, they appear as point-like sources in our ground-based images. If we assume a minimum magnification of 0.4 mags for all the field, the physical size of these objects at $z > 7$ is likely to be smaller than 1.7 kpc.

8.2. Observed number counts vs model expectations

The *efficiency* of using lensing clusters as gravitational telescopes to find high-z galaxies can be evaluated with model expectations and simple assumptions.

We first use a simple model to estimate the expected number counts, both in blank fields and lensing clusters, taking into account our photometric selection criteria. We use semi-analytical models for dark-matter haloes formation (Press-Schechter formalism, Press & Schechter 1974). Starburst models presented in Sect. 2 were used to scale the SED, assuming that the fraction of the baryonic mass converted into stars is fixed to $f_* = 0.1$ within the redshift interval $6 \lesssim z \lesssim 11$. We focus on two different "extreme" assumptions for the IMF: a standard Salpeter IMF from 1 to 100 $M_\odot$ and a top-heavy IMF (with stars ranging from 50 to 500 $M_\odot$).

To correct this estimations for the relative *visibility time* of the bursts, which are typically of $t^* = 10^6$ yr timescales from our simulations, we multiply the number density of objects expected at a given redshift z by the *duty-cycle* factor : $t_* \ (1+z)/(t_H(z)-t_H(17))$, where $t_H(z)$ is the age of the Universe at redshift z. This correspond to the probability for a burst to be visible at redshift z, assuming that all haloes convert a constant fraction of their baryonic mass into stars sometime between redshifts 17 and z.

Lensing introduces two opposite trends on the observed sample as compared to blank fields: 1) gravitational magnification by a factor μ, increasing the number of faint sources and thus the total number of sources, and 2) reduction of the effective surface by the same factor thus leading to a dilution in observed counts. We explicitly compute the expected number counts with these models in clusters by a pixel-to-pixel integration of the magnification maps as a function of redshift, using the lensing models, after masking all the pixels lying in the mask of bright objects described in Sect. 6.2. The expected number counts up to $H \leq 24$ are very similar for the two clusters (less than 10% difference over the redshift interval), and thus we averaged together the two results into a unique "strong lensing cluster" prediction. It is worth noting that these results stand for intermediate redshift clusters (z$\sim$0.2-0.3) and should be revised for lensing clusters at higher redshifts and/or a different field of view, although the trends remain the same.

The comparison between expected and observed number counts of galaxies in the field of ISAAC, up to $H \leq 24$, per redshift bin $\Delta z = 1$, in a blank field and in the field of a strong lensing cluster are presented in Fig. 12. Blank field number counts are not corrected for bright-objects masking, and thus they correspond to an upper limit. Observed number counts in the two lensing clusters have been corrected for incompleteness (typically a factor of 0.05–0.1). using the simulations reported in Sect. 5.3.

For each redshift bin, we corrected the number counts for both first and second-priority candidates (using $\tilde{z}$ as their redshift estimate), and the results are directly over-

plotted to the model expectations, without any normalization. Observed number counts are obviously upper limits, as our sample should be contaminated by low-z interlopers.

As shown in Fig. 12, strong lensing fields are a factor of $\sim 5-10$ more efficient than blank fields of the same size in the $z \sim 7-11$ domain, all the other conditions being the same. Observed number counts of candidates at z∼6-8 are roughly in good agreement with these order of magnitude estimates, in particular with ∼10% of the baryonic mass converted into stars at z≥6. At z≥8, the observed number counts seem to be more consistent with a top-heavy IMF, with a large cluster-to-cluster variance.

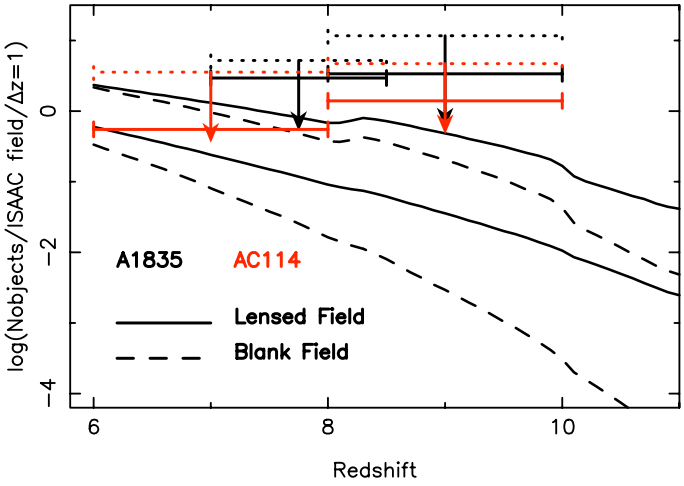


Fig. 12. Comparison between the expected number counts of galaxies in the field of ISAAC, up to $H \leq 24$, per redshift bin $\Delta z = 1$, in a blank field and in the field of a strong lensing cluster (see text for details). Expected counts are obtained with the simple model discussed in Sect. 8.2, for two extreme IMF: a standard Salpeter IMF (lower curves) and a top-heavy IMF (upper curves). The differences between a blank-field (dashed line) and lensing fields (solid lines) are more pronounced at higher redshift. Observed counts are displayed for the two lensing clusters, corrected for incompleteness. Solid lines display the results for the best detected first-category sources ($\Delta m_H < 0.4$), whereas dotted lines correspond to all first-category candidates.

8.3. Lens-corrected number densities of high-z sources

We have used the lensing models to derive the *effective* areas and corresponding volumes surveyed at the different source planes. The aim is to translate the observed number densities of candidates into *effective* number densities easily comparable with blank field studies. We also correct our observed sample of candidates for incompleteness using the mock simulations presented in Sect. 5.3.

Magnification and dilution effects by the lensing field are carefully taken into account to compute number densities and derived quantities. The average magnification value over a whole ISAAC field is about 2, thus leading to a dilution close to 50% over the whole field. However, a careful modeling is needed to properly take into account the intrinsic incompleteness of the sample as a function of redshift and position on the field. For each candidate in the field, with observed magnitude H_o, we compute the magnification factor $M(\Omega, z)$ as a function of its position and redshift z, as well as the lens-corrected magnitude H_e (referred hereafter as *effective magnitude*), using the lensing models presented in Sect. 7.1. The correction factor $\eta\ (H_e, z)$ gives the ratio between the observed number counts in the lensing field, $N_o(H_e, z)$, and the equivalent value measured on a blank field of the same observed surface, $N(H_e, z)$, complete up to the magnitude H_e:

$$\eta\ (H_e, z) = \frac{N_o(H_e, z)}{N(H_e, z)}$$

This quantity can be written as a function of the solid angle surveyed on the sky, $\Delta\Omega$,

$$\eta\ (H_e, z) = \frac{\int_{\Delta\Omega} \frac{N(H_e,z)}{M(\Omega,z)} C(H_o) d\Omega}{\int_{\Delta\Omega} N(H_e, z) d\Omega} =$$

$$= \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} \frac{C(H_e - 2.5\ log_{10} M(\Omega, z))}{M(\Omega, z)} d\Omega$$

where $C(H_o)$ stands for the incompleteness correction for an *observed* H band magnitude H_o (plotted in Fig. 6).

In practice, we computed the values of η as a function of H_e and redshift using the magnification maps over the field, after masking all the pixels lying in the mask of bright objects described in Sect. 6.2. Figure 13 shows, for each cluster, the location of the candidates in the (z,H_e) plane. Overplotted are different models of high-z starbursts, and correction levels η. Excluding the 3 brightest EROs in Abell 1835 (which are possibly low-z sources), all our candidates range between H_e=24.0 and 27.2 (AB $\sim$ 25.5 to 28.7). From these diagrams, it appears that our sample of candidates is sensitive to stellar mass scales in the range $10^7 - 10^8$ $M_\odot$, and that our typical correction levels range between 1-15% (including both lensing dilution and photometric incompleteness). Candidates with the smallest η factors in these diagrams have the largest weights in the number densities and derived quantities.

8.4. Luminosity Function

A fair estimate of the luminosity function (LF) at 1500 Å can be derived from the intrinsic luminosities of our candidates presented in Sect. 8.1, using the same approach as in the previous section to compute number densities corrected for incompleteness. We discuss here two redshift intervals for which we have enough sources for this exercice: $6 \lesssim z \lesssim 10$ and $8 \lesssim z \lesssim 10$. In practice, we derive the number density of objects in the covolume surveyed, with $\Delta log_{10}(L) = 1$, after correction for the individual η factors. Error bars are estimated as a combination of two independent sources of noise: the 1σ confidence levels for

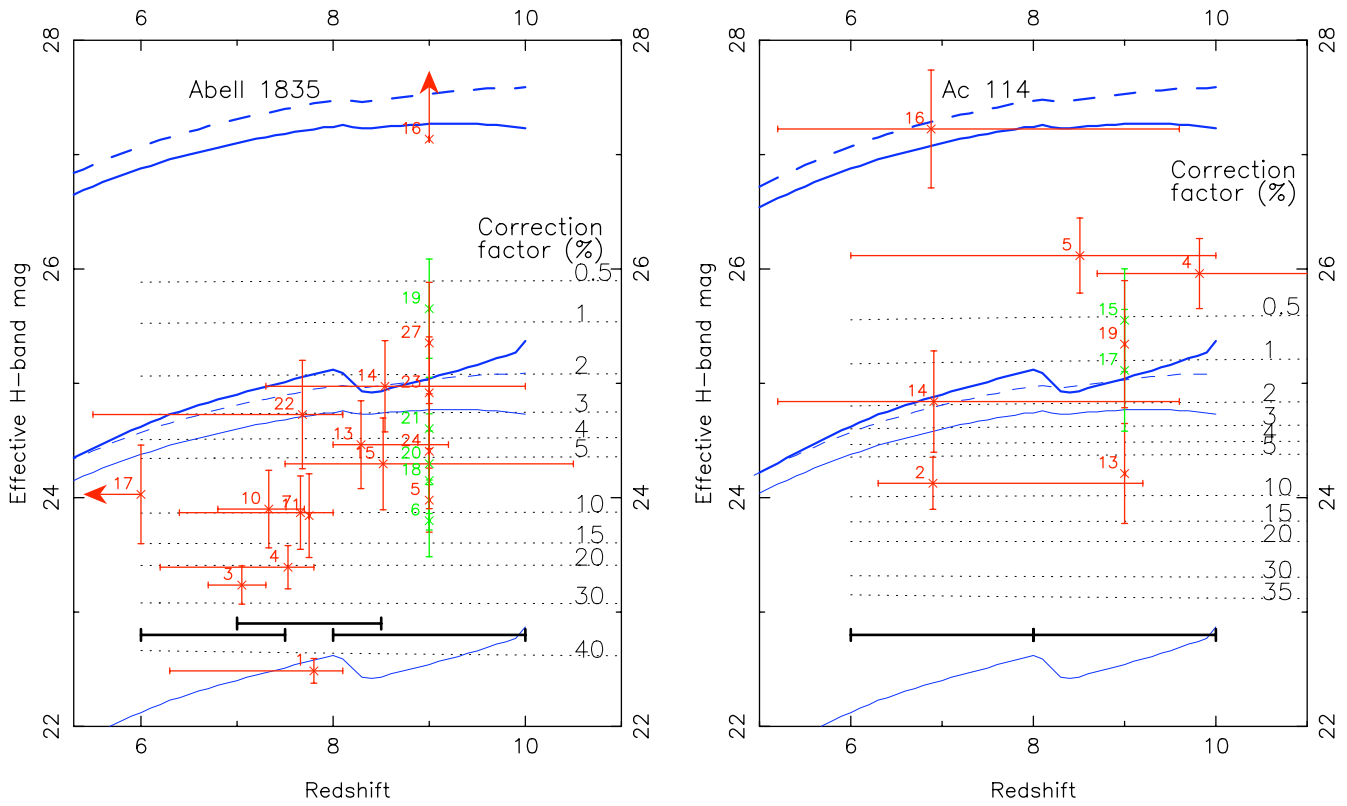


Fig. 13. Effective magnitudes H_e, corrected for lensing, as a function of z, for the two lensing clusters. Correction factors $\eta(H_e, z)$ with respect to a blank field (for number counts complete up to H_e) are overplotted as dotted lines for the 0.5 to 40% levels (see text for details). First-category (red) and second-category (green) candidates are positioned at their adopted redshift $\tilde{z}$, with errors bars in z corresponding to $[z1 - z2]$ range (see text for details). Redshift intervals considered for second-category candidates are given at the bottom of the figure. Photometric errors in H_e coincide with photometric errors observed in H. Solid lines display the predicted magnitudes versus redshift for 4 different starbursts models used in Sect. 2, with a stellar masses scaling to 10^7 $M_\odot$ (thick line) and 10^8 $M_\odot$ (thin line). From top to bottom, these models correspond to single bursts with Salpeter IMF and stellar masses ranging from (1) 1 and 100 $M_\odot$, and (2) 50 and 500 $M_\odot$. For comparison, the dashed line correspond to a constant star-forming model with age 10^8 yr.

a Poisson distribution and the uncertainty in luminosity introduced by the η factor (typically a factor of 3). The latter is a combination of the photometric error bars, and uncertainties in the incompleteness correction and lensing modeling. When no object was detected in a luminosity interval, we corrected the Poisson-noise upper limit by the typical correction factor η for this luminosity.

The combined L_{1500} Luminosity Functions for both clusters, with the corresponding error-bars, are given in Fig. 14. Only first-priority candidates have been considered, but the difference obtained when using the full sample is within 1σ error bars.

The observed LFs have been fitted by the STY method (Sandage, Tammann & Yahil 1979), a maximum likelihood fit of data points to the analytical Schechter function $\phi(L)$ (Schechter et al. 1976):

$$\phi(L)dL = \phi^*_{1500} \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\alpha} \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right)$$

assuming that this function provides a good representation of the data. Due to a lack of information towards the faint end, a strong degeneracy is expected between L^* and α, which is not worth to be discussed here. To avoid this problem, we assumed a fixed value of $\alpha = 1.6$, corresponding to the Steidel et al. (1999) determination for Lyman Break Galaxies (LBGs) at $z \sim 4$, and let the other parameters completely free. The typical values found for L^* are $10^{41.5}$ ergs s^{-1} s^{-1} Å $^{-1}$, and these results are not affected by the way we binned the date points. The STY fits to the data are also presented in Fig. 14.

For comparison, we overplot in Fig. 14 the LF fit found by Steidel et al. for LBGs at $z \sim 4$, after correction for differences in the respective cosmological parameters. The only correction applied to LBGs LF is the usual evolution factor $(1+z)^{-1}$, to account for the surface brightness increase with redshift due to size scaling for a fixed luminosity. This LF is shown by thick dashed lines in Fig. 14 *without any renormalization* to fit the data points. This LF for LBGs at $z \sim 4$ reproduces remarkably well the luminosity distribution derived for our candidates. A fairly good agreement is also found when comparing with the LF derived by Bunker et al. (2004) for their sample of $z \sim 6$ candidates in the UDF, i.e. a density of sources $\sim 1/6$ (-0.8 dex) smaller as compared to LBGs at $z \sim 4$, still

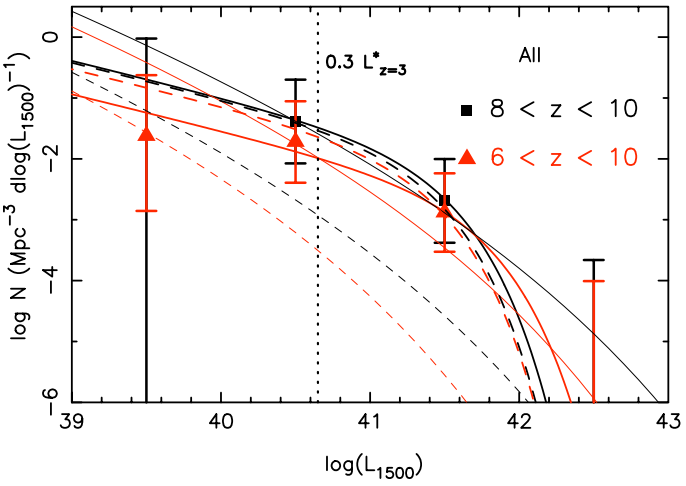


Fig. 14. Combined L_{1500} LFs for the two fields, for two redshift intervals: $6 \lesssim z \lesssim 10$ (red) and $8 \lesssim z \lesssim 10$ (black). Error bars combine Poisson noise statistics and uncertainty in the lensing correction factor. The STY fits to the LF data are represented by thick solid lines. For comparison, the LF fit by Steidel et al. for LBGs at $z \sim 4$ is also overplotted (thick dashed line), with the usual $(1+z)^{-1}$ correction, *without any additional renormalization to fit the data*. Also the L_{1500} LF derived from the simple models presented in Sect. 8.2 is shown, in the redshift intervals $6 \lesssim z \lesssim 10$ (red thin lines) and $8 \lesssim z \lesssim 10$ (black thin lines), for the classical salpeter IMF (dashed lines) and the top-heavy IMF (solid lines). The cosmic SFR value has been derived by integrating this LF down to $0.3L^*_{z=3}$ (shown as a vertical dotted line). See text for more details.

within our 1σ error bars. Considering only first-priority or first+second priority candidates does not change substantially the results.

We also display in Fig. 14 the LF derived from the simple models presented in Sect. 8.2, in the redshift intervals $6 \lesssim z \lesssim 10$ (red lines) and $8 \lesssim z \lesssim 10$ (black lines), for the standard salpeter IMF (thin dashed lines) and the top-heavy IMF (thin solid lines). A better overall fit to data points is obtained with the top-heavy IMF. However, this simple model, whith DM haloes populated by a fixed fraction of mass converted into stars, can hardly explain simultaneously the behaviour of the bright and faint ends of the LF. The overall fit with a top-heavy IMF is even worse if a substantial fraction of our candidates turn out to be low-z interlopers. Including or removing the brightest EROs in Abell 1835 does not substantially change these conclusions.

8.5. Cosmic Star Formation Rate at $z > 6$

We use the individual properties computed in Sect. 8.1 to derive the Cosmic SFR value for each redshift bin considered in our previous analysis. Since these objects are only photometric candidates, the obtained values are to be considered as upper limits.

The first estimate is obtained in a very simple way. We compute the total SFR in a redshift bin by summing all individual contributions to the SFR within this bin, after correcting each object by its η value. We divide this result by the total covolume surveyed in this redshift bin accross the ISAAC field area, assuming a blank field (because magnification/dilution effects are already included in the η factor). This corresponds to
$2.9\ 10^4$ Mpc^3 for $z \in [6-7.5]$, $2.6\ 10^4$ Mpc^3 for $z \in [7-8.5]$, $3.8\ 10^4$ Mpc^3 for $z \in [6-8]$, $3.1\ 10^4$ Mpc^3 for $z \in [8-10]$, for a single ISAAC field.
The resulting SFR density $\rho_\star$ obtained are relatively high, even when the sample is restricted to first-category candidates: $\rho_\star = 1.26\ 10^{-2}$ M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3} for $z \in [6-7.5]$, $6.37\ 10^{-2}$ M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3} for $z \in [7-8.5]$, and $1.70\ 10^{-1}$ for $z \in [8-10]$.

Another estimate of the cosmic SFR, allowing to compare with previous findings, can be obtained by integrating the Luminosity Function fit found in Sect. 8.4 down to $0.3\ L^*_{z=3}$, the same limit used by Bouwens et al. (2004). In this case, we use the same redshift bins defined in Sect. 8.4, and we obtain a somewhat lower value of the SFR at $8 \lesssim z \lesssim 10$: $\rho_\star = 1.12\ 10^{-1}$ M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3} for $z \in [8-10]$, and $6.3\ 10^{-2}$ for $z \in [6-10]$.

The final results are shown in Fig. 15, for comparison with the cosmic SFR obtained in other surveys carried out on blank fields, without applying any extinction correction. Our error bars were computed using Poisson noise statistics in the number of objects within each redshift bin.

When considering only the best detected first-category candidates (i.e with a 1-σ error $\Delta m_H < 0.4$), our results in the $z \sim 6$–10 domain are fairly compatible with previous findings. However, our estimate of the comoving SFR density at $z \sim 8$–10 is larger than all values derived at $z \sim 4$–6, although compatible within the error-bars. Taken at face value, our findings are in good agreement with some theoretical cosmic SFR density models; e.g. with the model of Barkana & Loeb (2001, their Fig. 29) for a reionization redshift between 6 and 8, recent hydrodynamical models of Nagamine et al. (2005), and with the self-consistent reionization models of Choudhury & Ferrara (2005).

However, there is a discrepancy by a factor of ~ 10 or more between our results and previous studies at similar redshifts, in particular in the UDF (Bouwens et al. 2004, 2005). In any case, our sources detected are photometric candidates providing therefore upper limits to the actual UV flux densities. The effective fields surveyed are small, thus leading to a strong field-to-field variation of $\sim 20-30\%$ in the number of sources. Cluster-to-cluster variations already discussed in Sect. 7.5 are clearly seen in our sample, although lensing and photometric considerations could account for most of them. Even if we arbitrarily apply a correction of 50% to our sample of high-z candidates, on the basis of contamination by low-z or false-positive detections for the faintest candidates, a difference by a factor $\sim 4-5$ still remains with respect to Bouwens et al.'s values.

There is a natural way to reconcile our SFR measurements with Bouwens et al.'s values. Our candidates are detected in lensing clusters, and thus *observed* number counts could be affected by positive magnification bias,

producing a systematic trend as compared to blank fields. This trend is indeed expected under simple considerations, as shown in Sect. 8.2 and Fig. 12. A positive magnification bias is expected when the slope of number counts (with the approximation $\alpha = -d(log\ n)/d(log\ L)$) is $\alpha \lesssim -1$ in the magnitude and redshift domains considered, i.e. $N_{lensed}(>L) = N(>L) \times \mu^{\alpha-1}$ (see, e.g. Broadhurst et al. 1995). This is indeed the case within our H band limited sample, according to the simple assumptions given in Sect. 8.2, and the shape of the observed LF. With respect to blank fields, the incompleteness of our sample in the relevant magnitude domain is much smaller, and the procedure used in this paper to correct for lensing and incompleteness already takes this effect into account. Could this result be confirmed on a larger sample of lensing clusters and blank fields, the slope of the number counts at $z \sim 6-10$ could be precisely constrained, at least for the brightest part of the LF.

An additional comment is that the standard calibration used to convert the L_{1500} luminosity into SFR, which assumes a standard Salpeter IMF under equilibrium conditions (i.e. constant SF over timescales $\gtrsim 10^{8-9}$ yr), is not necessarily appropriate for objects at so early epochs.

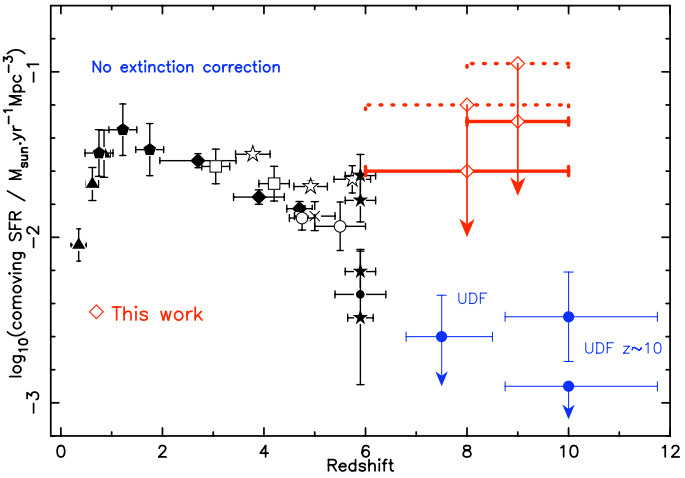


Fig. 15. Evolution of the comoving Star Formation Rate density as a function of redshift. This plot is adapted from Bunker et al. 2004. Results from other surveys, uncorrected for extinction, are compared to our upper limits : data are compiled from the CFRS (Lilly et al. 1995, filled triangles), Connolly et al. 1997 (filled pentagons), LBG work from Steidel et al. 1999 (open squares), Fontana et al. 2003 (open circles), Iwata et al. 2003 (cross), Bouwens et al. 2003a (filled diamonds), GOODS (Giavalisco et al. 2004, open stars), different ACS estimates from Bouwens et al. 2003b (filled stars) and Bunker et al. 2004 (filled circle). We also report the value derived by Bouwens et al. (2004b) and Bouwens et al. (2005) in the Ultra-Deep Field ("UDF" labels). Our results (open diamonds) are presented for both clusters in the redshift ranges [6-10] and [8-10] : these values are obtained by integrating the Luminosity Function fit down to $L_{1500} = 0.3\ L^*_{z=3}$. Dotted lines refer to the best detected first-category candidates ($\Delta m_H < 0.4$), whereas solid lines correspond to all first-category sources.

8.6. Spectroscopic follow-up

We have started the spectroscopic follow-up of our sample of high-z candidates with ISAAC/VLT. This survey is presently ongoing, and the final conclusions will be presented in a further paper. Results on these observing runs have been (partly) published in Richard et al. (2003) and Pelló et al. (2004a), as well as a first preliminary summary in Pelló et al. (2004b).

To search for faint emission lines, we have systematically explored the 0.9-1.40 μm domain (SZ and J bands of ISAAC), where Lyα should be located for objects within the $7 < z < 10.5$ redshift interval. We intended to detect emission lines with intensities ranging between 10^{-17} and a few 10^{-18} ergs s^{-1} cm^{-2} Å^{-1}, with a spectral resolution for the sky lines of $R = 3100$ corresponding to the instrumental 1″ slit width. The fraction of spectral band lost due to strong OH sky emission lines is of the order of 30%. Slit configurations were set to optimize the acquisition of a maximum number of targets per night, with priority given to first category targets. Secondary targets were only observed when aligned with first priority targets.

Up to now, our spectroscopic survey with ISAAC has targeted 2 priority candidates in AC114, and 7 in Abell 1835 (4 "first priority" targets and 3 secondary ones). From this sample of 9 targets, 2/3 of the objects observed display emission lines. Actually 5 sources have clear emission lines detected, and another one is still to be confirmed. The distribution between first and second priority targets for spectroscopy does not fully coincide with the present classification in Tables 3 and 4, because it was based on an earlier version of the image reduction and analysis. For instance, z and SZ images were not available for Abell 1835 at this epoch. In summary, from 6 first priority spectroscopic targets observed in the two clusters, we have clearly confirmed one candidate (A1835#8, originally named A1835-1916, see Sect. 7.3), which is found to be a puzzling source; two $z \geq 7$ candidates show emission lines still to be reconfirmed; one candidate is found to be a low-z contamination, and two of them do not show emission lines. From the 2/3 secondary targets displaying emission lines, one is a possible $z \geq 7$ source to be confirmed, whereas the other one is a faint low-z galaxy (A1835#35, $z = 1.67$). According to these preliminary numbers, the efficiency of our survey could range between ~ 30 and 50%, with interesting low-z by-products such as A1835#35 (Richard et al. 2003). A large majority of our high-z candidates still need to be confirmed, either by a redetection of a faint emission line, or by the non-detection of other lines expected at low-z.

9. Summary and conclusions

We have obtained deep JHK near-IR photometry of two well-known lensing clusters, A1835 and AC114, plus z and SZ imaging of A1835 with FORS and ISAAC at the VLT. Our photometric depth reached $SZ \sim 25.6$, $J \sim 24.4$,

$H \sim 23.5$ and $K_s \sim 23.3$ (Vega system), in addition to a minimum magnification factor of 1 magnitude over half of the ISAAC field of view. These images, combined with existing data in various optical bands including HST images, have been used to select galaxy candidates at very high redshift ($z \sim 6$–10). The candidates have been selected with the dropout technique and two-color selection criteria appropriate for high-z galaxies.

From our H band selected sample we have identified 18 (8) "first-category" optical dropouts in A1835 (AC114) up to $H_{\rm Vega} \sim 23.9$ (AB ~ 25.3, uncorrected for lensing). First category is defined here as objects detected in ≥ 2 near-IR bands. Among them, 8(5) exhibit homogeneous SEDs compatible with star-forming galaxies at $z \gtrsim 7$, and 5(1) are more likely intermediate-redshift EROs. The nature of three optical dropouts in A1835, including the $z = 10.$ galaxy candidate reported previously (Pelló et al. 2004a), could not be determined from the present data. In both fields we have also identified a few additional dropouts detected only in the H band ("second category" objects), which satisfy our photometric selection criteria.

Typically our candidates are magnified by a factor of 1.5 (~ 0.44 mags) to 10 (2.5 mags), with average (median) values of the order of 6.5–7.9 (2.3–3.5) for the two clusters. All high-z candidates turn out to be fainter than $H_{\rm Vega} \sim 23$, with typical effective (i.e. lensing corrected) magnitudes $H_{\rm Vega} \sim 24$–25 ($H_{\rm AB} \sim 25.4$–26.4) and fainter in some cases. Assuming standard SFR(UV) conversion factors, which may however be questionable for galaxies of such presumably young age, the SFR is found to be between few units and ~ 20 M$_\odot$ yr^{-1}. Their UV restframe spectrum, measured by the $H-K$ color, seems to be very blue – a trend also reported for other high-z galaxy samples (e.g. Papovich et al. 2004, Bouwens et al. 2004b).

Taking into account the gravitational lensing effects and sample incompleteness we have derived a luminosity function of our sample. The luminosity function fitted to our $6 \lesssim z \lesssim 10$ sample is similar to the one obtained for LBGs at $z \simeq 4$, and also consistent with the LF derived by Bunker et al. (2004b) for their sample of $z \sim 6$ candidates in the UDF.

We have also estimated the cosmic SFR density from these data. Taken at face value, our results are e.g. in good agreement with estimates by Barkana & Loeb (2001) for the redshift domain considered here, and with the recent self-consistent reionization models of Choudhury & Ferrara (2005). However, our SFR density estimate ($\rho_\star = 6.3\ 10^{-2}$ M$_\odot$ yr^{-1} Mpc^{-3} for $z \in [6-10]$, $1.12\ 10^{-1}$ for $z \in [8-10]$) is higher by a factor of ~ 10 or more, in comparison to earlier studies at similar redshifts, in particular in the UDF (Bouwens et al. 2004b, 2005). In addition to field-to-field variance, a possible explanation is a positive magnification bias in our lensed sample. This trend is indeed expected from both our simulations and the LF derived for this sample in the relevant magnitude and redshift domains.

According to our simulations using simple models based on an extended Press-Schechter formalism we find that the use of lensing clusters as gravitational telescopes improves significantly the high-z galaxy survey efficiency compared to blank fields. The observational results obtained in our survey confirm this trend.

The present results are to be confirmed and improved in different ways. Spectroscopic follow-ups are underway to determine the efficiency of our selection technique. Additional deep photometry in various bands are being secured with HST, IRAC/Spitzer, and from the ground to improve the characterization of the SEDs of the high-z candidates. Also, increasing the number of lensing fields with ultra-deep near-IR photometry is essential to get more accurate constraints on the abundance and physical properties of $z \gtrsim 7$ starburst galaxies.

Acknowledgements. We are grateful to T. Contini, G.P. Smith, E. Egami, F. Lamareille, A. Hempel, C. Donzelli for useful comments and discussions. We thank the ESO Director General for a generous allocation of Director's Discretionary Time for ISAAC spectroscopy (DDT 271.A-5013 and 272.A-5049). Also based on observations collected at the European Space Observatory, Chile (069.A-0508,070.A-0355,073.A-0471), the NASA/ESA Hubble Space Telescope operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., and the Canada-France-Hawaii Telescope operated by the National Research Council of Canada, the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) and the University of Hawaii. Part of this work was supported by the CNRS and the Swiss National Science Foundation.

References

Barger, A.J., Aragón-Salamanca, A., Ellis, R.S., Couch, W.J., Smail, I., Sharples R.M., 1996, MNRAS, 279, 1.
Barkana, R. & Loeb, A. , 2001, Physics Reports, 349, 125
Barton, E. J., Davé, R., Smith, J. T., Papovich, C., Hernquist, L., & Springel, V. 2004, ApJ, 604, L1
Bertin, E., Arnouts, S., 1996, A & AS, 117,393.
Bolzonella, M., Miralles, J.M., Pelló, R., 2000, A & A, 363, 476.
Bouwens R., Broadhurst T., Illingworth G., 2003a, ApJ, 593, 640.
Bouwens R., et al. , 2003b, ApJ, 595, 589.
Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Blakeslee, J. P., Broadhurst, T. J., & Franx, M. 2004a, ApJ, 611, L1.
Bouwens R. J., Thompson R. I., Illingworth G. D., Franx M., van Dokkum P., Fan X., Dickinson M. E., Eisenstein D. J., Rieke M. J., 2004b, ApJ, 616, L79
Bouwens, R. J. and Illingworth, G. D. and Thompson, R. I. and Franx, M., 2005, ApJ, 624, L5.
Bremer, M. N., Jensen, J. B., Lehnert, M. D., Schreiber, N. M. F., & Douglas, L. 2004, ApJ, 615, L1
Broadhurst, T. J., Taylor, A. N., & Peacock, J. A. 1995, ApJ, 438, 49
Bromm, V. , Kudritzki, R.P., Loeb, A., 2001, ApJ, 552, 464.
Bruzual, G., Charlot, S. 1993, ApJ, 405, 538.
Bunker, A.J., Stanway, E.R., Ellis, R.S., McMahon, R.G., McCarthy, P.J., 2003, MNRAS, 342, L47 .
Bunker, A. J., Stanway, E. R., Ellis, R. S., & McMahon, R. G. 2004, MNRAS, 355, 374
Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R.C., Kinney, A.L., Koornneef J., Storchi-Bergmann T. 2000, ApJ, 533, 682.

Campusano, L.E., Pelló, R., Kneib, J.-P., Le Borgne, J.-F., Fort, B., Ellis, R., Mellier, Y., Smail, I., 2001, A & A, 378, 394.
Choudhury, T.R., Ferrara, A., 2005, MNRAS, in press [astro-ph/0411027].
Coleman, D.G., Wu, C.C., Weedman, D.W. 1980, ApJS, 43, 393.
Connolly, A. J., Szalay, A. S., Dickinson, M., Subbarao, M. U., & Brunner, R. J. 1997, ApJ, 486, L11.
Couch, W.J., Balogh, M. Bower, R.G., Smail, I., Glazebrook, K., Taylor, M., 2001, ApJ, 549, 820.
Cuby, J.G., et al., 2000, Proc. SPIE Vol. 4008, p. 1036-1R047 Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Masanori Iye; Alan F. Moorwood; Eds.
Cuby, J.G., Lidman, C., Moutou, C., Johnson, R., Doublier, V., 2002, ISAAC User Manual, v. 1.10.1
Cuby, et al. 2003, A&A, 405, L19.
Czoske, O., Kneib, J.-P., Bardeau, S., 2002, in "Matter and Energy in Clusters of Galaxies"; ASP Conf. Series, eds. S. Bowyer & C.-Y. Hwang, [astro-ph/0211517]
Daddi, E., Cimatti, A., Pozzetti, L., Hoekstra, H., Rottgering, H.J.A., Renzini, A., Zamorani, G., Mannucci, F., 2000, A & A, 361, 535.
Ebeling, H., Edge, A. C., Bohringer, H., Allen, S.W., Crawford, C.S., Fabian, A.C., Voges, W., & Huchra, J. P., 1998, MNRAS, 281, 799.
Ellis, R., Santos, M. R., Kneib, J.-P., Kuijken, K., 2001, ApJ, 560, L119.
Fan, X., et al. 2002, AJ, 123, 1247.
Fontana A., Poli F., Menci N., Nonino M., Giallongo E., Cristiani S., D'Odorico S., 2003, ApJ, 587, 544.
Franx, M., Illingworth, G. D., Kelson, D. D., van Dokkum, P. G., & Tran, K., 1997, ApJ, 486, L75.
Frayer, D. T., Reddy, N. A., Armus, L., Blain, A. W., Scoville, N. Z., & Smail, I. 2004, AJ, 127, 728
Gal-Yam, A., Maoz, D., & Sharon, K. 2002, MNRAS, 332, 37
Giavalisco M., et al., 2004, ApJ, 600, L103.
Haiman, Z., Loeb, A. 1999, ApJ, 519, 479.
Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., Capak, P., Iwamuro, F., Kneib, J.-P., Maihara, T., & Motohara, K. 2002, ApJ, 568, L75.
Ivison, R. J., Smail, I., Barger, A. J., Kneib, J.-P., Blain, A. W., Owen, F. N., Kerr, T. H., & Cowie, L. L. 2000, MNRAS, 315, 209
Iwata I., Ohta K., Tamura N., Ando M., Wada S., Watanabe C., Akiyama M., Aoki K., 2003, PASJ, 55, 415.
Izotov, Y.I., Chaffee, F.H., Schaerer, D. 2001, A& A, 378, L45.

Kennicutt, R. C. 1998, ARA&A, 36, 189
Kinney, A.L., Calzetti, D., Bohlin, R.C., McQuade, K., Storchi-Bergmann, T., Schmitt, H.R. 1996, ApJ 467, 38.
Kneib, J.-P., Ellis, R.S., Santos, M.R., Richard, J., 2004, ApJ, 607, 697.
Kodaira, K., et al. 2003, PASPJ 55, L17.
Kogut, A., Spergel, D. N., Barnes, C., et al. 2003, ApJS, 148, 161
Labbé, I., Franx, M., Rudnick, G., Schreiber, N.M.F., Rix, H.W., Moorwood, A., Van Dokkum, P.G., Van der Werf, P., Röttgering, H., Van Starkenburg, L., Van de Wel, A., Kuijken, K., Daddi, E., 2003, AJ, 125, 1107.
Lemoine-Busserole, M., Contini, T., Pelló, R., Le Borgne, J.-F., Kneib, J.-P., Lidman, C., 2002, A & A, 397, 839.
Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, ApJ 460, L1.
Loeb, A. & Rybicki, G.B. 1999 ApJ, 524, 527.
Loeb, A. & Barkana, R., 2001, ARA& A, 39, 19.
Madau, P. 1995, ApJ, 441, 18.
Marri & Ferrara 1998, ApJ,509, 43.
Marri, S., Ferrara, A., & Pozzetti, L. 2000, MNRAS, 317, 265
Monet, D. G., 1998, American Astronomical Society Meeting, 193, 112.003
Moorwood, A.F., 1997, Proc. SPIE Vol. 2871, p. 1146-1151, Optical Telescopes of Today and Tomorrow, Arne L. Ardeberg; Ed.
Natarajan, P., Kneib, J.-P., Smail, I., Ellis, R.S., 1998, ApJ, 499, 600.
Nagamine, K., et al., 2005, in " First Light and Reionization: Theoretical Study and Experimental Detection of the First Luminous Sources in the Universe", Eds. A. Cooray, E. Barton, New Astronomy Reviews, in press
Papovich, C., Dickinson, M., Ferguson, H. C. et al., ApJ, 2004, 600, 111L
Pelló, R., Schaerer, D. 2002, "Science with the GTC" conference, astroph/0203203.
Pelló, R., Schaerer, D., Richard, J., Le Borgne, J.-F., Kneib, J.-P., 2004a, A & A, 416, L35.
Pelló, R., Schaerer, D., Richard, J., Le Borgne, J.-F., Kneib, J.-P., 2004b, Proceedings of IAU Symposium No. 225: The Impact of Gravitational Lensing on Cosmology, Y. Mellier and G. Meylan, Eds., [astro-ph/0410132]
Persson, S.E., Murphy, D.C., Krzeminski, W., Roth, M., Rieke, M.J., AJ, 116, 2475.
Pickles A. J., 1998, PASP, 110, 863
Press, W. H. & Schechter, P., 1974, ApJ, 187, 425.
Richard, J., Schaerer, D., Pelló, R., Le Borgne, J.-F., Kneib, J.-P., 2003, A & A, 412, L57.
Sandage, A., Tammann, G. A. & Yahil, A. 1979, ApJ 232, 352
Schaerer, D. 2002, A & A, 382, 28.
Schaerer, D. 2003, A & A, 397, 527.
Schaerer, D. & Pelló R., 2001, in "Scientific Drivers for ESO future VLT/VLTI Instrumentation", J. Bergeron and G. Monnet, Eds., Springer Verlag, p.48, astroph/0107274.
Schechter, P. 1976, ApJ, 203, 297
Smail, I., Ellis, R.S., Fitchett, M.J., Norgaard-Nielsen, H.U., Hansen, L., Jorgensen, H.E., 1991, MNRAS, 252, 19.
Smail, I., Couch, W.J., Ellis, R.S., Sharples, R.M., 1995, ApJ, 440, 501.
Smail, I., Ivison, R.J., Kneib, J.-P., et al., 1999, MNRAS, 308, 1061.
Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W., & Kneib, J.-P. 2002, MNRAS, 331, 495
Smith, G.P., Smail, I., Kneib, J.-P., Czoske, O., Ebeling, H., Edge, A.C., Pelló, R., Ivison, R.J., Packham, C., Le Borgne, J.-F., 2002, MNRAS, 330, 1.
Smith, G. P., Edge, A. C., Eke, V. R., Nichol, R. C., Smail, I., & Kneib, J.-P. 2003, ApJ, 590, L79.
Shapley, A.E., et al., 2003, ApJ, 562, 95.
Steidel, C. C., Pettini, M., & Hamilton, D. 1995, AJ, 110, 2519
Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, ApJ, 519, 1.
Steidel, C. et al., 2003, ApJ, 592, 728.
Spinrad, H., 2003, "Astrophysics Update" in press, [astro-ph/0308411]
Stanway, E. R., Bunker, A. J., McMahon, R. G., et al. 2004, ApJ, 607, 704
Stern, D. et al. 2004, ApJ, 612, 690.
Trujillo, C. A., Jewitt, D. C., & Luu, J. X. 2001, AJ, 122, 457
Thompson, R.I., Illingworth, G., Bouwens, R., et al., 2005, AJaccepted, [astro-ph/0503504]

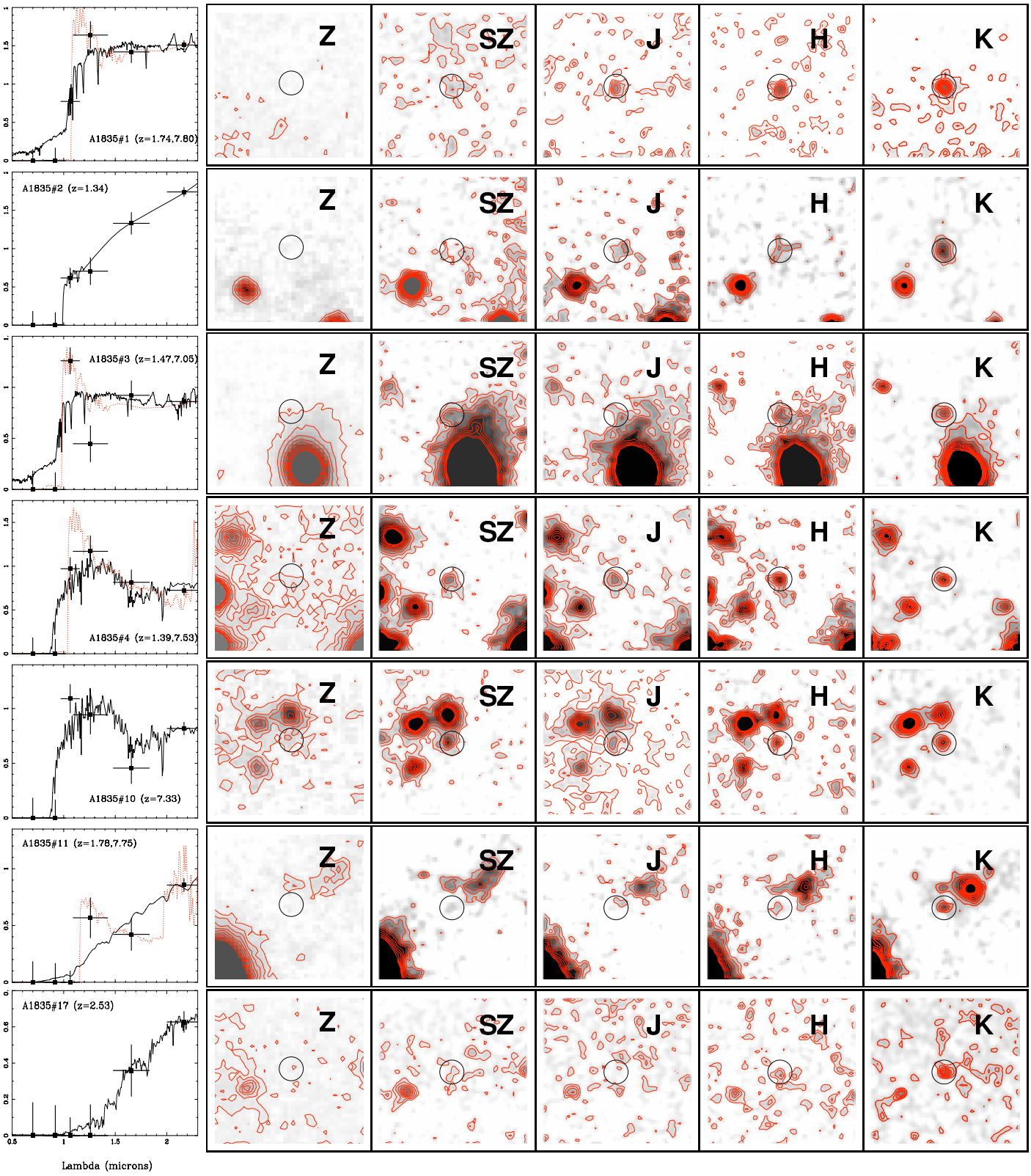
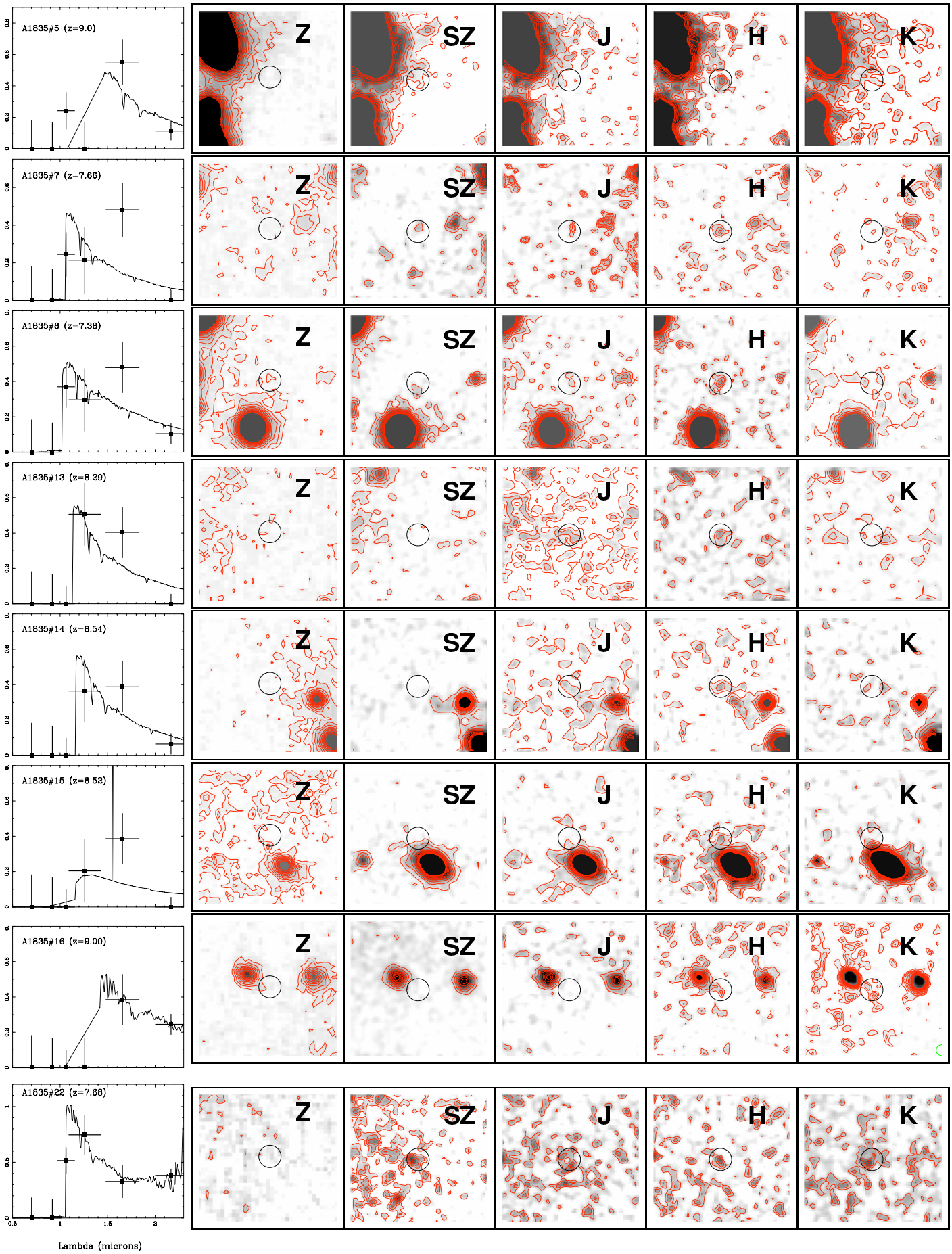


Fig. 16. (2 pages) Close-up of the best candidates in Abell 1835, showing the object and their surrounding 10 × 10 arcsecs field. Objects satisfying the ERO criterion ($R-Ks > 5.6$) are presented above, and other first category well-detected candidates (with $\Delta m_H < 0.4$) are given in the next page. The FORS-Z band (non-detection criterion), and the ISAAC-NIR bands are displayed in linear scale, from -3σ to 6σ levels. Contours are for background level + 1, 2, 3, ... σ respectively. On the left is the SED in the $RzSZJHK$ bands and the best photometric redshift solutions obtained. When two possible solutions coexist, the higher redshift fit is displayed with a red dotted line. Fluxes values are given in f_λ, with units multiple of 10^{-19} ergs s^{-1} cm^{-2}.


A1835#5 (z=9.0)
A1835#7 (z=7.66)
A1835#8 (z=7.38)
A1835#13 (z=8.29)
A1835#14 (z=8.54)
A1835#15 (z=8.52)
A1835#16 (z=9.00)
A1835#22 (z=7.68)
Z
SZ
J
H
K
Lambda (microns)

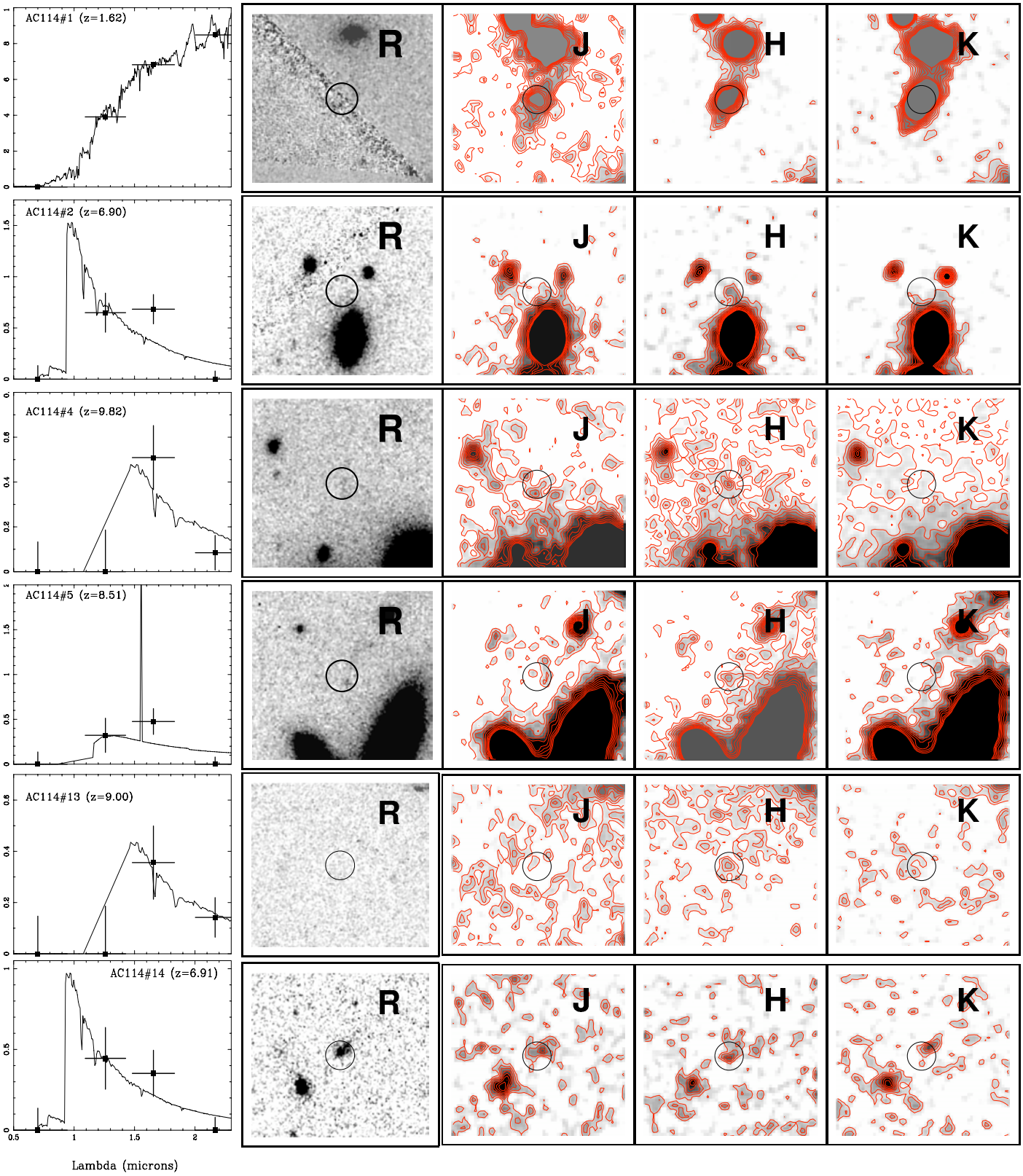


Fig. 17. Same figure as 16, for best-detected candidates in AC114 ($\Delta m_H < 0.4$, or having a redshift quality $\Phi_z = A$). Close-ups correspond to the HST-R and ISAAC-NIR bands.

ID	RA (14:)	DEC (02:)	SZ	J	H	K	ϕ z	z range	$\tilde{z}$	μ_6	μ_{10}	$\tilde{\mu}$	L_{1500} $10^{40} erg\ s^{-1}$ Å^{-1}	SFR $M_\odot\ yr^{-1}$	notes
First-category dropouts															
#1	0:58.278	50:26.65	24.56 ± 0.18	23.14 ± 0.11	22.22 ± 0.10	21.10 ± 0.04	A	[6.3-8.1]	7.80	1.27	1.27	1.28	79.5	83.5	Ex., ERO
#2	0:57.538	52:49.85	24.80 ± 0.22	24.05 ± 0.27	22.29 ± 0.11	20.95 ± 0.03	A	[1.18-1.64]	1.34	-	-	-	-	-	Ex., ERO (1)
#3	1:01.484	51:03.63	24.03 ± 0.11	24.54 ± 0.42	22.69 ± 0.16	21.71 ± 0.07	A	[6.7-7.3]	7.05	1.64	1.66	1.65	12.7	13.3	Ex., ERO
#4	1:01.733	51:05.26	24.31 ± 0.14	23.50 ± 0.16	22.82 ± 0.18	21.90 ± 0.08	A	[6.2-7.8]	7.53	1.67	1.7	1.69	39.6	41.6	Ex., ERO
#5	1:07.034	51:35.71	25.82 ± 0.52	> 25.60	23.24 ± 0.28	23.91 ± 0.55	B	[8.0-10.0]	(9.00)	1.92	1.96	1.96	28.6	30.1	
#7	1:05.067	50:57.52	25.81 ± 0.51	25.34 ± 0.89	23.39 ± 0.32	> 24.70	B	[6.4-8.0]	7.66	1.53	1.55	1.54	10.1	10.6	
#8	1:00.058	52:44.08	25.36 ± 0.34	24.99 ± 0.64	23.40 ± 0.32	24.00 ± 0.60	B	[6.1-8.0]	7.38	110.81	86.53	> 25	< 0.6	< 0.7	Ex., (2)
#10	0:59.890	50:57.59	24.18 ± 0.12	23.74 ± 0.20	23.45 ± 0.33	21.77 ± 0.07	A	[6.8-7.7]	7.33	1.49	1.51	1.50	33.1	34.8	Ex., ERO
#11	1:06.182	50:27.74	> 26.90	24.29 ± 0.33	23.54 ± 0.36	21.72 ± 0.07	C	[7.0-8.5]	(7.75)	1.31	1.32	1.32	25.4	26.7	Ex., ERO
#13	1:03.125	51:28.81	> 26.90	24.41 ± 0.38	23.58 ± 0.38	> 24.70	A	[8.0-9.2]	8.29	2.2	2.26	2.24	14.9	15.6	
#14	1:04.209	51:54.55	> 26.90	24.77 ± 0.52	23.63 ± 0.39	24.53 ± 0.97	B	[7.3-10.0]	8.54	3.35	3.5	3.45	9.7	10.2	
#15	1:02.540	51:12.84	$\underline{> 26.90}$	25.40 ± 0.94	23.63 ± 0.40	$\underline{> 24.70}$	B	[7.5-10.5]	8.52	1.81	1.84	1.84	17.9	18.8	
#16	1:03.657	52:54.83	$\underline{> 26.90}$	> 25.60	23.64 ± 0.40	$\underline{23.08 \pm 0.25}$	C	[8.0-10.0]	(9.00)	119.99	55.04	> 25	< 1.6	< 1.6	
#17	1:05.013	50:27.11	$\underline{> 26.90}$	> 25.60	23.71 ± 0.43	22.06 ± 0.10	C	[1.48-5.05]	2.53	-	-	-	-	-	Ex., ERO
#22	1:02.551	51:30.06	$\underline{25.00 \pm 0.24}$	23.99 ± 0.25	23.81 ± 0.47	22.59 ± 0.16	A	[5.5-8.1]	7.68	2.28	2.34	2.31	17.8	18.7	
#23	1:05.699	51:52.92	> 26.90	24.93 ± 0.61	23.85 ± 0.48	24.03 ± 0.61	C	[8.0-10.0]	(9.00)	2.61	2.69	2.67	12.0	12.7	
#24	0:58.036	51:29.09	> 26.90	25.16 ± 0.75	23.88 ± 0.50	> 24.70	C	[8.0-10.0]	(9.00)	1.6	1.62	1.62	19.3	20.2	
#27	1:04.299	51:57.19	> 26.90	> 25.60	23.93 ± 0.53	24.57 ± 1.01	C	[8.0-10.0]	(9.00)	3.54	3.71	3.68	8.1	8.5	
Second-category dropouts															
#6	0:59.659	50:54.73	> 26.90	> 25.60	23.37 ± 0.31	> 24.70	B	[8.0-10.0]	(9.00)	1.46	1.47	1.47	33.8	35.5	
#18	0:58.890	51:02.47	> 26.90	> 25.60	23.72 ± 0.43	> 24.70	C	[8.0-10.0]	(9.00)	1.47	1.48	1.49	24.4	25.6	
#19	1:00.138	52:05.20	$\underline{> 26.90}$	> 25.60	23.72 ± 0.43	$\underline{> 24.70}$	C	[8.0-10.0]	(9.00)	5.48	6.03	5.92	6.1	6.4	
#20	0:58.860	51:23.85	> 26.90	> 25.60	23.72 ± 0.43	> 24.70	C	[8.0-10.0]	(9.00)	1.67	1.69	1.69	21.3	22.4	
#21	0:58.732	51:53.86	> 26.90	> 25.60	23.76 ± 0.44	> 24.70	C	[8.0-10.0]	(9.00)	2.13	2.18	2.17	16.1	16.9	
#35	1:00.693	52:09.58	> 26.90	> 25.60	24.00 ± 0.56	24.25 ± 0.75	C	—	**1.68**	-	-	5.25	-	-	(3)

Table 3. Photometric properties of Abell 1835 optical-dropouts. From left to right : identification number, astrometric position, near-IR photometry, photometric redshift quality (see Sect. 7.2 for details), redshift range $[z1 - z2]$ and applied redshift $\tilde{z}$, magnifications at $z = 6$ (μ_6), at $z = 10$ (μ_{10}), applied magnification ($\tilde{\mu}$), unlensed luminosity at rest-frame $\lambda = 1500$ Å .

Objects noted "ERO" satisfy the $(R-K > 5.6)$ criterium for Extremely Red Objects. "Ex" is mentioned in the notes for objects excluded from the discussion, and underlined photometric entries correspond to forced undetections in a given near-IR band after manual inspection (see text for details).
Bracketed values of $\tilde{z}$ are rough values based on the color-color selection diagrams.

(1) Near-IR counterpart of the sub-mm source SMMJ14009+0252 (Ivison et al. 2000, Smail et al. 2002).
(2) A1835#1916 (Pelló et al. 2004a)
(3) A1835#2582 (Richard et al. 2003)

N	RA (22:)	DEC (-34:)	J	H	K	ϕ z	z range	$\tilde{z}$	μ_6	μ_{10}	$\tilde{\mu}$	L_{1500} $10^{40} erg\ s^{-1}$ Å^{-1}	SFR $M_\odot\ yr^{-1}$	notes
First-category dropouts														
#1	58:49.777	46:54.95	22.19 ± 0.05	20.52 ± 0.02	19.23 ± 0.00	A	[1.58-1.89]	1.62	-	-	-	-	-	Ex., ERO
#2	58:49.040	47:21.94	24.14 ± 0.32	23.01 ± 0.22	$\underline{> 24.30}$	B	[6.3-9.2]	6.90	2.75	2.86	2.78	10.2	10.7	
#4	58:46.829	47:43.83	$\underline{> 25.50}$	23.33 ± 0.30	24.23 ± 0.99	B	[8.7-11.8]	9.82	13.68	10.98	11.20	6.1	6.4	
#5	58:46.505	47:25.96	24.90 ± 0.64	23.41 ± 0.32	> 24.30	B	[6.0-10.0]	8.51	10.1	12.62	12.10	3.3	3.5	
#13	58:44.972	49:17.27	> 25.50	23.72 ± 0.43	23.67 ± 0.59	C	[8.0-10.0]	(9.00)	1.54	1.57	1.57	23.1	24.2	
#14	58:53.511	48:37.85	24.55 ± 0.46	23.73 ± 0.44	> 24.30	A	[5.2-9.6]	6.91	2.73	2.84	2.76	7.1	7.4	
#16	58:50.243	48:35.75	24.55 ± 0.46	23.90 ± 0.51	$\underline{> 24.30}$	A	[5.2-9.6]	6.88	23.21	15.42	21.35	0.9	0.9	
#19	58:43.844	47:35.31	> 25.50	23.98 ± 0.55	23.69 ± 0.60	C	[8.0-10.0]	(9.00)	3.31	3.51	3.49	8.1	8.6	
Second-category dropouts														
#15	58:53.529	49:13.45	> 25.50	23.75 ± 0.45	> 24.30	C	[8.0-10.0]	(9.00)	4.88	5.31	5.24	6.7	7.1	
#17	58:47.551	48:53.51	> 25.50	23.93 ± 0.53	> 24.30	C	[8.0-10.0]	(9.00)	2.85	2.97	2.96	10.1	10.6	

Table 4. Photometric properties of AC114 candidates. Caption is the same as in table 3.

Liste des tableaux

2.1 Vue d'ensemble des observations effectuées. De gauche à droite : identifiant de l'amas de galaxies, position astrométrique de la galaxie centrale (équinoxe J2000.0), décalage spectral de l'amas, époque de chaque série d'observations, angle de position de la fente utilisée et nombres de fentes adjacentes correspondant. 69

2.2 Liste des images du télescope spatial utilisées pour l'identification (la bande choisie est la plus proche du filtre `I`) et autres données (observations au sol) disponibles pour chaque amas, dans les filtres en bande large correspondants. 81

2.3 Catalogue spectroscopique des sources d'arrière-plan identifiées sur les spectres `LRIS` avec $z_{spec} \geq 1.0$, classés par décalage spectral décroissant. De gauche à droite : identifiant, position astrométrique (équinoxe J2000.0), décalage spectral, amplification, magnitude dans la bande `I` des images `CFH12k` (-1 dans le cas d'une non-détection, -2 en absence de données), raies principales identifiées pour déterminer le z_{spec}. . . . 92

2.4 Catalogue spectroscopique des objets avec $z_{spec} < 1$. Même légende que la Table 2.3. 93

2.5 Candidats à des émetteurs Lyman-α. Pour chaque objet sont répertoriés l'amas, la position et la (ou les) fentes pour lesquelles une raie est identifiée, la longueur d'onde correspondante, son identification physique et le décalage spectral correspondant. Les raies Lyman-α mentionnées en caractères gras sont les émetteurs certains, celles en italique sont les émetteurs possibles, inclus dans le calcul de densité de tels objets à $z \sim 5$. 96

2.6 Propriétés des émetteurs Lyman-α inclus dans notre étude. De gauche à droite, identifiant de la source (amas, position et fente), astrométrie (α, δ, équinoxe J2000.0), décalage spectral, flux observé, amplification calculée par les modèles et luminosité Lyman-α (corrigée de l'amplification). 99

3.1 Description des images utilisées pour l'étude de la `DSE` : dans l'ordre, configuration instrumentale, taille du champ et du pixel, temps de pose, longueur d'onde centrale et bande passante de chaque filtre. . . 111

3.2 (En haut) : évolution du flux dans les composantes a et b en fonction de la longueur d'onde de chaque filtre. (En bas) : Mesures de position astrométrique (α, δ, équinoxe J2000.0), de photométrie et d'amplification (μ) obtenues pour les trois composantes a, b, c du système multiple observé. Les flux sont donnés en μJy dans chaque filtre. "ND" correspond à une non-détection dans cette bande, et "NP" a une absence d'information (objet Non Présent sur les images). 115

4.1 Domaines de décalages spectraux contraints par la sélection dans différents diagrammes couleur-couleur du proche-infrarouge (C_Y en fonction de C_X). 138
4.2 Configuration instrumentale utilisée en mode imagerie avec `ISAAC` et `FORS-2`. Pour chaque filtre son donnés de gauche à droite la longueur d'onde centrale λ_c et la largeur spectrale $\Delta\lambda$, le nombre de sous-intégrations, leur durée, le nombre de clichés et le temps total accumulé. 141
4.3 Vue d'ensemble des données utilisées pour chaque amas. De gauche à droite, instrument utilisé, taille du champ A des observations, filtre et référence des données, taille du pixel, mesure du *seeing* sur les images combinées, temps de pose, longueur d'onde effective et largeur du filtre, profondeur (magnitude limite dans le système de Véga, à 1 σ dans une ouverture de 1.5"), conversion en magnitude `AB` (voir annexe A), fraction du champ `ISAAC` couverte. Pour les filtres où la couverture est partielle, la partie correspondante est schématisée en Figure 4.5. Les références mentionnées correspondent à (a) Barger et al. (1996), (b) Couch et al. (2001), (c) Smail et al. (1991), (d) Natarajan et al. (1998), (e) Czoske et al. (2003), (f) Smith et al. (2003). 143
4.4 Mesures d'astrométrie (pour l'équinoxe J2000.0) et de photométrie proche-infarouge des candidats. 165
4.5 Bilan des observations spectroscopiques. En haut, répartition des différentes bandes spectrales utilisées par rapport 'a la courbe générale de transmission atmosphérique. En bas, par ordre de lecture : candidat(s) explorés, distribution de probabilité $P(z)$, séries correspondantes, configurations du filtre et du grisme (longueur d'onde centrale λ_c du spectre), temps de pose des différents groupes de clichés consécutifs et *seeing* moyen sur chaque groupe. 180
4.6 Bilan des observations spectroscopiques : suite de la Table 4.5. 181
4.7 Propriétés physiques dérivés des candidats de notre échantillon. De gauche à droite : qualité de l'ajustement par le *redshift photométrique*, intervalle de z du meilleur ajustement, meilleure valeur de z obtenue, amplification correspondante, luminosité à 1500 Å (corrigée de l'amplification), et mesure du SFR déduite. 208

Table des figures

1.1 Observations du Fond Diffus Cosmologique. En 1965 (haut), première découverte par Penzias et Wilson. En 1992, premières mesures précises du spectre et de la température du corps noir par COBE. En 2003, étude à plus grande résolution des fluctuations du rayonnement par WMAP. . 20

1.2 Distribution des galaxies lumineuses en infrarouge observées par IRAS, pour différents intervalles de décalage vers le rouge : (a) $0.0 < z < 0.01$, (b) $0.01 < z < 0.02$, (c) $0.02 < z < 0.07$. Des effets de regroupement en amas et super-amas sont visibles au voisinage de notre galaxie (a et b) et cartographiés en bas à droite. Mis à part l'emplacement du plan de la Voie Lactée qui masque les sources situées en arrière-plan, la distribution de ces objets s'homogénéise lorsqu'on atteint les plus grandes échelles de distance (c), ce qui vient à l'appui du Principe Cosmologique. D'après Strauss et al. (1992). 22

1.3 Comparaison de la distance de Luminosité (D_L), distance propre (D_p), durée de trajet de la lumière ($t_0 - t_1$) et distance angulaire (D_A) en fonction du décalage spectral z. La distance de Hubble (D_H) associée à la loi de Hubble de l'équation (1.1) est une approximation linéaire de toutes les distances à $z \ll 1$. 31

1.4 Résultats de simulations numériques traduisant l'évolution des grandes structures dans le cadre d'un Univers plat dominé par une constante cosmologique ($\Omega_m = 0.3,\ \Omega_\Lambda = 0.7$). Dans chaque image, les zones les plus lumineuses correspondent aux régions de surdensités de l'Univers. D'après Jenkins et al. (1998) 32

1.5 Fonction de masse de Press-Schechter, donnant la densité numérique de halos par décade de masse M, pour un décalage spectral $z = 0$ (trait plein), $z = 5$ (pointillés), $z = 10$ (tirets), $z = 20$ (tirets-pointillés) et $z = 30$ (tirets-triple pointillés). On remarque l'évolution de cette distribution vers les grandes masses au cours du temps cosmique, traduisant les phénomènes de fusion des halos dans le modèle de formation hiérarchique des structures. 34

1.6 A gauche : contraintes sur la profondeur optique de diffusion (τ_e), combinée entre les mesures de WMAP et d'autres observations (d'après Spergel et al. (2003)), dérivant une valeur $\tau_e \sim 0.17 \pm 0.06$. A droite : exemple de spectre d'un quasar lointain à $z \sim 6$, indiquant un Univers en fin de réionisation (d'après Djorgovski et al. (2001a)). 36

1.7 Représentation schématique des grandes phases d'évolution de l'Univers, en fonction de son âge (de droite à gauche). La période des Ages Sombres s'instaure après la fin de la recombinaison et jusqu'à l'illumination des premières sources dans les halos. Celles-ci vont commencer à réioniser des régions du milieu intergalactique autour d'elles, jusqu'à un recouvrement complet. Inspiré de Barkana & Loeb (2001). 36

1.8 Diagramme de Madau-Lilly : évolution du taux de formation stellaire cosmique $\rho_{\mathtt{SFR}}$ en fonction du décalage spectral z. Les différentes études sont symbolisées par : un point noir pour les travaux sur l'UDF (Bunker et al., 2004), des cercles blancs pour le relevé *Canada-France Redshift Survey* (CFRS) par Lilly et al. (1995), des carrés pour les données de Wang et al. (1997), des croix pour les travaux de Steidel et al. (1999) sur les LBGs, des triangles renversés pour ceux de Fontana et al. (2003), un losange (Iwata et al., 2003), des pentagones (Bouwens et al., 2003a), des triangles droits (Giavalisco et al., 2004), des cercles-croix pour les travaux de Bouwens et al. (2003b, 2004a). D'après Bunker et al. (2004) 39

1.9 Evolution modélisée du spectre ultraviolet des sources à grand z dans le domaine 912-1216 Å (d'après). En haut, on voit l'effet d'absorption de la forêt de Lyman et sa croissance à mesure qu'on s'approche de la réionisation. En bas : apparition de la dépression de Gunn-Peterson du côté bleu de la raie Lyman-α, pour des sources situées au-delà du décalage spectral de la réionisation z_{re}. D'après Haiman & Loeb (1999). 42

1.10 A gauche : évolution de la séquence principale d'age zéro (ZAMS), pour des étoiles de Population III (métallicité $Z = 0$). On observe un biais systématique vers les hautes températures effectives T_{eff}. A droite : évolution du spectre ultraviolet observé pour un amas de telles étoiles à $z = 10$, suite à la transition entre une IMF classique de Salpeter et une IMF privilégiant les étoiles massives. D'après Bromm et al. (2001). 43

1.11 Distribution Spectrale d'Energie d'une galaxie primordiale formée d'étoiles de métallicité $Z = 0$. A gauche : population de la séquence principale d'âge zéro (ZAMS), montrant l'écart entre le spectre purement stellaire (tirets) et la prise en compte de l'émission nébulaire (trait plein). Les principales raies d'émission de l'hydrogène et de l'hélium sont indiquées. A droite : évolution temporelle de ce même spectre pour des âges de 0 à 4 millions d'années. Les raies de l'hélium s'estompent rapidement. D'après Schaerer (2002). 44

1.12 Diagramme représentant les résultats de simulations utilisant le `JWST` pour la détection de sursauts de formation stellaire de métallicité nulle à différents décalages spectraux. Chaque courbe indique la densité numérique de sources par intervalle de z, détectables dans un champ de vue de 4' $\times$ 4' en 10^5 secondes de temps de pose, pour deux des principales raies d'émission de l'hélium dans le domaine observable $1.0< \lambda < 10$ μm. D'après Oh et al. (2001). 47

1.13 Contraintes sur la densité surfacique de sources présentes dans la phase de réionisation, en fonction de la brillance de ces objets. Les domaines explorés par différents relevés utilisant des télescope spatiaux sont indiqués par des angles hachurés. Les zones grisées correspondent à différentes contraintes observationnelles (limites supérieures et inférieures) sur l'époque de réionisation. D'après Stiavelli et al. (2004b). 47

1.14 Propriétés de l'émission Lyman-α : à gauche, diffusion de l'émission dans une enveloppe d'hydrogène neutre (H-I) pour une source proche de la réionisation (d'après Barkana & Loeb (2001)). L'émission observée montre un profil asymétrique, plus intense du côté rouge dû à la réflexion sur la partie arrière de l'enveloppe. A droite, exemples de profils observés à $z \simeq 5$: le pic d'émission montre un décalage systématique vers le rouge par rapport au décalage propre de la galaxie z, dû à l'absorption du côté bleu de la raie (d'après Frye et al. (2002)) 48

1.15 Représentation schématique des techniques de photométrie et spectroscopie dans le plan espace-longueur d'onde (ou décalage spectral en considérant la raie Lyman-α). La présence des raies d'émission atmosphériques de OH, prédominantes dans le domaine spectral 0.65-2.5μm, limite les observations spectroscopiques depuis le sol. En haut à gauche : visualisation schématique du cube d'informations espace-longueur d'onde. Chacune des techniques d'observation est présentée dans une sous-partie (a) à (e). 49

1.16 A gauche : superposition d'un modèles spectral de galaxie et de la transmission de trois filtres en bande large (U_n, G, R) disposés de part et d'autre de la discontinuité de Lyman, permettant de sélectionner des sources à grand décalage spectral. Le *continuum* de ces objets est *rouge* dans la couleur $U - G$ et *bleu* dans la couleur $G - R$. A droite : diagramme couleur-couleur correspondant à cette sélection : les couleurs de différents modèles de galaxies sont tracées en fonction de leur décalage spectral. Lorsque $z \geq 3$, les objets se situent dans la zone hachurée qui définit un critère de sélection photométrique. D'après Giavalisco (2002). 51

1.17 Représentation du *banc d'optique gravitationnelle* avec les positions de la source (S), de la lentille (L), de l'image (I) et de l'observateur (O). La distance r est le paramètre d'impact du rayon lumineux. D'après Bardeau (2004). 56

1.18 (A gauche) Effet du biais d'amplification sur les comptages cumulés d'objets plus brillants qu'une luminosité L (trait plein) : l'augmentation du flux entraîne une translation horizontale de la courbe $n(z, L)$, la réduction de surface une translation verticale du même facteur μ. La combinaison des deux effets produit la courbe des comptages amplifiés (tirets). 59
1.19 (A droite) Effets de l'amplification sur les comptages d'une distribution de galaxies paramétrée par l'indice $\beta(z)$ (Equation 1.64), en fonction du décalage spectral z des sources. Les différentes courbes correspondent à des facteurs d'amplification de 1 à 2. On distingue deux régimes du biais d'amplification à faible et grand décalage spectral. D'après Broadhurst et al. (1995). 59
1.20 Exemple d'amas de galaxie observé dans le visible (Abell 2218). On observe une galaxie centrale très lumineuse, qui se confond avec le centre du potentiel gravitationnel. Les effets de lentille sont clairement visibles sous forme de grands arcs ou de plus faibles déformations sur la forme des galaxies d'arrière plan. 61
1.21 Formation d'images multiples pour le modèle de masse `PIEMD`. On distingue deux lignes critiques théoriques (croix) : la ligne interne (ou *radiale*) et la ligne externe (ou *tangentielle*). Les lignes caustiques correspondantes (trait plein) ont une forme d'ellipse et d'astroïde, respectivement. Une source coupant la ligne caustique radiale (flèches en tirets) formera une paire d'images presque symétriques, ou *arc radial* dans la direction opposée au centre. Une source coupant la ligne caustique tangentielle (flèches en trait plein) formera également une paire d'images symétriques ou *arc tangentiel* sur la ligne critique externe. D'après Golse (2002). 62

2.1 Exemple de spectre d'émission du ciel observé par `LRIS` dans la partie rouge, à une résolution spectrale $R \sim 1000$, montrant un grand nombre de raies contaminatrices de OH d'origine atmosphérique. On distingue plusieurs groupes de raies (ou *forêts*) intenses et certaines fenêtres spectrales où le niveau de fond de ciel est plus faible, comme dans les zones 8100-8300 Å et 9100-9300 Å. 68
2.2 Aspect général des lignes critiques et de la position des fentes utilisées pour l'amas Abell 1689. Les lignes critiques sont représentées pour $z = 4$ et $z = 6$ (marron). La région hachurée correspond à la zone où l'amplification μ est supérieure à 10. Dans ce cas précis, une fente 1' (ou A1689-1k dans les catalogues) a été ajoutée à la position d'une source à $z = 5.118$ décrite par Frye et al. (2002). Cette source émettrice en Lyman-α n'ayant pas été découverte de manière "aveugle", elle n'est pas incluse dans la suite de notre étude. 70
2.3 Différences de biais et de gain sur les images brutes de `LRIS`, dans la partie bleue (à gauche) et dans la partie rouge (à droite). On voit apparaître chacune des parties du détecteur. 72

2.4 Traitement des images par la procédure `LACOSMIC`. L'algorithme utilisé supprime le flux parasite dans les images sans altérer le continuum spectral des galaxies ou les raies en émission (comme celle visible dans l'objet au centre). 73

2.5 A gauche : image normalisée de la réponse pixel à pixel du détecteur, montrant un défaut important sur la surface (cercle). A droite : présence d'un résidu, en négatif, dans les spectres finaux (après soustraction du ciel), indiquant une mauvaise correction du flat-field. 73

2.6 A gauche : identification des raies atmosphériques dans la partie rouge, par la procédure **identify**. A droite : ajustement correspondant pour la fonction de dispersion du spectre. 75

2.7 (Gauche) : ajustement du fond de ciel le long des colonnes (trait pointillé) par une fonction polynômiale. Les objets les plus brillants ne sont pas pris en compte. 76

2.8 (Droite) : Motifs à grande échelle présents dans les résidus de la soustraction de ciel. Les raies d'émission sous-jacentes (ici les raies de Balmer et de l'oxygène) sont beaucoup moins détectables. 76

2.9 Ajustement du spectre de l'étoile standard (en haut) permettant de mettre en évidence la fonction de transmission en flux. L'échelle est donnée en magnitudes. En bas : résidus correspondants à cet ajustement. On remarque une région d'absorption atmosphérique, autour de $\lambda \simeq 7600$ Å, qui n'est pas prise en compte pour déterminer la transmission générale du filtre. 77

2.10 (Gauche) : détection de trois raies d'émission (cercles) sur un spectre `LRIS` avec un *continuum* sous-jacent. Contrairement aux objets (1) et (3), le *continuum* de la source (2) n'est présent que du côté rouge de la raie, ce qui porte à penser à une émission de Lyman-α. Les sources (1) et (3) sont vraisemblablement à plus faible décalage spectral. . . . 78

2.11 (Droite) : Résolution du doublet d'émission de l'oxygène dans la partie rouge de `LRIS` avec une fente de 0.7". La position théorique des deux raies à $z = 1.165$ est indiquée par des lignes verticales. On remarque également la bonne résolution des raies atmosphériques. 78

2.12 Exemple d'image acquise par la *caméra de guidage* de l'instrument. On remarque la position de la fente (bande horizontale au centre) et plusieurs sources ponctuelles identifiées dans le champ de l'image `HST` (cercles). 79

2.13 Détection d'un candidat et de sa contre-image dans le champ d'Abell 2218. La position des lignes critiques à $z = 5.6$ (dans le cas d'un émetteur Lyman-α, trait plein) et $z = 1.14$ (dans le cas de $[O_{II}]$, trait pointillé) suggèrent une identification à grand décalage spectral pour cette source. Les deux objets ont une morphologie et une photométrie similaires sur cette image `HST` composite, combinant les bandes $\mathtt{V}_{450}$, $\mathtt{R}_{606}$ et $\mathtt{I}_{814}$. 82

2.14 Identification des objets en arrière-plan de l'amas Abell 1689, détectés lors du relevé spectroscopique avec LRIS. Les différentes séries de fentes sont présentées par deux lignes délimitant les régions explorées. Les lignes critiques à $z = 5$ sont superposées en vert, d'après les modèles de masse de l'amas. 84

2.15 Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 2218 85

2.16 Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 2390 86

2.17 Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 370 87

2.18 Figure identique à 2.14, pour l'amas CL1358 88

2.19 Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 773 89

2.20 Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 68 90

2.21 Figure identique à 2.14, pour l'amas Abell 963 91

2.22 Confirmation / Infirmation du décalage spectral des sources avec ESI : à gauche, séparation des deux composantes du doublet de $[O_{II}]$. A droite, détection d'un profil asymétrique pour la raie Lyman-α. 94

2.23 Emission Lyman-α étendue autour de la source à $z \simeq 2.8$ (Ivison et al., 1998). Les positions des fentes LRIS sont présentées dans les deux images en haut à gauche, pour l'image LRIS (à gauche) en bande R ou de la CFH12K (au centre) dans le filtre I. Les spectres bidimensionnels des chacune des 7 fentes sont présentés successivement dans le sens de lecture. 97

2.24 A gauche : spectre ESI des deux images a et b de la galaxie à $z = 5.576$. A droite, spectre monodimensionnel extrait, combinaison des deux images. Les régions contaminées par des raies du ciel intenses ont été masquées. Le profil asymétrique de la raie Lyman-α est clairement visible dans les deux types de spectres. D'après Ellis et al. (2001). . . 99

2.25 Contraintes sur l'abondance d'émetteurs Lyman-α, en incluant uniquement les 3 sources confirmées (à gauche) ou en y ajoutant les deux autres sources possibles (à droite). Pour chacune des figures, les contraintes à $4.5 \leq z \leq 5.6$ sont présentées en bleu, celles à $5.6 \leq z \leq 6.7$ en rouge (légèrement translatées à gauche pour la lisibilité). Les valeurs correspondantes de flux observé dans la raie sont indiquées en bordure supérieure, et les mesures de densité numérique d'objets converties par unité de surface et de z sont présentées en bordure droite. Dans ces deux cas on suppose un décalage moyen de $z = 5$ pour les sources. Les intervalles de confiance et les limites supérieures sont estimées à 95 % de confiance dans le cas d'une distribution poissonnienne. 103

2.26 Contraintes sur l'abondance d'émetteurs Lyman-α à $z \simeq 5$, provenant de la Figure 2.25, comparées à d'autres études pour chacun des deux échantillons considérés. Les carrés correspondent aux sondages d'émetteurs Lyman-α par Hu et al. (1998, 1999, 2002a, 2004); Martin & Sawicki (2004); Rhoads & Malhotra (2001); Rhoads et al. (2003); Kodaira et al. (2003); Ouchi et al. (2003); Maier et al. (2003). Les croix sont des estimations de SFR sur des LBGs à $z \sim 5$ par Stanway et al. (2003); Yan et al. (2003); Iwata et al. (2003); Fontana et al. (2003); Lehnert & Bremer (2003), "converties" en luminosité Lyman-α (voir texte principal). Les prédictions de Haiman & Spaans (1999) sont indiquées par la courbe pointillée, et la densité numérique cumulée $n\,(> M)$ de halos "convertie" en luminosité Lyman-α par la courbe en trait plein (voir texte principal). Pour cette fonction, les valeurs correspondantes de la masse et de la densité numérique sont données en bordure supérieure et droite, respectivement. 105

3.1 Configuration des trois images a, b et c de la source identifiée dans le champ de l'amas Abell 2218, sur une image composite en pseudo-couleurs fabriquée à partir des données du télescope spatial (couleur bleue : WFPC2-606W, couleur verte : WFPC2-814W et couleur rouge : ACS-850LP). Les trois images ont des pseudo-couleurs similaires, très rouges, et un flux presque identique pour a et b. L'image c se situe de l'autre côté du centre de l'amas par rapport à a et b. 110

3.2 Différence de qualité des images NICSMOS-J_{110W}, entre la procédure de réduction automatique (à gauche) et la correction manuelle du fond de ciel (à droite). La contamination des images a et b de la source (encerclées) est alors bien plus faible. 113

3.3 Ouvertures utilisées pour la photométrie avec SExtractor : à gauche, image HST-NICMOS montrant la taille des ouvertures elliptiques définies dans la bande Z' pour chaque composante a et b, et la position de la source submillimétrique (SMM-A) à proximité de l'image a (cercle). Au centre : image IRAC dans la bande à 3.6 μm, montrant l'ouverture utilisée pour l'image b (ellipse) et la contamination de a par le flux de SMM-A. A droite : mise en évidence des deux composantes sur la même image, après soustraction de la source submillimétrique. Les deux images *Spitzer* sont légèrement pivotées dans le sens trigonométrique pour conserver l'orientation originale des observations. 114

3.4 Spectre LRIS obtenu pour l'image la plus brillante (a). Aucune raie d'émission ou *continuum* stellaire n'est discernable, y compris dans la fenêtre spectrale "propre" (non contaminée par les raies atmosphériques) s'étendant jusqu'à 9300 Å. 116

3.5 Spectre NIRSPEC obtenu pour l'image la plus brillante (a). Aucune raie d'émission n'est discernable, mais un faible *continuum* stellaire apparaît à $\lambda > 9800$ Å (à droite de la ligne pointillée verticale). . . . 116

3.6 (A gauche) : modèle simple utilisé pour ajusté la partie ultraviolette de la DSE au repos : en pointillés, la loi de puissance coupée à la limite de Lyman (λ <912 Å), à laquelle on incorpore les absorptions dues aux forêts de Lyman (trait plein). Une raie Lyman-α peut aussi être ajoutée à λ = 1216 Å (tirets). L'ensemble du spectre est normalisé au flux dans la bande H, à 1.6μm (point noir). 120

3.7 (A droite) : Contours de la fonction χ^2 minimisée, dans l'espace (z, α). Les contraintes sur la limite supérieure en flux dans le spectre LRIS correspondent à la zone hachurée diagonalement. Les contours sont présentés pour des valeurs de χ^2=1, 2 et 3 (correspondant à des intervalles de confiance à 68%, 90% et 99%), en l'absence (rouge) ou en présence (vert) d'une raie d'émission Lyman-α. Les zones verticales hachurées correspondent aux longueurs d'onde des principales raies de OH dans le domaine visible, pouvant masquer la détection de l'émission Lyman-α sur le spectre. 120

3.8 Meilleurs modèles de Starburst99 ajustant la photométrie de l'objet. A gauche : sans raie d'émission Lyman-α, avec z = 6.6, un age de 175 $\times$ 10^6 ans et une métallicité Z = 0.008. A droite : en ajoutant une raie d'émission Lyman-α de largeur équivalente $W_{Ly\alpha}$ = 300 Å, avec z = 6.75, un âge de 150 x 10^6 ans et une métallicité solaire. Les flux mesurés et ajustés sont présentées par des barres d'erreur bleue et verte, respectivement. Les limites de détection dans le visible sont indiquées par un trait pointillé rouge. Dans la partie supérieure sont présentées les transmissions de chaque filtre, y compris la contrainte dans la bande 9000-9300 Å de la spectroscopie LRIS (rouge), symbolisée dans la DSE par une flèche. 122

3.9 (Page suivante) : Dégénerescence âge-extinction pour différents modèles Starburst99, selon une grille métallicité - IMF. Pour chaque cas, on représente les contours pour les valeurs de $\chi^2 = 1, 2, 3$ (correspondant à des intervalles de confiance à 68%, 90% et 99%). Les valeurs de l'âge ajustées se situent dans un domaine assez large, et la limite supérieure augmente fortement pour des IMF biaisées vers la formation d'étoiles massives. 123

3.10 Meilleurs modèles de GALAXEV ajustant la photométrie de l'objet (Egami et al., 2005). A gauche : meilleur modèle obtenu pour différentes historiques de formation stellaire. A droite : différents ajustements du modèle en décroissance exponentielle avec τ = 100 $\times$ 10^6 ans, pour différentes valeurs de métallicité Z. 126

3.11 A gauche : distribution en probabilité du redshift photométrique ($P(z)$) obtenu avec `Hyperz`. Les différentes séries de courbes utilisées représentent les groupes de modèles : A (tirets), B (trait plein), C (pointillés), pour trois différents tests des mesures photométriques. Les courbes bleues combinent la photométrie dans les deux composantes a et b. A droite : exemples de meilleurs ajustements à la `DSE`. Les mesures ajustées sont représentées par des croix. La courbe en pointillés montre l'ajustement par la galaxie à faible métallicité SBS0335-052. D'après Schaerer & Pelló (2005). 128

4.1 Evolution de la magnitude dans le filtre `H` avec le décalage spectral, pour différentes hypothèses sur l'`IMF` des objets : l'intervalle des masses stellaires est compris entre 1 et 100 $M_\odot$ (trait fin), 1 et 500 $M_\odot$ (trait moyennement épais) ou 50 et 500 $M_\odot$ (trait épais). Pour chaque cas, la courbe correspond au seul *continuum stellaire* est présentée en pointillés. 134

4.2 Evolution des couleurs dans les filtres `J`, `H` et $\mathtt{K}_s$, selon le décalage spectral. Chaque courbe représente des hypothèses différentes sur la raie Lyman-α : 100% d'émission (trait épais), 50% d'émission (trait fin), ou 0% (tirets). Le modèle d'émission Lyman-α dans un halo étendu est indiqué par des pointillés épais, et les couleurs du seul *continuum stellaire* par des pointillés fins. 135

4.3 Courbes évolutives (en fonction du décalage spectral) de différents modèles de galaxies dans le diagramme couleur-couleur (`J-H`) en fonction de (`H-K`). Les courbes noires représentent plusieurs types de galaxies de l'Univers local ($z < 8$). Les galaxies à sursauts de formation stellaires sont indiquées en bleu. Les modèles de galaxies à faible métallicité utilisés pour notre étude sont superposées en rouge, dans le cas de 100% d'émission de la raie Lyman-α (courbe épaisse), 50% (tirets), 0% (pontillés) ou un halo étendu (courbe en trait fin). Par ailleurs, la galaxie à faible métallicité SBS0335-052 est ajoutée en vert, et le lieu des étoiles est indiqué par une bande noire. La région en haut à gauche délimitée par la ligne polygonale correspond à notre zone de sélection pour les objets à grand z. 136

4.4 Diagramme similaire au précédent, avec des modèles de spectres identiques. Les points noirs correspondent à des intervalles de décalage spectral constant, et les différentes courbes rouges sont les lignes à *iso-z*. On remarque que la région sélectionnée dans ce diagramme (en haut à gauche) regroupe uniquement des sources à $z > 8.0$. 137

4.5 Figures schématiques indiquant, en cas de recouvrement partiel, la couverture du champ des images `ISAAC` par les autres filtres. La profondeur est similaire en tout point de la surface indiquée, sauf dans le cas de la bande $\mathtt{R}_{702W}$ de l'amas AC 114 (voir section 4.3.5). 142

4.6 Evolution des différentes étapes de la réduction sur un même cliché individuel. De gauche à droite : image brute, après soustraction du biais, après correction de la réponse instrumentale, après soustraction du ciel. 144
4.7 Séquence de réduction des données photométriques du proche-infrarouge. Les images notées FF sont corrigées de la réponse instrumentale (*Flat-Field*), et pour celles notées CS le ciel a été soustrait. Les valeurs k_{ij} se réf'erent à l'Equation 4.3. 145
4.8 Images du **biais** utilisées pour chaque configuration de détecteur : Aladdin ($\mathcal{A}$) à gauche et Hawaii ($\mathcal{H}$) à droite. 146
4.9 Présence de résidus de la soustraction du biais (à gauche). Un traitement des clichés problématiques permet d'améliorer la quatlité du résultat sur l'image finale (à droite). 149
4.10 A gauche : présence de variations importantes du niveau de fond à grande échelle dans les résidus de la soustraction de ciel d'un cliché. Au centre, le même cliché après un ajustement du fond de ciel complémentaire. A droite : cliché rejeté de la composition finale, au vu de l'ampleur des résidus. 150
4.11 A gauche : utilisation des masques d'objets créés automatiquement par XDIMSUM. Des effets de *sur-soustraction* du ciel sont visible dans la région centrale de l'amas. A droite : introduction de masques d'objets améliorés : ces effets sont fortement diminués. 150
4.12 Evolution typique du *seeing*, au cours d'une observation photométrique. Les lignes verticales délimitent chacune des séries distinctes, les mesures effectuées sur chacune des 5 étoiles du champ sont présentées avec des croix. On utilise la coube reliant la valeur médiane des mesures sur chaque cliché. 151
4.13 Aspect de l'image finale avec une procédure de réduction sans masque d'objets : la qualité du fond de ciel est dans ce cas bien inférieure autour des galaxies de l'amas. 152
4.14 Répartition du temps de pose sur la mosaïque HST dans la bande $\mathtt{R}_{702W}$. A gauche : on observe sur l'image combinée des limites de détections différentes selon les régions. A droite : valeurs de temps de pose correspondantes à chaque région (en 10^3 secondes, convertis en mode d'observation *faible ciel*). 153
4.15 Niveau de complétude (donnée en fraction d'objets détectés dans les simulations) mesurés sur les images finales : dans le cas d'Abell 1835 (à gauche) ou d'AC 114 (à droite). 158
4.16 A gauche : image artificielle en bande H utilisée pour mesurer le taux de fausses détections positives. Des résidus sont encerclés à la position des objets brillants. A droite : résultats obtenus pour chaque amas, en terme de fraction d'objets faussement détectés dans l'image de bruit avec les mêmes critères de détection que pour les données de science. 159

4.17 Diagrammes couleur-couleur des objets brillants, donnés dans le cas d'Abell 1835. La position théorique d'une galaxie elliptique de l'amas ($z \sim 0.25$) est indiquée par les lignes en tirets. Les sources plus brillantes que $H = 22.5$ sont représentées à l'aide d'un symbole d'étoile pour les objets ayant une stellarité $f_* > 0.95$, de point rouge pour les sources satisfaisant le critère des EROs ($R - K_s > 5.6$), ou un point noir sinon. La ligne polygonale représente la boîte de sélection des objets à grand z, et les courbes évolutives correspondant à des galaxies elliptique (trait rouge), à sursaut de formation stellaire locale (pointillés) ou à faible métallicité (trait épais) sont superposées pour une comparaison directe avec les diagrammes théoriques (Figure 4.3). 161

4.18 Correction de la position du centroïde mesuré en bande H (cercle fin) pour un objet brillant en K_s. La nouvelle ouverture (cercle épais) donne des couleurs plus précises entre les différents filtres (de gauche à droite : J, H, K_s). 163

4.19 Diagrammes couleur-couleur observés représentés dans les filtres du proche-infrarouge : pour Abell 1835 dans les bandes (a) J-H-K_s, (b) SZ-J-H_s et (c) Z-SZ-J, pour AC 114 dans les bandes (d) J-H-K_s. Les cercles représentent les sources détectées dans les trois filtres, les carrés dans deux filtres uniquement (la flèche indique alors la limite supérieure ou inférieure sur la couleur). Les symboles coloriés correspondent aux objets satisfaisant au critère des EROs. Les barres d'erreur présentées sont calculées avec la formule 4.11. 167

4.20 Exemples de distributions en probabilités pour trois qualités d'ajustements d'objets : de gauche à droite, $\Phi_z = A$, B, C. 168

4.21 Images rapprochées de chaque source sélectionnée dans les images proche-infrarouge et non-détectée dans le visible, pour celles du champ d'Abell 1835 qui satisfont au critère d'EROSs. De gauche à droite, les filtres correspondent aux observations FORS-Z, ISAAC-SZ, ISAAC-J, ISAAC-H, ISAAC-K_s. Les contours en rouge représentent les limites à 1 σ, 2 σ, 3 σ, ... pour les flux, en unités de la déviation standard du fond de ciel, σ. Tout à gauche, la DSE est présentée en unités de 10^{-19} ergs s^{-1} cm^{-2}, avec les meilleurs ajustement de redshift photométrique (noir). Dans le cas de deux solutions dégénérées à bas et grand z, la ligne pointillée rouge correspond à l'ajustement à grand z. 170

4.22 Suite de la Figure précédente, pour les autres sources du champ d'Abell 1835 non-détectées dans le visible. 171

4.23 Même figure que 4.21, pour le cas de l'amas AC 114. Les filtres correspondant sont l'image en R du HST, et les bandes J, H et K d'ISAAC. 172

4.24 Variations de flux observées dans le filtre SZ pour la source A1835#4. A gauche : compositage de la période d'avril 2004. A droite : période de mai 2004. L'objet est plus brillant dans cette dernière image pourtant moins détective. 173

4.25 A gauche : observations dans la bande H du champ autour du candidat A1835#8 par Bremer et al. (2004), et comparaison avec leur propre réduction de nos observations ISAAC. A droite : nouvelle détection de l'objet sur des images d'avril-mai 2004 en bande SZ. La position de la détection en bande H est marquée par un cercle. 175

4.26 Histogramme des valeurs d'amplification pour chaque amas, exprimées en fraction du champ ISAAC couvert par chaque intervalle de μ (représenté en échelle logarithmique). 176

4.27 Représentation schématique de la séquence d'acquisition utilisée pour les observations spectroscopiques. La cible se retrouve successivement dans deux positions A et B de la fente (rectangle gris), aléatoirement choisies dans deux régions de taille l espacées d'une distance L. . . . 177

4.28 Image générale du champ de l'amas Abell 1835, avec la position des sources identifiées lors de la sélection photométrique (petits cercles). Les objets de première catégorie sont présentés en rouge. Les fentes utilisées pour la spectroscopie sont superposées par des lignes droites, les objets servant à l'alignement par des cercles jaunes et d'autres sources identifiées dans les spectres sont marquées en bleu. Enfin, les courbes noires correspondent aux lignes critiques à $z = 9$ (trait épais) ou $z = 1.5$ (trait fin). 182

4.29 Image identique à la Figure 4.28, pour le champ de l'amas AC 114. . 183

4.30 Séquence de réduction des données spectroscopiques avec ISAAC. . . . 184

4.31 Soustraction des clichés par paires : on voit apparaître deux traces (positive et négative) de l'objet de réference et de la source (raies d'émission encerclées), dues à la translation spatiale de la fente entre les positions A et B. 185

4.32 Correction de la distorsion dans les spectres ISAAC. Les raies du ciel apparaissent courbées sur le cliché original (à gauche). La procédure **transform** permet de les redresser et de calibrer la longueur d'onde dans la direction horizontale (à droite). 186

4.33 A gauche, mesure du centroïde et de la largeur à mi-hauteur (*seeing*) par une coupe transversale du spectre de l'étoile de référence à l'aide de **imexam**. 188

4.34 A droite, spectre final de chaque groupe d'observations, combiné en moyennant les poses individuelles avec une procédure de réjection. Les traces négatives des différentes paires de spectres disparaissent de manière statistique. 188

4.35 Observation d'une étoile standard chaude (courbe du haut) et spectre normalisé obtenu par ajustement de la loi de corps noir correspondante (en bas). De nombreuses raies d'absorptions (*telluriques*), d'origine atmosphérique, sont clairement visibles. 189

4.36 Exemples de bruits parasites propres à `ISAAC` apparaissent sur les spectres : à gauche, effet des *colonnes paires-impaires*, sur le quadrant supèrieur gauche du détecteur. A droite, effet du **pickup** : flux périodique presque aligné avec les lignes du détecteur. 190
4.37 Deux exemples de traitement du **pickup**, montrant l'évolution des résidus et l'influence sur le *continuum* de l'étoile de référence (trace horizontale, en bas) ou sur une raie d'émission d'une source extragalactique (en haut, à gauche). 191
4.38 Spectre bidimensionnel `ISAAC` de la source A1835#35 : on voit clairement des raies d'émission de l'oxygène et de l'hydrogène H-β (encerclées). 192
4.39 Spectre monodimensionnel extrait de la source A1835#35. Les régions correspondant aux émissions atmosphériques ont été interpolées (lignes pointillées verticales). Les trois raies de la source à $z = 1.68$ apparaissent bien détectées. 192
4.40 Agrandissement de la région du spectre bidimensionnel autour de la raie H_α pour le candidat A1835#35. Cette raie est très bien détectée, alors que celle de de l'azote ($[N_{II}]$, prédite à $\lambda = 17645$ Å) n'est pas visible. 193
4.41 Raies d'émission observées pour la source A1835#21, autour de λ=10762 Å. Deux raies faibles sont visibles sur le spectre bidimensionnel brut (à gauche) ou convolué avec une gaussienne de σ=1 pixel (à droite). . 194
4.42 Objet faible à $z = 1.213$, observé dans la même fente que AC114#16. De gauche à droite : image en bande K_s, raies en émission de H-β et de $[O_{III}]$ dans les spectres. Une convolution avec une gaussienne de $\sigma = 1$ pixel a été appliquée pour la présentation. 195
4.43 De gauche à droite, raie d'émission détectée dans le spectre bidimensionnel de la source A1835#8 : partie bleue, partie rouge et combinaison des deux. 196
4.44 A gauche : exemples de compositages obtenus par Weatherley et al. (2004), où la raie est absente. A droite : notre propre compositage utilisant la même méthode de réduction : la raie y est faiblement détectée. Le *continuum* spectral observé en-dessous de la raie correspond à une galaxie de champ traversée par la fente : ce flux est partiellement détruit dans notre compositage qui utilise la version améliorée du traitement du *pickup*. 197
4.45 Source AC114#16 : à gauche, positions relatives des centroïdes de AC114#16 et de 499a, sur l'image en `J` où l'objet est le mieux détecté. A droite, raie d'émission détectée dans le spectre à $\lambda = 9934$ Å. . . . 199
4.46 A gauche : position de l'objet #1055 dans le champ de l'amas Abell 1835, par rapport à la configuration de la fente utilisée. Une galaxie brillante apparaît en bordure de fente, en bas. A droite : Raies d'émission identifiée sur le spectre pour la source #1055. Une seconde raie démission brillante et large est visible en-dessous, elle correspond à la position spatiale de la galaxie brillante. 200

4.47 Position des candidats identifiés pour chacun des champs (Abell 1835 à gauche, AC 114 à droite) dans un diagramme indiquant la magnitude effective en bande H (corrigée de l'amplification) en fonction de z. Les lignes correspondant à un facteur de correction η (calculé par l'équation 4.16) constant sont présentées en pointillés. Différents modèles prédisant les magnitudes H des objets sont superposés aux candidats, pour le cas d'un halo de masse stellaire 10^7 $M_\odot$ (traits épais) ou 10^8 $M_\odot$ (trait fin). Ils correspondent, de haut en bas, à des IMF avec des masses stellaires comprises entre 1 et 100 $M_\odot$ ou 50 et 500 $M_\odot$, respectivement. Pour comparaison, un modèle à taux de formation stellaire constant (SFR= 1 $M_\odot$/an) est indiqué par une courbe pointillée. Dans chaque cas, les intervalles de z utilisés pour chaque diagramme couleur-couleur sont donnés en bas de la figure. 203

4.48 Nombre d'objets observables avec $H < 24.0$ dans un champ ISAAC, d'après les prédictions de deux modèles "optimiste" (2 courbes du haut) ou "pessimiste" (2 courbes du bas). Pour chacun, le cas d'un amas de galaxies (champ amplifié) est indiqué par un trait continu, celui d'un champ vide par des tirets. On a superposé à ces deux courbes les mesures du nombre d'objets pour chacun de nos deux champs d'amas, pour les intervalles de décalages spectraux correspondants aux sélections dans les diagrammes couleur-couleur. 205

4.49 Diagrammes identiques à ceux de la Figure 4.48, en corrigeant de la "durée de visibilité" des halos. Les valeurs présentées à gauche sont celles de la Figure 4.48. A droite sont présentées les mesures pour les sources de première catégorie uniquement (lignes pointillées) ou le sous-ensemble des objets les mieux détectés (lignes continues). 207

4.50 Pour chacun des deux champs, ajustement STY de la fonction de luminosité à 1500 Å pour les mesures obtenues par intervalle de luminosité. Les ajustements sont présentés dans deux intervalles de décalages spectraux, en faisant varier la manière d'échantillonner les mesures. Pour comparaison, les paramètres déduits de la fonction de luminosité à $z \sim 4$ par Steidel et al. (1999) sont indiquées en traits pointillés. . . 209

4.51 Diagramme similaire à la Figure 4.50 pour la fonction de luminosité L_{1500}, montrant les meilleurs ajustements pour la combinaison des deux champs. On a superposé les courbes théoriques des deux modèles pessimiste (tirets) et optimiste (trait continu) utilisés dans notre étude, pour chaque intervalle de z. Enfin, les courbes en tirets-pointillés représentent les résultats de Bunker et al. (2004) pour le champ de l'UDF à $z \simeq 6$. 210

4.52 Estimations du SFR cosmique obtenus par différents groupes, identiques à ceux présentés en Figure 1.8 (non corrigés de l'extinction). Nos propres résultats sont superposés dans le domaine $6 < z < 10$, pour chaque amas et intervalle de z considéré, en supposant une IMF classique de Salpeter pour la conversion entre la luminosité L_{1500} et le SFR. A $z = 9$, la différence obtenue en considérant une IMF avec des étoiles massives est schématisée par le rectangle en pointillés. L'estimation obtenue par Bouwens et al. (2004b) et Bouwens et al. (2005) dans le champ de l'UDF sont données pour comparaison. 212

4.53 Diagramme similaire au précédent, en considérant l'ensemble des sources de première catégorie des deux champs (trait pointillé) ou uniquement celles les les mieux détectées (trait continu). 212

4.54 Evolution du taux de SFR avec le décalage spectral, pour différentes hypothèses sur la valeur de z marquant la fin de la réionisation : $z_{re} = 6$ (trait plein), $z_{re} = 8$ (tirets) ou $z_{re} = 10$ (pointillés). L'efficacité de formation stellaire dans les halos est fixée à $\eta \simeq 10\%$. Un ensemble de mesures de SFR à plus bas z est indiquée par des points, en utilisant la compilation de Blain et al. (1999). D'après Barkana & Loeb (2001). 214

5.1 Même diagramme que la figure 4.53, en incluant la combinaison des contraintes provenant de notre relevé photométrique à $z > 7$ (limites supérieures, en rouge), ou l'estimations basée sur les émetteurs Lyman-α confirmés par notre relevé spectroscopique détaillé au chapitre 2 (limites inférieures, en vert). 220

6.1 Vue d'artiste du futur James Webb Space Télescope, de 6.5 mètres de diamètre. Un gigantesque pare-soleil protège son miroir et lui permet d'abaisser sa température aux 240 Kelvins nécessaires pour fonctionner dans le domaine proche-infrarouge. 229

6.2 Deux exemples de la prochaine génération de télescopes, avec des diamètres atteignant 30 mètres pour le projet TMT (à gauche) ou 100 mètres pour celui de OWL (à droite). 230

6.3 Prédiction de spectres observés pour une galaxie formant des étoiles, avec une luminosité $L \simeq 1.8 \times 10^{11}\ L_{\odot}$ et un taux de formation stellaire $SFR = 32\ M_{\odot}$ par an, pour diffrentes valeurs de décalage spectral (0.1, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0, 20.0 et 30.0). Superposées aux courbes, les limites de détection du JWST dans le proche-infrarouge et de ALMA dans le domaine millimétrique (en traits épais). L'allure générale de la distribution spectrale en énergie entraîne un niveau de détection similaire d'ALMA pour tous les décalages spectraux. D'après Melchior et al. (2001) 231

6.4 Simulations d'une étude tomographique de la réionisation : évolution temporelle (en fonction de l'âge de l'Univers, de gauche à droite) d'une surface de ciel observée dans la transition de l'hydrogène neutre à 21 cm par le SKA. Les niveaux de couleur représentent l'intensité du rayonnement (exprimée en température d'antenne). On voit progressivement apparaître des poches de milieu intergalactique ionisé par la présence des sources énergétiques, jusqu'à un recouvrement complet. D'après Furlanetto et al. (2004). 232

C.1 Deux exemples de panneaux de configuration contenus dans l'interface utilisateur du simulateur d'EMIR : à gauche, choix de la distribution spectrale en énergie de la source au moyen de spectres synthétiques. A droite, relations d'échelle à appliquer au spectre, en fonction des propriétés physiques de l'objet comme sa brillance, sa morphologie ou son décalage spectral. 260

C.2 Exemple de simulations pour la détection des raies spectrales de Lyman-α (à gauche) ou de He II λ1640 (à droite), en fonction du décalage spectral. La présence de raies d'émission atmosphériquesfait chuter le rapport signal sur bruit par intermittence, à l'intérieur desfiltres J, H et K_s. D'après Pelló & Schaerer (2003). 261

Bibliographie

Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2000, *The Formation and Fragmentation of Primordial Molecular Clouds*, ApJ, 540, 39

Abell, G. O. 1958, *The Distribution of Rich Clusters of Galaxies.*, ApJS, 3, 211

Abell, G. O., Corwin, H. G., & Olowin, R. P. 1989, *A catalog of rich clusters of galaxies*, ApJS, 70, 1

Ahn, S., Lee, H., & Lee, H. M. 2003, *P Cygni type Ly-α from starburst galaxies*, MNRAS, 340, 863

Ajiki, M., Taniguchi, Y., Fujita, S. S., et al. 2003, *A Subaru Search for Ly-α Emitters at Redshift 5.7*, AJ, 126, 2091

—. 2004, *A Subaru Search for Lyman-α Emitters at z = 5.8 with an Intermediate-Band Filter*, Publications of the Astronomical Society of Japan, 56, 597

Bahcall, N. A. & Bode, P. 2003, *The Amplitude of Mass Fluctuations*, ApJ, 588, L1

Baraffe, I., Heger, A., & Woosley, S. E. 2001, *On the Stability of Very Massive Primordial Stars*, ApJ, 550, 890

Bardeau, S. 2004, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France

Barger, A. J., Aragon-Salamanca, A., Ellis, R. S., et al. 1996, *The life-cycle of star formation in distant clusters*, MNRAS, 279, 1

Barkana, R. & Loeb, A. 2000, *Identifying the Reionization Redshift from the Cosmic Star Formation Rate*, ApJ, 539, 20

—. 2001, *In the beginning : the first sources of light and the reionization of the universe*, Physics Reports, 349, 125

Baum, W. A. 1957, *Photoelectric determinations of redshifts beyond 0.2 c.*, AJ, 62, 6

Baum, W. A. 1962, in IAU Symp. 15 : Problems of Extra-Galactic Research, 390–+

Bell, E. F. 2003, *Estimating Star Formation Rates from Infrared and Radio Luminosities : The Origin of the Radio-Infrared Correlation*, ApJ, 586, 794

Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., et al. 2003, *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results*, ApJS, 148, 1

Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *SExtractor : Software for source extraction.*, A&AS, 117, 393

Blain, A. W., Jameson, A., Smail, I., et al. 1999, *Dust-obscured star formation and AGN fuelling in hierarchical models of galaxy evolution*, MNRAS, 309, 715

Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *Photometric redshifts based on standard SED fitting procedures*, A&A, 363, 476

Bond, J. R., Cole, S., Efstathiou, G., & Kaiser, N. 1991, *Excursion set mass functions for hierarchical Gaussian fluctuations*, ApJ, 379, 440

Bouchet, P., Lequeux, J., Maurice, E., Prevot, L., & Prevot-Burnichon, M. L. 1985, *The visible and infrared extinction law and the gas-to-dust ratio in the Small Magellanic Cloud*, A&A, 149, 330

Bouwens, R., Broadhurst, T., & Illingworth, G. 2003a, *Cloning Dropouts : Implications for Galaxy Evolution at High Redshift*, ApJ, 593, 640

Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Blakeslee, J. P., Broadhurst, T. J., & Franx, M. 2004a, *Galaxy Size Evolution at High Redshift and Surface Brightness Selection Effects : Constraints from the Hubble Ultra Deep Field*, ApJ, 611, L1

Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Rosati, P., et al. 2003b, *Star Formation at $z \sim 6$: i-Dropouts in the Advanced Camera for Surveys Guaranteed Time Observation Fields*, ApJ, 595, 589

Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Thompson, R. I., & Franx, M. 2005, *Constraints on z˜10 Galaxies from the Deepest HST NICMOS Fields*, ArXiv Astrophysics e-prints

Bouwens, R. J., Thompson, R. I., Illingworth, G. D., et al. 2004b, *Galaxies at $z \sim 7-8$: z_{850}-Dropouts in the Hubble Ultra Deep Field*, ApJ, 616, L79

Bremer, M. N., Jensen, J. B., Lehnert, M. D., Schreiber, N. M. F., & Douglas, L. 2004, *Gemini H-Band Imaging of the Field of a z = 10 Candidate*, ApJ, 615, L1

Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, *The physical properties of star-forming galaxies in the low-redshift Universe*, MNRAS, 351, 1151

Broadhurst, T. J., Taylor, A. N., & Peacock, J. A. 1995, *Mapping cluster mass distributions via gravitational lensing of background galaxies*, ApJ, 438, 49

Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 1999, *Forming the First Stars in the Universe : The Fragmentation of Primordial Gas*, ApJ, 527, L5

—. 2002, *The Formation of the First Stars. I. The Primordial Star-forming Cloud*, ApJ, 564, 23

Bromm, V., Kudritzki, R. P., & Loeb, A. 2001, *Generic Spectrum and Ionization Efficiency of a Heavy Initial Mass Function for the First Stars*, ApJ, 552, 464

Bruzual, G. & Charlot, S. 1993, *Spectral evolution of stellar populations using isochrone synthesis*, ApJ, 405, 538

Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *Stellar population synthesis at the resolution of 2003*, MNRAS, 344, 1000

Buat, V., Boselli, A., Gavazzi, G., & Bonfanti, C. 2002, *Star formation and dust extinction in nearby star-forming and starburst galaxies*, A&A, 383, 801

Bunker, A. J., Moustakas, L. A., & Davis, M. 2000, *Resolving the Stellar Populations in a z=4 Lensed Galaxy*, ApJ, 531, 95

Bunker, A. J., Stanway, E. R., Ellis, R. S., & McMahon, R. G. 2004, *The star formation rate of the Universe at $z \sim 6$ from the Hubble Ultra-Deep Field*, MNRAS, 355, 374

Bunker, A. J., Stanway, E. R., Ellis, R. S., McMahon, R. G., & McCarthy, P. J. 2003, *A star-forming galaxy at z= 5.78 in the Chandra Deep Field South*, MNRAS, 342, L47

Burles, S., Nollett, K. M., & Turner, M. S. 2001, *Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology*, ApJ, 552, L1

Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R., et al. 2000, *The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies*, ApJ, 533, 682

Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, *Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies : The ultraviolet and optical extinction law*, ApJ, 429, 582

Campusano, L. E., Pelló, R., Kneib, J.-P., et al. 2001, *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*, A&A, 378, 394

Caplan, J. & Deharveng, L. 1986, *Extinction and reddening of H II regions in the Large Magellanic Cloud*, A&A, 155, 297

Carroll, S. M. 2001, *The Cosmological Constant*, Living Rev. Rel., 4, 1

Cen, R. 2003, *The Universe Was Reionized Twice*, ApJ, 591, 12

Cen, R., Haiman, Z., & Mesinger, A. 2005, *Implications of the Ly-α Emission Line from a Candidate z=10 Galaxy*, ApJ, 621, 89

Choudhury, T. R. & Ferrara, A. 2005, *Experimental constraints on self-consistent reionization models*, MNRAS, 557

Ciardi, B. & Ferrara, A. 2001, *Detecting the first objects in the mid-infrared with the Next Generation Space Telescope*, MNRAS, 324, 648

Coleman, D., Wu, C., & Weedman, D. 1980, *Colors and magnitudes predicted for high redshift galaxies*, ApJS, 43, 393

Condon, J. J. 1992, *Radio emission from normal galaxies*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 30, 575

Couch, W. J., Balogh, M. L., Bower, R. G., et al. 2001, *A Low Global Star Formation Rate in the Rich Galaxy Cluster AC 114 at z=0.32*, ApJ, 549, 820

Courbin, F., Saha, P., & Schechter, P. L. 2002, *Quasar Lensing*, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 608, 1

Cuby, J., Lidman, C., Johnson, R., et al. 2005, *ISAAC User Manual*, 75

Cuillandre, J., Luppino, G. A., Starr, B. M., & Isani, S. 2000, in Proc. SPIE Vol. 4008, p. 1010-1021, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Masanori Iye ; Alan F. Moorwood ; Eds., 1010–1021

Czerny, B. 2004, *The role of an accretion disk in AGN variability*, ArXiv Astrophysics e-prints

Czoske, O. 2002, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France

Czoske, O., Kneib, J., & Bardeau, S. 2003, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 281–+

Daddi, E., Cimatti, A., Pozzetti, L., et al. 2000, *Detection of strong clustering of extremely red objects : implications for the density of $z \geq 1$ ellipticals*, A&A, 361, 535

Dickinson, M., Stern, D., Giavalisco, M., et al. 2004, *Color-selected Galaxies at $z \sim 6$ in the Great Observatories Origins Deep Survey*, ApJ, 600, L99

Djorgovski, S., Spinrad, H., McCarthy, P., & Strauss, M. A. 1985, *Discovery of a probable galaxy with a redshift of 3.218*, ApJ, 299, L1

Djorgovski, S. G., Castro, S., Stern, D., & Mahabal, A. A. 2001a, *On the Threshold of the Reionization Epoch*, ApJ, 560, L5

Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., et al. 2001b, in Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era, 218–+

D'Odorico, S., Andersen, M. I., Conconi, P., et al. 2004, in Ground-based Instrumentation for Astronomy. Edited by Alan F. M. Moorwood and Iye Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 5492, pp. 220-229 (2004)., 220–229

Douspis, M., Blanchard, A., Sadat, R., Bartlett, J. G., & Le Dour, M. 2001, *Cosmology from cosmic microwave background and galaxy clusters*, A&A, 379, 1

Ebbels, T. M. D., Le Borgne, J.-F., Pelló, R., et al. 1996, *Identification of a gravitationally lensed z=2.515 star-forming galaxy*, MNRAS, 281, L75

Ebeling, H., Voges, W., Bohringer, H., et al. 1996, *Properties of the X-ray-brightest Abell-type clusters of galaxies (XBACs) from ROSAT All-Sky Survey data - I. The sample*, MNRAS, 281, 799

Eddington, A. S. 1919, *The total eclipse of 1919 May 29 and the influence of gravitation on light*, The Observatory, 42, 119

Efstathiou, G., Bridle, S. L., Lasenby, A. N., Hobson, M. P., & Ellis, R. S. 1999, *Constraints on Ω_Λ and Ω_m from distant Type Ia supernovae and cosmic microwave background anisotropies*, MNRAS, 303, L47

Egami, E., Kneib, J.-P., Rieke, G. H., et al. 2005, *Spitzer and Hubble Space Telescope Constraints on the Physical Properties of the $z \sim 7$ Galaxy Strongly Lensed by A2218*, ApJ, 618, L5

Einstein, A. 1905, *Zur Elektrodynamik bewegter Körper*, Annalen der Physik, 17, 891

—. 1915a, *Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie*, Sitzungsberichte der könig. preuss. Akad. der Wissenschaften, XLVII, 831

—. 1915b, *Zur allgemeinen Relativitätstheorie*, Sizungsberichte der könig. preuss. Akad. der Wissenschaften, XLIV, 778

—. 1917, *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativittstheorie*, Sizungsberichte der könig. preuss. Akad. der Wissenschaften, 142

Einstein, A. & De Sitter, W. 1932, *On the Relation between the Expansion and the Mean Density of the Universe*, Proc. NAS, 18, 213

Ellis, R., Santos, M. R., Kneib, J., & Kuijken, K. 2001, *A Faint Star-forming System Viewed through the Lensing Cluster Abell 2218 : First Light at $z \simeq 5.6$?*, ApJ, 560, L119

Etherington, I. M. H. 1933, *On the definition of distance in general relativity*, Phil. Mag., 15, 761

Ettori, S. & Fabian, A. C. 1999, *ROSAT PSPC observations of 36 high-luminosity clusters of galaxies : constraints on the gas fraction*, MNRAS, 305, 834

Eyles, L., Bunker, A., Stanway, E., et al. 2005, *Spitzer Imaging of i'-drop Galaxies : Old Stars at $z \sim 6$*, ArXiv Astrophysics e-prints

Fan, X., Narayanan, V. K., Lupton, R. H., et al. 2001, *A Survey of $z \geq 5.8$ Quasars in the Sloan Digital Sky Survey. I. Discovery of Three New Quasars and the Spatial Density of Luminous Quasars at $z \sim 6$*, AJ, 122, 2833

Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, *The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope*, ApJS, 154, 10

Ferrara, A. & Marri, S. 1998, in ESA SP-429 : The Next Generation Space Telescope : Science Drivers and Technological Challenges, 103–+

Fontana, A., Poli, F., Menci, N., et al. 2003, *A European Southern Observatory Very Large Telescope Survey of Near-Infrared ($Z <= 25$) Selected Galaxies at Redshifts $4.5 \lesssim z \lesssim 6$: Constraining the Cosmic Star Formation Rate near the Reionization Epoch*, ApJ, 587, 544

Ford, H. C., Bartko, F., Bely, P. Y., et al. 1998, in Proc. SPIE Vol. 3356, p. 234-248, Space Telescopes and Instruments V, Pierre Y. Bely ; James B. Breckinridge ; Eds., 234–248

Fort, B., Mellier, Y., & Dantel-Fort, M. 1997, *Distribution of galaxies at large redshift and cosmological parameters from the magnification bias in CL 0024+1654.*, A&A, 321, 353

Franx, M., Illingworth, G. D., Kelson, D. D., van Dokkum, P. G., & Tran, K. 1997, *A Pair of Lensed Galaxies at z=4.92 in the Field of CL 1358+62*, ApJ, 486, L75+

Frayer, D. T., Reddy, N. A., Armus, L., et al. 2004, *Near-Infrared Colors of Submillimeter-selected Galaxies*, AJ, 127, 728

Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al. 2001, *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*, ApJ, 55

Friedmann, A. 1922, *Über die Krümmung des Raumes*, Zeitschrift für Physik, 10, 377

Frye, B. & Broadhurst, T. 1998, *Discovery of Red Selected Arcs at Z = 4.04 behind Abell 2390*, ApJ, 499, L115+

Frye, B., Broadhurst, T., & Benítez, N. 2002, *Spectral Evidence for Widespread Galaxy Outflows at $z \gtrsim 4$*, ApJ, 568, 558

Furlanetto, S. R., Sokasian, A., & Hernquist, L. 2004, *Observing the reionization epoch through 21-centimetre radiation*, MNRAS, 347, 187

Gamow, G. 1948, *Evolution of the Universe*, Nature, 162, 680

Garzon, F., Abreu, D., Barrera, S., et al. 2004, in UV and Gamma-Ray Space Telescope Systems. Edited by Hasinger, Günther ; Turner, Martin J. L. Proceedings of the SPIE, Volume 5492, pp. 1187-1195 (2004)., 1187–1195

Giavalisco, M. 2002, *Lyman-Break Galaxies*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 40, 579

Giavalisco, M. & Dickinson, M. 2001, *Clustering Segregation with Ultraviolet Luminosity in Lyman Break Galaxies at $z \sim 3$ and Its Implications*, ApJ, 550, 177

Giavalisco, M., Dickinson, M., Ferguson, H. C., et al. 2004, *The Rest-Frame Ultraviolet Luminosity Density of Star-forming Galaxies at Redshifts $z \gtrsim 3.5$*, ApJ, 600, L103

Glover, S. C. O. & Brand, P. W. J. L. 2003, *Radiative feedback from an early X-ray background*, MNRAS, 340, 210

Gnedin, N. Y. 2000, *Effect of Reionization on Structure Formation in the Universe*, ApJ, 542, 535

Golse, G. 2002, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France

Golse, G., Kneib, J.-P., & Soucail, G. 2002, *Constraining the cosmological parameters using strong lensing*, A&A, 387, 788

Gorosabel, J., Lund, N., Brandt, S., & Westergaard, N. J. 2001, in ESA SP-459 : Exploring the Gamma-Ray Universe, 419–422

Gunn, J. E. & Peterson, B. A. 1965, *On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space.*, ApJ, 142, 1633

Guth, A. H. 1981, *Inflationary universe : A possible solution to the horizon and flatness problems*, Phys. Rev. D, 23, 347

Haiman, Z. 2003, *The Assembly of the First Galaxies*, 316

Haiman, Z., Abel, T., & Rees, M. J. 2000, *The Radiative Feedback of the First Cosmological Objects*, ApJ, 534, 11

Haiman, Z. & Knox, L. 1999, *Reionization of the Intergalactic Medium and its Effect on the CMB*, 227

Haiman, Z. & Loeb, A. 1999, *Determining the Redshift of Reionization from the Spectra of High-Redshift Sources*, ApJ, 519, 479

Haiman, Z. & Spaans, M. 1999, in AIP Conf. Proc. 470 : After the Dark Ages : When Galaxies were Young (the Universe at $2 < z < 5$), 63–+

Harrison, E. R. 1970, *Fluctuations at the Threshold of Classical Cosmology*, Phys. Rev. D, 1, 2726

Hatziminaoglou, E., Mathez, G., & Pelló, R. 2000, *Quasar candidate multicolor selection technique : a different approach*, A&A, 359, 9

Helfand, D. J. & Moran, E. C. 2001, *The Hard X-Ray Luminosity of OB Star Populations : Implications for The Contribution of Star Formation to the Cosmic X-Ray Background*, ApJ, 554, 27

Hogg, D. W., Baldry, I. K., Blanton, M. R., & Eisenstein, D. J. 2002, *The K correction*, ArXiv Astrophysics e-prints

Holland, W. S., Robson, E. I., Gear, W. K., et al. 1999, *SCUBA : a common-user submillimetre camera operating on the James Clerk Maxwell Telescope*, MNRAS, 303, 659

Hopkins, A. M. 2004, *On the Evolution of Star-forming Galaxies*, ApJ, 615, 209

Hu, E. M., Cowie, L. L., Capak, P., et al. 2004, *The Luminosity Function of Ly-α Emitters at Redshift $z \sim 5.7$*, AJ, 127, 563

Hu, E. M., Cowie, L. L., & McMahon, R. G. 1998, *The Density of Ly-α Emitters at Very High Redshift*, ApJ, 502, L99+

Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., et al. 2002a, *A Redshift $z = 6.56$ Galaxy behind the Cluster Abell 370*, ApJ, 568, L75

—. 2002b, *ERRATUM : "A Redshift $z = 6.56$ Galaxy behind the Cluster Abell 370"*, ApJ, 576, L99

Hu, E. M., McMahon, R. G., & Cowie, L. L. 1999, *An Extremely Luminous Galaxy at Z = 5.74*, ApJ, 522, L9

Hubble, E. 1929, *A Relation between Distance and Radial Velocity among Extragalactic Nebulae*, Proc. NAS, 15, 168

Hui, L. & Haiman, Z. 2003, *The Thermal Memory of Reionization History*, ApJ, 596, 9

Ivison, R. J., Smail, I., Barger, A. J., et al. 2000, *The diversity of SCUBA-selected galaxies*, MNRAS, 315, 209

Ivison, R. J., Smail, I., Le Borgne, J.-F., et al. 1998, *A hyperluminous galaxy at z=2.8 found in a deep submillimetre survey*, MNRAS, 298, 583

Iwata, I., Ohta, K., Tamura, N., et al. 2003, *Lyman Break Galaxies at $z \sim 5$: Luminosity Function*, Publications of the Astronomical Society of Japan, 55, 415

Izotov, Y. I. & Thuan, T. X. 1998, *The Primordial Abundance of 4He Revisited*, ApJ, 500, 188

Jenkins, A., Frenk, C. S., Pearce, F. R., et al. 1998, *Evolution of Structure in Cold Dark Matter Universes*, ApJ, 499, 20

Kassiola, A. & Kovner, I. 1993, *Elliptic Mass Distributions versus Elliptic Potentials in Gravitational Lenses*, ApJ, 417, 450

Kennicutt, R. C. 1998, *The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies*, ApJ, 498, 541

Kimura, M., Maihara, T., Ohta, K., et al. 2003, in Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes. Edited by Iye, Masanori ; Moorwood, Alan F. M. Proceedings of the SPIE, Volume 4841, pp. 974-984 (2003)., 974–984

Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R., et al. 1996, *Template Ultraviolet to Near-Infrared Spectra of Star-forming Galaxies and Their Application to K-Corrections*, ApJ, 467, 38

Kneib, J., Ellis, R. S., Santos, M. R., & Richard, J. 2004a, *A Probable $z \sim 7$ Galaxy Strongly Lensed by the Rich Cluster A2218 : Exploring the Dark Ages*, ApJ, 607, 697

Kneib, J., Hudelot, P., Ellis, R. S., et al. 2003, *A Wide-Field Hubble Space Telescope Study of the Cluster Cl 0024+1654 at z=0.4. II. The Cluster Mass Distribution*, ApJ, 598, 804

Kneib, J., van der Werf, P. P., Kraiberg Knudsen, K., et al. 2004b, *A multiply imaged, submillimetre-selected ultraluminous infrared galaxy in a galaxy group at z˜ 2.5*, MNRAS, 349, 1211

Kneib, J.-P. 1993, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France

Kneib, J.-P., Ellis, R. S., Smail, I., Couch, W. J., & Sharples, R. M. 1996, *Hubble Space Telescope Observations of the Lensing Cluster Abell 2218*, ApJ, 471, 643

Kodaira, K., Taniguchi, Y., Kashikawa, N., et al. 2003, *The Discovery of Two Lyman-α Emitters beyond Redshift 6 in the Subaru Deep Field*, Publications of the Astronomical Society of Japan, 55, L17

Kogut, A., Spergel, D. N., Barnes, C., et al. 2003, *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Temperature-Polarization Correlation*, ApJS, 148, 161

Labbé, I., Franx, M., Rudnick, G., et al. 2003, *Ultradeep Near-Infrared ISAAC Observations of the Hubble Deep Field South : Observations, Reduction, Multicolor Catalog, and Photometric Redshifts*, AJ, 125, 1107

Lacey, C. & Cole, S. 1993, *Merger rates in hierarchical models of galaxy formation*, MNRAS, 262, 627

Lamareille, F., Contini, T., Brinchmann, J., et al. 2005a, *Spectrophotometric properties of galaxies at intermediate redshifts II - The Luminosity-Metallicity relation*, A&A

Lamareille, F., Contini, T., Le Borgne, J.-F., et al. 2005b, *Spectrophotometric properties of galaxies at intermediate redshifts I - Sample description, photometric properties and spectral measurements*, A&A

Larson, R. B. 2000, in ESA SP-445 : Star Formation from the Small to the Large Scale, 13–+

Lehnert, M. D. & Bremer, M. 2003, *Luminous Lyman Break Galaxies at $z > 5$ and the Source of Reionization*, ApJ, 593, 630

Lehnert, M. D., Förster Schreiber, N. M., & Bremer, M. N. 2005, *Deep Very Large Telescope V-Band Imaging of the Field of a z = 10 Candidate Galaxy : Below the Lyman Limit ?*, ApJ, 624, 80

Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J., et al. 1999, *Starburst99 : Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation*, ApJS, 123, 3

Lemoine-Busserolle, M., Contini, T., Pelló, R., et al. 2003, *Physical properties of two low-luminosity $z \sim 1.9$ galaxies behind the lensing cluster AC 114*, A&A, 397, 839

Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, *The Canada-France Redshift Survey : The Luminosity Density and Star Formation History of the Universe to Z approximately 1*, ApJ, 460, L1+

Lilly, S. J., Tresse, L., Hammer, F., Crampton, D., & Le Fevre, O. 1995, *The Canada-France Redshift Survey. VI. Evolution of the Galaxy Luminosity Function to Z approximately 1*, ApJ, 455, 108

Loeb, A., Barkana, R., & Hernquist, L. 2005, *Was the Universe Reionized at Redshift 10 ?*, ApJ, 620, 553

Loeb, A. & Rybicki, G. B. 1999, *Scattered Ly-α Radiation around Sources before Cosmological Reionization*, ApJ, 524, 527

Lynds, R. 1971, *The Absorption-Line Spectrum of 4c 05.34*, ApJ, 164, L73+

Lynds, R. & Petrosian, V. 1986, *Giant Luminous Arcs in Galaxy Clusters*, Bull. Am. Astr. Soc., **18**, 1014

MacFadyen, A. I. & Woosley, S. E. 1999, *Collapsars : Gamma-Ray Bursts and Explosions in "Failed Supernovae"*, ApJ, 524, 262

Madau, P. 1995, *Radiative transfer in a clumpy universe : The colors of high-redshift galaxies*, ApJ, 441, 18

Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field : colour selection and star formation history to $z \sim 4$*, MNRAS, 283, 1388

Madau, P. & Silk, J. 2005, *Population III and the near-infrared background excess*, MNRAS, L22+

Maier, C., Meisenheimer, K., Thommes, E., et al. 2003, *Constraints to the evolution of Ly-α bright galaxies between $z = 3$ and $z = 6$*, A&A, 402, 79

Maihara, T., Iwamuro, F., Yamashita, T., et al. 1993, *Observations of the OH airglow emission*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 105, 940

Malhotra, S., Rhoads, J. E., Pirzkal, N., et al. 2005, *An Overdensity of Galaxies at $z = 5.9$ +/- 0.2 in the Hubble Ultra Deep Field Confirmed Using the ACS Grism*, ApJ, 626, 666

Martin, C. L. & Sawicki, M. 2004, *The Space Density of Redshift 5.7 Ly-α Emitters : First Constraints from a Multislit Windows Search*, ApJ, 603, 414

Mather, J. C., Cheng, E. S., Eplee, R. E., et al. 1990, *A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite*, ApJ, 354, L37

Matsumoto, T., Matsuura, S., Murakami, H., et al. 2004, *IRTS observation of the near-infrared extragalactic background light*, ArXiv Astrophysics e-prints

Mayen, C. & Soucail, G. 2000, *Depletion curves in cluster lenses : simulations and application to the cluster MS1008-1224*, A&A, 361, 415

McLean, I. S., Becklin, E. E., Bendiksen, O., et al. 1998, *Design and development of NIRSPEC : a near-infrared echelle spectrograph for the Keck II telescope*, 566

Melchior, A.-L., Combes, F., Guiderdoni, B., & Hatton, S. 2001, in ESA SP-460 : The Promise of the Herschel Space Observatory, 467–+

Mellier, Y., Fort, B., Soucail, G., Mathez, G., & Cailloux, M. 1991, *Spectroscopy of the gravitational arcs in CL 2244 - 02, A370 (arclet A5), and CL 0024 + 1654*, ApJ, 380, 334

Miralda-Escudé, J. 2003, *On the Evolution of the Ionizing Emissivity of Galaxies and Quasars Required by the Hydrogen Reionization*, ApJ, 597, 66

Monet, D. B. A., Canzian, B., Dahn, C., et al. 1998, *The USNO-A2.0 Catalogue (Monet+ 1998)*, VizieR Online Data Catalog, 1252, 0

Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, *Dark Matter Substructure within Galactic Halos*, ApJ, 524, L19

Moorwood, A. F. 1997, in Proc. SPIE Vol. 2871, p. 1146-1151, Optical Telescopes of Today and Tomorrow, Arne L. Ardeberg ; Ed., 1146–1151

Nakamura, F. & Umemura, M. 2002, *The Stellar Initial Mass Function in Primordial Galaxies*, ApJ, 569, 549

Natarajan, P., Kneib, J., Smail, I., & Ellis, R. S. 1998, *The Mass-to-Light Ratio of Early-Type Galaxies : Constraints from Gravitational Lensing in the Rich Cluster AC 114*, ApJ, 499, 600

Oh, S. P., Haiman, Z., & Rees, M. J. 2001, *HE II Recombination Lines from the First Luminous Objects*, ApJ, 553, 73

Oke, J. B. 1974, *Absolute Spectral Energy Distributions for White Dwarfs*, ApJS, 27, 21

Oke, J. B., Cohen, J. G., Carr, M., et al. 1995, *The Keck Low-Resolution Imaging Spectrometer*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 107, 375

Oort, J. H. 1932, *The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems*, Bulletin of the Astronomical Institute of the Netherlands, 6, 249

Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei (Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p.)

Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2003, *Subaru Deep Survey. II. Luminosity Functions and Clustering Properties of Ly-α Emitters at z=4.86 in the Subaru Deep Field*, ApJ, 582, 60

Papovich, C., Dickinson, M., & Ferguson, H. C. 2001, *The Stellar Populations and Evolution of Lyman Break Galaxies*, ApJ, 559, 620

Peebles, P. J. E. 1980, The large-scale structure of the universe (Research supported by the National Science Foundation. Princeton, N.J., Princeton University Press, 1980. 435 p.)

—. 1993, Principles of physical cosmology (Princeton Series in Physics, Princeton, NJ : Princeton University Press, —c1993)

Pelló, R., Kneib, J.-P., Bolzonella, M., & Miralles, J. M. 1999a, in ASP Conf. Ser. 191 : Photometric Redshifts and the Detection of High Redshift Galaxies, 241–+

Pelló, R., Kneib, J. P., Le Borgne, J. F., et al. 1999b, *Two multiple-imaged Z = 4.05 galaxies in the cluster-lens Abell 2390*, A&A, 346, 359

Pelló, R. & Schaerer, D. 2003, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 225–228

Pelló, R., Schaerer, D., Richard, J., Borgne, J. . L., & Kneib, J. . 2004a, *Very High-Redshift Lensed Galaxies*, ArXiv Astrophysics e-prints

Pelló, R., Schaerer, D., Richard, J., Le Borgne, J.-F., & Kneib, J.-P. 2004b, *ISAAC/VLT observations of a lensed galaxy at z = 10.0*, A&A, 416, L35

Pelló, R., Richard, J., Le Borgne, J. ., & Schaerer, D. 2004, *Response to "Reanalysis of the spectrum of the z=10 galaxy ISAAC/VLT observations of a lensed galaxy at z=10.0" by Weatherley et al. (astro-ph/0407150)*, ArXiv Astrophysics e-prints

Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, *A Measurement of Excess Antenna Temperature*, ApJ, 142, 419

Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*, ApJ, 517, 565

Persson, S. E., Murphy, D. C., Krzeminski, W., Roth, M., & Rieke, M. J. 1998, *A New System of Faint Near-Infrared Standard Stars*, AJ, 116, 2475

Pettini, M., Shapley, A. E., Steidel, C. C., et al. 2001, *The Rest-Frame Optical Spectra of Lyman Break Galaxies : Star Formation, Extinction, Abundances, and Kinematics*, ApJ, 554, 981

Piche, F., Parry, I. R., Ennico, K., et al. 1997, *COHSI : the Cambridge OH Suppression Instrument*, 1332

Pickles, A. J. 1998, *A Stellar Spectral Flux Library : 1150-25000 Å*, PASP, 110, 863

Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation*, ApJ, 187, 425

Prevot, M. L., Lequeux, J., Prevot, L., Maurice, E., & Rocca-Volmerange, B. 1984, *The typical interstellar extinction in the Small Magellanic Cloud*, A&A, 132, 389

Reddy, N. A., Frayer, D. T., Armus, L., et al. 2004, in Multiwavelength Cosmology. Proceedings of the "Multiwavelength Cosmology" conference, held on Mykonos Island, Greece, 17-20 June, 2003. Edited by Manolis Plionis. ASTROPHYSICS AND SPACE SCIENCE LIBRARY Volume 301. ISBN 1-4020-1971-8 (HB) ; ISBN 0-306-48570-2 (e-book). Published by Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 2004, p.113, 113–+

Rengstorf, A. W., Mufson, S. L., Abad, C., et al. 2004, *New Quasars Detected via Variability in the QUEST1 Survey*, ApJ, 606, 741

Rhoads, J. E., Dey, A., Malhotra, S., et al. 2003, *Spectroscopic Confirmation of Three Redshift $z \sim 5.7$ Ly-α Emitters from the Large-Area Lyman Alpha Survey*, AJ, 125, 1006

Rhoads, J. E. & Malhotra, S. 2001, *Ly-α Emitters at Redshift* $z = 5.7$, ApJ, 563, L5

Richard, J., Pelló, R., Schaerer, D., Le Borgne, J.-F., & Kneib, J.-P. 2005, *Constraining the abundance of* $6 \lesssim z \lesssim 10$ *star-forming galaxies with deep near-IR images of lensing clusters*, A&A

Richard, J., Schaerer, D., Pelló, R., Le Borgne, J.-F., & Kneib, J.-P. 2003, *Discovery of a faint R-band drop-out : A strongly reddened lensed star forming galaxy at z = 1.68*, A&A, 412, L57

Rieke, M. J., Baum, S. A., Beichman, C. A., et al. 2003, in IR Space Telescopes and Instruments. Edited by John C. Mather . Proceedings of the SPIE, Volume 4850, pp. 478-485 (2003)., 478–485

Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J., Moreels, G., & Monnet, G. 2000, *Night-sky spectral atlas of OH emission lines in the near-infrared*, A&A, 354, 1134

Rubiño-Martin, J. A., Rebolo, R., Carreira, P., et al. 2003, *First results from the Very Small Array - IV. Cosmological parameter estimation*, MNRAS, 341, 1084

Rubin, V. C. & Ford, W. K. J. 1970, *Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions*, ApJ, 159, 379

Salpeter, E. E. 1955, *The Luminosity Function and Stellar Evolution.*, ApJ, 121, 161

Salvaterra, R. & Ferrara, A. 2003, *The imprint of the cosmic dark ages on the near-infrared background*, MNRAS, 339, 973

Sandage, A., Tammann, G. A., & Yahil, A. 1979, *The velocity field of bright nearby galaxies. I - The variation of mean absolute magnitude with redshift for galaxies in a magnitude-limited sample*, ApJ, 232, 352

Santos, M. R. 2004, *Probing reionization with Lyman-α emission lines*, MNRAS, 349, 1137

Santos, M. R., Bromm, V., & Kamionkowski, M. 2002, *The contribution of the first stars to the cosmic infrared background*, MNRAS, 336, 1082

Santos, M. R., Ellis, R. S., Kneib, J., Richard, J., & Kuijken, K. 2004, *The Abundance of Low-Luminosity Ly-α Emitters at High Redshift*, ApJ, 606, 683

Schaerer, D. 2002, *On the properties of massive Population III stars and metal-free stellar populations*, A&A, 382, 28

—. 2003, *The transition from Population III to normal galaxies : Ly-α and He II emission and the ionising properties of high redshift starburst galaxies*, A&A, 397, 527

Schaerer, D. & Pelló, R. 2002, in Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation Proceedings of the ESO Workshop held in Garching, Germany, 11-15 June, 2001. p. 48., 48–+

Schaerer, D. & Pelló, R. 2005, in The Dusty and Molecular Universe : A Prelude to Herschel and ALMA, 121–124

Schaerer, D. & Pelló, R. 2005, *Stellar populations and Ly-α emission in two lensed $z > 6$ galaxies*, ArXiv Astrophysics e-prints

Schechter, P. 1976, *An analytic expression for the luminosity function for galaxies.*, ApJ, 203, 297

Seaton, M. J. 1979, *Interstellar extinction in the UV*, MNRAS, 187, 73P

Shapley, A. E., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., et al. 2001, *The Rest-Frame Optical Properties of $z \sim 3$ Galaxies*, ApJ, 562, 95

Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, *Rest-Frame Ultraviolet Spectra of $z \sim 3$ Lyman Break Galaxies*, ApJ, 588, 65

Sharples, R. M., Bender, R., Lehnert, M. D., et al. 2004, in UV and Gamma-Ray Space Telescope Systems. Edited by Hasinger, Günther ; Turner, Martin J. L. Proceedings of the SPIE, Volume 5492, pp. 1179-1186 (2004)., 1179–1186

Sheinis, A. I., Bolte, M., Epps, H. W., et al. 2002, *ESI, a New Keck Observatory Echellette Spectrograph and Imager*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 114, 851

Sheth, R. K., Mo, H. J., & Tormen, G. 2001, *Ellipsoidal collapse and an improved model for the number and spatial distribution of dark matter haloes*, MNRAS, 323, 1

Shimasaku, K., Hayashino, T., Matsuda, Y., et al. 2004, *Large Cosmic Variance in the Clustering Properties of Ly-α Emitters at $z \simeq 5$*, ApJ, 605, L93

Smail, I., Ellis, R. S., Fitchett, M. J., et al. 1991, *A statistically complete survey for arc-like features in images of distant rich clusters of galaxies*, MNRAS, 252, 19

Smail, I., Hogg, D. W., Blandford, R., et al. 1995, *The discovery of two giant arcs in the rich cluster A2219 with the Keck telescope*, MNRAS, 277, 1

Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W., & Kneib, J.-P. 2002, *The nature of faint submillimetre-selected galaxies*, MNRAS, 331, 495

Smith, G. P., Edge, A. C., Eke, V. R., et al. 2003, *Measuring σ_8 with Cluster Lensing : Biases from Unrelaxed Clusters*, ApJ, 590, L79

Smith, G. P., Kneib, J., Smail, I., et al. 2005, *A Hubble Space Telescope lensing survey of X-ray luminous galaxy clusters - IV. Mass, structure and thermodynamics of cluster cores at z= 0.2*, MNRAS, 313

Smith, G. P., Smail, I., Kneib, J.-P., et al. 2002, *A Hubble Space Telescope lensing survey of X-ray-luminous galaxy clusters - II. A search for gravitationally lensed EROs*, MNRAS, 330, 1

Smith, S. 1936, *The Mass of the Virgo Cluster*, ApJ, 83, 23

Songaila, A. 2001, *The Minimum Universal Metal Density between Redshifts of 1.5 and 5.5*, ApJ, 561, L153

Soucail, G., Fort, B., Mellier, Y., & Picat, J.-P. 1987a, *A blue ring-like structure, in the center of the A 370 cluster of galaxies*, A&A, 172, L14

Soucail, G., Kneib, J.-P., & Golse, G. 2004, *Multiple-images in the cluster lens Abell 2218 : Constraining the geometry of the Universe ?*, A&A, 417, L33

Soucail, G., Mellier, Y., Fort, B., Mathez, G., & Cailloux, M. 1988, *The giant arc in A 370 - Spectroscopic evidence for gravitational lensing from a source at* $z = 0.724$, A&A, 191, L19

Soucail, G., Mellier, Y., Fort, B., Mathez, G., & Hammer, F. 1987b, *Further data on the blue ring-like structure in A 370*, A&A, 184, L7

Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters*, ApJS, 148, 175

Spinrad, H. 2004, *The Most Distant Galaxies*, 155

Stanford, S. A., Eisenhardt, P. R. M., & Dickinson, M. 1995, *Evolution of Infrared-selected Galaxies in Z approximately 0.4 Clusters*, ApJ, 450, 512

Stanway, E. R., Bunker, A. J., & McMahon, R. G. 2003, *Lyman break galaxies and the star formation rate of the Universe at z˜ 6*, MNRAS, 342, 439

Stanway, E. R., Bunker, A. J., McMahon, R. G., et al. 2004a, *Hubble Space Telescope Imaging and Keck Spectroscopy of* $z \sim 6$ *i-Band Dropout Galaxies in the Advanced Camera for Surveys GOODS Fields*, ApJ, 607, 704

Stanway, E. R., Glazebrook, K., Bunker, A. J., et al. 2004b, *Three Ly-*α *Emitters at z ˜ 6 : Early GMOS/Gemini Data from the GLARE Project*, ApJ, 604, L13

Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, *Lyman-Break Galaxies at* $z \gtrsim 4$ *and the Evolution of the Ultraviolet Luminosity Density at High Redshift*, ApJ, 519, 1

Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2003, *Lyman Break Galaxies at Redshift $z \sim 3$: Survey Description and Full Data Set*, ApJ, 592, 728

Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, *Spectroscopic Confirmation of a Population of Normal Star-forming Galaxies at Redshifts $z > 3$*, ApJ, 462, L17+

Steidel, C. C. & Hamilton, D. 1992, *Deep imaging of high redshift QSO fields below the Lyman limit. I - The field of Q0000-263 and galaxies at $z = 3.4$*, AJ, 104, 941

Steidel, C. C., Pettini, M., & Hamilton, D. 1995, *Lyman Imaging of High-Redshift Galaxies.III.New Observations of Four QSO Fields*, AJ, 110, 2519

Steidel, C. C., Shapley, A. E., Pettini, M., et al. 2004, *A Survey of Star-forming Galaxies in the $1.4 \lesssim z \lesssim 2.5$ Redshift Desert : Overview*, ApJ, 604, 534

Stern, D. & Spinrad, H. 1999, *Search Techniques for Distant Galaxies*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 111, 1475

Stiavelli, M., Fall, S. M., & Panagia, N. 2004a, *Observable Properties of Cosmological Reionization Sources*, ApJ, 600, 508

—. 2004b, *The Possible Detection of Cosmological Reionization Sources*, ApJ, 610, L1

Stockton, A. 1980, *The lens galaxy of the twin QSO 0957+561*, ApJ, 242, L141

Strauss, M. A., Davis, M., Yahil, A., & Huchra, J. P. 1992, *A redshift survey of IRAS galaxies. IV - The galaxy distribution and the inferred density field*, ApJ, 385, 421

Taylor, A. N., Dye, S., Broadhurst, T. J., Benitez, N., & van Kampen, E. 1998, *Gravitational Lens Magnification and the Mass of Abell 1689*, ApJ, 501, 539

Trager, S. C., Faber, S. M., Dressler, A., & Oemler, A. J. 1997, *Galaxies at $z \sim 4$ and the Formation of Population II*, ApJ, 485, 92

Tumlinson, J. & Shull, J. M. 2000, *Zero-Metallicity Stars and the Effects of the First Stars on Reionization*, ApJ, 528, L65

Turner, E. L., Ostriker, J. P., & Gott, J. R. 1984, *The statistics of gravitational lenses - The distributions of image angular separations and lens redshifts*, ApJ, 284, 1

van Dokkum, P. G. 2001, *Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 113, 1420

Vanderriest, C. 1980, *A fiber-optics dissector for spectroscopy of nebulosities around quasars and similar objects*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 92, 858

Wada, K. & Venkatesan, A. 2003, *Feedback from the First Supernovae in Protogalaxies : The Fate of the Generated Metals*, ApJ, 591, 38

Walsh, D., Carswell, R. F., & Weymann, R. J. 1979, *0957 + 561 A, B - Twin quasistellar objects or gravitational lens*, Nature, 279, 381

Wang, Q. D., Connolly, A., & Brunner, R. 1997, *A2125 and Its Environs : Evidence for an X-Ray-Emitting Hierarchical Superstructure*, ApJ, 487, L13+

Weatherley, S. J., Warren, S. J., & Babbedge, T. S. R. 2004, *Reanalysis of the spectrum of the z = 10 galaxy*, A&A, 428, L29

Weinberg, S. 1972, Gravitation and cosmology : Principles and applications of the general theory of relativity (New York : Wiley, —c1972)

Westra, E., Jones, D. H., Lidman, C. E., et al. 2005, *The Wide Field Imager Lyman-Alpha Search (WFILAS) for galaxies at redshift* $\sim$ 5.7. *I. A spatially compact Ly-*α *emitting galaxy at redshift 5.721*, A&A, 430, L21

White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., & Frenk, C. S. 1993, *The Baryon Content of Galaxy Clusters - a Challenge to Cosmological Orthodoxy*, Nature, 366, 429

Wright, E. L. 2001, *DIRBE minus 2MASS : Confirming the Cosmic Infrared Background at 2.2 Microns*, ApJ, 553, 538

Yan, H., Windhorst, R. A., & Cohen, S. H. 2003, *Searching for* $z \sim 6$ *Objects with the Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys : Preliminary Analysis of a Deep Parallel Field*, ApJ, 585, L93

Zeldovich, Y. B. 1972, *A hypothesis, unifying the structure and the entropy of the Universe*, MNRAS, 160, 1

Zheng, W., Kriss, G. A., Telfer, R. C., Grimes, J. P., & Davidsen, A. F. 1997, *A Composite HST Spectrum of Quasars*, ApJ, 475, 469

Zwicky, F. 1933, *Morphological astronomy*, Helvetica Phys. Acta, 6, 110

—. 1937a, *Nebulae as Gravitational Lenses*, Phys. Rev., 51, 290

—. 1937b, *On the probability on detecting nebulae which act as gravitational lenses*, Phys. Rev., 51, 679

AUTHOR : Johan RICHARD

TITLE : PROPERTIES OF THE FIRST STARS AND GALAXIES : CONSTRAINTS ON GALAXY FORMATION MODELS

THESIS SUPERVISORS : Roser PELLÓ & Jean-Paul KNEIB

SUMMARY : *Reionization* is one of the latest frontiers in modern cosmology. The first stars and galaxies formed during this epoch marked the end of the "Dark Ages" of the Universe, as well as the reionization of the intergalactic medium. The nature and formation epoch of these sources are still not well-known, and their study is motivating many future instrumental projects (JWST, EMIR/GTC, KMOS/VLT, ...) for which developments need advanced feasibility studies.

This thesis work is based on the data analysis from three main observational projects aimed at the detection and study of extremely distant astrophysical sources. Considerations on the detection limits of individual objects using present-day facilities lead us to the use of galaxy clusters as *gravitational lenses*, thus taking benefit of the magnification effect.

I first introduce the topic of this thesis : the cosmological context, properties of the distant Universe and gravitational lensing.

I will then present three main observational projects on which this thesis is based :

- A search for Lyman-α emitters using *blind* spectroscopy of the most magnified regions of a galaxy clusters sample. From the resulting detections, we derive constraints on the Lyman-α luminosity function, at much fainter luminosities than other studies at similar redshift.
- A detailed study on one particular distant ($z \sim 7$) galaxy, observed by HST and Spitzer space telescopes. Photometric properties of this source suggest the presence of a relatively evolved stellar population at this epoch.
- A photometric research project for extremely distant objects, carried out using VLT telescopes in the near-infrared. Details on the photometric analysis and obtained spectroscopic results for several candidates are particularly stressed out. Studying the whole sample of candidates enables us to give constraints on the ultraviolet luminosity fonction and the cosmic star formation rate in this redshift domain.

All these results bring additional elements for the general description of the reionization epoch, that can be compared with theoretical predictions.

Finally, I present in a last part the prospects of this thesis work, as well as the most important instrumental projects awaited in the future for this research field.

KEYWORDS : Cosmology, galaxy formation, gravitational lensing, reionization.

AUTEUR : Johan RICHARD

TITRE :
PROPRIÉTÉS DES PREMIÈRES ETOILES ET GALAXIES.
CONTRAINTES SUR LES MODÈLES DE FORMATION DES GALAXIES

DIRECTEURS DE THÈSE : Roser PELLÓ & Jean-Paul KNEIB

DATE ET LIEU DE SOUTENANCE : Le mercredi 20 Juillet 2005 à 14h, Salle Coriolis de l'Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse

---

RÉSUMÉ :

Une des frontières actuelles de la cosmologie observationnelle est celle de la *réionisation*, époque au cours de laquelle la formation des premières étoiles et galaxies a marqué la fin des "Âges Sombres" et la réionisation du milieu intergalactique. La nature et l'époque de formation de ces sources sont encore mal déterminées, et constituent les éléments clé pour un grand nombre de futurs projets instrumentaux (JWST, EMIR/GTC, KMOS/VLT, ...) dont les développements font l'objet d'études de faisabilité poussées.

Ce travail de thèse regroupe différents programmes visant à contraindre les propriétés physiques des objets astrophysiques parmi les plus distants connus. Les contraintes sur la détection et l'étude de telles sources à l'aide des instruments actuels ont amené à l'utilisation des amas de galaxies comme *lentilles gravitationnelles*, pour bénéficier de l'effet d'amplification.

Une première partie introduit les différentes notions associées à ce sujet de thèse : le contexte cosmologique, les propriétés de l'Univers distant et les lentilles gravitationnelles. Sont ensuite présentés les trois principaux projets observationnels sur lesquels se fonde ce travail :

- Une recherche d'émetteurs Lyman-α par de la spectroscopie systématique au sein des régions les plus amplifiées d'un ensemble d'amas de galaxies. L'échantillon de sources obtenu permet de contraindre la fonction de luminosité Lyman-α à des luminosités bien plus faibles que d'autres projets du même type.
- Une étude détaillée d'une galaxie très distante observée par les télescopes spatiaux HST et Spitzer. Les propriétés photométriques de cette source suggèrent la présence d'une population stellaire relativement évoluée à cette époque.
- Un projet de recherche photométrique dans le proche-infrarouge d'objets très distants, effectué à l'aide du VLT. L'accent est porté sur les détails de l'analyse photométrique et les résultat spectroscopiques obtenus pour plusieurs candidats. L'échantillon étudié dans son ensemble permet de donner des contraintes sur la fonction de luminosité dans l'ultraviolet et le taux de formation stellaire à cette époque.

L'ensemble de ces résultats apporte des éléments complémentaires pour une description plus générale de l'époque de la réionisation, que l'on peut confronter aux prédictions des modèles théoriques. Enfin, une dernière partie présente les perspectives de ce travail de thèse et les futurs projets instrumentaux attendus dans ce domaine de recherche.

MOTS-CLEFS : Cosmologie, formation des galaxies, lentille gravitationnelle, réionisation

---

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : Astrophysique

INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE :

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et de Tarbes – UMR 5572
Observatoire Midi–Pyrénées