

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

MEMOIRE

présenté pour obtenir le

DIPLOME D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité

ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES

par

David Elbaz

**Histoire de la Formation d'Etoiles et Rôle des
Galaxies Lumineuses dans l'Infrarouge Distantes**

Soutenu le 1 Février 2005 devant le jury composé de :

Rapporteurs :

Pr. Françoise Combes
Pr. Alberto Franceschini
Dr. Alain Omont

Examineurs :

Dr. Bruno Guiderdoni
Pr. François Hammer
Dr. Jean-loup Puget

A Pascale, Nathan et Gabriel

Remerciements

Je souhaite remercier Pascale pour sa patience ainsi que les membres du jury pour avoir accepté de participer à ma soutenance d'habilitation.

Table des matières

1	Introduction	7
2	Remonter l'histoire de la formation d'étoiles de l'univers	15
2.1	Emission H_α , un estimateur du taux de formation d'étoiles?	20
2.2	Emission UV , un estimateur du taux de formation d'étoiles?	29
2.3	Compatibilité des estimateurs de taux de formation d'étoiles des galaxies	35
3	Les relevés extragalactiques avec ISO et la formation des galaxies	39
3.1	Perspective générale	39
3.2	Les relevés ISO	41
3.3	Les relevés extragalactiques en infrarouge lointain avec ISOPHOT	42
3.4	Les relevés extragalactiques en infrarouge moyen avec ISOCAM	45
3.4.1	Comptages de sources et fond diffus infrarouge	48
3.4.2	L'infrarouge moyen comme traceur de formation stellaire	51
3.4.3	Nature des galaxies ISOCAM	51
3.4.4	Masses stellaires	55
3.4.5	Morphologie	57
3.4.6	Distribution spatiale	59
3.4.7	Caractéristiques des phases de flambée de formation d'étoiles	61
3.4.8	Quel avenir pour les sources ISOCAM?	62
3.5	De ISO à Spitzer,...	65
4	Etudes en cours I : Histoire de la formation stellaire dans les LIRGs distantes à partir de leurs propriétés spectrales optiques	71
5	Etudes en cours II : Formation des galaxies et des amas de galaxies	73
6	Etudes en cours III : Etudes préparatoires pour Herschel	81
7	Annexes	89
7.1	Calcul de l'atténuation par la poussière	89
7.2	Correction d'extinction de la raie H_α en émission	90
7.3	Correction du SFR UV des effets d'extinction	91
7.4	Corps noir modifié	91
7.5	PSF ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$	92

7.6	Comment calculer une densité de flux ISOCAM à partir d'un spectre	92
7.7	Comment calculer une densité de flux IRAS à partir d'un spectre . . .	93
8	Bibliographie	103
9	Sélection d'articles	105
9.1	Observational evidence for the presence of PAHs in distant Luminous Infrared Galaxies using ISO and <i>Spitzer</i> (Elbaz, Le Floch, Dole, Marcillac, soumis à A&A)	105
9.2	Environnement spatial des LIRGs et des AGNs à $z \sim 1$. Moy, Elbaz (2004, à soumettre à A&A)	106
9.3	A Fossil Record of Galaxy Encounters (Elbaz & Cesarsky, 2003, Nature 300, 270)	107
9.4	The bulk of the cosmic infrared background resolved by ISOCAM (Elbaz, Cesarsky, Chanical, Aussel, Franceschini, Fadda, Chary, 2002, A&A 384, 848)	108
9.5	Interpreting the cosmic infrared background : constraints on the evolution of the dust-enshrouded star formation rate (Chary & Elbaz 2001, ApJ 556, 562)	109

Chapitre 1

Introduction

Au cours de la dernière décennie, notre compréhension de la formation et de l'évolution des structures dans l'univers a beaucoup évolué. Cela est principalement dû à de nouvelles observations plus qu'à une avancée sur le plan théorique. D'ailleurs la théorie a plutôt du mal à suivre le rythme des nouvelles découvertes. De fortes contraintes ont été obtenues sur la détermination des paramètres cosmologiques et la distribution de l'énergie de l'univers entre ses trois constituants, matière baryonique, matière noire et énergie sombre. La combinaison des grands relevés du Sloane Digital Sky Survey (SDSS) et du 2dF, avec les observations du satellite WMAP, des expériences ballon (BOOMERANG, MAXIMA, ...), le Hubble Space Telescope (HST) key project (pour la détermination de la constante de Hubble) et les courbes de lumière des supernovae de type Ia (SNIa, Riess *et al.* 1998, Perlmutter *et al.* 1999) restreignent très fortement le domaine des paramètres possibles avec : $\Omega_m \simeq 0.3$, $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$ et $H_0 \simeq 70$. Alors que la position (en kpc^{-1}) du premier pic Doppler de la décomposition en harmoniques sphériques des fluctuations du fond diffus micro-onde implique à lui seul une valeur de $\Omega_{\text{tot}} = \Omega_m + \Omega_\Lambda \simeq 1$, la position du second pic suggère une valeur de la densité comobile de matière baryonique ($\Omega_b \simeq 0.044 \pm 0.003$) en accord avec les prédictions résultant de la nucléosynthèse primordiale ($\Omega_b \simeq 0.040 \pm 0.004$). Il en résulte que la matière baryonique ne représente que 13 % de la densité d'énergie due à la matière présente dans l'univers et 4 % de la densité totale d'énergie, Ω_{tot} . Paradoxalement, le comportement de la matière noire et de l'énergie sombre vis-à-vis de la formation des structures dans l'univers est assez bien déterminé d'un point de vue théorique, mais aussi en assez bon accord avec les observations, comme le montrent les profils de masse totale des amas de galaxies, tandis que le comportement des 4 % restant de matière baryonique est le moins bien connu. En particulier, les mesures de la densité de masse stellaire par unité de volume comobile convergent vers une valeur de $\Omega_\star \simeq 0.005$, ce qui indique que près de 90 % de la matière baryonique de l'univers est sous la forme de gaz encore aujourd'hui. Les conditions à l'origine de l'efficacité avec laquelle les étoiles de l'univers local se sont formées restent un problème majeur qui limite les modèles à l'heure actuelle, un problème finalement moins bien compris que la matière noire et l'énergie sombre en ce qui concerne leur influence sur la structuration de l'univers, même si leur nature physique reste elle inconnue.

Mon travail a pour objectif de progresser dans la compréhension des processus responsables de la structuration de l'univers à travers des observations multi-longueurs d'onde, d'une part, et une approche phénoménologique visant à modéliser ces processus en minimisant les paramètres libres, d'autre part. Sur le plan observationnel, cela m'a d'abord conduit à observer les amas de galaxies dans le domaine du rayonnement X, à la fois en imagerie, pour déterminer le profil de masse de gaz et de masse totale des amas, et en spectroscopie, pour déterminer leur température, elle-même représentative de l'histoire de la formation des amas, et leur abondance et masse de fer, trace de l'histoire de l'enrichissement des amas par la formation d'étoiles dans les galaxies et les vents galactiques résultants. Ce travail effectué lors de ma thèse sous la direction de Monique Arnaud, a abouti aux résultats suivants :

1. la mesure de la masse baryonique contenue dans les amas de galaxies a deux conséquences (Elbaz, Arnaud & Böhringer 1995) :
 - (a) la masse totale d'un amas est près de 10 fois supérieure à la masse baryonique observée (gaz intra-amas plus masse stellaire des galaxies)
 - (b) si la distribution relative de matière noire et de matière baryonique (gaz et étoiles) dans les amas de galaxies est représentative de celle de l'univers en général (ce qui est attendu par les simulations numériques à de telles échelles) , i.e. pas de ségrégation à l'échelle des amas, alors on peut déduire une limite supérieure à la valeur de Ω_m (ICM= intra-cluster medium, milieu intra-amas ; DM= dark matter= matière noire) :

$$0.2 \simeq \frac{M_{\text{ICM}} + M_{\star}}{M_{\text{DM}}} \leq \frac{\Omega_b}{\Omega_m} \quad (1.1)$$

Pour $\Omega_b \simeq 0.044$, cela implique : $\Omega_m \leq 0.3$. Ce résultat, obtenu sur d'autres amas par d'autres auteurs, posait un problème vis-à-vis du modèle inflationnaire qui suggère une densité totale de l'univers de $\Omega_{\text{tot}}=1$, problème qui a depuis été résolu par la découverte d'une valeur non nulle et complémentaire de $\Omega_{\Lambda} \simeq 0.7$.

2. la masse de gaz intra-amas est supérieure à la masse stellaire contenue dans la totalité des galaxies d'un amas par un facteur de l'ordre de 4. Même s'il est enrichi en métaux, ce gaz est trop important pour être majoritairement issu des galaxies, il est donc principalement de nature primordiale. La masse de gaz contenue dans les amas nous renseigne donc sur le processus de formation des ces structures gravitationnellement les plus massives de l'univers.
3. la fraction de masse de gaz intra-amas augmente des amas pauvres aux amas riches, ce qui pose les questions suivantes : les amas pauvres sont-ils plus efficaces à convertir leur gaz en étoiles ? ou bien ont-ils accréte moins de gaz au moment de leur formation ? ou encore ont-ils perdu une fraction de leur gaz au cours de leur formation ou évolution, sous l'effet de vents galactiques, par exemple ?
4. l'abondance de fer dans le milieu intra-amas, mesurée par la raie à 6.7 keV, est de l'ordre du tiers de l'abondance solaire. Ce résultat combiné avec le

fait que le gaz intra-amas pèse 4 fois plus lourd que la masse stellaire des galaxies (donc aussi leur masse baryonique totale, puisque la fraction de gaz des galaxies d’amas est inférieure à 10 %), implique que la masse de fer, donc de métaux issus de la nucléosynthèse stellaire, contenue dans le milieu intra-amas est supérieure à, ou au moins de l’ordre de, celle des galaxies elles-mêmes. La formation d’étoiles observée dans les amas de galaxies a donc dû produire deux fois plus de métaux que ceux mesurés dans les galaxies elles-mêmes. Cela doit aussi être le cas des galaxies de champ, au moins les galaxies de type précoce, comme les elliptiques et lenticulaires, semblables aux galaxies d’amas.

Ce dernier résultat a servi de base pour une modélisation de l’évolution chimique des galaxies, en collaboration avec Elizabeth Vangioni-Flam, Michel Cassé et Nicolas Prantzos de l’Institut d’Astrophysique de Paris (IAP). Il représente à lui seul une forte contrainte sur ces modèles et sur ce que l’on peut attendre des propriétés des galaxies “primordiales”, terme que nous utilisons ici pour indiquer les galaxies au(x) moment(s) où elles forment une large fraction de leurs étoiles actuelles. En effet, la corrélation qui existe entre la masse stellaire totale contenue dans les galaxies d’amas et la masse de fer contenue dans le milieu intra-amas suggère l’idée, d’ailleurs a priori logique, selon laquelle les métaux du gaz intra-amas sont issus des galaxies des amas. cela nous conduits à nous poser les questions suivantes :

1. si les étoiles de petite masse présentes dans les galaxies d’amas représentent la fraction d’étoiles encore “vivantes” de ces galaxies, la fraction d’étoiles “mortes” associée peut-être déduite de la fonction de masse initiale (IMF) des étoiles au moment de leur formation. La quantité d’étoiles formées au cours de l’histoire des galaxies d’amas résultant de ce calcul pour une IMF universelle, invariable dans le temps et dans l’espace (i.e. identique pour tous types de galaxies et de régions de formation d’étoiles), permet-elle d’expliquer la masse de fer mesurée dans les amas de galaxies ?
2. les étoiles ainsi formées ont-elles produit une énergie suffisante pour produire des vents galactiques capables de vaincre le puits de potentiel gravitationnel des galaxies ?

Pour répondre à la question (1), il faut commencer par déterminer l’origine principale du fer intra-amas. Le fer n’est, en effet, produit que lors de la nucléosynthèse explosive des supernovae de types Ia et II (regroupant aussi les Ib). Les SNIa produisent typiquement $0.7 M_{\odot}$ de fer par supernova, tandis que les SNII en produisent près de 10 fois moins. Cependant le taux de SNIa observé actuellement dans les galaxies est beaucoup trop faible pour expliquer une origine du fer intra-amas dominée par les SNIa et il faut donc pour cela faire appel à une croissance exponentielle du taux de SNIa à décalage spectral croissant (Greggio & Renzini 1983). Cette approche présente un problème, hormis le fait qu’il n’existe aucune preuve observationnelle de ce taux exponentiellement croissant de SNIa en remontant le temps : les durées de vie des progéniteurs des SNIa (étoiles binaires) sont de l’ordre du milliard d’années, ce qui ne permet pas d’expliquer la production de vents galactiques. Les ejecta de supernovae sont en effet rapidement radiativement refroidis lorsqu’ils rencontrent le milieu interstellaire qui les entourent et les supernovae passées ont donc déjà

rayonné la majorité de leur énergie lorsque de nouvelles supernovae explosent, elles ne peuvent donc pas combiner leurs énergies pour produire un vent galactique. Si au contraire, on suppose que les SNII sont responsables d'une fraction importante du fer intra-amas, malgré leur efficacité spécifique dix fois plus faible que les SNIa, cela présente un avantage majeur : la durée de vie de leurs progéniteurs étant de quelques millions ou dizaines de millions d'années, elles peuvent se combiner avant d'avoir perdu leur énergie de façon radiative et ainsi fournir au milieu interstellaire une énergie supérieure au puits de potentiel gravitationnel de la galaxie et produire un vent galactique. Ici encore, cependant, il faut faire appel à une plus grande quantité de SNII que celle attendue pour produire une masse de fer suffisante par unité de masse stellaire présente des galaxies d'amas. cela n'est possible qu'en modifiant l'IMF, qui n'est du coup plus universelle, mais variable dans le temps au sein d'une galaxie. Nous avons choisi cette voie car elle permettait du même coup de rendre compte des vents galactiques et cela nous a conduit à faire deux prédictions permettant de valider ou au contraire d'invalider notre modèle que nous avons intitulé "formation stellaire bimodale", en raison d'un mode de formation d'étoiles favorisant les étoiles massives aux premiers temps de l'évolution des galaxies :

1. les rapports d'abondance des éléments α (Ne, Mg, O, Si), c'est-à-dire formés lors de la nucléosynthèse explosive par fusion de noyaux d'hélium ce qui représente une signature des SNII, vis-à-vis du fer doivent être sur-solaires dans le milieu intra-amas.
2. lors de la première phase de ce modèle de formation stellaire bimodale, les galaxies ont dû former leurs étoiles à un taux de plusieurs dizaines de masses solaires par an afin de pouvoir former des SNII en un temps suffisamment court pour qu'elles puissent produire un vent galactique avant de perdre leur énergie de façon radiative.

La première de ces prédictions (1) a connu de nombreuses validations et invalidations successives. Elle a d'abord été validée par une étude de Mushotzky *et al.* (1996) qui suggérait une surabondance des éléments α par rapport au fer, ce qui a été pour la première fois rendu possible par les satellites X de nouvelle génération, XMM-Newton et Chandra, qui ont permis de mesurer des raies d'émission dans des régions plus froides d'amas et donc moins ionisées. Cette étude a cependant été entachée d'une erreur passée inaperçue dans un premier temps : les abondances mesurées dans les galaxies et dans les amas n'utilisaient pas la même référence solaire. L'un utilisant l'abondance météoritique, l'autre l'abondance photosphérique comme référence (voir Ishimaru & Arimoto 1997). Une fois, cette correction réalisée, la sur-abondance a largement diminué. Mais des études plus approfondies ont ensuite prétendu avoir détecté une véritable signature des SNII, confirmant l'idée de Mushotzky et donc notre prédiction, tandis que d'autres études affirmaient le contraire. En résumé, cette question reste encore aujourd'hui débattue et des articles récents sur le sujet, comme celui de Finoguenov, Burkert & Böhringer (2003), continuent de promouvoir un rôle dominant des SNII, ce qui impliquerait donc un écart à l'universalité de l'IMF (sachant par exemple que le Fer présent dans la Voie Lactée provient pour les 2/3 de SNIa). Concernant cette question de l'universalité de l'IMF souvent sujette à de

violents débats, nous citerons les articles de revue de Larson (1998) et Scalo (1998), qui lors d’une même conférence ont l’un défendu l’idée d’une IMF universelle, l’autre celle selon laquelle aucune évidence observationnelle ne démontrait l’universalité de l’IMF, le tout à partir des mêmes données observationnelles.

La deuxième prédiction (2) ouvre sur la deuxième partie de mon travail, après ma soutenance de thèse donc, qui a débuté avec mon implication dans les observations de la caméra ISOCAM à bord du satellite ISO (Infrared Space Observatory). L’existence d’une phase violente de formation d’étoiles permettant d’expliquer le fait que les galaxies aient perdu la moitié de leurs métaux pour reproduire les abondances intra-amas observées devait pouvoir être observée. A cette époque, en 1992, la recherche de galaxies “primordiales” était dans une phase d’échec après les différentes tentatives de détecter une population distante de galaxies à raie d’émission Lyman α . Encore aujourd’hui, la cause de l’échec de ce type de relevés reste sujet à discussion mais combine au moins plusieurs effets dont celui de l’extinction par la poussière. Dans ce contexte, la détection d’une galaxie hyper-lumineuse, F10214+4724 (Rowan-Robinson *et al.* 1991), correspondait exactement à nos attentes de cette phase de formation stellaire violente nécessaire pour expliquer l’enrichissement du milieu intra-amas. Nous avons publié une lettre dans A&A suggérant que ce type de galaxie, dont la luminosité bolométrique de $10^{14} L_{\odot}$ était principalement rayonnée dans l’infrarouge par la poussière interstellaire, pouvait correspondre à cette phase. D’autre part, une telle luminosité correspondrait à un taux de formation d’étoiles (SFR, star formation rate) de plus de $10^4 M_{\odot} \text{an}^{-1}$ si l’IMF était universelle et produirait une galaxie massive de $10^{11} M_{\odot}$ en dix millions d’années ($10^{12} M_{\odot}$ pour une durée de 10^8 ans). Au contraire, avec une IMF bimodale, biaisée vers les étoiles massives au cours de cette phase (IMF entre 3 et $100 M_{\odot}$ au lieu de $0.1-100 M_{\odot}$), cette galaxie aurait des propriétés moins extrêmes et pourrait être proto-typique des galaxies en général, du moins les elliptiques massives en formation. Après la publication de notre article, il fut découvert que F10214+4724 était gravitationnellement magnifiée par un facteur 10 par une galaxie sur la ligne de visée, réduisant sa luminosité à $10^{13} L_{\odot}$. D’autre part, la détection de lumière polarisée suggérait aussi la présence d’une contribution due à un noyau actif. Néanmoins cette étude a très tôt participé à un bouleversement important de notre conception de la formation et évolution des galaxies : la combinaison des relevés profonds avec ISO, la caméra sub-millimétrique SCUBA au télescope du JCMT (James Clerk Maxwell Telescope) et la détection d’un fond diffus extragalactique infrarouge (CIRB, cosmic infrared background) vont ensuite démontrer que ce type de galaxies, rayonnant la majorité de leur lumière dans l’infrarouge et ayant des taux de formation d’étoiles supérieurs à quelques dizaines de $M_{\odot} \text{an}^{-1}$ sont effectivement une composante importante de l’univers distant, qui domine la formation d’étoiles dans l’univers, suggérant que la prédiction (2) est vérifiée.

Ces résultats ont ouvert la voie à la transition de mon travail, à la suite de ma soutenance de thèse et avec l’attribution d’un poste permanent au CEA, avec comme tâche de préparer les observations de temps garanti ISOCAM dédiées aux relevés profonds du champ et d’amas de galaxies. Dans un premier temps, nous avons développé les outils nécessaires à la réduction de ces relevés profonds et à l’extrac-

tion de sources faibles, limitée principalement par les impacts de rayons cosmiques et leurs effets à long terme sur la réponse des détecteurs, et par la lenteur de la réponse des détecteurs refroidis (transients). Ce travail a été effectué en collaboration avec Jean-Luc Starck, Hervé Aussel (étudiant en thèse à l'époque, et qui a reçu le prix Daniel Guinier pour sa thèse sur ce travail), François-Xavier Désert (IAS) et Catherine Cesarsky, dans un premier temps, puis ultérieurement avec le postdoctorant Dario Fadda, puis Hector Flores. L'outil que nous avons développé, PRETI (Pattern REcognition Technique for ISOCAM data, Starck *et al.* 1999), nous a permis de détecter des sources quatre ordres de grandeur plus faibles que le satellite infrarouge précédent IRAS (InfraRed Astronomical Satellite), avec une résolution spatiale mille fois supérieure (FWHM=4.6 arcsec à $15\ \mu\text{m}$).

Les résultats scientifiques qui en ont résulté ont été présentés dans une série d'articles et sont brièvement résumés ci-dessous :

1. comptages de galaxies entre $50\ \mu\text{Jy}$ et $5\ \text{mJy}$ démontrant qu'il existe une forte évolution des propriétés infrarouges des galaxies avec le décalage spectral (population surnuméraire de galaxies de faible densité de flux, $S_{15\ \mu\text{m}} < 1\ \text{mJy}$, Elbaz *et al.* 1999, Aussel *et al.* 1999). Cette évolution peut résulter du fait que les galaxies étaient plus lumineuses dans l'infrarouge dans le passé et/ou que les galaxies détectables en infrarouge étaient plus nombreuses dans le passé, i.e. évolution en luminosité et/ou en densité (Chary & Elbaz 2001).
2. existence d'une corrélation entre les émissions en infrarouge moyen et lointain des galaxies de l'univers local (Chary & Elbaz 2001, Elbaz *et al.* 2002). Cette corrélation permet, si l'on admet qu'elle reste valide au-delà de $z=0$, de déterminer la luminosité infrarouge totale des galaxies distantes et donc aussi leur SFR, qui lui est proportionnel (Kennicutt 1998). Une mise en évidence indirecte de la validité de cette corrélation jusqu'à $z \simeq 1$ a été obtenue en comparant les propriétés radio et en infrarouge moyen des galaxies détectées dans les deux bandes (Chary & Elbaz 2001).
3. ces galaxies sont principalement localisées à des décalages spectraux entre $z \simeq 0.4$ et 1.3 , avec une valeur médiane de $z \simeq 0.7$. Leurs luminosités IR totales (entre 4 et $1000\ \mu\text{m}$) déduites de (2) sont pour les deux-tiers localisées entre 10^{11} et $10^{12}\ L_{\odot}$, avec une valeur médiane de $3 \times 10^{11}\ L_{\odot}$, i.e. un $\text{SFR} \simeq 50\ M_{\odot}\ \text{an}^{-1}$.
4. la densité de luminosité par unité de volume comobile produite par les galaxies lumineuses dans l'infrarouge (LIRGs, $L_{\text{IR}} \geq 10^{11}\ L_{\odot}$, et ULIRGs, $L_{\text{IR}} \geq 10^{12}\ L_{\odot}$) était près de 70 fois plus grande à $z \simeq 1$ qu'aujourd'hui (Elbaz *et al.* 2002). Il en résulte que la densité cosmique de formation d'étoiles était dominée à $z \simeq 1$ par ce type d'objets et en conséquence qu'ils représentent une phase commune dans l'histoire de la formation stellaire des galaxies en général (Chary & Elbaz 2001).
5. la fraction d'énergie rayonnée par un noyau actif (AGN, active galactic nucleus) dans les LIRGs et ULIRGs distantes détectées avec ISOCAM est inférieure à 20% (Fadda *et al.* 2002).

6. le fond diffus IR, CIRB, détecté à l'aide du satellite COBE est principalement produit par des phases de formation stellaire violentes détectées sous la forme de LIRGs et ULIRGs distantes (Chary & Elbaz 2001). Celles identifiées avec ISOCAM sont responsables de plus des deux-tiers du CIRB à condition que les corrélations entre infrarouge moyen et lointain soient valides jusqu'à $z \simeq 1$ (Elbaz *et al.* 2002).
7. les galaxies LIRGs et ULIRGs détectées avec ISOCAM sont principalement localisées dans des pics de décalage spectral, i.e. dans des sur-densités de la distribution des galaxies dans l'univers. Elles sont donc des traceurs des structures à grande échelle en formation (Elbaz & Cesarsky 2003).

Globalement, ces résultats suggèrent que les galaxies ont formé la majorité de leurs étoiles lors de flambées de formation stellaire au cours desquelles elles ont rayonné la majorité de leur lumière dans le domaine infrarouge. Cette idée est en parfait accord avec ce que nous avons déduit de l'observation des amas de galaxies, car elle permet d'expliquer comment les galaxies ont pu injecter près de la moitié des métaux qu'elles ont produit par nucléosynthèse stellaire dans le milieu intra-amas, sous l'effet des vents galactiques qui sont produits lors de ces phases. Le fait que durant ces phases les galaxies rayonnent la majorité de leur lumière dans le domaine infrarouge n'est pas surprenant puisque l'on pense aujourd'hui que dans la Voie Lactée les étoiles naissent toujours dans des nuages moléculaires et poussiéreux. On peut d'ailleurs se demander si les conditions de formation d'étoiles dans ces galaxies sont différentes ou non de celles rencontrées dans la Voie Lactée. Si les étoiles naissent dans des nuages moléculaires au sein desquels leur lumière est fortement absorbée par la poussière interstellaire, on peut légitimement supposer que la lumière rayonnée par les étoiles plus jeunes que la durée de vie d'un nuage moléculaire qui est de l'ordre de dix millions d'années (Blitz & Shu 1980, voire 4 fois plus, Elmegreen 1991) soit absorbée et rayonnée dans l'infrarouge par la poussière. Après dix millions d'années, la lumière des étoiles dont la durée de vie est plus longue, subira une extinction bien moins grande. Cette hypothèse de travail est utilisée dans le modèle GALAXEV par Charlot & Fall (2000), ce qui leur a permis entre autres d'obtenir un bon accord avec les pentes des galaxies dans l'ultraviolet, représentative de l'extinction dans les galaxies (loi de Meurer, cf Sect. 2.2). Une LIRG ne serait alors qu'une galaxie dont la fraction de lumière rayonnée par des étoiles plus jeunes que dix millions d'années est supérieure à celle des étoiles plus vieilles. Le fait que les LIRGs et ULIRGs soient localement associées à des paires de galaxies en interaction indiquerait alors que l'interaction est un mécanisme qui accélère la formation d'étoiles, mais les conditions physiques de cette formation d'étoiles pourraient être les mêmes que dans une région HII de la Voie Lactée. **Les galaxies lumineuses dans l'IR (LIRGs et ULIRGs) sont-elles des galaxies particulières ou bien uniquement la manifestation d'une phase que toute galaxie a dû expérimenter au cours de son existence ?** Dans la suite de ce mémoire, nous discuterons de cette question et de son influence sur notre compréhension de la formation des galaxies en général.

Chapitre 2

Remonter l’histoire de la formation d’étoiles de l’univers

Depuis la découverte du rôle clé joué par les fusions de galaxies dans la formation des galaxies en général, les notions de formation et d’évolution des galaxies ne sont plus séparables. L’idée maîtresse de la formation hiérarchique des structures, qui reproduit le mieux les observations actuelles et résulte naturellement des prédictions théoriques du modèle Λ CDM dit “concordant” (concordant avec les contraintes observationnelles des fluctuations du corps noir cosmologique, des SNIa, du HST-key project, des relevés profonds), est qu’une galaxie comme la Voie Lactée, dont la masse stellaire totale est de $M_{\star}^{\text{VL}} \simeq 7 \times 10^{10} M_{\odot}$ résulte de la fusion progressive de plusieurs dizaines de galaxies. L’idée de chercher la Voie Lactée sous sa forme “primordiale” perd donc son sens dans un tel scénario. D’autre part, les tentatives de remonter l’histoire de la formation stellaire des étoiles de la Voie Lactée au-delà de 2 Gyr (milliards d’années) est limitée par la dégénérescence âge-métallicité : un spectre donné peut-être reproduit par un modèle avec une population stellaire âgée et peu métallique ou au contraire plus jeune mais plus riche en métaux, car la présence de métaux augmente l’opacité du plasma stellaire et catalyse donc la nucléosynthèse stellaire (Charlot, Worthey & Bressan 1996).

On peut cependant raisonner sur un plan global en considérant l’ensemble de ces dizaines de galaxies comme un tout, dont l’état final formera la Voie Lactée. Dans ce cas, si l’on veut remonter l’histoire de la formation d’étoiles dans la Voie Lactée, on ne doit pas s’intéresser uniquement aux mesures du SFR des galaxies spirales distantes qui lui ressemblent telle qu’elle est aujourd’hui, mais plutôt s’intéresser au rythme avec lequel les étoiles se sont formées en moyenne dans les galaxies au cours du temps. Cette approche consiste à considérer l’univers entier comme un seul et unique système et l’on ne parle plus de SFR en $M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, mais de densité cosmique de formation d’étoiles (CSFR, pour cosmic SFR), c’est-à-dire du SFR par unité de volume comobile en $M_{\odot} \text{ an}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$. Cette approche globale présente plusieurs avantages :

1. elle permet d’abord de s’affranchir des difficultés rencontrées lors de la modélisation de l’histoire de la formation d’étoiles d’une galaxie individuelle, dont la dégénérescence âge-métallicité.

RÉGION DU CIEL (RÉFÉRENCE)	ESTIMATEUR	z	$\log \rho_L$	$\log \dot{\rho}_*^{\text{SCDM}}$	$\log \dot{\rho}_*^{\Lambda\text{CDM}}$	
HDF (Massarotti <i>et al.</i> 2001)	1500	1.500 ± 0.500	26.32	-1.53	$-1.62^{+0.06}_{-0.06}$	
	1500	2.750 ± 0.750	26.36	-1.49	$-1.60^{+0.09}_{-0.09}$	
	1500	4.000 ± 0.500	26.00	-1.85	$-1.97^{+0.09}_{-0.09}$	
HDF (Madau <i>et al.</i> 1998)	1500	2.750 ± 0.750	26.42	-1.43	$-1.54^{+0.04}_{-0.04}$	
	1500	4.000 ± 0.500	26.02	-1.83	$-1.95^{+0.09}_{-0.09}$	
HDF (Pascarelle <i>et al.</i> 1998)	1500	0.250 ± 0.250	26.17	-1.68	$-1.64^{+0.35}_{-0.26}$	
	1500	0.750 ± 0.250	26.31	-1.54	$-1.58^{+0.19}_{-0.10}$	
	1500	1.250 ± 0.250	26.50	-1.35	$-1.43^{+0.17}_{-0.05}$	
	1500	1.750 ± 0.250	26.53	-1.32	$-1.42^{+0.15}_{-0.03}$	
	1500	2.500 ± 0.500	26.32	-1.53	$-1.64^{+0.18}_{-0.11}$	
	1500	3.500 ± 0.500	26.29	-1.56	$-1.67^{+0.23}_{-0.16}$	
	1500	4.500 ± 0.500	26.40	-1.45	$-1.57^{+0.33}_{-0.26}$	
	1500	5.500 ± 0.500	26.04	-1.81	$-1.93^{+0.48}_{-0.27}$	
	(Treyer <i>et al.</i> 1998)	2000	0.150 ± 0.150	25.97	-1.88	$-1.81^{+0.83}_{-0.52}$
	HDF (Connolly <i>et al.</i> 1997)	2800	0.750 ± 0.250	26.52	-1.33	$-1.37^{+0.11}_{-0.11}$
		2800	1.250 ± 0.250	26.69	-1.16	$-1.24^{+0.08}_{-0.08}$
2800		1.750 ± 0.250	26.59	-1.26	$-1.36^{+0.06}_{-0.06}$	
CFRS (Lilly <i>et al.</i> 1996)	2800	0.350 ± 0.150	25.89	-1.96	$-1.94^{+0.10}_{-0.10}$	
	2800	0.625 ± 0.125	26.21	-1.64	$-1.67^{+0.06}_{-0.06}$	
	2800	0.875 ± 0.125	26.53	-1.32	$-1.37^{+0.10}_{-0.10}$	
HDF (Cowie <i>et al.</i> 1999)	2800	0.350 ± 0.150	25.72	-2.13	$-2.11^{+0.18}_{-0.18}$	
	2800	0.625 ± 0.125	25.96	-1.89	$-1.92^{+0.10}_{-0.10}$	
	2800	0.875 ± 0.125	25.87	-1.98	$-2.03^{+0.07}_{-0.07}$	
	2800	1.250 ± 0.250	26.16	-1.69	$-1.77^{+0.03}_{-0.03}$	
	2800	1.750 ± 0.250	26.51	-1.34	$-1.32^{+0.50}_{-0.50}$	
HDF (Sawicki <i>et al.</i> 1997)	3000	0.350 ± 0.150	26.51	-1.34	$-1.32^{+0.50}_{-0.50}$	
	3000	0.750 ± 0.250	26.74	-1.11	$-1.15^{+0.02}_{-0.02}$	
	3000	1.500 ± 0.500	26.93	-0.92	$-1.01^{+0.03}_{-0.03}$	
	3000	2.500 ± 0.500	27.28	-0.57	$-0.68^{+0.04}_{-0.04}$	
	3000	3.500 ± 0.500	26.91	-0.94	$-1.05^{+0.01}_{-0.01}$	
CFRS (Hammer <i>et al.</i> 1997)	$OII[3727\text{\AA}]$	0.350 ± 0.150	38.63	-2.22	$-2.20^{+0.09}_{-0.11}$	
	OII	0.625 ± 0.125	39.16	-1.69	$-1.72^{+0.09}_{-0.13}$	
	OII	0.875 ± 0.125	39.56	-1.29	$-1.34^{+0.15}_{-0.33}$	
(Gallego <i>et al.</i> 1995)	$H\alpha[6563\text{\AA}]$	0.025 ± 0.025	39.09	-2.01	$-1.88^{+0.17}_{-0.17}$	
CFRS (Tresse & Maddox 1998)	$H\alpha$	0.200 ± 0.100	39.44	-1.66	$-1.60^{+0.11}_{-0.11}$	
CFRS (Glazebrook <i>et al.</i> 1999)	$H\alpha$	0.875 ± 0.125	40.01	-1.09	$-1.14^{+0.10}_{-0.10}$	
(Yan <i>et al.</i> 1999)	$H\alpha$	1.300 ± 0.500	40.21	-0.89	$-0.97^{+0.05}_{-0.05}$	

TAB. 2.1 – Valeurs observées de la densité cosmique de SFR en fonction de z pour deux cosmologies différentes : (1) CDM 'standard' : $\dot{\rho}_*^{\text{SCDM}}$ avec $H_0=50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m=1$, $q_0=0.5$, (2) ΛCDM : $\dot{\rho}_*^{\Lambda\text{CDM}}$ avec $H_0=70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m=0.3$, $\Omega_\Lambda=0.7$. Cette première table contient les données publiées sans correction d'extinction. Toutes ces valeurs, excepté celles issues des mesures en $H\alpha$ ont été corrigées systématiquement de l'extinction d'une valeur modérée, par soucis de comparaison avec les valeurs de la table 2.2 qui sont corrigées par les auteurs. Nous avons adopté les mêmes valeurs que Ascasibar et al. (2002) : $A(1500-2000 \text{ \AA})=1.2 \text{ mag}$ et $A(2880 \text{ \AA}, 3000 \text{ \AA}, OII)=0.625 \text{ mag}$, qui correspondent à des facteurs 3 et 1.8 respectivement.

RÉGION DU CIEL (RÉFÉRENCE)	ESTIMATEUR	z	$\log \rho_L$	$\log \dot{\rho}_*^{\text{SCDM}}$	$\log \dot{\rho}_*^{\text{ACDM}}$
HDF (Massarotti <i>et al.</i> 2001)	1500	1.500 ± 0.500	27.23	-0.62	$-0.71^{+0.06}_{-0.06}$
	1500	2.750 ± 0.750	27.44	-0.41	$-0.52^{+0.06}_{-0.06}$
	1500	4.000 ± 0.500	27.08	-0.77	$-0.89^{+0.04}_{-0.04}$
GOODSN (Giavalisco <i>et al.</i> 2003)	1500	3.80 ± 0.40	27.20	-0.65	$-0.76^{+0.05}_{-0.05}$
	1500	4.90 ± 0.35	27.02	-0.83	$-0.95^{+0.02}_{-0.02}$
	1500	5.70 ± 0.40	27.07	-0.78	$-0.90^{+0.06}_{-0.06}$
HDF ^{sans correction} (Steidel <i>et al.</i> 1999)	1700	3.04 ± 0.35	25.98	-1.87	$-1.98^{+0.04}_{-0.04}$
	1700	4.13 ± 0.35	25.89	-1.96	$-2.07^{+0.01}_{-0.01}$
HDF ^{avec correction} (Steidel <i>et al.</i> 1999)	1700	3.04 ± 0.35	26.65	-1.20	$-1.31^{+0.04}_{-0.04}$
	1700	4.13 ± 0.35	26.56	-1.29	$-1.40^{+0.01}_{-0.01}$
CFRS (Flores <i>et al.</i> 1999)	15mic	0.350 ± 0.150	41.97	-1.38	$-1.35^{+0.28}_{-0.28}$
	15mic	0.625 ± 0.125	42.20	-1.15	$-1.17^{+0.23}_{-0.23}$
	15mic	0.875 ± 0.125	42.53	-0.82	$-0.87^{+0.20}_{-0.20}$
HDF (Hughes <i>et al.</i> 1998) (Haarsma <i>et al.</i> 2000)	850mic	3.000 ± 1.000	42.37	-0.98	$-1.08^{+0.10}_{-0.10}$
	1.4GHz	0.280 ± 0.120	42.18	-1.17	$-1.12^{+0.18}_{-0.25}$
	1.4GHz	0.460 ± 0.050	42.46	-0.89	$-0.88^{+0.15}_{-0.21}$
	1.4GHz	0.600 ± 0.050	42.55	-0.80	$-0.81^{+0.14}_{-0.24}$
	1.4GHz	0.810 ± 0.080	42.82	-0.53	$-0.57^{+0.08}_{-0.14}$
CFRS (Glazebrook <i>et al.</i> 1999) (Yan <i>et al.</i> 1999)*	$H\alpha$	0.875 ± 0.125	40.37	-0.73	$-0.46^{+0.03}_{-0.09}$
	$H\alpha$	1.300 ± 0.500	40.57	-0.53	$-0.78^{+0.10}_{-0.10}$
					$-0.61^{+0.05}_{-0.05}$

TAB. 2.2 – Valeurs observées de la densité cosmique de SFR en fonction de z . Idem Table 2.1 mais pour les références incluant une correction d’extinction, ou qui n’ont pas besoin d’être corrigées, i.e. à $15 \mu\text{m}$, $850 \mu\text{m}$ et 20 cm .

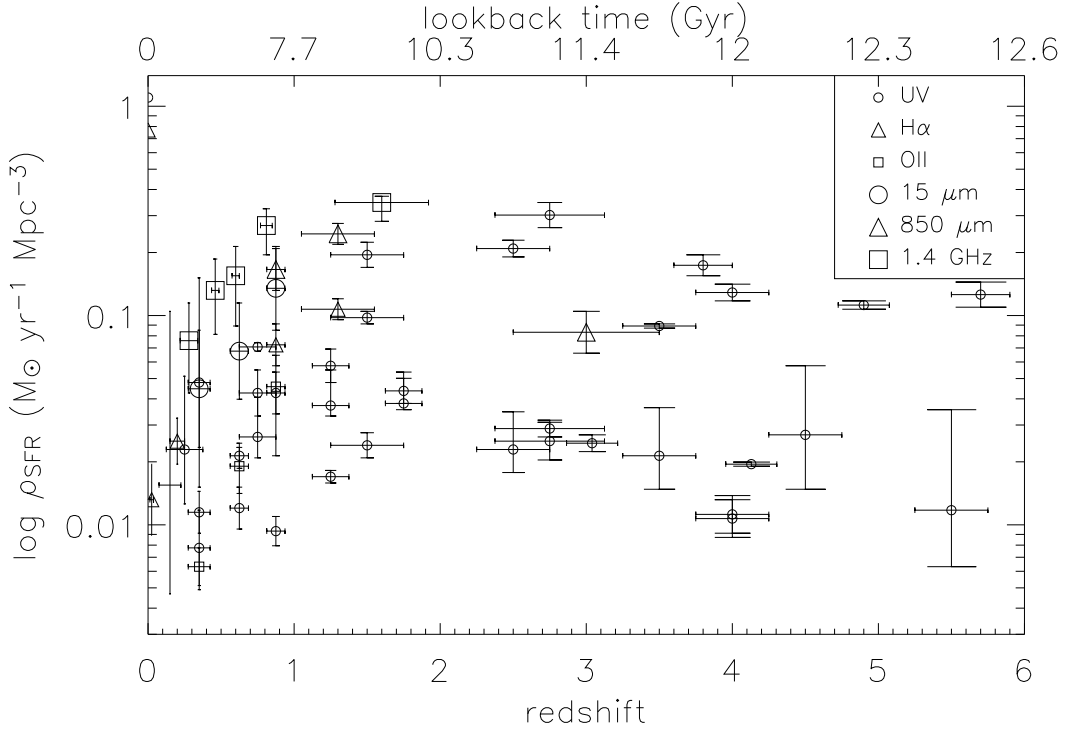


FIG. 2.1 – Diagramme de 'Madau', i.e. densité comobile du SFR en fonction du décalage spectral. Les symboles pleins sont issus de la Table 2.1 et correspondent aux valeurs publiées sans correction d'extinction et corrigées par une valeur systématique et faible comme indiqué dans la légende de la Table 2.1. Les symboles vides correspondent aux valeurs présentées dans la Table 2.2 corrigées par une extinction appropriée à l'échantillon par les auteurs ou ne nécessitant pas de correction (15 μm , 850 μm et 1.4 GHz [20 cm]).

2. le type morphologique et la masse des galaxies évolue fortement avec le temps, il est donc difficile de reconnaître à différents décalages spectraux les différentes phases de l'évolution d'un certain type de galaxie.
3. on peut intégrer le CSFR et le comparer aux observables suivantes :
 - (a) la métallicité des galaxies locales. L'intégrale du CSFR ne peut pas produire plus de métaux qu'il n'en existe dans l'univers local. La quantité de métaux présents nous donne donc une idée du budget total disponible, pour une IMF donnée.
 - (b) l'évolution avec le décalage spectral de la densité cosmique de masse stellaire, qui mesure la masse moyenne d'étoiles contenues dans toutes la galaxies de l'univers dans une tranche de décalage spectral (en $\text{M}_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$).
 - (c) le fond diffus extragalactique à différentes longueurs d'ondes, qui résulte de la totalité des photons émis au cours de l'histoire de l'univers. Ceux-ci sont dilués par l'inverse de la distance au carré, mais pas par la correction k puisque les photons de fréquence réduite sont aussi mesurés dans le fond

diffus. En particulier, le CIRB qui trace directement la formation stellaire enfouie dans la poussière.

L'histoire du CSFR est la traduction directe de l'histoire de la densité comobile de luminosité des galaxies dans l'UV ou encore dans les raies d'émission $OIII$ et $H\alpha$, dans le domaine optique. Ces trois indicateurs de formation d'étoiles sont cependant très sensibles aux effets d'extinction et trois autres indicateurs, insensibles à l'extinction ont été utilisés : le continu en infrarouge moyen à $15\ \mu\text{m}$, en sub-millimétrique à $850\ \mu\text{m}$ et en radio à $20\ \text{cm}$ ($1.4\ \text{GHz}$). L'ensemble des mesures publiées avec ces différents estimateurs, tel que nous le connaissons aujourd'hui (il en sort de nouvelles à un rythme rapide, ce qui montre l'intérêt porté à cette approche globale) ainsi que les références associées sont résumées dans les Table 2.1 et Table 2.2 pour différents domaines de décalage spectral. Nous avons extrait de chaque référence une densité de luminosité que nous avons convertie dans deux cosmologies différentes les plus communément utilisées dans la littérature, car il nous est apparu que certains articles comparaient des CSFR mesurés avec des cosmologies différentes. Nous avons choisi de partir de ces densités de luminosité afin d'utiliser la même formule pour convertir une densité cosmique de luminosité en densité de CSFR, i.e. les mêmes hypothèses sur l'IMF et l'histoire de formation d'étoiles qui permettent de convertir une luminosité en un SFR : nous avons suivi la prescription de Kennicutt (1998) qui utilise une IMF de Salpeter entre 0.1 et $100\ M_{\odot}$ et une formation d'étoiles continue de durée de $\simeq 10^8$ an ou plus. (cf Eq. 2.1).

$$SFR[M_{\odot}\ \text{yr}^{-1}] = \begin{cases} 1.4 \times 10^{-28} L_{UV} & [\text{erg s}^{-1}\text{Hz}^{-1}] \\ 1.4 \times 10^{-41} L_{3727}^{OIII} & [\text{erg s}^{-1}] \\ 7.9 \times 10^{-42} L_{6563}^{H\alpha} & [\text{erg s}^{-1}] \\ 1.7 \times 10^{-10} L_{8-1000}^{\text{IR}} & [L_{\odot}] \end{cases} \quad (2.1)$$

En ce qui concerne la conversion dans le domaine UV, il est important de noter que l'histoire supposée de formation d'étoiles conduisant à cette conversion pour un modèle de synthèse de populations stellaires doit être de durée plus longue que la durée de vie des étoiles qui dominent l'émission UV ($\simeq 10^8$ ans). Mais comme l'a noté Kennicutt (1998) dans son article de revue, la conversion change en fonction du type d'histoire de formation d'étoiles et dans le cas particulier des galaxies dont la majorité de la lumière UV résulte d'un burst instantané (flambée de formation d'étoiles). Une population stellaire résultant d'un burst de $\simeq 10^7$ ans aura un SFR 57% plus élevé que celui qui serait déduit de l'Eq. 2.1. La force de l'Eq. 2.1 dans le domaine UV est qu'elle s'applique de la même manière pour les bandes de continu UV entre 1500 et $2800\ \text{\AA}$ où la densité de flux, F_{ν} , reste à peu près constante (sans effet d'extinction, cf Sect. 2.2), ce qui explique que la luminosité UV soit ici en $\text{erg s}^{-1}\ \text{Hz}^{-1}$ (luminosité monochromatique) et non en erg s^{-1} (luminosité) comme c'est le cas pour les autres estimateurs de SFR.

Nous avons divisé l'échantillon de mesures en deux catégories :

1. les mesures qui sont en fait des limites inférieures car elles n'ont pas été corrigées des effets d'extinction (Table 2.1). C'est, par exemple, le cas de la majorité des mesures UV dans le référentiel au repos des galaxies, ou encore des mesures en $H\alpha$. Une fraction des UV a été absorbée par la poussière puis a été réémise dans l'infrarouge. Le SFR effectif d'une galaxie ne peut être déduit que de la combinaison des deux flux UV.
2. les mesures obtenues après correction d'extinction ou qui ne nécessitent pas de correction d'extinction (Table 2.2), comme les mesures à $15\ \mu\text{m}$, $850\ \mu\text{m}$ et $20\ \text{cm}$ ($1.4\ \text{GHz}$).

Lorsque l'on place l'ensemble de ces mesures sur une même figure, comme on le voit souvent dans la littérature, sans distinguer les mesures corrigées et non corrigées de l'extinction, l'histoire de la formation d'étoiles par unité de volume comobile, ou CSFH (cosmic star formation history), nous apparaît de manière extrêmement floue, avec une incertitude typique de l'ordre d'un facteur 10 à chaque domaine de décalage spectral (cf Fig. 2.1). L'objectif de ce chapitre est de discuter des différents indicateurs de formation d'étoiles, de leur représentativité et de mieux contraindre la CSFH, dans cette figure appelée "Diagramme de Madau" par référence à l'article Madau *et al.* (1996) qui a initié ce genre de représentations (à la suite du travail précurseur de Lilly *et al.* 1996 qui a présenté pour la première fois l'histoire cosmique de la densité comobile de luminosité UV, sans la traduire directement en SFR, ce qui se comprend d'autant plus aujourd'hui que l'on a constaté que l'extinction jouait un rôle dominant).

2.1 Emission $H\alpha$, un estimateur du taux de formation d'étoiles ?

La raie de recombinaison $H\alpha$ provient des régions HII , d'hydrogène ionisé, qui contiennent encore des étoiles de type OB (de type spectral B0.5 et plus chauds). Elle résulte de la capture par un proton d'un électron éjecté par un autre proton et de la chute au niveau fondamental qui suit la capture. Le rayonnement ionisant qui le produit est donc au-dessous de la limite de Lyman ($\lambda \leq 912\ \text{\AA}$, i.e. aux énergies supérieures à $13.6\ \text{eV}$) et provient d'étoiles plus massives que celles qui produisent le rayonnement UV. Le temps caractéristique associé à l'émission $H\alpha$ est celui de la durée de vie des étoiles plus massives que $\simeq 10\ M_{\odot}$, qui est de l'ordre de $\simeq 2 \times 10^7$ ans. La raie $H\alpha$ représente donc un estimateur de formation d'étoiles quasi-instantané.

La difficulté majeure rencontrée lors de la mesure du SFR à partir de cette raie provient des effets d'extinction qui sont très efficaces pour deux raisons :

- la courte longueur d'onde des photons $H\alpha$ est fortement absorbée par la poussière interstellaire.
- les photons $H\alpha$ sont émis à partir de régions de formation active d'étoiles dont l'allumage résulte d'une forte concentration de gaz et de poussière. Ce sont donc des régions particulièrement éteintes.

D'autre part, il existe deux sources d'incertitude qui sont généralement négligées car difficilement mesurables :

- une fraction des photons ionisants ($\lambda \leq 912 \text{ \AA}$) peut s'échapper sans produire d'émission $H\alpha$, on parle de "fraction d'échappement" (escape fraction). Celle-ci peut-être assez importante à l'échelle d'une région HII individuelle (jusqu'à 50 % ou plus) mais elle est globalement supposée négligeable, car les mesures de continu Lyman des galaxies sont extrêmement faibles, e.g. moins de 3 % de fraction de photons ionisants échappés dans le cas de 4 galaxies à bursts (Leitherer *et al.* 1995).
- une fraction des photons ionisants peut-être absorbée avant même de produire une émission $H\alpha$. Mais l'étude de l'intérieur des régions HII a montré que la poussière était généralement détruite dans ces régions. Ce phénomène est donc lui aussi négligeable.

Pour résoudre le problème d'extinction en $H\alpha$, l'idéal est de mesurer le rapport de flux des raies $H\alpha$ sur $H\beta$, qui est supposé être égal à 2.87 dans le cas classiquement supposé de recombinaison (cas B, Osterbrock 1989 : densité de 100 cm^{-3} , température de $10\,000 \text{ K}$). L'écart à la valeur théorique reflète l'effet combiné de l'atténuation, $A(H\alpha)$, et de la courbe d'extinction. On prend généralement la courbe d'extinction observée pour la Voie Lactée ($R = A_V/E(B - V)=3.1$, Fitzpatrick 1999). La courbe de Calzetti, qui a été calibrée sur l'émission du continu de galaxies à formation d'étoiles, n'est donc pas adaptée pour les raies en émission.

On peut définir $k(\lambda)$ tel que

$$A_\lambda = k(\lambda) E(B-V)$$

C'est une manière de normaliser une loi d'extinction à $E(B-V)=1$. On introduit $E(B-V)$ comme paramètre dans les codes, et ils calculent eux-mêmes A_λ , puis F^{obs} à partir des formules de l'annexe (Sect. 7).

Voie Lactée	loi de Allen loi de Seaton et de Fitzpatrick (1985)
LMC	loi de Fitzpatrick (1986)
SMC	loi Prévot (1984) loi de Bouchet(1985)
Starburst	loi de Calzetti (2000)

TAB. 2.3 – Différentes lois d'extinction utilisées

Les lois d'extinction utilisées (cf Table 2.1 et Fig. 2.2) sont toutes issues d'observations des galaxies proches ou de notre galaxie ; celle de la Voie Lactée est la plus utilisée. La loi d'extinction du Grand nuage de Magellan est utilisée pour les galaxies irrégulières ayant une métallicité solaire ou intermédiaire ; celle du Petit Nuage de Magellan permet de modéliser des galaxies de métallicité plus faible puisque cette loi ne présente pas de pic à 2175 \AA , signature du carbone graphite. Ceci peut s'expliquer par la sous-abondance du carbone dans le Petit Nuage de Magellan. La loi de Calzetti (2000) est utilisée pour les galaxies à flambée de formation stellaire.

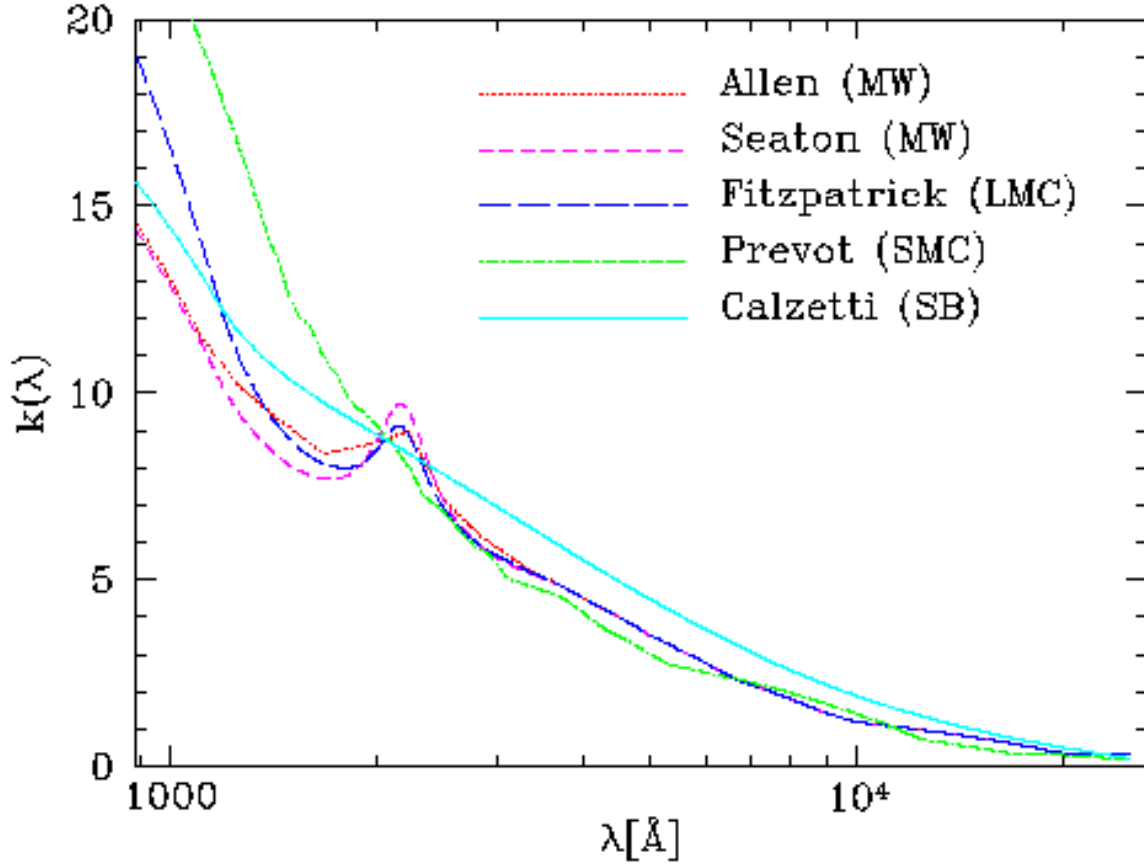


FIG. 2.2 – Lois d'extinction utilisées (cf texte).

Cette loi, qui est une moyenne de quelques lois d'extinction des galaxies starbursts de l'univers local, ne présente pas de pic à 2175 Å.

Il est difficile de corriger l'émission $H\alpha$ des effets d'extinction pour les galaxies distantes car cela demande de mesurer les raies, $H\alpha$ (6563 Å) et $H\beta$ (4861 Å), qui sont assez éloignées l'une de l'autre, avec les deux problèmes suivants :

- au-delà de $z \simeq 0.5$, la raie $H\alpha$ tombe dans le domaine de l'infrarouge proche où l'absorption atmosphérique est grande et où le spectre est pollué par les raies OH du ciel en émission.
- il faut combiner un spectre obtenu dans l'optique pour la raie $H\beta$ avec un spectre en IR proche pour la raie $H\alpha$, ce qui pose le problème de la normalisation relative des deux spectres et de la position/largeur des fentes associées. En particulier, la correction d'ouverture doit être réalisée avec précaution. Malgré cela, des études ont été publiées sans inclure de correction d'ouverture du flux $H\alpha$ (Rigopoulou *et al.* 1999).

D'autre part, il existe des relevés en $H\alpha$ pour une fenêtre de décalage spectral précise obtenus avec un filtre étroit, qui produisent donc naturellement une valeur non corrigée de l'extinction du SFR($H\alpha$), e.g. Yan *et al.* (1999).

Enfin, il existe un dernier obstacle qui requière un bon S/N sur le continu et

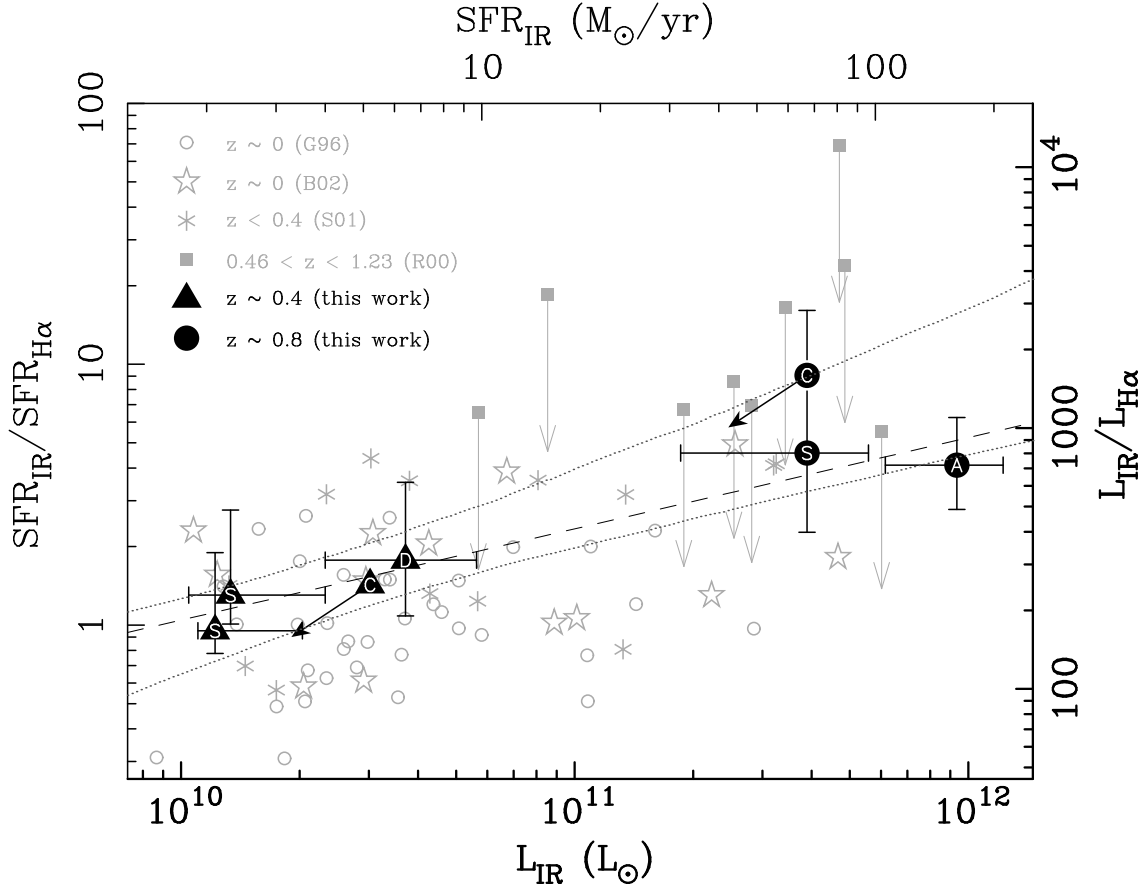


FIG. 2.3 – Fig. issue de Cardiel, Elbaz *et al.* (2003). Rapport du SFR_{IR} sur le $SFR_{H\alpha}$ en fonction de L_{IR} (et $SFR_{IR}=1.72 \times 10^{-10} \times L_{IR}$, axe supérieur). Grands symboles pleins : galaxies de l'échantillon ISOCAM étudié (triangles pour $z \sim 0.4$, et cercles pour $z \sim 0.8$). Le $SFR_{H\alpha}$ est corrigé des effets d'extinction et d'ouverture. Petits carrés pleins : galaxies du Hubble Deep Field South observées par Rigopolou *et al.* (2000). Les points sont sans correction d'extinction. Les pointes des flèches indiquent l'effet d'une correction moyenne par un facteur 4 comme suggéré par Rigopoulou *et al.* . Les flux $H\alpha$ ne sont pas corrigés des effets d'ouverture. Astérisques Sullivan *et al.* (2001) (avec correction d'extinction). Cercles vides et étoiles : galaxies locales Gallego *et al.* (1995, 96) et Buat *et al.* (2002) (après exclusion des galaxies d'amas et des objets de diamètre apparent supérieur à 1.5 arcmin). La ligne en tirets est l'ajustement moindres-carrés (bissectrice) de notre échantillon, sans les limites supérieures. Lignes en pointillés : erreur à $1-\sigma$ (par itérations successives).

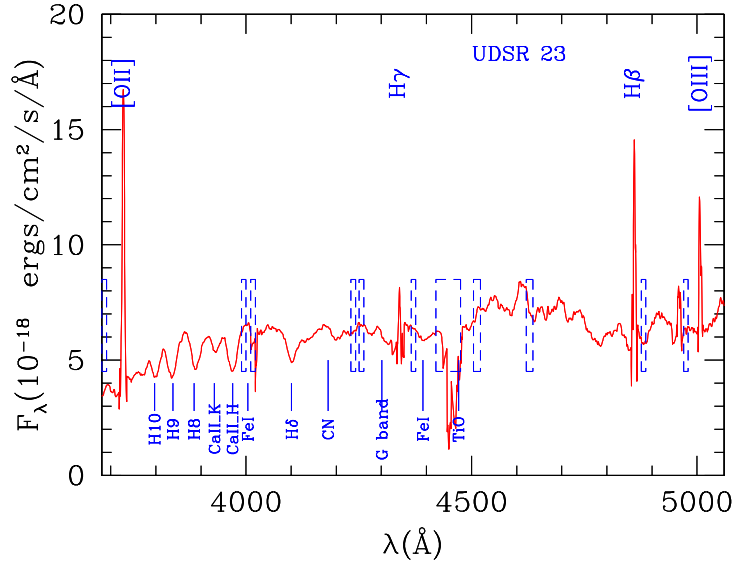


FIG. 2.4 – Fig. issue de Liang *et al.* (2004). Spectre, dans le référentiel au repos, de la galaxie UDSR23, a LIRG de $\log(L_{\text{IR}}/L_{\odot})=11.38$. Le continu a été convolué par un filtre moyen en évitant de filtrer les raies en émission, pour ne pas les diluer (e.g. [OII] $\lambda 3727$, $H\gamma$, $H\beta$ et [OIII] $\lambda 4959,5007$). Les boîtes en tirets délimitent les régions de longueur d'ondes où sont localisées de fortes raies du ciel en émission (e.g. [OI] $5577, 5891, 6300, 6364 \text{ \AA}$ et OH $6834, 6871, 7914 \text{ \AA}$ etc.) ou en absorption ($O_2 6864, 7604 \text{ \AA}$ etc.).

une haute résolution spectrale pour être surmonté : l'existence de raies d'absorption sous-jacentes en provenance des atmosphères stellaires. En général, la technique classiquement utilisée pour corriger les largeurs équivalentes (EW, equivalent width) mesurées pour $H\alpha$ et $H\beta$ consiste à ajouter 2 \AA à la mesure, en référence aux études réalisées sur des galaxies à formation d'étoiles modérée.

Nous avons appliqué cette technique dans une première étude (Cardiel *et al.* 2003) au cours de laquelle nous avons comparé les SFR obtenus à ceux estimés à partir des luminosités en infrarouge moyen et radio (pour quelques cas). Les observations ont été réalisées au télescope de 10 mètres du Keck avec les instruments LRIS et ESI, pour l'optique, et NIRSPEC, pour l'IR proche. ESI (Echelle Spectrograph and Imager) présente l'avantage d'une haute résolution spectrale ($\text{FWHM} \sim 0.8 \text{ \AA}$ à $\lambda(H\alpha) \sim 9600 \text{ \AA}$) et couvre un domaine de longueurs d'ondes étendu ($3900 \text{ \AA} - 11000 \text{ \AA}$) qui permet de mesurer les raies $H\alpha$ et $H\beta$ simultanément pour les galaxies à $z \leq 0.65$. Pour les galaxies plus distantes, nous avons utilisé des observations combinant LRIS (Low-Resolution Imaging Spectrometer) de résolution plus basse ($\text{FWHM} \sim 3 \text{ \AA}$), et NIRSPEC dans la bande J ($1.089\text{-}1.375 \mu\text{m}$, $\text{FWHM} \sim 8 \text{ \AA}$). La qualité des spectres et la résolution pour les galaxies les plus distantes et donc

avec les plus forts SFR ne nous ont pas permis de mesurer puis corriger l'absorption sous-jacente des raies. Le résultat obtenu à partir de ces observations est présenté sur la Fig 2.3, qui montre que même après correction des effets d'extinction à partir du rapport $H\alpha$ sur $H\beta$ mesuré, la raie $H\alpha$ sous-estime le SFR d'autant plus que le SFR intrinsèque est élevé. Cela peut se comprendre si l'on suppose qu'une galaxie à fort SFR présente des régions HII plus ou moins éteintes, la valeur moyenne de l'extinction mesurée n'étant donc pas représentative des régions les plus actives à former des étoiles.

Cette première étude combinait un petit nombre de spectres avec des résolutions spectrales variées, des instruments variés et un rapport S/N insuffisant pour étudier l'effet des raies d'absorption sous-jacentes aux raies d'émission étudiées. Dans les articles Flores *et al.* (2004) et Liang *et al.* (2004), nous avons analysé un ensemble de 92 galaxies sélectionnées avec ISOCAM par leur flux à $15\ \mu\text{m}$ et localisées dans trois champs (UDSF, UDSR, CFR03) à l'aide de spectres VLT-FORS2 (MOS, spectroscopie multi-objets) avec une résolution de $R=1200$, i.e. $R=2000$ dans le référentiel au repos des galaxies à $z \simeq 0.7$. Nous avons utilisé pour cela deux grismes (R600 et I600) avec trois heures de pose par grisme. La qualité des spectres (fort S/N sur le continu et haute résolution) nous a permis de prendre en compte la pollution des raies d'émission par les raies d'absorption sous-jacentes dues aux atmosphères stellaires. Cependant, n'ayant pas toujours eu la possibilité de mesurer l'intensité de la raie $H\alpha$ en raison du décalage spectral des galaxies, nous avons utilisé la raie $H\beta$, corrigée de l'extinction par le rapport $H\beta$ sur $H\gamma$ au lieu de l'indicateur d'extinction classique $H\alpha$ sur $H\beta$. La Fig. 2.4 montre la qualité des spectres sur ce domaine spectral dans le cas d'une LIRG localisée à un décalage spectral de $z=0.7094$ ($L_{\text{IR}} = 10^{11.4} L_\odot$). Une autre méthode pour la détermination de l'atténuation de la raie $H\beta$ consiste à utiliser le rapport $\text{SFR}_{\text{IR}}/\text{SFR}_{H\beta}^{\text{sans correction}}$ comme facteur correctif à appliquer à l'intensité de la raie $H\beta$ et à utiliser ce facteur correctif pour en déduire une mesure de l'atténuation, A_V (atténuation en bande V), que nous noterons $A_V(\text{IR})$. Les deux valeurs de l'atténuation sont cohérentes comme le montre la Fig. 2.5a issue de Liang *et al.* (2004). Globalement cette seconde étude à partir des données du VLT présente un assez bon accord entre SFR_{IR} et $\text{SFR}_{H\alpha}$ (ou $\text{SFR}_{H\beta}$, cf Fig. 2.6b & Fig. 2.5a) qui confirme que l'IR est effectivement un bon estimateur de SFR, malgré les incertitudes relatives à la conversion d'une luminosité mesurée à $15\ \mu\text{m}$ / $(1+z)$ en $L_{\text{IR}}=L(4-1000\ \mu\text{m})$.

Il reste néanmoins une dispersion assez forte, avec par exemple une galaxie avec $\text{SFR}_{\text{IR}}/\text{SFR}_{H\alpha}=15$ (150 versus $10 M_\odot \text{an}^{-1}$) et quatre galaxies avec $2 > \text{SFR}_{H\alpha}/\text{SFR}_{\text{IR}} > 1$, et une tendance de $\text{SFR}_{H\alpha}$ à être inférieur à SFR_{IR} pour les LIRGs et ULIRGs. Cette dispersion reflète en partie l'effet de systématiques comme suit :

- l'atténuation calculée à partir du décrement de Balmer est mesurée dans une fente qui n'échantillonne, dans la plupart des cas, qu'une fraction de la lumière des galaxies. Il est possible que l'extinction effective subie par les photons des raies de Balmer soit supérieure, car la fente intègre des régions moins éteintes que celles qui produisent les raies de Balmer, ou au contraire inférieure si les régions les plus éteintes sont en dehors de la fente.
- la conversion des luminosités à $15\ \mu\text{m}$ en SFR_{IR} est calculée à partir d'une

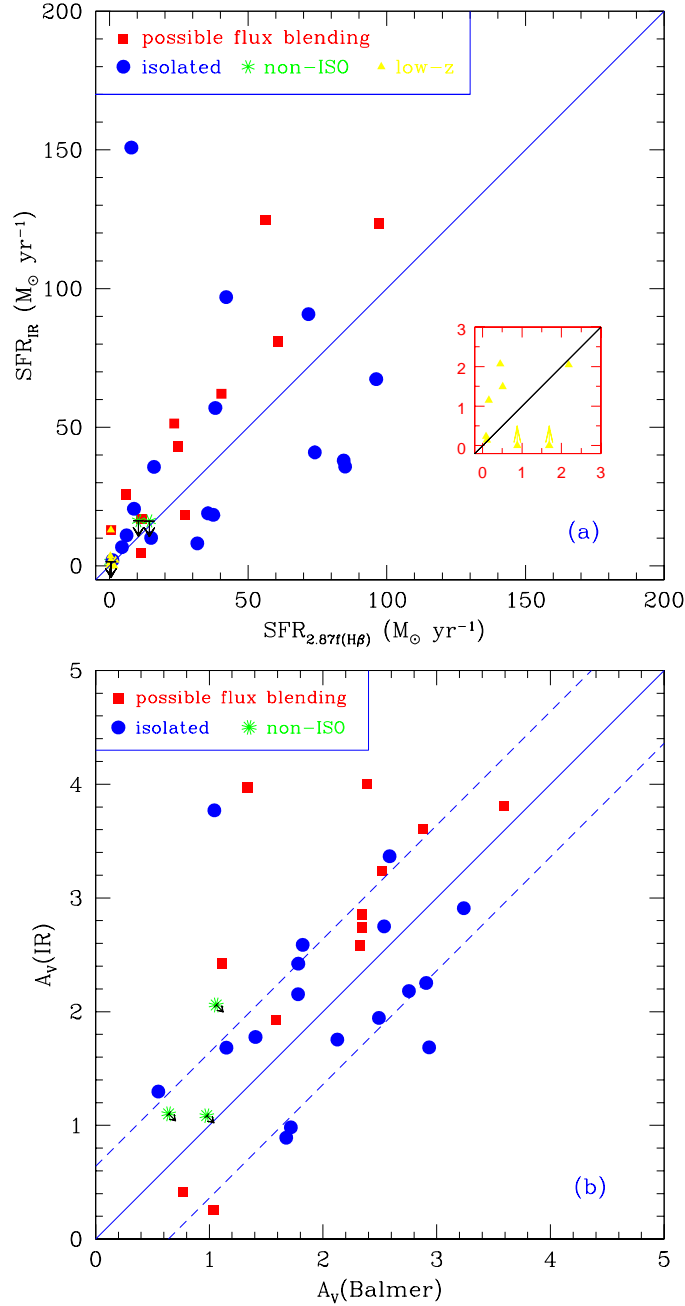


FIG. 2.5 – Fig. issue de Liang *et al.* (2004). **(haut)** Comparaison des SFRs issus des raies de Balmer corrigées de l'extinction ($I_o(H\alpha) \approx 2.87I_o(H\beta)$) avec les SFRs estimés à partir des flux en IR moyen. La figure en bas à droite représente l'échantillon à bas décalage spectral. Les barres d'erreur sont en moyenne de 30 % (voir aussi la discussion de Cardiel *et al.* 2003). **(bas)** Relation entre l'atténuation, A_V , dérivée du décrément de Balmer, d'une part, et par la comparaison de l'intensité de la raie $H\beta$ avec l'émission IR. Les deux lignes en tirets représentent une erreur de ± 0.64 rms. Les deux types de symboles distinguent les galaxies dont le flux IR peut être affecté par une galaxie voisine (carré pleins), celles pour lesquelles aucune contamination n'est attendue (cercles pleins), et celles qui ne sont pas détectées avec ISOCAM et pour lesquelles la valeur de $A_V(\text{IR})$ est une limite supérieure (astérisques).

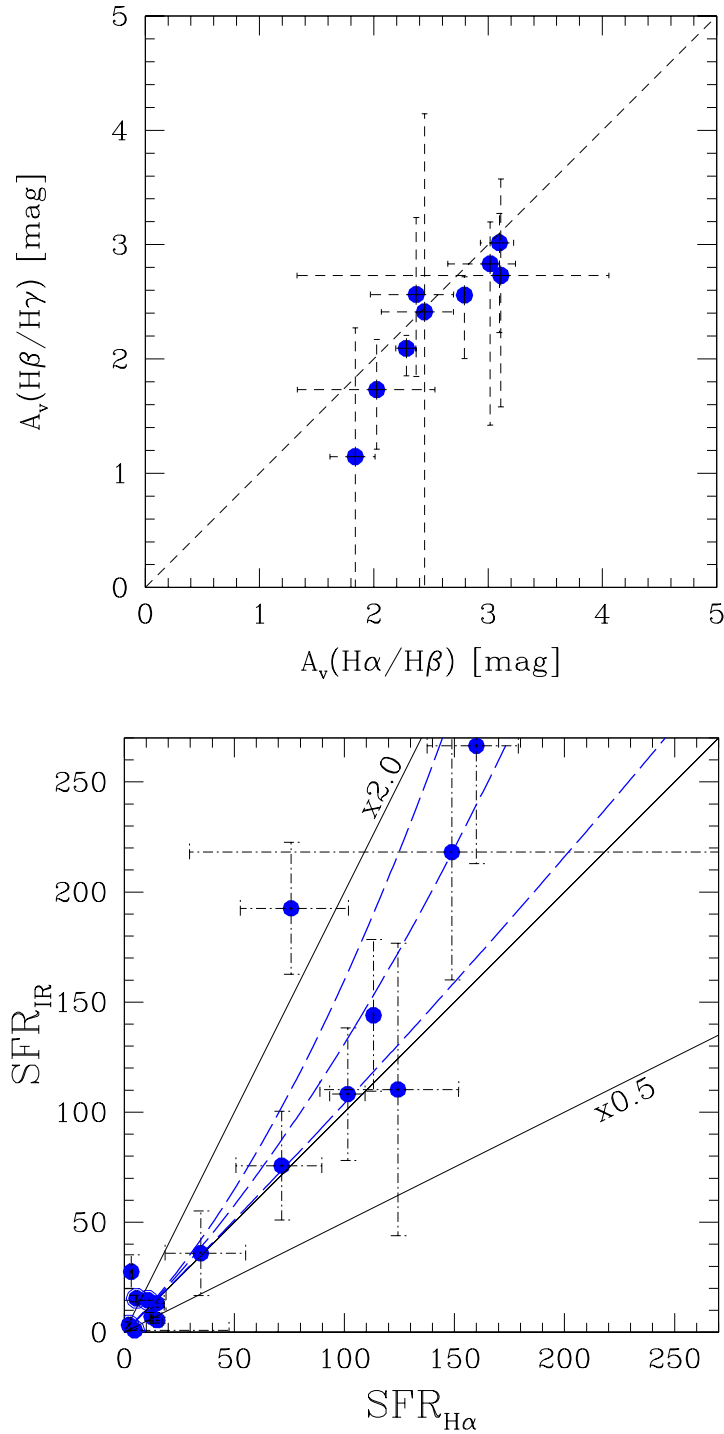


FIG. 2.6 – Fig. issue de Flores *et al.* (2004). (a) *Haut* : cette figure présente la corrélation qui existe entre l'atténuation calculée à partir de deux couples de raies de Balmer en émission : ($H\alpha, H\beta$) et ($H\beta, H\gamma$). (b) *Bas* : Comparaison des deux SFRs dérivés de la luminosité en IR moyen, d'une part, et de la raie $H\alpha$ d'autre part. La ligne en trait continu représente $SFR_{IR} = (2-1-0.5) \times SFR_{H\alpha}$. La ligne en tirets est un ajustement polynomial de la forme, $SFR_{IR} = SFR_{H\alpha} \times (1 + a \times SFR_{H\alpha})$, où $a = 3.11_{0.4}^{6.0} \times 10^{-3}$. $SFR_{H\alpha}$ sous-estime le SFR global au-dessus de $\sim 100 M_\odot/\text{yr}$.

librairie de distributions spectrales en énergie (SED, spectral energy distributions) qui reproduit les corrélations observées localement, mais d'une part, ces corrélations présentent une large dispersion et leur application au cas par cas est assez limitée (même si elle est assez robuste pour des déterminations statistiques), et d'autre part, il est possible que les SEDs des galaxies distantes soient différents de ceux des galaxies proches (mais l'accord avec les mesures dans le domaine radio montrent que cette variation ne peut pas être énorme entre $z=0$ et 1, cf Elbaz *et al.* 2002).

Finalement, l'étude de l'émission $H\alpha$ des galaxies lumineuses dans l'IR sélectionnées à partir de ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ nous a permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

1. lorsque l'on utilise des spectres optiques à haute résolution (du type $\lambda/d\lambda \simeq 2000$ comme ceux présentés ici), il est non seulement possible de montrer que les émissions $H\alpha$ et IR sont corrélées mais aussi $H\beta$. Cela nous a demandé d'accorder une attention particulière à la séparation des raies d'émission nébulaires avec les raies d'absorption des atmosphères stellaires, qui se trouvent localisées aux mêmes λ pour les raies de Balmer. Nous avons aussi vérifié, lorsque cela était possible, que les rapport NII ou SII sur $H\alpha$ étaient généralement faibles, comme on l'attend pour des galaxies dont la source d'énergie dominante est la formation stellaire et non l'accrétion autour d'un trou noir.
2. l'existence de cette corrélation nous a permis de vérifier que l'IR était bien un bon indicateur de formation d'étoiles.
3. la pente de la corrélation $\text{SFR}[H\alpha]$ versus $\text{SFR}[IR]$ étant inférieure à 1, il reste toujours une fraction de l'émission due aux étoiles jeunes qui échappe à $H\alpha$.
4. la corrélation entre les émissions $H\alpha$ et IR, même pour les galaxies les plus actives et même si elle est de pente légèrement inférieure à un, suggère que l'émission $H\alpha$ en provenance des LIRGs et ULIRGs n'est pas complètement absorbée par la poussière. Il est donc a priori toujours possible d'identifier une LIRG et une ULIRG à partir de leur émission optique, mais il faut pour cela plusieurs heures de télescopes de 8 mètres et sans possibilité de remonter à un SFR très précis en raison de la dispersion observée du rapport $\text{SFR}[IR]/\text{SFR}[H\alpha]$. Nous verrons dans la Section. 2.2 qu'il en est de même pour l'UV, lorsque l'on utilise la pente spectral dans l'UV.
5. non seulement l'estimateur $H\alpha$ reste limité pour les galaxies à forte activité de formation stellaire comme on en rencontre de façon croissante à décalage spectral élevé, mais encore faut-il compter un temps d'intégration important (3 heures par grisme dans notre étude VLT-FORS2) avec un télescope de 8 mètres, combinant l'optique et l'infrarouge proche (sans option de multi-spectroscopie à l'heure actuelle).
6. Les échantillons étudiés restent statistiquement limités, mais ils indiquent néanmoins qu'il est primordial d'aller observer dans le domaine de l'émission de la poussière si l'on veut aboutir à une compréhension cohérente de l'histoire de la formation d'étoiles.

Il est maintenant possible de discuter de la comparaison du CSFR mesuré à partir de $H\alpha$ sans correction d'extinction avec celui déduit des observations en IR. **Notons que l'atténuation moyenne que nous avons obtenue pour les galaxies ISOCAM est $A_V \simeq 2.8$ (extinction à 5330 Å, Flores *et al.* 2004), ce qui correspond à une correction de $SFR[H\alpha]$ par un facteur $\simeq 10$ (cf Annexes).** Afin de calculer la correction à appliquer à la densité cosmique de SFR mesurée en $H\alpha$ dans la Fig. 2.1, il faudrait idéalement mesurer l'extinction moyenne sur toute la fonction de luminosité des galaxies et pas uniquement sur les LIRGs et ULIRGs détectées avec ISOCAM. La proportion du CSFR provenant de ces galaxies a été estimée d'après les comptages IR et le CIRB, elle correspond à plus de la moitié de la CSFR à $z \simeq 1$. L'échantillon que nous avons utilisé pour calculer $A_V[H\alpha]$ à $z \simeq 0.7$ est cependant biaisé vers les fortes luminosités IR, avec un $\langle SFR_{IR} \rangle \simeq 150 M_\odot \text{ an}^{-1}$ par rapport à la valeur moyenne estimée pour les galaxies ISOCAM en général à ce z (Elbaz *et al.* 2002 ; $\simeq 100 M_\odot \text{ an}^{-1}$). L'extinction obtenue pour la moyenne des galaxies ISOCAM est plutôt de l'ordre de $A_V[H\alpha] \simeq 2$, i.e. un facteur correctif $\simeq 4.7$ (à 6563 Å). Si on considère maintenant ce facteur correctif et si on l'applique à la moitié du CSFR, on trouve un facteur correctif moyen de l'ordre de $\simeq 2.3$ pour le CSFR vers $z \simeq 1$. Nous appliquerons ce facteur correctif au CSFR dans la Sect. 2.3 afin de déterminer un histoire de la formation d'étoile cosmique non affectée par les effets d'extinction et d'étudier la compatibilité des histoires tracées par les différents indicateurs de formation stellaire utilisés jusqu'à présent.

2.2 Emission UV, un estimateur du taux de formation d'étoiles ?

L'émission UV présente l'avantage de n'être pas polluée par l'émission des étoiles vieilles, au-dessous de $\simeq 3000 \text{ \AA}$, mais aussi l'inconvénient de n'être pas accessible depuis le sol, sans l'aide du décalage spectral qui rend possible la mesure de l'UV des galaxies plus distantes que $z \simeq 0.5$. L'UV est donc un complément idéal de la raie $H\alpha$ qui n'est plus accessible dans le domaine visible à ce même décalage spectral, où elle commence à être affectée par l'absorption atmosphérique et les raies OH du ciel. L'estimation de la CSFH (cosmic star formation history) au-delà de $z \simeq 3$ repose essentiellement sur les mesures réalisées dans l'UV au repos des galaxies, il est donc crucial de commencer par déterminer la fraction typiquement absorbée des UV émis par les étoiles jeunes avant d'utiliser cette conversion. L'étude de Meurer *et al.* (1999) a donné beaucoup d'espoir dans cette direction car elle a présenté une corrélation forte entre la pente, β , du continu UV autour de 2000 Å et le rapport entre les flux mesurés dans l'IR lointain, F_{FIR} , et dans l'UV, F_{UV} . Cette corrélation, souvent appelée "loi de Meurer" est résumée dans l'Eq. 2.2, où nous avons retiré la dépendance en A_{1600} , l'atténuation à 1600 Å en utilisant sa corrélation observée avec β décrite dans l'article (Attention : F_{1600} est un flux, en W m^{-2} , contrairement à f_ν qui est une densité de flux, en $\text{W m}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$).

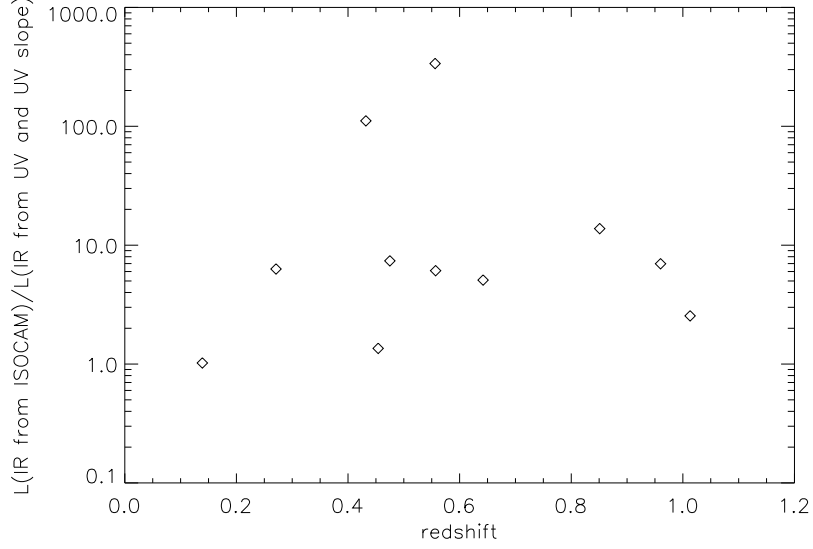


FIG. 2.7 – Rapport entre la luminosité bolométrique infrarouge bolométrique déduite d'ISOCAM et celle déduite de l'UV pour les galaxies détectées par ISOCAM.

$$\frac{F_{\text{FIR}}}{F_{1600}} = \log \left(10^{0.4 \times (1.99\beta + 4.43)} - 1 \right) + 0.076 \pm 0.044 \quad (2.2)$$

$$\text{avec } f_{\lambda}^{\text{UV}} \propto \lambda^{\beta} \text{ donc } f_{\nu}^{\text{UV}} \propto \lambda^{\beta+2} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} F_{\text{FIR}} &= F(40 - 120 \mu\text{m}) = 1.26 \times [F(60) + F(100)] \\ F(60) &= 2.58 \times 10^{-14} f_{\nu}(60 \mu\text{m}) [\text{W m}^{-2}] \\ F(100) &= 1.00 \times 10^{-14} f_{\nu}(100 \mu\text{m}) [\text{W m}^{-2}] \end{aligned}$$

Notons que F_{FIR} utilisé dans la loi de Meurer est le flux entre 40 et 120 μm tel qu'il a été défini par Helou *et al.* (1988, cf Eq. 2.4), qui doit être converti en F_{IR} (8-1000 μm) avant de pouvoir utiliser l'Eq. 2.1. Nous avons calculé cette correction à partir des galaxies IRAS du Bright Galaxy Sample (BGS, Soifer *et al.* 1987) détectées dans les quatre bandes IRAS (12,25,60 et 100 μm) :

$$F_{\text{IR}}(8 - 1000 \mu\text{m}) = (1.91 \pm 0.17) \times F_{\text{FIR}}^{(40-500 \mu\text{m})} \quad (2.4)$$

La luminosité IR 'bolométrique' utilisée par Kennicutt (1998) pour convertir l'IR en SFR est celle entre 8 et 1000 μm , qui peut être obtenue à partir des 4 bandes IRAS quand elles sont disponibles par l'Eq. 2.5 où S_{λ} sont des densités de flux en Jy (notées classiquement S_{λ} , dans le cas de l'IR, ce sont en fait des densités de flux par unité de fréquence).

$$\begin{aligned} L_{\text{IR}} &= [13.48 S_{12} + 5.16 S_{25} + 2.58 S_{60} + S_{100}] \\ &\quad \times 1.8 \times 10^{-14} \times 4\pi d(\text{m})^2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

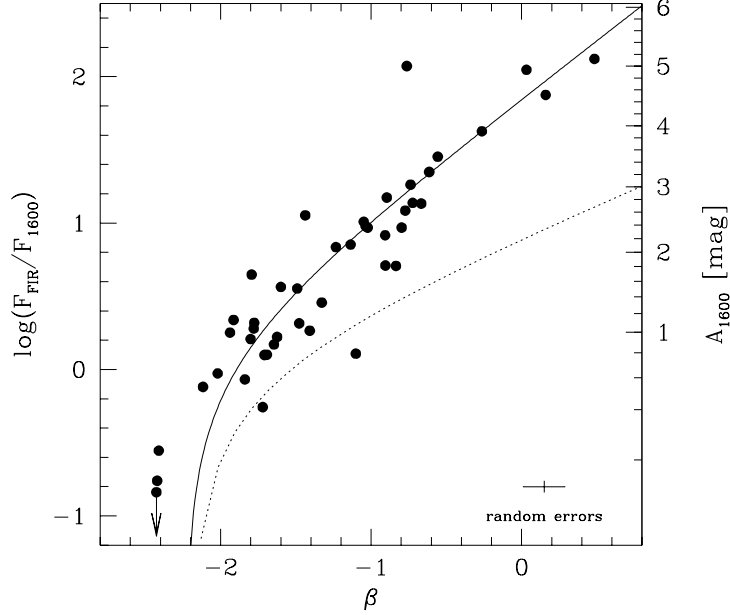


FIG. 2.8 – loi de Meurer, comparant le rapport entre les flux dans le FIR (40-500 μm) et l’UV (1600 \AA) avec la pente β dans l’UV pour un échantillon de galaxies sélectionnées dans l’UV. L’axe de droite convertit ce rapport en atténuation à 1600 \AA , $A_{1600} : A_{1600} = 4.42 + 1.99\beta$. La ligne en trait plein indique l’accord obtenu avec les données à partir de la loi de Meurer (cf Eq. 2.2). La ligne en pointillés représente le modèle d’absorption utilisé par Pettini *et al.* (1998) pour un échantillon de galaxies “Lyman break” (à discontinuité de Lyman) à $z \simeq 3$, à partir de leurs flux en $H\beta$ et à 1700 \AA (bande $R_{6850 \text{\AA}}$ à $z \simeq 3$) selon la loi : $A_{1500} = 3.44 \times \log(\text{SFR}_{H\beta}/\text{SFR}_{UV})$.

Pour convertir une luminosité monochromatique UV en un SFR, la conversion de Kennicutt (Eq. 2.1) est supposée valable pour toute longueur d’onde inférieure à $\lambda \simeq 2800 \text{\AA}$, ce qui revient à supposer que f_{ν}^{UV} est indépendant de λ ou ν dans ce domaine de λ , ou de manière équivalente que $f_{\lambda}^{UV} \sim \lambda^{-2}$.

La loi de Meurer montre en effet une convergence des galaxies à faible $F_{\text{FIR}}/F_{\text{UV}}$ vers la valeur $\beta \simeq 2$, ce qui correspond à f_{ν} indépendant de λ . Mais pour les galaxies à fort $F_{\text{FIR}}/F_{\text{UV}}$, la valeur de β augmente et la majorité des galaxies de l’échantillon étudié présente une densité de flux du type $f_{\nu} \sim \lambda$, i.e. $f_{3000 \text{\AA}} \simeq 2 \times f_{1600 \text{\AA}}$.

Si la “loi de Meurer” restait valable pour tous types de galaxies et à tous décalages spectraux, il suffirait de connaître l’émission d’une galaxie dans deux longueurs d’ondes de l’UV, pour en déduire la quantité totale d’UV produite par ses étoiles, la somme des luminosités UV et IR. L’échantillon de galaxies utilisé dans la Fig. 2.8 provient de l’atlas IUE (International Ultraviolet Explorer) de Kinney *et al.* (1993), d’où ont été extraites les galaxies à bursts et dont la taille $D_{25} < 2.5 \text{ arcmin}$ (où D_{25} est le diamètre correspondant à la magnitude $B=25$

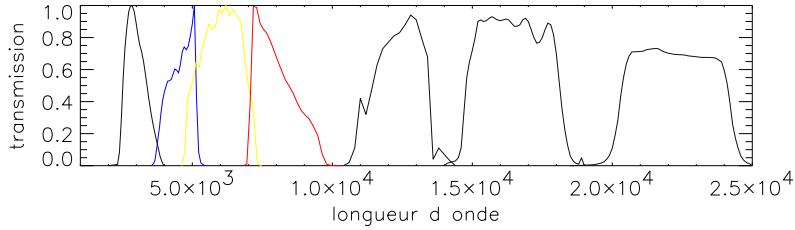


FIG. 2.9 – Bandes passantes des filtres utilisés dans le HDFN

mag arcsec⁻²), en raison de l'ouverture de IUE, de 20×10 arcsec². Il s'agit d'un échantillon particulièrement biaisé et les auteurs avouent d'ailleurs dans leur article qu'ils ont dû restreindre le nombre de galaxies utilisées car un certain nombre d'autres galaxies sortaient de la corrélation, qui présentaient une taille probablement trop grande par rapport à l'ouverture de IUE. L'étude de cette même équipe, en collaboration avec d'autres auteurs a plus récemment comparé leur loi avec des galaxies plus actives, deux LIRGs et cinq ULIRGs, et ont finalement trouvé que pour ces galaxies, la loi de Meurer ne permettait pas d'obtenir un bon accord mais seulement une limite inférieure à L_{IR} .

Cette dernière étude pose la question suivante : la pente β est-elle représentative uniquement des régions les moins éteintes ou bien donne-t'elle une information aussi sur les régions très denses de formation stellaire dans les LIRGs et ULIRGs ? Afin de tenter de répondre à cette question, nous avons appliqué cette technique sur un échantillon de LIRGs détectées avec ISOCAM à $15 \mu\text{m}$ dans la région du HDFN (Hubble Deep Field North). Cette étude a fait l'objet d'une partie du travail de stage de DEA de Delphine Marcillac.

Afin de mesurer la pente β pour un échantillon de galaxies LIRGs distantes, nous nous sommes concentrés sur les galaxies avec des mesures dans les bandes U(3000 \AA) et B(4500 \AA), i.e. 1770 et 2650 \AA dans le référentiel au repos des galaxies à $z \simeq 0.7$). En pratique, nous avons utilisé le programme de calcul de "redshifts photométriques" ZPHOT (Arnouts *et al.* 1999), qui permet de calculer la magnitude absolue des galaxies à 3000 \AA après interpolation des différentes mesures (6 bandes résumées dans la Table 2.4 et la Fig. 2.9). A cette estimation, nous avons ajouté celle qui provient directement de la bande observée à 3000 \AA qui correspond à $3000/(1+z) \text{ \AA}$ dans le référentiel au repos de la galaxie.

Sur la Fig. 2.10, nous avons représenté la luminosité IR déduite de l'UV à partir de la loi de Meurer, $L_{\text{IR}}^{\text{UV}}$, que nous avons comparé à celle déduite des observations à $15 \mu\text{m}$, i.e. en utilisant les corrélations locales entre l'infrarouge moyen (MIR) et lointain (FIR). Les galaxies de champ sont représentées par de petits points noirs. Parmi celles-ci, nous avons isolé celles qui sont dans le même domaine de magnitudes que les galaxies ISOCAM et nous les avons marquées avec des disques noirs (pleins). Typiquement, cela revient à retirer les objets les plus faibles qui sont aussi plus distants que les galaxies ISOCAM.

Si on compare les couleurs des galaxies ISOCAM à celles des galaxies de champ,

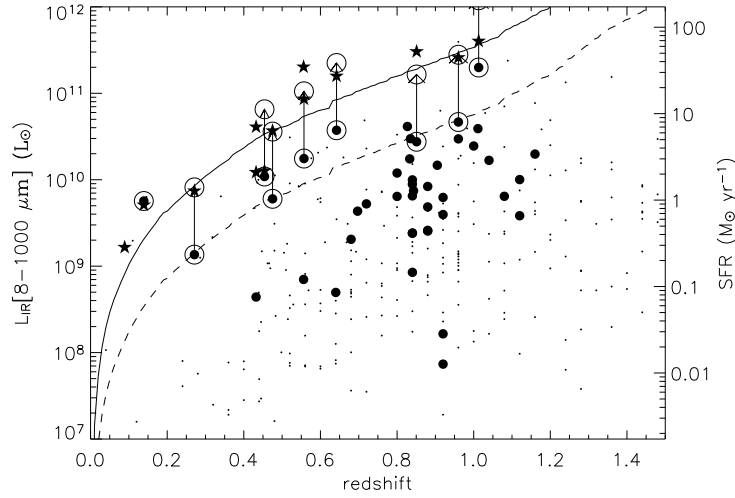


FIG. 2.10 – Luminosité IR déduite de l'UV à partir de la loi de Meurer, $L_{\text{IR}}^{\text{UV}}$, pour toutes les galaxies E0 (points noirs) et E2 (disques noirs pleins) en fonction du décalage spectral. Étoiles : galaxies ISOCAM, $L_{\text{IR}}^{\text{ISOCAM}}$ déduites des observations à $15 \mu\text{m}$, i.e. en utilisant les corrélations locales entre l'infrarouge moyen (MIR) et lointain (FIR). Limite de sensibilité de ISOCAM en fonction du décalage spectral (trait plein) et décalée d'un facteur 6, valeur moyenne du rapport entre $L_{\text{IR}}^{\text{ISOCAM}}$ et $L_{\text{IR}}^{\text{UV}}$ (ligne en pointillés). 80 % des galaxies de champ (échantillon E2) sont détectées avec ISOCAM et 100 % des galaxies ISOCAM. Les flèches indiquent une correction systématique d'un facteur 6.

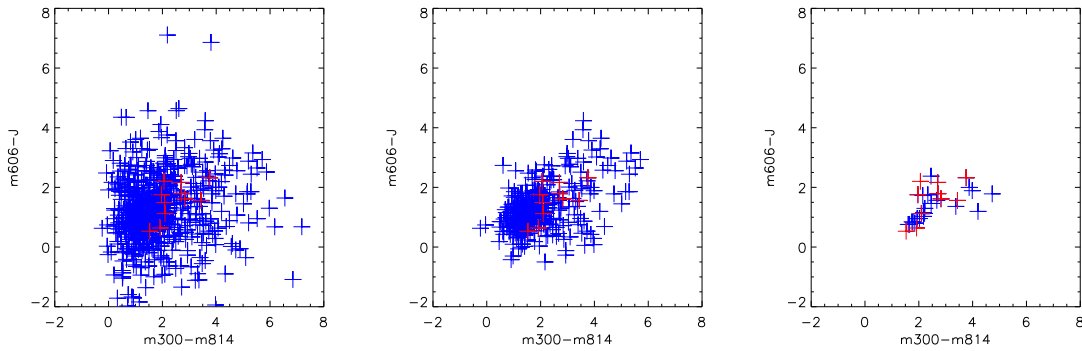


FIG. 2.11 – Diagramme couleur des galaxies de champ en bleu et des galaxies ISOCAM en rouge. Dans le diagramme de gauche sont placées toutes les galaxies détectées dans les 4 bandes (échantillon E0); le diagramme central met en évidence les galaxies dont les magnitudes sont situées en dessous de la limite de complétude (échantillon E1); le diagramme de droite présente toutes les galaxies de champ qui sont dans la même gamme de magnitude que les galaxies ISOCAM (échantillon E2).

filtre	λ_o	E1	E2
U(F300W)	3000 Å	29.5	25.5
B(F450W)	4500 Å	28.5	28
V(F606W)	6060 Å	28.5	28
I(F814W)	8140 Å	28.5	26.5
J	12400 Å	26	24.3
H	16500 Å	26	24.5
K	21800 Å	26	26.5

TAB. 2.4 – Cols.(1) & (2) : Filtres utilisés pour réaliser le catalogue du HDFN, avec leurs longueurs d'ondes centrales. Cols.(3) & (4) : Définition des échantillons E1 (limites de complétude) et E2 (même domaine de magnitudes que les galaxies ISOCAM) à partir des galaxies de champ du HDFN. En pratique, la sélection principale est celle en bande U. Peu d'objets ISOCAM atteignent les magnitudes les plus faibles, cette sélection est donc assez conservative.

on s'aperçoit qu'elles se situent au centre de la distribution des galaxies de champ et qu'elles ne sont donc pas distinguables (cf Fig. 2.11a, échantillon E0). Si on ne garde parmi les galaxies de champ que celles qui sont plus brillantes que la limite de complétude du HDFN, on retrouve une même localisation (cf Fig. 2.11b, échantillon E1). Si enfin, on ne garde parmi les galaxies de champ que celles qui sont au moins aussi brillantes que la plus faible contrepartie optique des galaxies ISOCAM (échantillon E2), on voit à nouveau que le mélange est quasi parfait. Cependant, on peut constater que la fraction de sources ISOCAM parmi les galaxies de champ augmente considérablement par cette simple sélection en magnitude. En d'autres termes, les galaxies ISOCAM sont peu nombreuses parmi les galaxies de champ en général, mais elles sont parmi les plus lumineuses et les plus massives (cf Sect. 3.4.4).

La Fig. 2.10 montre le résultat obtenu en présentant L_{IR}^{UV} pour toutes les galaxies E0 (points noirs) et E2 (disques noirs pleins). Les galaxies entourées d'un cercle sont les galaxies détectées avec ISOCAM et la valeur effectivement mesurée dans l'IR est indiquée avec une étoile. Globalement, les valeurs L_{IR}^{UV} , prédites par la loi de Meurer, sont inférieures aux valeurs observées, comme le laissait supposer la Fig. 2.12. Cependant, nous avons aussi constaté que si l'on trace la limite de sensibilité de ISOCAM en fonction du décalage spectral (trait plein) et qu'on la décale d'un facteur 6 (ligne en pointillés), valeur moyenne du rapport entre L_{IR}^{ISOCAM} et L_{IR}^{UV} (cf Fig. 2.7), 80% des galaxies de champ (échantillon E2) sont détectées avec ISOCAM et 100% des galaxies ISOCAM. Sur la figure, les flèches indiquent une correction systématique d'un facteur 6.

En conclusion, nous avons vu que :

1. les galaxies ISOCAM sont plus faciles à identifier par leurs magnitudes brillantes ou leurs masses stellaires que par leurs couleurs qui ne sont pas typiquement rouges comme on pourrait l'attendre de galaxies fortement éteintes, ni bleues pour les galaxies à forte population stellaire jeune.

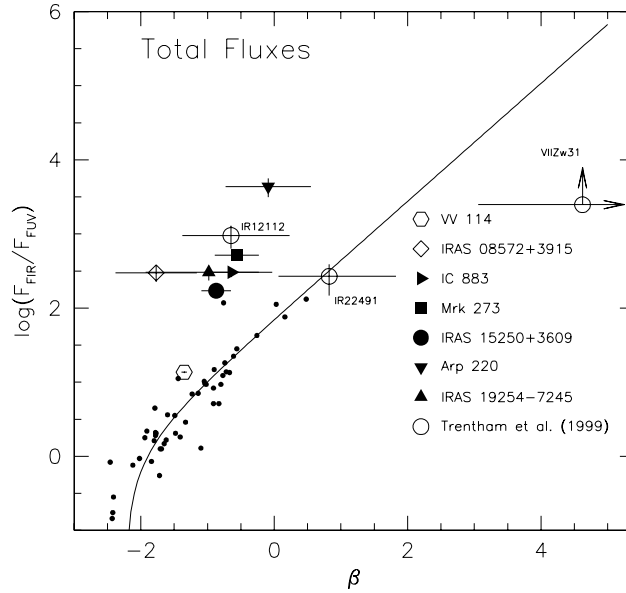


FIG. 2.12 – Fig.1 issue de Goldader *et al.* (2002). Il s'agit de la même figure que la Fig. 2.8 à laquelle ont été ajoutées trois LIRGs et cinq ULIRGs, qui sortent de la corrélation observée pour les starbursts modérés sélectionnés à partir de IUE.

2. elles ont une masse stellaire médiane de $5 \times 10^{10} M_{\odot}$ (cf Sect. 3.4.4), donc sont parmi les plus massives pour des décalages spectraux autour de $z \simeq 0.7$.
3. la luminosité IR, $L_{\text{IR}}^{\text{UV}}$, déduite de leurs magnitudes optiques à partir de la loi de Meurer sont systématiquement inférieures à la valeur déduite de l'émission en IR moyen.
4. la dispersion des rapports de $L_{\text{IR}}^{\text{ISOCAM}}$ sur $L_{\text{IR}}^{\text{UV}}$ est trop grande pour espérer utiliser une correction à la loi de Meurer.
5. le résultat majeur de cette étude à notre avis est le suivant : malgré l'insuffisance de la loi de Meurer, celle-ci permet de sélectionner a priori les LIRGs distantes avec une efficacité de 80%. Cela suggère que l'émission UV observée est effectivement liée aux régions de formation d'étoiles et n'est pas complètement éteinte. Ce résultat est en accord avec ce que nous avons obtenu avec la raie $H\alpha$ (cf Sect. 2.1).

2.3 Compatibilité des estimateurs de taux de formation d'étoiles des galaxies

On peut maintenant revenir à la Figure 2.1, afin d'interpréter la dispersion observée. Les estimateurs de SFR utilisés dans la Fig. 2.1 sont répertoriés ci-dessous par ordre de longueurs d'ondes croissantes :

1. ultraviolet (UV, 1500-3000 Å, $z \simeq 0 - 6$)
2. $OII[3727 \text{ \AA}]$ ($z \leq 1$)
3. $H\alpha[6563 \text{ \AA}]$ ($z \simeq 0 - 1.35$)
4. infrarouge moyen ($15 \mu\text{m}$, $z \leq 1$)
5. submillimétrique ($850 \mu\text{m}$), $z \simeq 3$)
6. radio (20 cm, 1.4 GHz, $z \simeq 0 - 1.5$)

Si l'on se place à un décalage spectral de $z \simeq 1$, on peut faire le constat suivant : l'ordre dans lequel se placent les symboles associés à chacun de ces estimateurs est le même que celui de notre énumération, i.e. les longueurs d'ondes les plus courtes déterminent une densité cosmique de SFR systématiquement inférieure à celle des longueurs d'ondes les plus grandes. Ceci est en accord avec ce que l'on peut attendre d'une correction insuffisante des effets d'extinction, puisque les longueurs d'ondes les plus courtes sont plus affectées par l'extinction par la poussière. Le fait que :

$$\dot{\rho}_*[H\alpha] > \dot{\rho}_*[OII] > \dot{\rho}_*[UV]$$

malgré que $\dot{\rho}_*[H\alpha]$ n'ait pas été corrigé des effets d'extinction, reflète le fait que les corrections d'extinctions appliquées à l'UV et à la raie de OII restent insuffisantes. Dans le cas de la raie de OII s'ajoute une autre composante : cette raie ne résulte pas de façon univoque du SFR, elle dépend aussi de la métallicité du milieu interstellaire (ISM, interstellar medium, Jansen *et al.* 2001).

Les estimations du CSFR à partir de l'UV ont été corrigées de l'extinction par la poussière, pour les point noirs de la Fig. 2.13 (données décrites dans la Table 2.2), par la technique de la pente β . Nous avons vu en Sect. 2.2 que cette technique permet d'obtenir non pas une bonne détermination du SFR effectif des galaxies mais du moins une limite inférieure pour les galaxies de type "starburst".

Afin d'introduire aussi une correction à l'indicateur $H\alpha$, nous lui avons appliqué le facteur correctif global de 2.3 à $z \sim 1$ discuté en Sect. 2.1.

Le résultat est résumé dans la Fig. 2.13 présente l'ensemble des valeurs de la densité cosmique de formation d'étoiles en distinguant celles corrigées par l'extinction, ou non affectées par l'extinction, à l'aide de symboles pleins. Si l'on ne conserve maintenant que les valeurs corrigées de l'extinction (ou non affectées par elle), on s'aperçoit que la grande dispersion des points initialement trouvée dans la Fig. 2.1 est largement diminuée. Enfin, on trouve aussi que les points ainsi obtenus sont en très bon accord avec les modèles qui représentent les comptages ISO et SCUBA ainsi que le fond diffus IR, comme celui de Chary & Elbaz (2001), comme le montre la Fig. 2.15. Nous avons choisi de montrer la zone autorisée par le modèle plutôt que le modèle de meilleur ajustement en raison des incertitudes qui demeurent dans ces modèles.

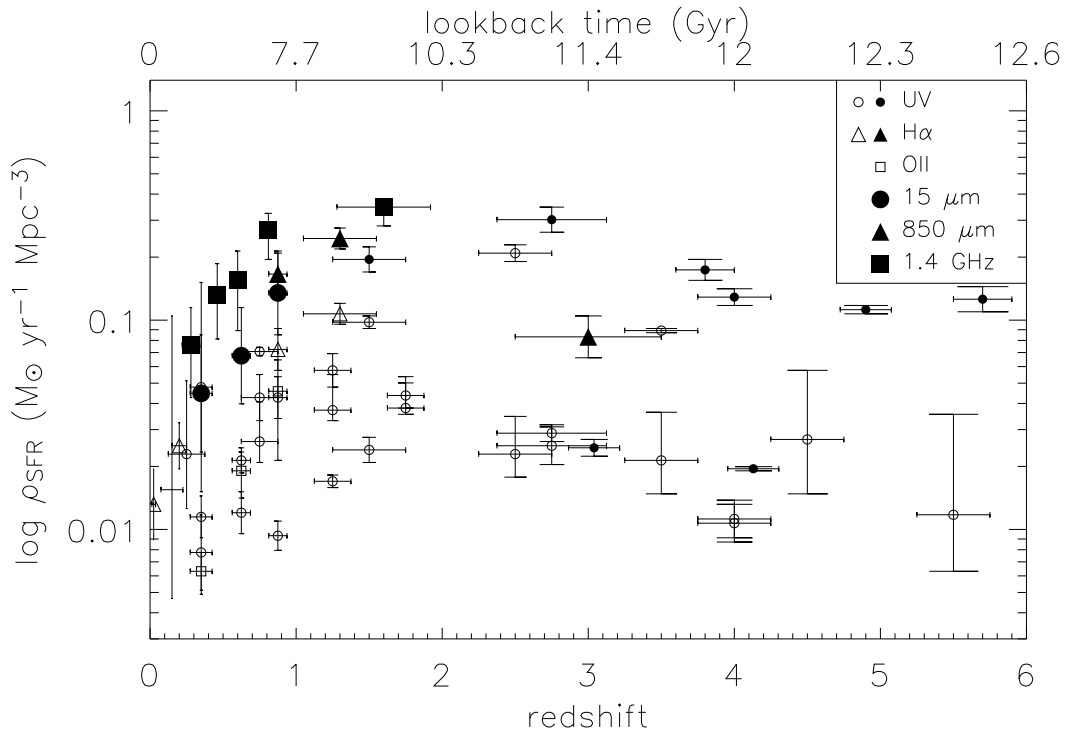


FIG. 2.13 – Diagramme de 'Madau', i.e. densité comobile du SFR en fonction du décalage spectral. Les symboles pleins sont issus de la Table 2.1 et correspondent aux valeurs publiées sans correction d'extinction et corrigées par une valeur systématique et faible comme indiqué dans la légende de la Table 2.1. Les symboles vides correspondent aux valeurs présentées dans la Table 2.2 corrigées par une extinction appropriée à l'échantillon par les auteurs ou ne nécessitant pas de correction ($15 \mu\text{m}$, $850 \mu\text{m}$ et 1.4 GHz [20 cm]).

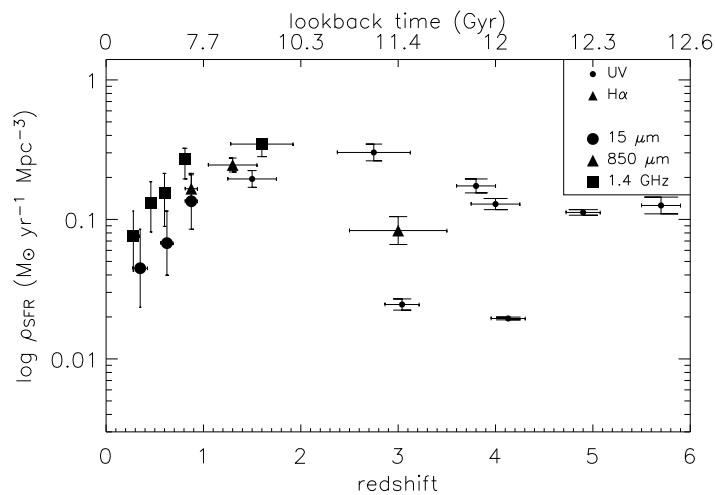


FIG. 2.14 – Diagramme de 'Madau', i.e. densité comobile du SFR en fonction du décalage spectral. Idem Fig. 2.13 mais sans les valeurs non corrigées de l'extinction.

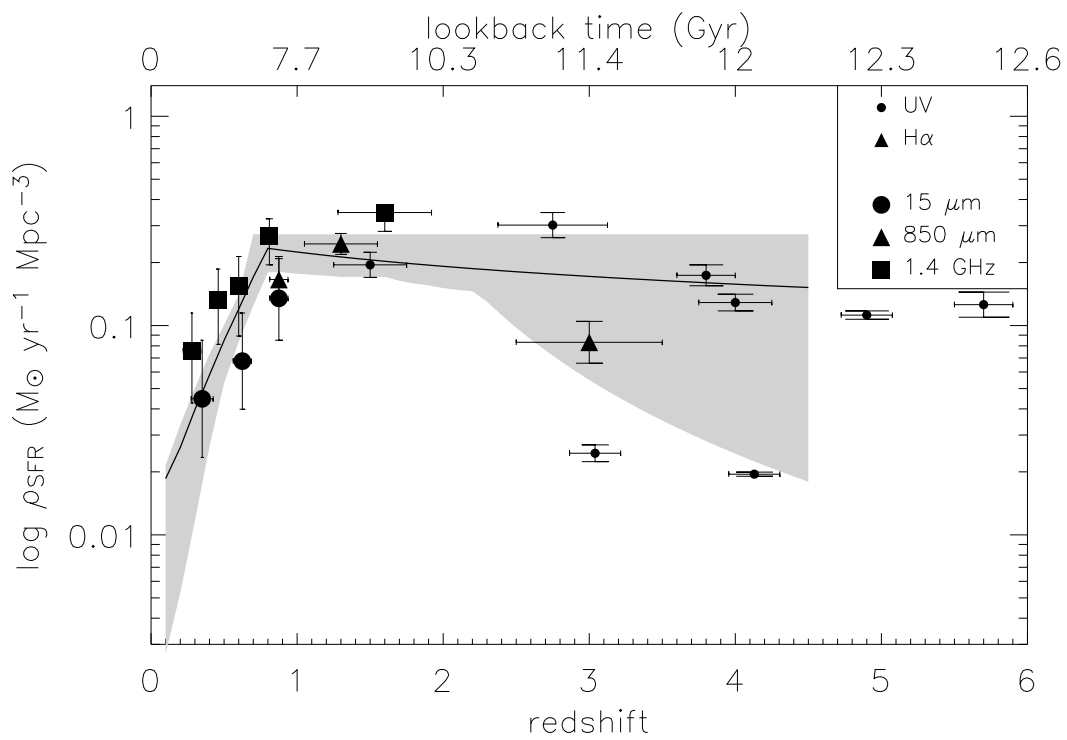


FIG. 2.15 – Diagramme de 'Madau', i.e. densité comobile du SFR en fonction du décalage spectral. Idem Fig. 2.15 avec la comparaison au modèle Chary & Elbaz (2001) en zone grisée.

Chapitre 3

Les relevés extragalactiques avec ISO et la formation des galaxies

Dans ce chapitre, nous allons résumer les résultats obtenus à travers les relevés extragalactiques réalisés avec le satellite ISO (Infrared Space Observatory, Kessler *et al.* 1996 ; voir aussi Genzel & Cesarsky 2000). Tandis que IRAS a révélé l'existence de galaxies produisant leurs étoiles à un taux de plusieurs dizaines (LIRGs) ou centaines de masses solaires par an (ULIRGs), ISO a non seulement découvert que ces galaxies étaient répandues à des décalages spectraux de l'ordre de $z \sim 1$, mais aussi qu'elles n'étaient pas des objets extrêmes. Au contraire, ces observations suggèrent que les galaxies lumineuses (LIRGs) et ultra-lumineuses (ULIRGs) dans l'infrarouge jouent un rôle majeur dans la formation des galaxies en général, comme le reflète leur rôle dans l'histoire cosmique de la formation d'étoiles (évolution en fonction du décalage spectral de la densité du taux de formation d'étoiles par unité de volume comobile, CSFD) et dans la production du fond diffus infrarouge (CIB) détecté avec le satellite COBE dans le domaine allant de l'infrarouge lointain au sub-millimétrique.

3.1 Perspective générale

Il est globalement accepté que dans l'univers proche les étoiles naissent dans des nuages moléculaires géants (GMCs) où leur lumière visible et principalement ultraviolette (UV) est fortement absorbée par la poussière qui les entoure. Le fait que l'extinction par la poussière affecte aussi les galaxies distantes était moins évident il y a dix ans. On savait que les galaxies produisant leurs étoiles avec un taux supérieur à $20 M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ rayonnaient la majorité de leur luminosité à des longueurs d'onde supérieures à $5 \mu\text{m}$ grâce à IRAS, avec les galaxies lumineuses (LIRGs, $12 > \log(L_{\text{IR}} / L_{\odot}) \geq 11$) et ultra-lumineuses (ULIRGs, $12 > \log(L_{\text{IR}} / L_{\odot}) \geq 11$) dans l'infrarouge. Puisque dans le passé les galaxies contenaient une fraction plus grande de gaz et ont formé la majorité de leurs étoiles, il aurait été logique de s'attendre à détecter ces événements de formation stellaire dans le domaine IR et donc aussi une forte population de LIRGs et ULIRGs. Cependant, avant le lancement de ISO, cette

idée n'était pas partagée par la majorité. D'une part pour une raison culturelle : on a pris l'habitude de mesurer les SFR à partir des raies en émission détectées dans le spectre optique des galaxies ou de leur émission UV. Cela explique probablement comment le diagramme de Madau (Madau *et al.* 1996), présentant l'évolution en fonction du décalage spectral de la densité du taux de formation d'étoiles par unité de volume comobile (CSFD), a pu devenir fameux, malgré qu'il ne prenne aucunement en compte les effets d'extinction dans sa version initiale. Pourtant dans la première version de la densité comobile de luminosité UV (Lilly *et al.* 1995), les auteurs ont pris la précaution d'éviter de convertir leurs luminosités UV en SFR à cause de l'incertitude sur la correction d'extinction à appliquer. IRAS avait déjà détecté un rapide déclin de la densité comobile en nombre des ULIRGs depuis $z \sim 0.3$ (Kim & Sanders 1998, voir aussi Oliver *et al.* 1996), mais sur un domaine limité en décalage spectral et avec une statistique limitée. Au cours des années qui ont suivi le lancement de ISO, de nombreuses observations ont montré que la formation des galaxies ne pouvait être comprise, du moins sur le plan observationnel, sans prendre en compte des effets d'extinction. Les relevés extragalactiques ISO ont joué un rôle majeur au cours de ce processus, ensemble avec la découverte quasi-simultanée du fond diffus IR (Puget *et al.* 1996, Hauser & Dwek 2001 et références incluses), ainsi que la détection d'une population d'ULIRGs distantes à l'aide de la matrice de bolomètres sub-millimétriques, SCUBA, au télescope James-Clerk Maxwell (JCMT, Hughes *et al.* 1994, Barger *et al.* 1998, Smail *et al.* 2002, Chapman *et al.* 2003, et références associées).

Le premier résultat des relevés ISO, à l'aide des caméras ISOCAM (Cesarsky *et al.* 1996) et ISOPHOT (Lemke *et al.* 1996) dans l'IR moyen et lointain respectivement, fut la grande différence observée entre les comptages de galaxies aux faibles flux avec ceux que l'on attendrait à partir des observations IRAS en supposant qu'il n'y ait pas d'évolution de l'émission IR globale des galaxies en fonction du décalage spectral (Elbaz *et al.* 1999, Dole *et al.* 2001). L'univers a dû être bien plus riche en galaxies lumineuses dans l'IR dans le passé qu'il ne l'est aujourd'hui, soit parce que les galaxies étaient intrinsèquement plus lumineuses dans l'IR, à densité fixée, soit parce que la densité de galaxies était plus élevée dans le passé, ce que prédit la formation hiérarchique des structures, ou encore la combinaison des deux. L'intensité de l'excès de galaxies faibles en densité de flux fut une grande surprise, mais son effet a été dilué par la convergence d'autres observations allant dans la même direction à la même période. En effet, le CIRB et les relevés SCUBA sont venus renforcer cette nouvelle perspective à la même époque. On est passés d'un coup de l'époque du diagramme de Madau originel (sans correction d'extinction) à l'époque présente, où tout le monde est maintenant convaincu que la formation stellaire a toujours lieu dans des régions poussiéreuses ce qui explique pourquoi la majeure partie de la formation stellaire dans l'univers nous apparaît dans l'IR. Ainsi, malgré que les galaxies distantes étaient moins riches en métaux, elles ont dû trouver le temps de produire rapidement de la poussière. D'ailleurs, même les galaxies les plus distantes, détectées par la technique du décrétement de Balmer ($z \sim 1$, Adelberger & Steidel 2000) ou de Lyman ($z \sim 3$, Steidel *et al.* 1999) présentent la signature d'une forte atténuation par la poussière.

Dans ce chapitre, nous avons essayé de résumer le rôle joué par les relevés extragalactiques ISO dans l'établissement de cette nouvelle perspective sur la formation et l'évolution des galaxies. Dix ans après le lancement de ISO, on continue de s'interroger sur les conséquences de ces résultats sur les scénarios de formation des galaxies.

Les galaxies LIRGs distantes sont-elles similaires aux LIRGs locales vues par IRAS? Que nous apprennent-elles sur la connexion entre la formation des étoiles et des galaxies d'une part (fonction de masse initiale, IMF; catalyse de la formation stellaire par effets d'environnement et interactions; conditions initiales de la formation d'étoiles,...) et entre la formation des galaxies et des grandes structures d'autre part (formation des galaxies versus groupes et amas de galaxies, elliptiques versus spirales, lien entre le "clustering" des galaxies et leur activité de formation stellaire,...)? Quelle quantité d'énergie rayonnée par les noyaux actifs noyés dans une région à haute profondeur optique (Compton thick) restent indétectables même par les observatoires spatiaux Chandra et XMM-Newton?

Ces questions ainsi que celles qui seront abordées dans la suite de ce chapitre illustrent la vitalité de ce domaine de recherche qui continuera de nourrir les études futures avec la nouvelle génération d'instruments comme ALMA (Atacama Large Millimeter Array), le JWST (James Webb Space Telescope, anciennement NGST pour Next Generation Space Telescope) ou encore les observatoires spatiaux Spitzer et GALEX actuellement en cours d'exploitation.

3.2 Les relevés ISO

Les relevés ISO sont sub-divisés entre les relevés larges et peu profonds dans l'IR lointain de ISOPHOT et les relevés en IR moyen de ISOCAM. Dans les deux domaines de longueurs d'onde, les fortes pentes obtenues dans les comptages de galaxies indiquent un rapide déclin de l'émission IR des galaxies depuis $z \sim 1$. Comme le montre la Fig. 3.1, ISOCAM détecte les LIRGs jusqu'à $z \sim 1$ et un peu au-delà, tandis que ISOPHOT est sensible aux galaxies proches ou de type ULIRG et SCUBA aux ULIRGs de quelques $10^{12} L_{\odot}$ au-delà de $z \sim 2$, comme la galaxie de $L_{\text{IR}} \sim 4 \times 10^{12} L_{\odot}$ à $z=1$ sur la Figure (SED de Arp 220 normalisé). Les limites de détection de ISOCAM et ISOPHOT sont comparées entre elles et à SCUBA et Spitzer sur la Fig. 3.2. Les relevés ISO les plus profonds atteignent 0.1 mJy à $15 \mu\text{m}$ (ligne continue), voire deux à trois fois plus profond dans des régions centrées sur des amas de galaxies utilisant leur amplification gravitationnelle (Metcalf *et al.* 2003), et 120 mJy à $170 \mu\text{m}$ (ligne en pointillés). L'axe de droite dans la figure montre la conversion de la limite de détection IR en un SFR minimal. Toute galaxie formant des étoiles avec un taux supérieur à $30 M_{\odot} \text{an}^{-1}$ est donc détectable par ISOCAM jusqu'à $z \sim 1$, à condition que l'hypothèse de départ reste valide, à savoir la validité des corrélations entre IR moyen et lointain locales dans l'univers distant (voir la discussion en Sect. 3.4.2).

Les comptages de galaxies représentent le premier résultat scientifique d'un relevé extragalactique. Ils peuvent être utilisés pour pour contraindre les modèles

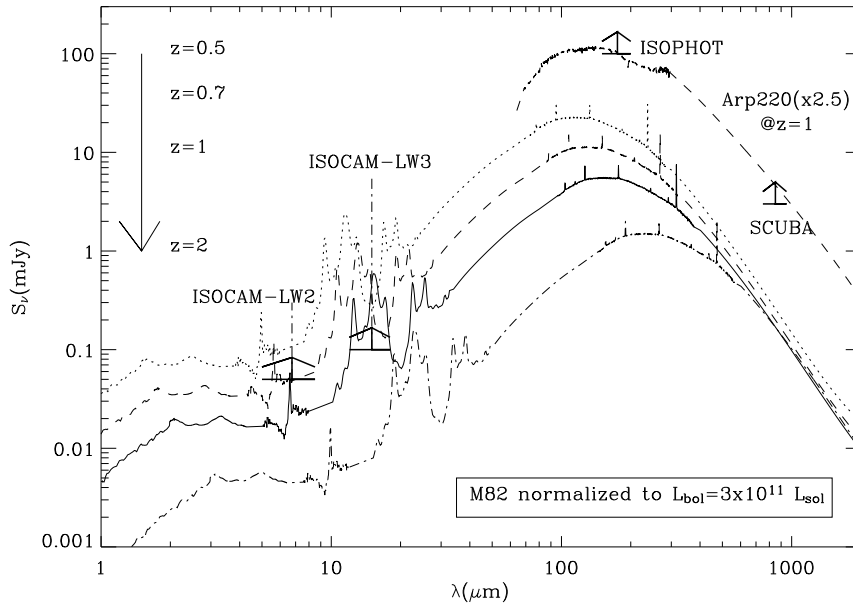


FIG. 3.1 – Effet de la correction K sur la détection des LIRGs et ULIRGs distantes par ISOCAM, ISOPHOT et SCUBA. Seul ISOCAM à $15 \mu\text{m}$ peut détecter les LIRGs jusqu'à $z \sim 1$, tandis que ISOPHOT est sensible aux galaxies proches ou de type ULIRG et SCUBA aux ULIRGs de quelques $10^{12} L_{\odot}$ au-delà de $z \sim 2$.

dévolution des galaxies. Utilisés seuls, ils ne permettent pas de lever toutes les dégénérescences, mais au moins permettent-ils de savoir si l'univers distant ressemble ou non à l'univers local jusqu'à un certain décalage spectral.

3.3 Les relevés extragalactiques en infrarouge lointain avec ISOPHOT

ISOPHOT a permis de réaliser des relevés du ciel à 90 et $170 \mu\text{m}$ (plus quelques relevés à 60 , 120 , 150 and $180 \mu\text{m}$, voir Juvela *et al.* 2000 ; Linden-Voernle *et al.* 2000). A $90 \mu\text{m}$, les pixels de la caméra de 46 arcsecondes et la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la PSF (point spread function) représentent un gain majeur relativement à IRAS (valeur...) mais la sensibilité de l'instrument et les problèmes de rayons cosmiques et de rayonnement interne à la caméra ont limité la sensibilité de l'instrument à des valeurs moins efficaces que celles attendues avant le lancement. Néanmoins une analyse tenant compte de la réponse des détecteurs et de leurs voisins du type de celle développée par Lari *et al.* (2001) pour ISOCAM a été appliquée avec succès par Rodighiero & Franceschini (2004) au relevé ELAIS (European Large Area Infrared Survey, grand programme du temps ouvert, PI Rowan-Robinson) et a révélé un fort excès de sources faibles rejetant sans ambiguïté les prédictions des modèles sans évolution forte en fonction du décalage spectral (Fig. 3.3).

La bande à $170 \mu\text{m}$, malgré sa tâche de diffraction plus étalée (FWHM de 90

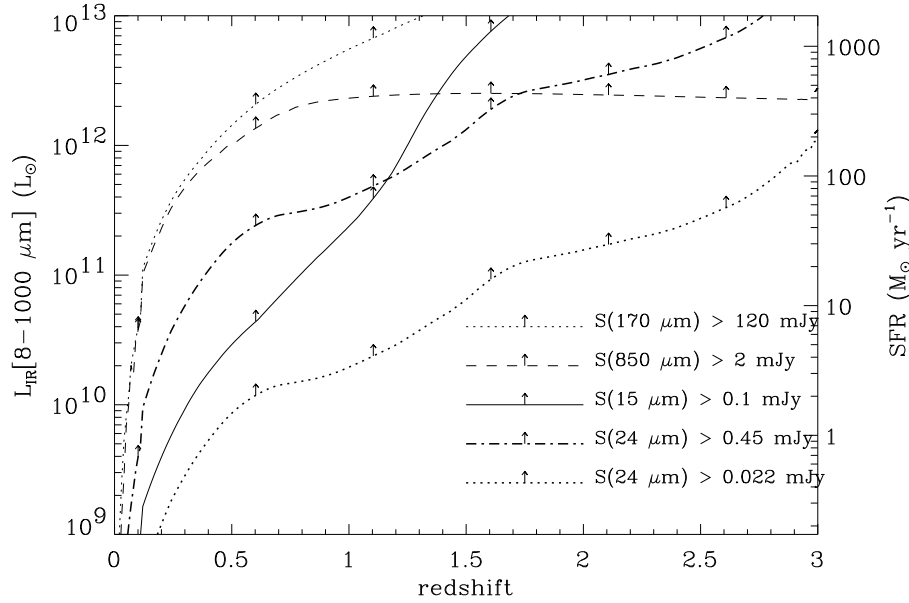


FIG. 3.2 – Limites de sensibilité de ISOCAM ($15 \mu\text{m}$, 0.1 mJy), ISOPHOT ($170 \mu\text{m}$, 120 mJy), SCUBA ($850 \mu\text{m}$, 2 mJy) et Spitzer ($24 \mu\text{m}$, 0.45 mJy and 0.022 mJy) correspondant aux limites de détection des programmes NASA de type Legacy SWIRE and GOODS). Ce diagramme a été généré en supposant que les SEDs des galaxies distantes suivent les mêmes corrélations que les galaxies locales. Nous avons utilisé la bibliothèque spectrale de Chary & Elbaz (2001).

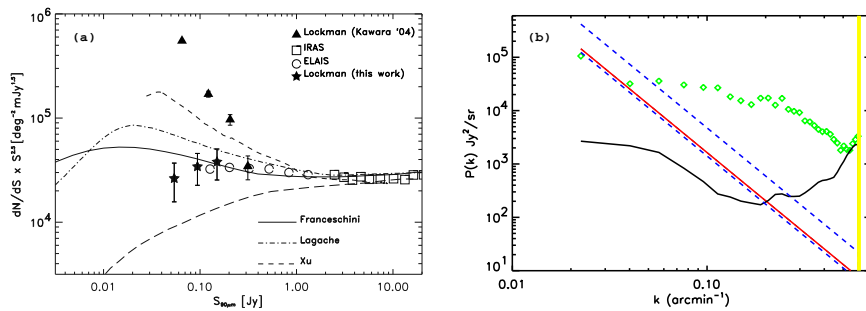


FIG. 3.3 – Comptages différentiels à $90 \mu\text{m}$, dN/dS , normalisés relativement à une évolution euclidienne (pas d'expansion de l'univers, pas de correction k , i.e. $N \propto S^{-2.5}$) (courbe extraite de Rodighiero & Franceschini 2004). Le diagramme montre la comparaison avec les comptages de Efsthathiou *et al.* (2000, cercles vides, champ ELAIS) et de Kawara *et al.* (2004, triangles pleins). La courbe en tirets longs illustre la prédiction du modèle de Franceschini *et al.* (2001) s'il n'y avait pas d'évolution en fonction du décalage spectral.

arcsec), n'a pas souffert du rayonnement interne à la caméra comme celle à $90\ \mu\text{m}$ et présente l'avantage d'un gain en correction k, puisque avec le décalage spectral le pic de l'émission en IR lointain des galaxies tombe dans cette bande autour de $z \sim 1$. Ceci est illustré par la Fig. 3.1 qui montre une ULIRG de $4 \times 10^{12} L_{\odot}$ décalée au décalage spectral de $z = 1$ (SED de Arp 220 normalisé). Ici encore les comptages ont démontré la présence d'un excès de sources faibles d'un facteur dix en comparaison aux modèles sans évolution (e.g. Kawara *et al.* 1998 ; Puget *et al.* 1999 ; Dole *et al.* 2001) avec une pente de $\alpha = 3.3 \pm 0.6$ entre 180 et 500 mJy.

Une autre analyse de ces données a permis de confirmer cette évolution et même de l'étendre aux flux plus faibles. Avec une analyse des fluctuations du fond des images, une fois les sources visibles extraites, il est possible de contraindre la pente des comptages au-dessous de la limite de détection : si la pente était plus forte, i.e. avec plus de sources faibles, on s'attendrait à des fluctuations plus intenses, et inversement. Ainsi Matsuhara *et al.* (2000) ont-ils réussi à étendre les comptages en densité de flux à 35 mJy à $90\ \mu\text{m}$ et 60 mJy à $170\ \mu\text{m}$. L'étude des fluctuations du fond sur les images ISOPHOT à $170\ \mu\text{m}$, au-dessous de la limite de détection, a aussi permis l'étude des corrélations spatiales des sources non résolues. Plusieurs travaux ont détecté ces fluctuations et mesuré leurs corrélations spatiales (Herbstmeierer *et al.* 1998, Lagache & Puget 2000, Matsuhara *et al.* 2000 ; Puget & Lagache, 2000 ; Kiss *et al.* 2001). Lagache *et al.* (2003) en ont déduit une distribution en décalage spectral des galaxies non résolues. Ce type de travaux sera aussi appliqué aux générations futures d'instruments (Herschel, Planck), qui seront limitées par leur résolution spatiale, ce qui devrait permettre d'établir une contrainte sur les corrélations spatiales des sources les plus distantes et non résolues. En combinant plusieurs longueurs d'ondes, il sera en principe possible de connaître le domaine de décalages spectraux dans lequel ces fluctuations sont mesurées (grâce au pic autour de $80\text{-}100\ \mu\text{m}$ de l'émission en IR lointain des galaxies).

Quand on co-additionne la contribution des sources détectées par ISOPHOT dans l'IR lointain, on trouve qu'elles permettent d'expliquer moins de 10% de l'intensité du fond diffus, CIRB, à $170\ \mu\text{m}$ mesuré par COBE.

En raison de la tâche de diffraction étendue des sources ISOPHOT en IR lointain, leur association à des contreparties optiques représente une difficulté majeure. D'autres longueurs d'ondes sont souvent nécessaires pour cela, que ce soit la radio en utilisant la corrélation existant entre l'IR lointain et l'émission radio, ou d'autres longueurs d'ondes dans l'IR moyen ou lointain qui présentent l'avantage de diminuer la tâche de diffraction aux plus petites longueurs d'onde et de distinguer une source extragalactique avec une structure des cirrus galactiques (e.g. Juvela *et al.* 2000, Rowan-Robinson *et al.* 2004).

Les sources ISOPHOT sont divisées en deux familles. D'une part, les sources à bas décalage spectral ($z < 0.3$, e.g. Serjeant *et al.* 2001 ; Patris *et al.* 2002, Kakazu *et al.* 2002), qui sont de luminosité IR inférieure à $10^{11} L_{\odot}$ et de type spectral IR froid (température du corps gris des gros grains dans l'IR lointain qui pique à haute longueur d'onde vers $100\ \mu\text{m}$ ou plus, Stickel *et al.* 2000). D'autre part, les sources à grand décalage spectral ($z \sim 0.3$, Patris *et al.* 2002 et $z \sim 0.9$, Chapman *et al.* 2002) qui sont plus lumineuses $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$.

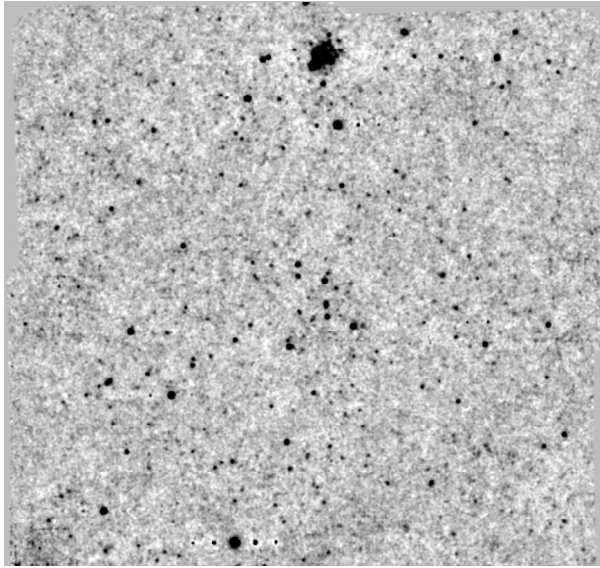


FIG. 3.4 – Image ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ du champ Marano FIRBACK, “Deep Survey FIRBACK” (DSF) issue des relevés IGTES (Elbaz *et al.* 1999, 2004b). Données réduites par une version révisée de PRETI.

3.4 Les relevés extragalactiques en infrarouge moyen avec ISOCAM

Une série de relevés extragalactiques profonds a été réalisée au cours du temps garanti (IGTES, ISOCAM Guaranteed Time Extragalactic Surveys, Elbaz *et al.* 1999) et du temps ouvert ISO qui ont été résumés dans la Table 3.1, où les relevés à $7\ (6.75\ \mu\text{m})$ et $15\ \mu\text{m}$ sont classés par ordre croissant de profondeur à ces deux longueurs d’onde. Le principal atout de ISOCAM, dans ce domaine, est sa résolution spatiale (FWHM de la PSF FWHM de $4.5''$ à $15\ \mu\text{m}$, Okumura 1998) et sa sensibilité, qui a permis de détecter les galaxies jusqu’au régime des LIRGs jusqu’à des décalages spectraux de $z \sim 1.3$ dans les relevés les plus profonds (Figs. 3.1, 3.2), au-delà de la limite de confusion.

La principale limitation de la sensibilité de ces relevés vient des rayons cosmiques et plus particulièrement ceux qui laissent un effet d’hystérésis de longue durée du fait du mouvement lent des électrons dans les détecteurs à froid. La réponse oscillante du pixel touché par l’un de ces rayons cosmiques peut ressembler à une source, qui elle aussi représente une bosse dans l’histoire temporelle d’un pixel se déplaçant sur le ciel. Trois techniques adaptées à ce type de données ont été utilisées sur les relevés ISOCAM :

1. la technique de type beam-switching (Désert *et al.* 1999) consiste à analyser les données de la mosaïque comme s’il s’agissait d’observations de type “beam-switching”, où la caméra fait des aller-retours sur et à côté de la source. On peut ainsi soustraire le fond de l’émission de la source. Afin de confirmer la fiabilité d’une source, les données sont divisées en deux, afin de voir si la source

TAB. 3.1 – Table des relevés extragalactiques en infrarouge moyen avec ISOCAM par ordre croissant de profondeur. Col.(1) Nom du relevé. Col. (2) longueur d'onde où "7" correspond au filtre LW2 centré à $6.75\mu\text{m}$ ($5-8.5\mu\text{m}$) et "15" au filtre LW3 centré à $15\mu\text{m}$ ($12-18\mu\text{m}$). Col.(3) Surface couverte en arcminutes carrées. Col.(4) Temps d'intégration par position du ciel en minutes. Col.(5) Sensibilité, i.e. densité de flux minimale détectée. La limite de complétude à 80% est parfois aussi indiquée. La sensibilité des relevés dans la ligne de visée d'amas de galaxies n'est pas corrigée de l'amplification gravitationnelle de l'amas, ce qui est indiqué par l'exposant ^(u). Col.(6) Nombre de sources détectées au-dessus de cette limite.

Nom	λ (μm)	Aire ($''^2$)	Int.(min)	Sens.(mJy)	# sources
ELAIS N1 ¹	15	9612	0.7;0.7	1;0.7	490
ELAIS N2 ¹	7;15	9612;9612	0.7;0.7	1;0.7	628;566
ELAIS N3 ¹	7;15	4752;3168	0.7;0.7	1;0.7	189;131
ELAIS S1 ¹	7;15	6336;14256	0.7;0.7	1;0.7	304;317
ELAIS S2 ¹	7;15	432;432	0.7;0.7	1;0.7	40;43
Lockman Shallow ^{2,3}	15	1944	3	0.25	457
		(80% compl.)		0.45	260
Comet Field ⁴	12	360	10	0.5	37
CFRS14+52 ⁵	7;15	100;100	18;11	0.3;0.4	23;41
CFRS03+00 ⁶	7;15	100;100	6;22	0.5;0.3	-
Lockman Deep ^{2,7}	7;15	500;500	18;11	0.3;0.4	166
Marano DSF ²	7;15	900;900	15.4;15.4	0.19;0.32	180
A370 ⁸	7;15	31.3;31.3	42;42	0.052;0.21 ^(u)	4;20
		(80% compl.)		0.080;0.293 ^(u)	
Marano UDSR ²	7;15	85;90	120;114	0.18;0.14	-;142
Marano UDSF ²	7;15	89;90	114	0.08;0.14	115;137
A2218 ⁸	7;15	20.5;20.5	84;84	0.054;0.121 ^(u)	18;46
		(80% compl.)		0.079;0.167 ^(u)	
HDFN+FF ^{2,9}	7;15	10;27	116;135	0.05;0.1	7;44
HDFS ^{2,10}	7;15	28;28	168;168	0.05;0.1	16;63
A2390 ^{11,8}	7;15	5.3;5.3	432;432	0.038;0.050 ^(u)	10;28
		(80% compl.)		0.052;0.092 ^(u)	
Lockman PGPQ ¹²	7	9	744	0.034	15
SSA13 ¹³	7	16	1264	0.006	65
		7(80% compl.)		0.016	

Références : (1) Oliver *et al.* 2000, Rowan-Robinson *et al.* 2004, (2) Elbaz *et al.* 1999, 2004b, (3) Rodighiero *et al.* 2004, (4) Clements *et al.* 1999, (5) Flores *et al.* 1999, (6) Flores (private communication), (7) Fadda *et al.* 2004, (8) Metcalfe *et al.* 2003, (9) Aussel *et al.* 1999, Goldschmidt *et al.* 1997, (10) Oliver *et al.* 2002, (11) Altieri *et al.* 1999, (12) Taniguchi *et al.* 1997, (13) Sato *et al.* 2003, Sato *et al.* 2004.

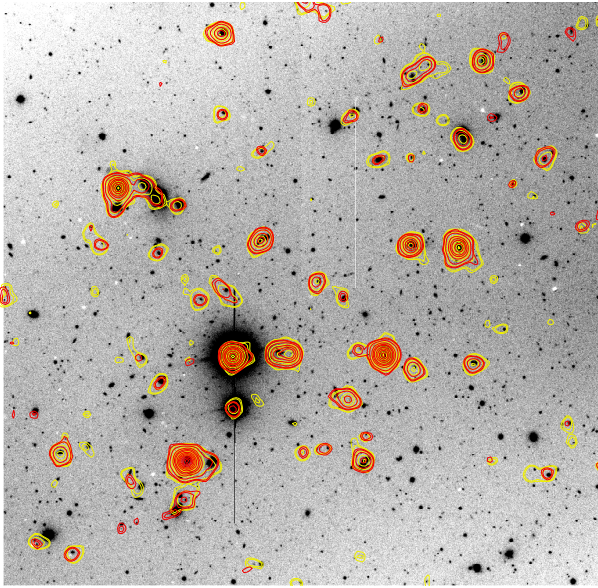


FIG. 3.5 – Courbes isophotales ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ contours superposées sur une image en bande R de FORS2 au VLT ($7' \times 7'$) du Marano FIRBACK Ultra Deep Survey (UDSF). Les deux méthodes LARI (isophotes clairs, jaunes en couleur) et PRETI (isophotes foncés, rouges à l'écran) détectent les mêmes objets, ce qui montre la cohérence des deux techniques et la fiabilité des sources vues par deux méthodes différentes.

est vue deux fois avec un rapport signal sur bruit (S/N) racine de 2 fois plus faible.

2. PRETI (Pattern REcognition Technique for Isocam data, Starck *et al.* 1999) consiste en une décomposition multi-échelles par une décomposition à base d'ondelettes du signal des pixels individuels. L'idée consiste à rechercher la signature d'une source "fantôme" par sa signature à haute fréquence : si la source est due à l'oscillation qui suit l'impact d'un rayon cosmique, celle-ci dessine un profil ("pattern") dans les plans d'ondelettes avec une détection de signal à haute fréquence suivie de signaux aux plus basses fréquences.
3. la technique de LARI (Lari *et al.* 2001) qui prend en compte la physique des détecteurs et le signal de leurs proches voisins car un rayon cosmique affecte aussi ses voisins.

La cohérence des techniques (1) et (2) a été testée sur les relevés du Lockman Hole dans les IGTES (Elbaz *et al.* 1999, Désert *et al.* 1999). La technique de LARI plus récente a été comparée sur le champ du Marano et présente des résultats très similaires à ceux obtenus avec la technique PRETI (Fig. 3.5). La technique de LARI a été d'abord appliquée aux relevés peu profonds ELAIS pour lesquels elle est particulièrement adaptée (Lari *et al.* 2001, Gruppioni *et al.* 2003), puis aux relevés IGTES du Lockman Hole (Rodighiero *et al.* 2004, Fadda *et al.* 2004). La comparaison avec la technique PRETI (2) a été récemment faite dans le champ du Marano (Elbaz *et al.* 2004b).

La qualité des images en moyen IR avec ISOCAM est illustrée par les Figs. 3.4, 3.5 de la région du Marano FIRBACK ($30' \times 30'$ pour la Fig. 3.4). Les lignes isophotales de la partie centrale imagée avec un relevé plus profond (UDSF) correspondent aux techniques (2) et (3) et montrent leur parfait accord.

Enfin, l'utilisation de l'amplification gravitationnelle dans la ligne de visée d'amas de galaxies a permis de descendre la limite de détection des galaxies en IR moyen d'un facteur 2-3 (Altieri *et al.* 1999, Metcalfe *et al.* 2003). Cependant les régions observées sont limitées et ne permettent pas l'étude d'échantillons statistiquement larges ni celle de leurs corrélations spatiales dont nous verrons qu'elles approttent un éclairage important sur l'allumage des flambées de formation stellaire dans les LIRGs et ULIRGs distantes.

3.4.1 Comptages de sources et fond diffus infrarouge

Les comptages de sources à $15\mu\text{m}$ présentent un fort excès de sources faibles au-dessous de $S_{15} \sim 2$ mJy. Cet excès est généralement défini par comparaison aux prédictions des modèles supposant que les galaxies se comportaient de manière identique dans l'univers lointain que localement. Ce comportement "sans évolution" est représenté par la zone hachurée de la Fig. 3.6 (voir la légende de la figure). Les galaxies plus brillantes que cette densité de flux appartiennent à cette zone, comme le montrent les points issus du relevé ELAIS-S1 (Gruppioni *et al.* 2003). Dans la Fig. 3.6, nous avons séparé les points issus des IGTES (Elbaz *et al.* 1999) au-dessus et au-dessous de $S_{15} = 1$ mJy, avec des cercles vides et pleins. La plupart de ces points ont été dérivés du Shallow Survey (relevé peu profond) dans la région du Lockman Hole, un relevé avec peu de redondance des pixels de la caméra sur un pixel du ciel donné. A l'époque de la publication, nous n'avions pas encore optimisé la méthode pour de tels relevés. Parmi les techniques utilisées pour analyser les relevés ISOCAM, la technique dite de "Lari" (Lari *et al.* 2001) est particulièrement adaptée à de tels relevés et une analyse récente des relevés Lockman Hole Deep (Fadda *et al.* 2004, carrés) and Shallow (Rodighiero *et al.* 2004, étoiles) issus des IGTES ont permis d'obtenir des comptages cohérents avec ceux de Gruppioni *et al.* (2003) dans le champ ELAIS-S1 à l'aide de cette technique. Notons au passage que les modèles qui ont été développés pour ajuster les comptages ISOCAM ne tenaient compte que de ceux publiés dans Elbaz *et al.* (1999) qui sur-estiment le nombre de sources au-dessus de $S_{15} \sim 2$ mJy. Il en a naturellement résulté que ces mêmes modèles ont sur-estimé le nombre de sources détectées par la caméra MIPS du satellite SPITZER à $24\mu\text{m}$ (Papovich *et al.* 2004, Chary *et al.* 2004).

Au-delà de l'atmosphère terrestre, la lumière à $15\mu\text{m}$ est dominée par l'émission zodiacale, due aux poussières interplanétaires dans le plan du système solaire, et nous ne disposons donc pas de mesure directe du fond diffus extragalactique à $15\mu\text{m}$. Cependant, la somme des flux émis par les galaxies résolues par les relevés profonds par unité de surface donne une limite inférieure au fond à $15\mu\text{m}$. Cette valeur est appelée IGL ou lumière galactique intégrée (integrated galaxy light, en anglais).

Les comptages différentiels de sources peuvent être convertis en une contribution différentiel des galaxies dans un domaine de densité de flux donné au fond diffus,

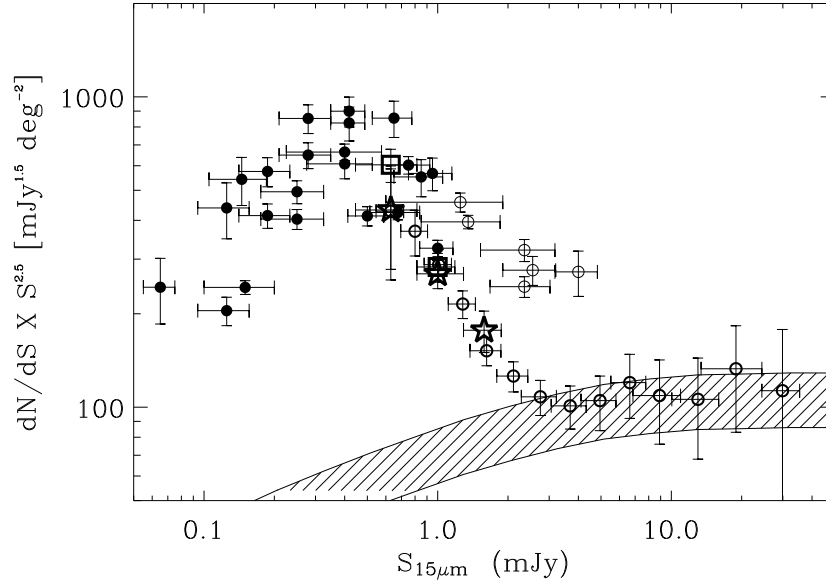


FIG. 3.6 – Comptages différentiels à $15\ \mu\text{m}$ (barres d’erreur à 68 %). Les comptages ont été normalisés à une distribution euclidienne de sources sans évolution, qui suivrait une loi de puissance en $\alpha = -2.5$. Cette figure est une extension de la Fig.2 de Elbaz *et al.* (1999) pour les relevés IGTES (ISOCAM Guaranteed Time Extragalactic Surveys, cercles pleins et vides pour les sources inférieures et supérieures à 1 mJy respectivement, voir texte) et incluant les Hubble Deep Fields Nord et Sud ainsi que l’amas à amplication gravitationnelle Abell 2390. Ici, nous avons ajouté le relevé ELAIS-S1 (Gruppioni *et al.* 2003, cercles gras) et la nouvelle analyse des relevés IGTES du Lockman Hole Deep (Fadda *et al.* 2004, carrés gras) et du Lockman Hole Shallow (Rodighiero *et al.* 2004, étoiles) à partir de la “technique de Lari”. La zone hachurée représente le domaine prédit par les modèles si on suppose aucune évolution en fonction du décalage spectral à partir de la fonction de luminosité locale (LLF) à $15\ \mu\text{m}$ (Fang *et al.* 1998) et du SED de M51 pour la correction K (et une incertitude de 20 %). Cette LLF a été récemment confirmée par H.Aussel sur un échantillon plus large de galaxies IRAS (papier en préparation).

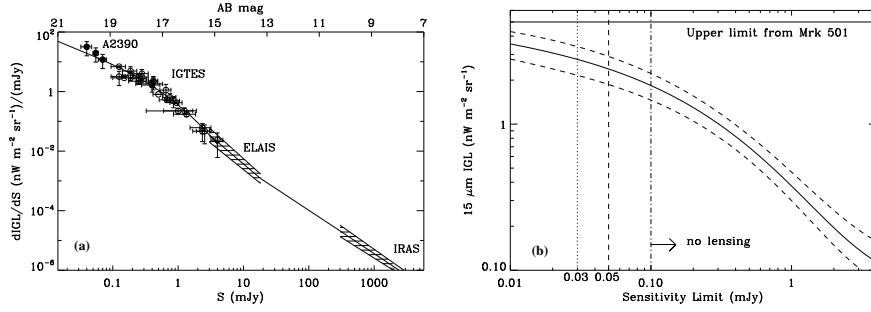


FIG. 3.7 – **a)** Contribution différentielle au fond diffus, IGL (Integrated Galaxy Light) en fonction de la densité de flux à $15 \mu m$ et de la magnitude AB (axe supérieur des abscisses). La ligne continue représente la fonction qui reproduit les mesures : Abell 2390 (Altieri *et al.* 1999, Metcalfe *et al.* 2003), IGTES (Elbaz *et al.* 1999), ELAIS (European Large Area Infrared Survey, Serjeant *et al.* 2000) et le “IRAS all sky survey” (Rush, Malkan & Spinoglio 1993). **b)** Contribution des galaxies ISOCAM au fond extragalactique à $15 \mu m$ (Integrated Galaxy Light, IGL) en fonction de la profondeur en densité de flux ou en magnitude AB, ($AB = -2.5 \log(S_{mJy}) + 16.4$). La ligne continue est l’intégrale de la fonction qui reproduit le $dIGL/dS$ observé, cf (a). Les lignes en tirets représentent l’écart à $1-\sigma$ obtenu à partir des fonctions qui reproduisent les limites inférieures et supérieures des mesures de $dIGL/dS$ à $1-\sigma$.

$dIGL/dS$, à $15 \mu m$ selon la formule suivante (Elbaz *et al.* 2002) :

$$\frac{dIGL}{dS} = \frac{dN}{dS} \times \left(\frac{S_{15}}{10^{20}} \right) \times \nu_{15} \quad (3.1)$$

où $dN(sr^{-1})$ est la densité de surface des sources dont la densité de flux $S_\nu[15 \mu m] = S_{15}$ (mJy) est incluse dans l’intervalle centré sur celle-ci et de largeur $dS(mJy)$ ($1 mJy = 10^{-20} nW m^{-2} Hz^{-1}$) et $\nu_{15}(Hz)$ est la fréquence des photons à $15 \mu m$.

Au-dessous de $S_{15} \sim 3 mJy$, près de 600 galaxies ont servi à produire les valeurs et barres d’erreurs de la Fig. 3.7a. Fig. 3.7b présente l’IGL à $15 \mu m$ en fonction de la profondeur en densité de flux. Il s’agit de l’intégration du polynôme de degré 3 qui reproduit les données de la Fig. 3.7a. Les relevés ne sont pas suffisamment profonds pour atteindre la convergence de l’IGL à $15 \mu m$, mais l’aplatissement de la courbe au-dessous de $S_{15} \sim 0.4 mJy$ et jusqu’à $S_{15} \sim 50 \mu Jy$, suggère que la majeure partie du fond extragalactique à $15 \mu m$ a déjà été résolu avec les relevés ISOCAM. Cela est d’ailleurs confirmé par les prédictions des modèles qui reproduisent les comptages ISOCAM à $15 \mu m$, mais aussi ISOPHOT à 90 et $170 \mu m$ et SCUBA à $850 \mu m$, ainsi que le profil et l’intensité du CIB entre 100 et $1000 \mu m$. Les modèles de Franceschini *et al.* (2001) et Chary & Elbaz (2001) prédisent en effet un fond diffus à $15 \mu m$ de :

$$EBL^{modeles}(15 \mu m) \sim 3.3 nW m^{-2} sr^{-1} \quad (3.2)$$

Si cette prédiction se révèle correcte, alors les relevés ISOCAM ont révélé les galaxies qui produisent près de $73 \pm 15 \%$ de ce fond diffus.

Le fond à $15\ \mu\text{m}$ possède aussi une limite supérieure qui lui est imposée par l'émission à haute énergie du blazar Mkn 501 ($z = 0.034$) dont le sursaut qui a eu lieu en 1997 a rayonné des photons dans le domaine du TeV. Les photons en IR moyen s'annihilant avec ceux de l'ordre du TeV pour produire une paire e^+e^- (positon-électron), le fond diffus IR moyen est opaque aux photons à haute énergie. Les études de Stanev & Franceschini (1998), et plus récemment Renault *et al.* (2001), aboutissent à un même résultat de :

$$EBL^{max}(15\ \mu\text{m}) \sim 5\ \text{nW m}^{-2}\ \text{sr}^{-1} \quad (3.3)$$

Sachant maintenant que l'on a déterminé quelles sont les sources qui dominent le fond diffus à $15\ \mu\text{m}$ (94% de l'IGL provient des sources de moins de 3 mJy et 70% de moins de 0.5 mJy), l'étude de ces sources individuelles est directement liée à l'origine du fond diffus.

3.4.2 L'infrarouge moyen comme traceur de formation stellaire

Si on les normalise à la raie PAH (hydrocarbure aromatique polycyclique) à $7.7\ \mu\text{m}$, les spectres de galaxies différentes présentent un rapport très différent entre leurs flux à 15, 25, 60 ou $100\ \mu\text{m}$ sur celui à $7.7\ \mu\text{m}$. Ce constat a souvent été interprété comme une indication que la mesure d'une seule luminosité monochromatique dans une bande en IR moyen ne permettait pas de déterminer la luminosité bolométrique IR d'une galaxie ($L_{\text{IR}} = L(8-1000\ \mu\text{m})$). Cependant, la variation du rapport IR lointain sur moyen est corrélée avec L_{IR} et les galaxies locales présentent une forte corrélation de leurs luminosités en IR moyen et lointain (Fig. 3.8). Ces corrélations peuvent être utilisées pour construire une famille de SEDs qui les respectent et qui permettent de déduire L_{IR} à partir de n'importe quelle luminosité en un seul point avec une incertitude définie par la dispersion observée dans ce corrélations (Chary & Elbaz 2001, Elbaz *et al.* 2002). Les valeurs de L_{IR} déterminées par cette technique sont en accord avec celles issues de la corrélation radio-IR lointain, quand les deux mesures sont disponibles (Elbaz *et al.* 2002, Garrett 2002, Gruppioni *et al.* 2003). Dans la Fig. 3.9, nous avons reproduit la figure issue de Elbaz *et al.* (2002) complétée avec des galaxies détectées dans le relevé ELAIS (Rowan-Robinson *et al.* 2004). En dehors des faibles luminosités où la contribution des cirrus à L_{IR} n'est plus négligeable, les luminosités au repos à 1.4 GHz et $15\ \mu\text{m}$ sont corrélées jusqu'à $z \sim 1$ et donc prédisent des valeurs de L_{IR} cohérentes entre elles. Un résultat similaire a été ensuite obtenu à l'aide du satellite Spitzer à $24\ \mu\text{m}$ (Appleton *et al.* 2004).

3.4.3 Nature des galaxies ISOCAM

Le Hubble Deep Field Nord et ses Flanking Fields (HDFN+FF) présente la meilleure couverture en décalages spectraux et en imagerie profonde. Nous avons utilisé la version révisée du catalogue de sources ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ (Aussel *et al.* 1999)

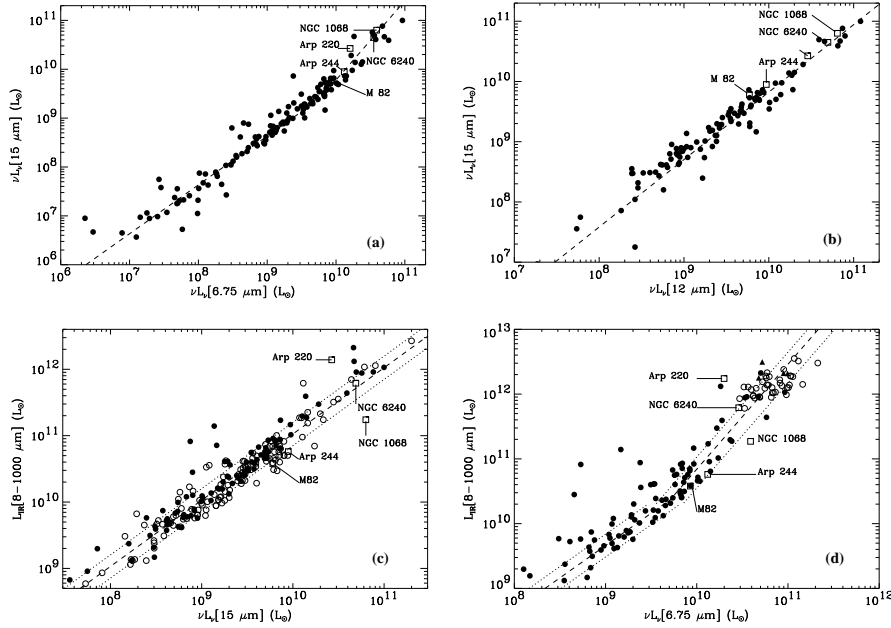


FIG. 3.8 – Corrélations dans l’infrarouge moyen et lointain pour les galaxies locales (tiré de Elbaz *et al.* 2002). **a)** luminosités (νL_ν) ISOCAM-LW3 ($15 \mu\text{m}$) en fonction de ISOCAM-LW2 ($6.75 \mu\text{m}$) pour un échantillon de 56 galaxies. **b)** Luminosités ISOCAM-LW3 ($15 \mu\text{m}$) en fonction de IRAS- $12 \mu\text{m}$ (45 galaxies). **c)** $L_{\text{IR}}[8-1000 \mu\text{m}]$ en fonction de ISOCAM-LW3 ($15 \mu\text{m}$) (120 galaxies). **d)** $L_{\text{IR}}[8-1000 \mu\text{m}]$ en fonction de LW2- $6.75 \mu\text{m}$ (91 galaxies). Cercles pleins : galaxies ISOCAM du temps garanti (47 galaxies en comptant les galaxies symbolisées par des carrés). Cercles vides : 40 galaxies issues de Rigopoulou *et al.* (1999). Triangles : 4 galaxies issues de Tran *et al.* (2001). Les galaxies au-dessous de $L_{\text{IR}} \sim 10^{10} L_\odot$ présentent une pente plus faible et un rapport $L_{\text{IR}}/L_B < 1$.

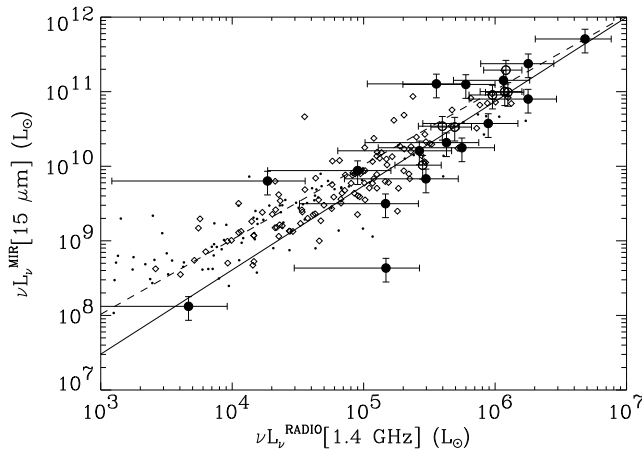


FIG. 3.9 – Luminosités au repos à $15 \mu\text{m}$ en fonction du continu radio à 20 cm (1.4 GHz). Points noirs : 109 galaxies communes à ISOCAM et au relevé radio NVSS. Cercles pleins avec barres d’erreur : 17 galaxies du HDFN à un décalage spectral de $z \sim 0.7$, dont les mesures radio proviennent du VLA ou du WSRT. Cercles vides avec barres d’erreur : sept galaxies du champ CFRS14 ($z \sim 0.7$, Flores *et al.* 1999, radio issue du VLA). Losanges vides : 137 galaxies du relevé ELAIS ($z \sim 0-0.4$).

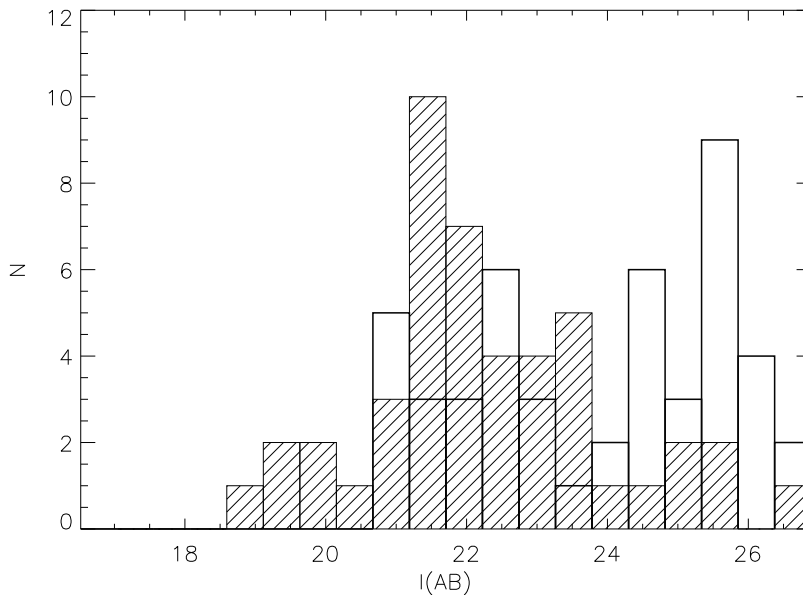


FIG. 3.10 – Histogramme des magnitudes $R(AB)$ des galaxies ISOCAM détectées ‘a $15 \mu\text{m}$ dans le HDFN+FF (catalogue de Aussel *et al.* 1999 révisé, descend à $\sim 30 \mu\text{Jy}$). Hachures : galaxies $F(15 \mu\text{m}) \geq 0.1 \text{ mJy}$. Blanc : galaxies $0.1 > F(15 \mu\text{m}) > 0 \text{ mJy}$.

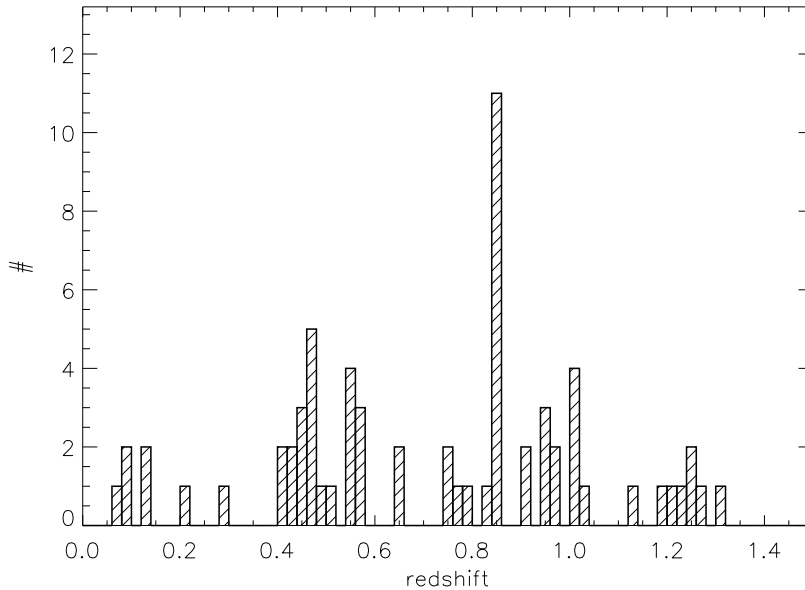


FIG. 3.11 – Distribution en décalages spectraux des galaxies ISOCAM du HDFN+FF.

dans ce champ pour lequel 85% (71%) des 40 (86) galaxies plus brillantes que $100 \mu\text{Jy}$ ($30 \mu\text{Jy}$) possèdent un décalage spectral spectroscopique pour déterminer les propriétés moyennes des galaxies ISOCAM. Leurs contreparties optiques sont assez brillantes, ce qui a permis l'identification de contreparties optiques de façon assez facile, avec plus de 80% des galaxies $F(15 \mu\text{m}) \geq 0.1 \text{ mJy}$ plus brillantes que $I(\text{AB})=24$. Une fraction des galaxies en dessous du niveau de complétude de 0.1 mJy atteint cependant les magnitudes inférieures, jusqu'à plus de 26. Ce sont des galaxies qui appartiennent au même domaine de décalage spectral mais qui sont de luminosité inférieure. Les galaxies ISOCAM sont distribuées entre $z = 0$ et 1.5 avec un décalage spectral médian de $z \sim 0.8$ (Fig. 3.11). La distribution en décalages spectraux des galaxies ISOCAM présente des pics montrant qu'elles appartiennent à des grandes structures et dans ce cas précis, principalement deux grandes structures localisées à $z=0.848$ and $z=1.017$ (cf Elbaz & Cesarsky 2003 et Sect. 5).

Grâce aux relevés les plus profonds réalisés dans le domaine des X avec le satellite Chandra dans le HDFN, il a été possible d'identifier les galaxies à noyaux actifs (AGNs) dans ce champ. Seules cinq sources ont été classées comme étant dominées par une AGN sur la base de leurs propriétés X (Fadda *et al.* 2002). La grande majorité des galaxies ISOCAM a donc pour principale source d'énergie la formation d'étoiles, à moins qu'il existe une population sous-estimée d'AGNs si affectées par l'extinction par la poussière qu'elles ne soient pas détectées par le relevé profond Chandra à 2 Mega secondes. Cette possibilité reste néanmoins à considérer sachant que le fond diffus X pique autour de 30 keV et que Chandra et XMM-Newton n'observent qu'au-dessous de 10 keV, mais il faudrait pour cela invoquer une espèce d'AGNs, du type de NGC 1068, qui dominerait l'émission X des galaxies distantes,

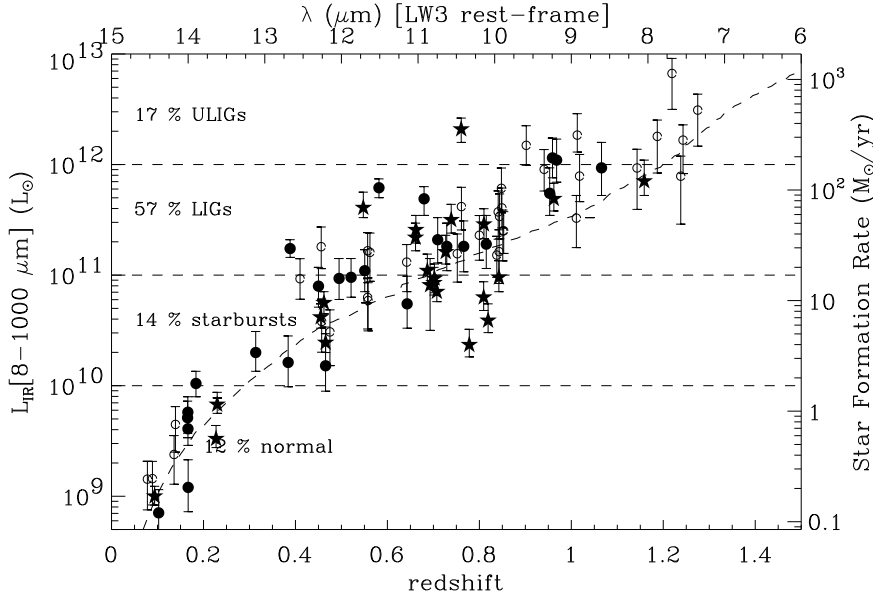


FIG. 3.12 – Distribution des $L_{\text{IR}}[8-1000\mu\text{m}]$ et SFR des galaxies ISOCAM des champs HDFN, Marano UDSF & UDSR, en fonction du décalage spectral et de la longueur d’onde au repos λ_{rf} . Cette figure est une version augmentée de la Fig.8 de Elbaz *et al.* (2002).

ce dont nous n’avons aucune preuve à l’heure actuelle. De plus, ce résultat est en accord avec les observations de galaxies locales qui montrent que seules les plus lumineuses des galaxies de type ULIRGs sont dominées par un noyau actif (Tran *et al.* 2001).

Nous avons dessiné la distribution des L_{IR} déduites des corrélations en IR moyen et lointain pour les galaxies HDFN détectées en IR moyen sur la Fig. 3.12. Elles sont globalement dans le domaine des LIRGs et des ULIRGs “modérées”.

3.4.4 Masses stellaires

Les galaxies ISOCAM sont parmi les plus massives dans leur domaine de décalage spectral comme on peut le constater sur la Fig. 3.13, où l’on a utilisé les masses stellaires du HDFN déterminées par Dickinson *et al.* (2003), avec une masse médiane de $5 \times 10^{10} M_{\odot}$. Notons que cette valeur est inférieure d’un facteur 4 par rapport aux estimations de Franceschini *et al.* (2001, cf Fig. 3.14). Franceschini *et al.* (2001) utilisent la magnitude en IR proche uniquement pour normaliser un spectre de galaxie prototypique, comme M51, donc supposent un rapport $M/L(K)$ universel. Dickinson *et al.* (2003) utilisent une bibliothèque de spectres sur laquelle ils itèrent de nombreuses fois afin de reproduire l’ensemble des magnitudes optiques et IR proche et ainsi considérer l’histoire de la formation d’étoiles des galaxies et donc une variation liée du rapport M/L . Le profond désaccord quasi-systématique entre ces deux équipes (cf Fig. 3.15) illustre peut-être la difficulté de mesurer une masse stellaire pour des galaxies à

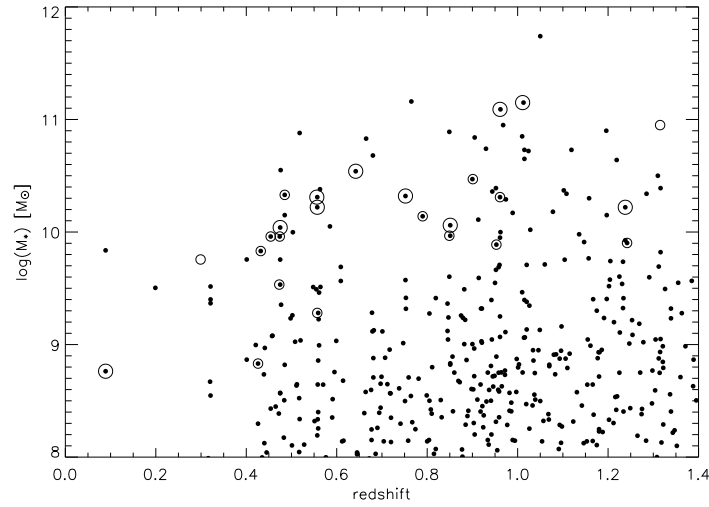


FIG. 3.13 – Masse des galaxies du HDFN en fonction du décalage spectral, mesurées par Dickinson *et al.* (2003). Les cercles représentent les galaxies ISO-CAM : petits cercles, galaxies de $F[15\ \mu\text{m}] < 0.1$ mJy ; grands cercles, galaxies de $F[15\ \mu\text{m}] > 0.1$ mJy.

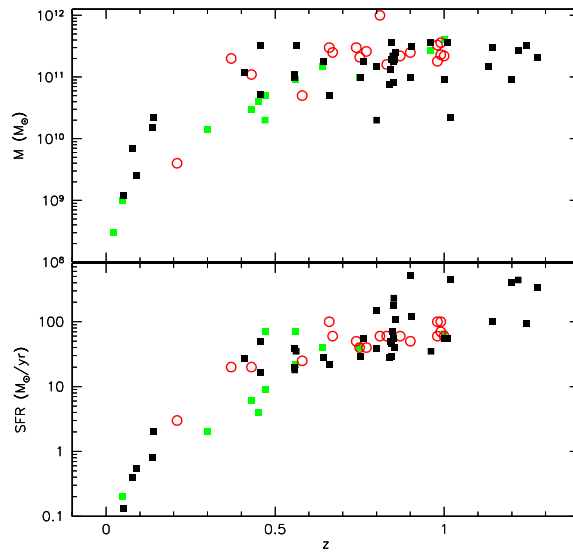


FIG. 3.14 – Figure issue de Franceschini *et al.* (2001). **haut** : Masses des galaxies détectées avec ISO-CAM à $15\ \mu\text{m}$ dans le HDFN (carrés pleins) et le champ CFRS 1415+52 (cercles vides) déterminées à partir de la magnitude en IR proche uniquement. **bas** : Taux de formation d'étoiles pour ces mêmes galaxies déduites du flux à $15\ \mu\text{m}$.

flambée de formation d'étoiles récente dont la lumière peut-être fortement affectée par la présence de super-géantes rouges. Idéalement, la masse stellaire d'une galaxie pourrait être calculée en deux étapes : (1) modéliser le spectre de la galaxie pour un scénario de son histoire de formation stellaire à partir duquel on estime une valeur de M/L dans une bande donnée, (2) calculer la masse stellaire en multipliant ce rapport M/L par la luminosité observée dans cette bande large. Dans une étude plus récente, Franceschini *et al.* (2003) ont utilisé une technique similaire à celle de Dickinson *et al.* (2003) en modélisant les populations stellaires des galaxies grâce à un code de synthèse spectrale (Poggianti, Bressan & Franceschini 2001), adapté à la modélisation des galaxies à flambée de formation stellaire, et à des observations multi-longueurs d'ondes de l'UV à l'IR proche. Ils obtiennent une détermination de la masse stellaire médiane des galaxies avec un décalage spectral spectroscopique de $10^{11} M_{\odot}$, c'est-à-dire cette fois avec un facteur 2 de différence avec Dickinson *et al.* (2003), mais comme cette nouvelle étude a été réalisée dans le HDF Sud et non le Nord, la comparaison directe galaxie par galaxie n'est pas possible.

Avec mon étudiante Delphine Marcillac et en collaboration avec S.Charlot, nous avons déterminé la masse stellaire de galaxies dans le champ de Marano en utilisant des spectres VLT-FORS2 et le modèle Bruzual & Charlot (2003). Les masses stellaires ainsi obtenues sont centrées autour d'une valeur médiane similaire à celles mesurées par Dickinson *et al.* (2003), i.e. $5 \times 10^{10} M_{\odot}$ (Marcillac *et al.* 2004, cf Sect. ??). Mais notre échantillon reste limité à quelques galaxies et nous n'avons pas pu réaliser la même étude dans le HDFN malgré l'existence de spectres du spectrographe DEIMOS au Keck, récemment mis dans le domaine public, car ceux-ci ne sont ni calibrés en flux absolu ni en flux relatif. Les mesures de la luminosité en proche IR dans le référentiel au repos des galaxies sont maintenant réalisables grâce à l'instrument IRAC du satellite Spitzer, qui observe entre 3.6 et $8 \mu\text{m}$. En tant que collaborateurs du programme Legacy GOODS, nous avons récemment obtenu de telles données dans le champ du GOODSN, centré sur le HDFN et nous prévoyons de réaliser une étude dans laquelle nous analyserons la variation du SFR des galaxies détectées à $24 \mu\text{m}$ en fonction de leur masse stellaire.

3.4.5 Morphologie

Dans l'univers local, les LIRGs et ULIRGs présentent une morphologie typique de galaxies subissant une fusion majeure ou "major merger", i.e. la fusion de deux galaxies de masses comparables (Sanders & Mirabel 1996, Sanders, Surace & Ishida 1999). Dans le cas des LIRGs particulièrement, qui sont celles qui dominent parmi les galaxies ISOCAM, les galaxies en interaction présentent une plus grande distance de séparation que dans celui des ULIRGs, qui sont principalement dans une phase finale du processus de fusion. La Fig. 3.16 (Elbaz & Moy 2004) présente la morphologie HST-ACS d'un échantillon de LIRGs autour de $z \sim 0.7$ dans le champ GOODSN, une extension du HDFN et de ses Flanking Fields. Bien qu'il soit difficile de comparer des galaxies distantes et lointaines sans avoir projeté les premières à la distance des secondes (ce que nous n'avons pas eu la possibilité de faire car les données ne sont pas accessibles), moins de la moitié de ces galaxies présentent la morphologie typique

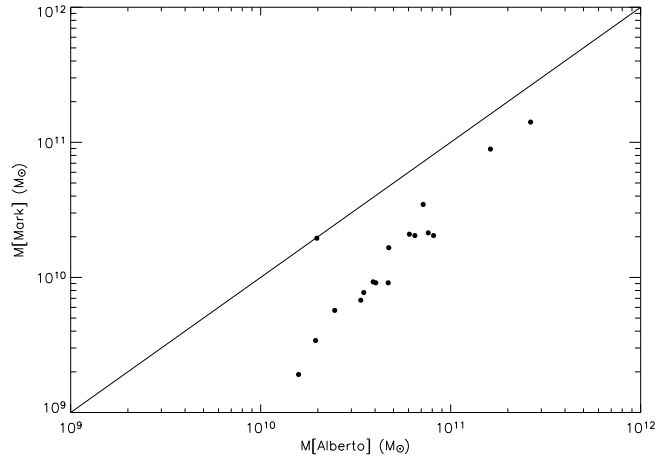


FIG. 3.15 – Masse des galaxies du HDFN mesurées par Mark Dickinson *et al.* (2003), en ordonnée, et par Alberto Franceschini *et al.* (2001), en abscisse.

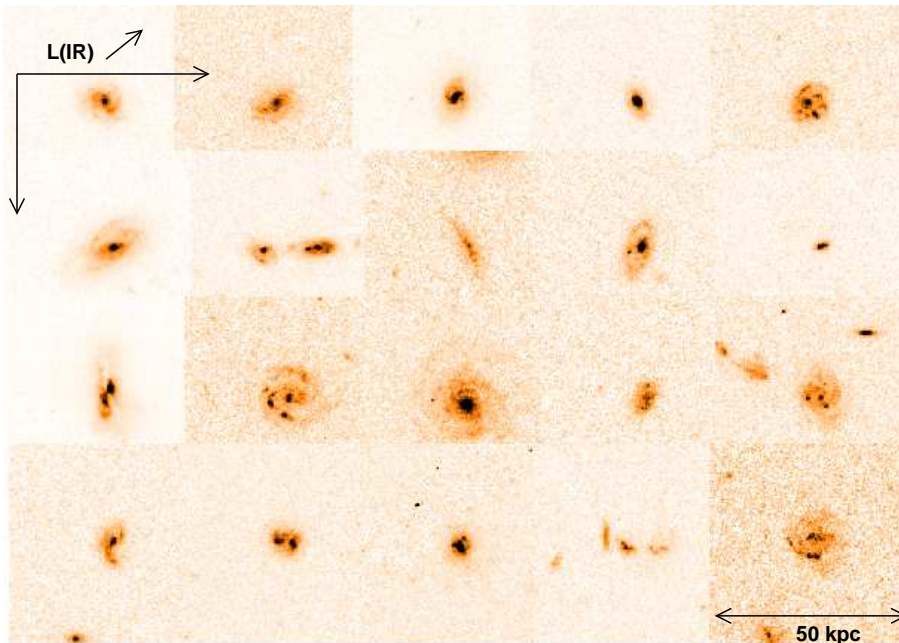


FIG. 3.16 – Images HST-ACS de galaxies dont la luminosité IR est $11 \leq \log(L_{\text{IR}}/L_{\odot}) \leq 12$ (LIRGs) et $z \sim 0.7$. La flèche double indique une taille physique de 50 kpc. La luminosité IR augmente de la gauche vers la droite et de haut en bas.

des LIRGs locales, ce qui suggère que les processus physiques allumant l'activité de formation stellaire dans les LIRGs distantes soit différents de ceux qui se produisent dans les LIRGs locales. (voir Zheng *et al.* 2004) La fraction de leur masse sous la forme de gaz est probablement plus élevée, ce qui peut donner plus de force à des interactions moins brutales comme des "fusions mineures", d'une galaxie avec une galaxie dix fois moins massive, voire même à des effets de marée produits par une galaxie passant dans le voisinage d'une autre galaxies, en dehors de la phase de fusion de ces deux galaxies. Le fait que de telles interactions soient plus fréquentes que les fusions majeures pourrait de plus expliquer qu'une galaxies subisse plusieurs flambées de formation d'étoiles de ce type au cours de son existence, ce qui pourrait expliquer l'intensité élevée du fond diffus IR et la grande fraction d'étoiles nées au cours d'une telle phase, comme le montre l'histoire cosmique de la formation d'étoiles dans l'univers. L'apparition d'une telle phase de formation d'étoiles pourrait ainsi être facilitée lors de la formation de groupes ou d'amas de galaxies.

3.4.6 Distribution spatiale

La grande fraction de LIRGs localisées dans l'amas de galaxies lointain J1888.16CL ($z = 0.56$, Duc *et al.* 2004) offre une illustration de ce processus. Parmi les 27 objets pour lesquels un décalage spectral a été obtenu dans ce champ, six appartiennent à l'amas plus une paire de galaxies localisée à un décalage spectral légèrement supérieur qui peut être en phase de chute dans le potentiel gravitationnel de l'amas. L'ensemble de ces 8 galaxies présente de faibles raies en émission dans leurs spectres optiques, typiques de galaxies à flambée de formation stellaire enfouie dans la poussière, aucun de ces raies n'étant assez large pour indiquer la présence d'un noyau actif. Dans cet amas assez jeune, il est possible que le mécanisme responsable de l'allumage des galaxies soit des collisions de marée à l'intérieur de sous-structures ou de groupes tombant dans le potentiel de l'amas. A une échelle plus locale, l'émission en IR moyen des galaxies de l'amas Abell 1689 ($z = 0.181$) présente un excès de la couleur B-[15] par rapport à des amas plus riches et plus proches qui celui-ci, tels que Coma ou l'amas de la Vierge, ce qui suggère la présence d'un équivalent en IR moyen de l'effet Butcher-Oemler, i.e. l'activité de formation stellaire des galaxies augmente avec le redshift (Fadda *et al.* 2000). La fraction élevée de galaxies bleues reportée pour cet amas par Butcher & Oemler (1984) a été confirmée par Duc *et al.* (2002), qui ont aussi montré que le taux de formation stellaire (SFR) de ces galaxies était en général dix fois plus élevé que celui dérivé de l'émission de la raie de [OII], ce qui implique que 90% de la formation stellaire de cet amas est masquée par la poussière.

Les LIRGs pourraient donc être des traceurs de grandes structures en formation comme le suggère aussi leur distribution en décalages spectraux (Fig. 3.11b, voir aussi Elbaz & Cesarsky 2003). Afin de tester cette hypothèse, nous avons comparé (Moy & Elbaz en prép.) la fraction de galaxies ISOCAM (au-dessus de la limite de complétude de 0.1 mJy, dans le HDFN) appartenant à des pics de décalage spectral à celle d'un échantillon tiré au hasard dans l'échantillon de champ, dans le même domaine de magnitudes optiques et en proche IR et dans le même domaine de

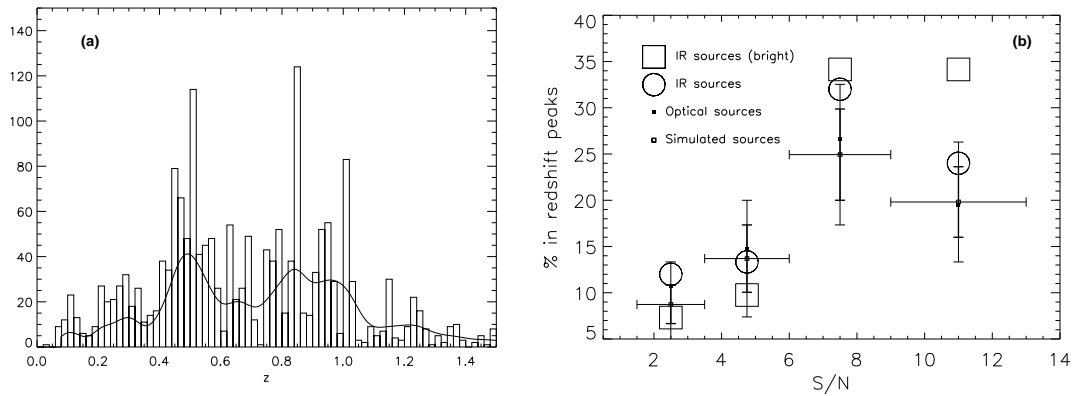


FIG. 3.17 – **(a)** Distribution des décalages spectraux des galaxies dans le champ de GOODSN. La ligne continue est moyennée par une filtre de largeur 15 000 km/s. **(b)** Fraction de sources par pic de décalage spectral plus fort que $N\text{-}\sigma$ (voir définition dans le texte). Petits carrés pleins : fraction de sources dans les pics pour l'échantillon complet de 930 galaxies de champ (catalogue de Wirth *et al.* 2004). Petits carrés vides : médiane de la fraction de sources dans des pics de décalage spectral pour les réalisations Monte-Carlo contenant chacune un sous-échantillon des sources de champ de même nombre que les sources ISOCAM et dans le même domaine de décalage spectral et de magnitudes optiques-proche IR. Les barres d'erreur représentent la localisation de 68 et 90% des réalisations. Grands cercles vides : échantillon total des galaxies ISOCAM (75 sources avec des décalages spectraux spectroscopiques). Grands carrés vides : sous-échantillon de galaxies ISOCAM au-dessus de la limite de complétude de 0.1 mJy (41 sources).

décalage spectral. Les pics de décalage spectral ont été définis par leur intensité en $N\text{-}\sigma$ après avoir émoissé la distribution des décalages spectraux des galaxies de champ par un filtre moyen de largeur 15 000 km/s (Fig.3.17a). On a utilisé cette courbe comme niveau de référence pour la définition des pics à $N\text{-}\sigma$. Bien entendu, les échantillons tirés au cours du processus Monte-Carlo ont été sélectionnés dans la distribution réelle des galaxies de champ et non avec leur valeur “émoissée”. Nous montrons dans cette figure, la distribution obtenue pour 68 et 90 % des simulations. Si on ne fait aucune sélection en densité de flux parmi les galaxies ISOCAM et que l’on compare leur appartenance à des pics de décalage spectral à celle des galaxies de champ avec cette méthode, on trouve que moins de 32 % des simulations présentent un degré d’association aussi élevé, malgré la présence d’une fraction importante de galaxies qui ne sont pas des LIRGs dans cet échantillon. Si par contre, on sélectionne les galaxies ISOCAM au-dessus de 0.1 mJy, la limite de complétude au-delà de laquelle la grande majorité des galaxies sont des LIRGs ou ULIRGs, on constate que celles-ci tombent principalement dans les pics de décalage spectral à des S/N supérieurs à 6. La probabilité d’obtenir un tel degré d’associations par un tirage aléatoire pour les forts pics est inférieure à 1 %. Il en résulte que les relevés en IR moyen sont très efficaces pour sélectionner des régions sur-denses dans l’univers, qui inversement sont très efficaces pour provoquer des phases de type LIRGs. Localement, l’effet inverse est observé (Gonzalez-Solares *et al.* 2004), ce qui s’expliquerait naturellement par le fait que seules les galaxies n’appartenant pas à des régions “sur-denses” ont gardé suffisamment de gaz pour produire encore aujourd’hui de telles phases.

3.4.7 Caractéristiques des phases de flambée de formation d’étoiles

Finalement, une question reste à adresser au sujet des LIRGs distantes : quelle est la durée de cette phase de flambée de formation stellaire et quelle masse stellaire est produite au cours de celle-ci ? Nous avons abordé ces questions dans une étude en phase de soumission (Marcellac, Elbaz *et al.* 2004) à partir d’une approche Bayésienne dans le cadre de l’analyse des propriétés spectrales des LIRGs distantes que nous avons observé à l’aide de l’instrument FORS2 au VLT. Dans un premier article (Liang *et al.* 2004), nous avons étudié les propriétés des raies en émission d’un échantillon de près de 90 galaxies ISOCAM à $z \sim 0.7$. Cette étude a permis entre autre de montrer que ces galaxies présentaient une métallicité près de deux fois plus faible que des galaxies de luminosité bleue similaire, ce qui ne peut s’expliquer uniquement par une variation de la luminosité au cours du temps et doit provenir au moins en partie d’un enrichissement en métaux, i.e. ces galaxies vont bien produire une quantité importante d’étoiles et donc de métaux entre $z = 1$ et aujourd’hui. Cette deuxième étude utilise les raies en absorption de ces galaxies ainsi que la discontinuité du continu à 4000 Å. Après avoir défini un domaine de variation des paramètres du modèle de Bruzual & Charlot (2003), les “priors”, nous avons généré 200 000 histoire de formation stellaire possible conduisant à autant de spectres qui peuvent être comparés aux observations. L’objectif est de déterminer la probabilité

d'une histoire donnée et de donner des barres d'erreur sur la fraction d'étoiles nées au cours d'une flambée de formation d'étoiles au cours du dernier milliard d'années de l'histoire de ces galaxies, ainsi que leur rapport M/L et donc leurs masses stellaires. Nous avons utilisé la résolution $R=1200$ de FORS2, qui est équivalente à une résolution de 2000 pour une galaxie proche du fait du décalage spectral. Il a résulté de cette étude qu'une LIRG proto-typique possède une masse stellaire de $\sim 5 \times 10^{10} M_{\odot}$ et produit près de 10 % de sa masse stellaire au cours du burst qui dure près de 10^8 ans. Un résultat remarquable de cette étude est le fait que la seule position des galaxies dans le plan H8-D4000, où H8 est la mesure de la largeur équivalente de la raie de Balmer d'ordre supérieur en absorption et D4000 la discontinuité à 4000 Å, indique la présence d'une flambée de formation d'étoiles se produisant dans la galaxie au moment où elle est observée. De plus, une masse stellaire de $0.1 \times 5 \times 10^{10} M_{\odot}$ est produite en 10^8 ans au cours du "burst", ce qui correspond à un $SFR \sim 50 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, qui se trouve être aussi la valeur moyenne du SFR de ces galaxies ISOCAM telle qu'on peut l'estimer à partir de leur luminosité en IR moyen... Ce résultat implique que les LIRGs ne sont pas des objets parfaitement opaques à la lumière optique et que l'on peut obtenir des informations sur leur histoire de formation d'étoiles à partir de leurs spectres optiques.

3.4.8 Quel avenir pour les sources ISOCAM ?

On peut s'interroger sur l'avenir de ces galaxies formant leurs étoiles au cours de phases durant typiquement de l'ordre de 0.1 Gyr et dont on sait qu'elles dominent l'histoire de la formation d'étoiles au cours de l'histoire de l'univers. En particulier, nous avons converti l'histoire du SFR cosmique en histoire de la croissance en masse des galaxies au cours du temps dans la Fig. 3.18 que nous avons comparé aux observations réelles des mesures des masses stellaires par unité de volume comobile. On peut remarquer le très bon accord de l'histoire du SFR et de la densité de masses stellaires cosmiques, puisque l'intégrale du premier ajuste bien le second. Il en résulte que plus de la moitié des étoiles de l'univers local sont nées au cours de phases de starbursts poussiéreux, comme ceux détectés par ISOCAM et Spitzer. En conséquence, cette phase doit être commune et concerner la majorité des galaxies. Celles-ci ont d'ailleurs dû expérimenter plusieurs phases de ce type au cours de leur existence si cette phase ne dure que ~ 0.1 Gyr (comme on le trouve à partir du diagramme H8 versus D4000, cf Sect. 3.4.7), à un taux de $\sim 50 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, i.e. convertissant $\sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$ de gaz en étoiles. Il en résulte qu'il ne peut être question de réduire cette population aux seules galaxies elliptiques massives comme certaines études le proposent dans le cas des galaxies sub-millimétriques distantes détectées par SCUBA au-delà de 2 mJy à 850 μm , mais d'une population probablement plus large et variée. Nous avons abordé cette question dans l'article Hammer *et al.* (2004).

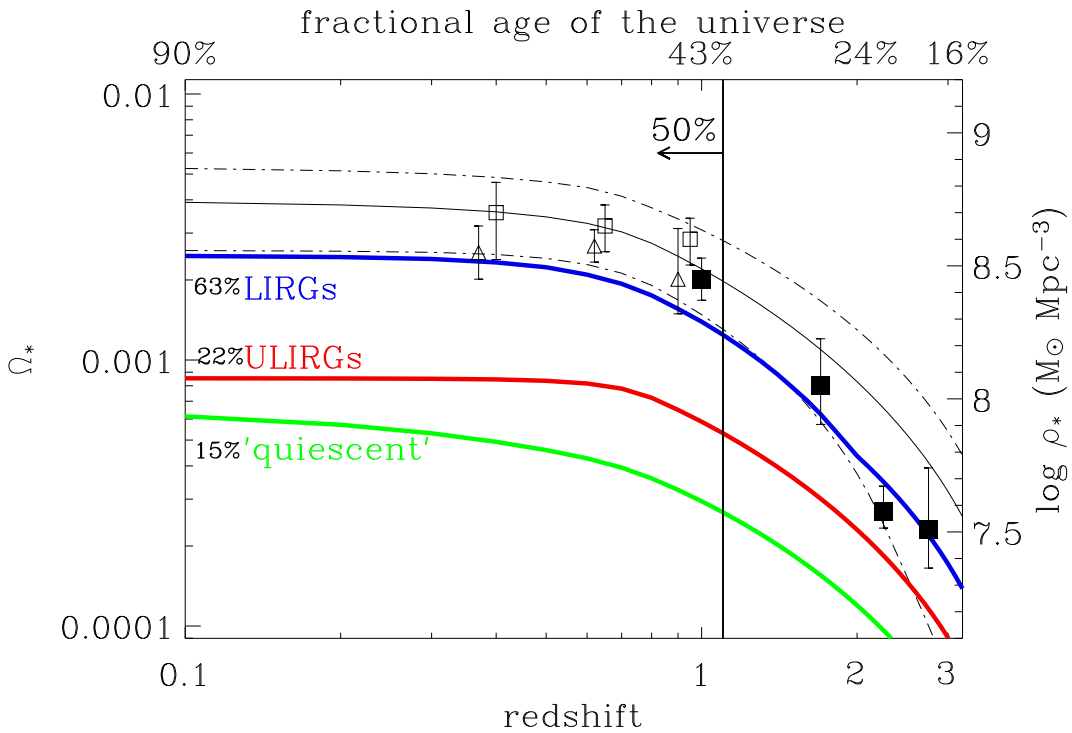


FIG. 3.18 – Histoire de la croissance en masse stellaire comobile de l'univers. Les données sont issues de Dickinson *et al.* (2003). Les courbes en trait continu et en tirets correspondent à l'intégrale de l'histoire du SFR cosmique présentée en Fig. 2.15 et résultant du modèle de Chary & Elbaz (2001).

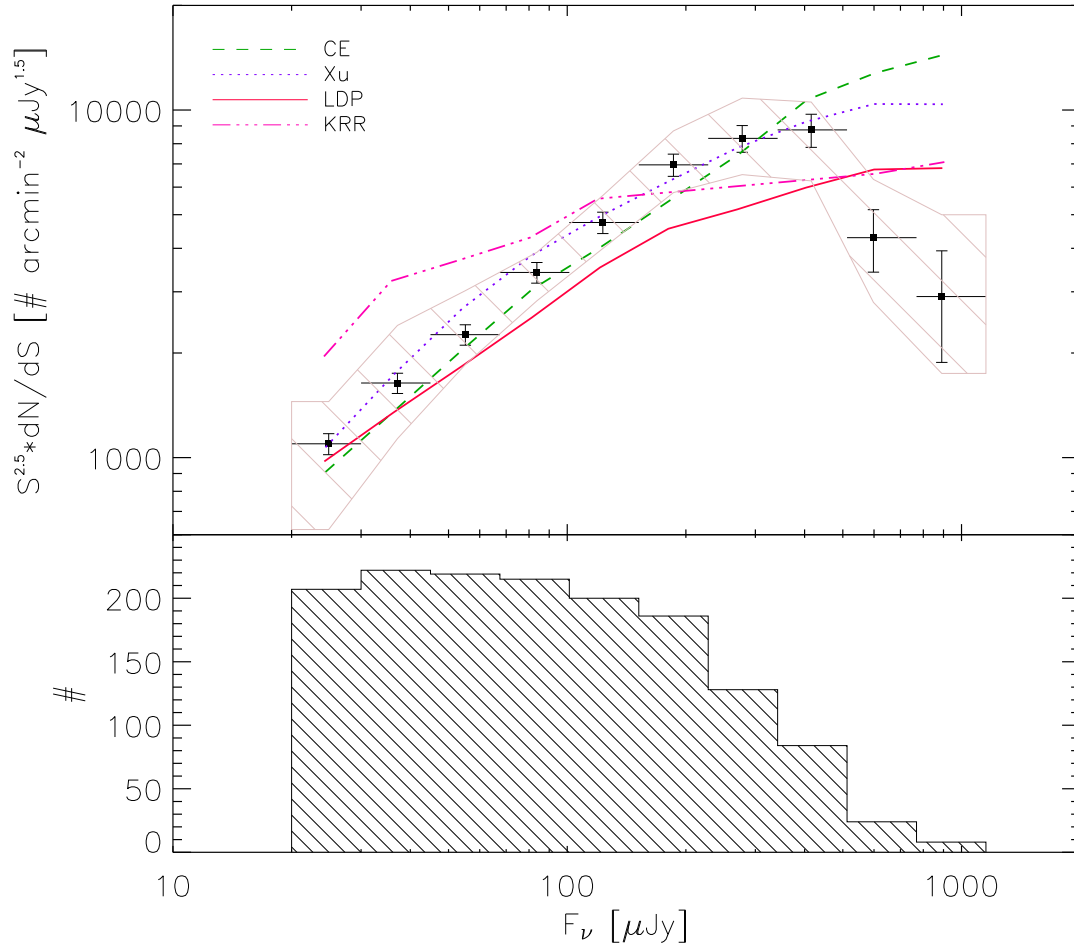


FIG. 3.19 – Comptages de galaxies corrigés de l’incomplétude dans le filtre à $24 \mu\text{m}$ de l’instrument MIPS du satellite Spitzer dans le champ ELAIS-N1 (tiré de Chary *et al.* 2004). Les barres d’erreur reflète l’incertitude poissonienne. Les barres horizontales indiquent les densité de flux minimale et maximale de l’intervalle correspondant. Les lignes correspondent aux quatre modèles comparés ici : King & Rowan-Robinson (2003, KRR), Xu *et al.* (2001, Xu), Chary & Elbaz (2001, CE), Lagache, Dole & Puget (2003, LDP). Les symboles sont positionnés à l’endroit de la densité de flux moyenne des sources dans l’intervalle correspondant tandis que les lignes correspondent au flux moyenné par le profil des comptages du modèle correspondant. La figure du bas indique l’histogramme du nombre de sources effectivement détectées dans chaque intervalle de flux sans correction d’incomplétude.

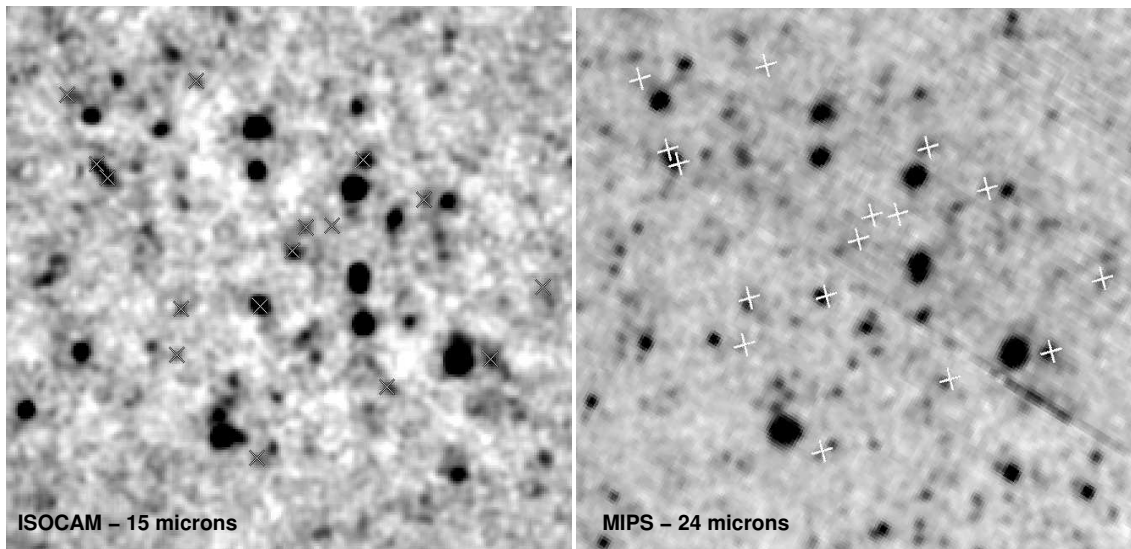


FIG. 3.20 – *Gauche* : image ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ image du champ Marano FIRBACK (partie centrale du champ “ultra-deep”, $7' \times 7'$) de $140\ \mu\text{Jy}$ de complétude à 80%. Les X noirs indiquent les positions des sources communes aux sources MIPS qui ont été utilisées pour générer la Fig. 3.21. *Doit*re : image MIPS à $24\ \mu\text{m}$ du même champ pour une limite de complétude à 80% de $170\ \mu\text{Jy}$. Les X blancs indiquent les positions des sources ISOCAM.

3.5 De ISO à Spitzer,...

Le 23 Août 2003, le télescope de la NASA Spitzer (anciennement SIRTf) a été lancé. Parmi ses premiers résultats figurent les comptages de galaxies à $24\ \mu\text{m}$ avec l'instrument MIPS jusqu'à une limite de $\sim 20\ \mu\text{Jy}$ qui confirment ce que les relevés ISO avaient déjà vu : un fort excès de galaxies faibles indiquant une rapide évolution en fonction du décalage spectral des galaxies lumineuses dans l'IR. Quand on les compare aux modèles définis pour ajuster les comptages ISO et le fond diffus IR, la partie à faible flux des comptages Spitzer est elle aussi ajustée comme nous l'avons montré au sein de la collaboration GOODS (cf Fig. 3.19, Chary *et al.* 2004, voir aussi Papovich *et al.* 2004). Du côté des fortes densités de flux, autour de $1\ \text{mJy}$ et au-delà, on observe moins de galaxies que ce que les modèles avaient prédit. Ceci est en partie, si ce n'est intégralement dû au fait que nous avons précédemment souligné, que ces modèles ont été calibrés sur des comptages à $15\ \mu\text{m}$ initialement sur-estimés au-delà de $1\ \text{mJy}$ (cf Sect. 3.4.1).

Une autre indication de l'accord entre les observations ISOCAM et MIPS vient de la cohérence des positions des sources détectées dans les deux bandes. Les galaxies détectées à 15 et $24\ \mu\text{m}$ sont visibles dans les deux images de la Fig. 3.20, même si plusieurs sources détectées à $24\ \mu\text{m}$ ne le sont pas à $15\ \mu\text{m}$, dans ces images complètes à 140 et $170\ \mu\text{Jy}$ à 15 et $24\ \mu\text{m}$ respectivement. Les galaxies qui apparaissent à $24\ \mu\text{m}$ et non à 15 sont des candidats pour avoir un décalage spectral supérieur à la limite ISOCAM de $z \sim 1.5$ du fait de la correction K. Les relevés les plus profonds réalisés avec MIPS descendent à $S_{24} \sim 40\ \mu\text{Jy}$, tandis que les sources les plus faibles

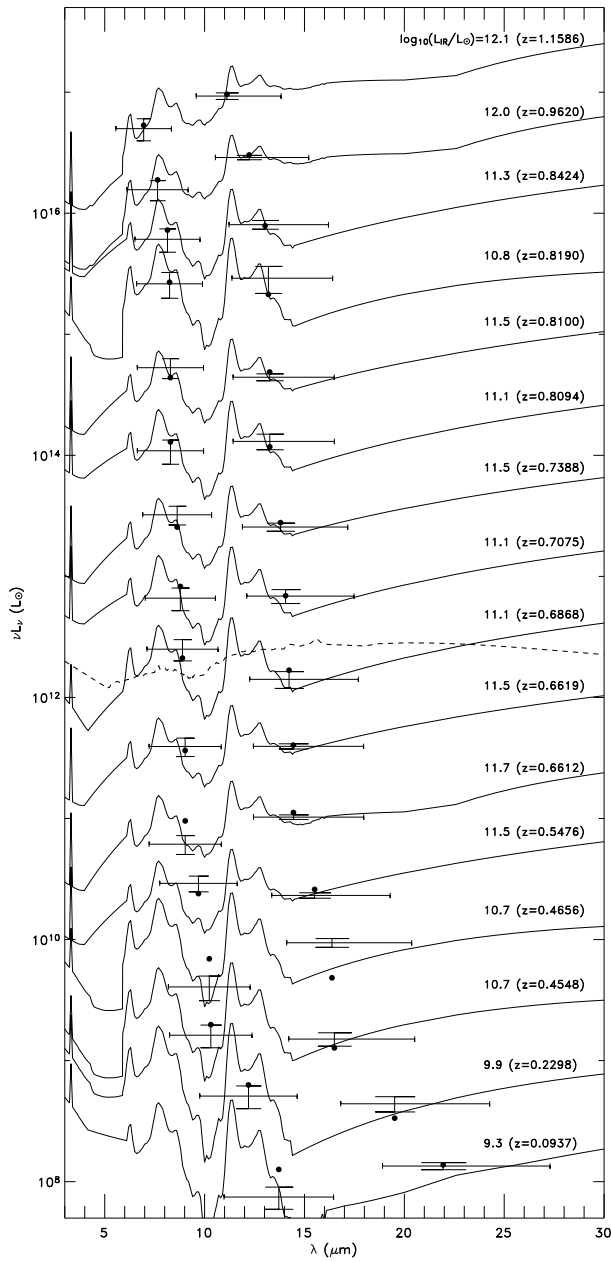


FIG. 3.21 – Distributions spectrales en énergie (SEDs) d'un sous-échantillon de 16 galaxies ISOCAM-MIPS classées de haut en bas avec un décalage spectral décroissant. Les luminosités à 15 et 24 μm sont indiquées avec la largeur du filtre et le rms. La légende de chaque SED indique le logarithme de la luminosité bolométrique IR, L_{IR} , et le décalage spectral de chaque source. Les cercles pleins sont les luminosités dérivées du SED produisant le meilleur ajustement aux données à 15 et 24 μm , lui-même issu de la bibliothèque de SEDs de Chary & Elbaz (2001). La ligne en tirets gras représente le SED de l'AGN NGC 1068 ajustant au mieux les luminosités à 15 et 24 μm de la galaxie associée.

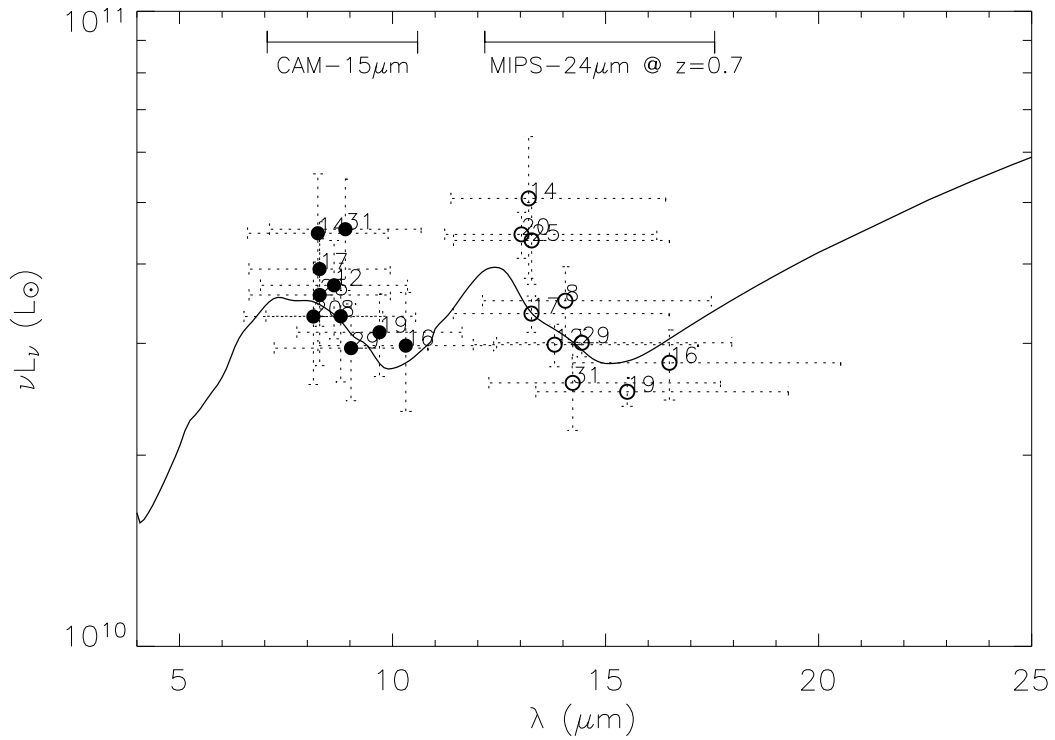


FIG. 3.22 – SED d’une LIRG de $2 \times 10^{11} L_{\odot}$ (la luminosité moyenne des 16 galaxies) moyennée à gauche et à droite par les filtres à 15 et $24 \mu\text{m}$ de ISOCAM et MIPS respectivement. Les raies PAHs larges ont été émoussées par le filtrage. Ce SED filtré peut-être comparé aux valeurs mesurées dans chacune des galaxies après les avoir normalisé à cette même luminosité moyenne de $2 \times 10^{11} L_{\odot}$. Les largeurs de chacun des deux filtres sont indiquées pour un décalage spectral égal au décalage spectral moyen des 16 galaxies, i.e. $z = 0.7$.

détectées dans le HDFN avec ISOCAM (Aussel *et al.* 1999) sont aussi de $S_{15} \sim 40 \mu\text{Jy}$, pour une limite de complétude de $S_{15} \sim 100 \mu\text{Jy}$. La différence entre ISOCAM et MIPS ne vient donc pas de la sensibilité (bien que MIPS couvre des champs bien plus grands par sa plus grande efficacité) mais plutôt du gain en correction K : la bosse due aux PAHs et centrée autour de $7.7 \mu\text{m}$ sort du filtre à $15 \mu\text{m}$ ISOCAM autour de $z \sim 1$ en comparaison à $z \sim 2$ pour MIPS- $24 \mu\text{m}$. Notons aussi que malgré une largeur à mi-hauteur de la PSF de MIPS de 6 arcsec similaire à celle de ISOCAM (le gain en diamètre de télescope de 85 cm pour Spitzer versus 60 cm pour ISOCAM est contrebalancé par le rapport des longueurs d’ondes entre 24 et $15 \mu\text{m}$).

La combinaison des deux instruments peut être utilisée pour tester la validité des SEDs dans le moyen IR pour les LIRGs autour de $z \sim 1$. Comme les observations dans l’IR lointain sont limitées par la sensibilité et la limite de confusion des instruments, il est nécessaire d’utiliser une loi permettant de convertir une luminosité en IR moyen vers une L_{IR} . La principale hypothèse repose sur le profil des galaxies distantes dans l’IR moyen : les PAHs sont-elles présentes ? Suivent-elles un même profil que les galaxies locales en fonction de la luminosité bolométrique des galaxies ? Nous avons réalisé ce test sur un échantillon de 16 galaxies issues du champ du Marano FIRBACK pour lesquelles nous avons obtenu des spectres VLT et donc pour lesquelles nous connaissons aussi des propriétés physiques déduites de leurs spectres optiques parmi les suivantes : la métallicité du gaz, le SFR dérivé des raies en émission, la fraction de masse stellaire produite au cours du “burst”, la durée du “burst”, la masse stellaire des galaxies (selon la qualité des spectres, certaines de ces données sont accessibles uniquement pour chacune des galaxies). En pratique, nous avons utilisé la méthode décrite dans Chary & Elbaz (2001) qui consiste à partir d’une bibliothèque de cent SEDs qui couvrent une palette de L_{IR} allant de 10^8 à $10^{13} L_{\odot}$ à déterminer celui dont la densité de flux à $15 \mu\text{m}$ serait la plus proche de la valeur mesurée, puis d’utiliser ce SED normalisé à la valeur mesurée exacte pour calculer L_{IR} et donc le SFR de cette galaxie. Nous avons appliqué la même méthode à partir de la densité de flux à $24 \mu\text{m}$ et déterminé une autre L_{IR} . Puis nous avons calculé une troisième L_{IR} en ajustant au mieux (minimisation du χ^2) les deux densités de flux à 15 et $24 \mu\text{m}$ en tenant compte de leurs barres d’erreur. Le rms de la distribution de ces trois L_{IR} déterminées pour l’ensemble des 16 galaxies n’est que de 20 % de la valeur moyenne (Elbaz *et al.* 2004a, cf Sect. 9.1), ce qui suggère que les SEDs utilisés sont adaptés à ce domaine de longueurs d’onde pour les galaxies autour de $z \sim 1$. Idéalement, il faudrait disposer d’un échantillon couvrant aussi l’IR lointain, ce dont nous ne disposons pas pour cet échantillon, mais que nous souhaitons obtenir à l’avenir par une demande en temps ouvert Spitzer. Notons cependant que l’accord avec les prédictions issues des flux radio, décrit précédemment, suggère fortement que les SEDs peuvent aussi être appliqués à l’IR lointain. Notons enfin que cette étude a permis de mettre en évidence la présence d’une bosse des PAHs pour ces galaxies autour de $z \sim 0.7$, comme le montre la Fig. 3.21.

De nombreuses questions restent en suspens qui seront abordées grâce aux missions futures, en commençant par Spitzer, qui a déjà commencé à porter des fruits. L’évolution de la fonction de luminosité IR ne sera déterminée qu’avec une moisson abondante de décalages spectraux s’étendant aux galaxies de luminosités in-

termédiaires, i.e. au-dessous de $10^{11} L_{\odot}$. Des campagnes de mesures de décalages spectraux ont déjà commencé auxquelles nous participons activement. Dans le champ du Marano, nous avons obtenu 2072 spectres à l'aide de l'instrument VIMOS au VLT ($R=600$), avec 315 galaxies ISOCAM- $15 \mu\text{m}$, 255 MIPS- $24 \mu\text{m}$ et 86 communes aux deux filtres. Dans le Lockman Hole, une campagne de suivi spectroscopique a été réalisée par H. Aussel à l'aide de l'instrument DEIMOS du télescope du Keck. Les champs sélectionnés pour les programmes Legacy et de temps garanti avec Spitzer ont aussi été sélectionnés dans des régions couvertes dans plusieurs longueurs d'ondes et faisant l'objet de suivis spectroscopiques intenses. Du fait de la limite de confusion dans l'IR lointain et des limites de sensibilités de Spitzer à ces longueurs d'ondes, les observations directes dans l'IR lointain n'atteindront pas les mêmes profondeurs que l'IR moyen avant le lancement de Herschel en 2007. L'accès direct à l'univers distant dans l'IR lointain apportera certainement une information fondamentale sur l'histoire de la formation des galaxies. Sur de plus petites régions du ciel mais avec une résolution spatiale inégalable, ALMA (Atacama Large Millimeter Array) apportera une vision complémentaire et complète du panorama IR jusqu'à des décalages spectraux importants mais surtout, dans l'étude de l'origine des étoiles présentes, un accès aux liminosités les plus faibles et donc à la fonction de luminosité complète des galaxies. Avec une grande résolution spatiale, mais dans l'IR moyen cette fois, le James Webb Space Telescope (JWST), qui observera jusqu'à $30 \mu\text{m}$ permettra d'identifier les galaxies à formation stellaire enfouie jusqu'à $z \sim 3$ et d'en mesurer les masses stellaires grâce à la mesure de leur émission dans le proche IR dans le référentiel au repos des galaxies.

Chapitre 4

Etudes en cours I : Histoire de la formation stellaire dans les LIRGs distantes à partir de leurs propriétés spectrales optiques

L'étude des propriétés optiques des LIRGs distantes nous a permis de démontrer que les régions de formation d'étoiles à l'origine de l'émission IR des LIRGs étaient certes fortement affectées par l'atténuation due à la poussière, mais que malgré cela il était possible d'étudier leurs propriétés et l'histoire de leur formation stellaire à partir des photons optiques non absorbés (cf Sect. 2.1& 2.2). Nous avons donc entrepris une étude du continuum spectral optique des LIRGs distantes à l'aide des spectres VLT-FORS2 que nous avons utilisés dans Liang *et al.* (2004) pour l'étude des propriétés déduites de leurs raies en émission. Dans cette première étude (Liang *et al.* 2004, Hammer *et al.* 2004, Flores *et al.* 2004), nous avons déterminé la métallicité du milieu interstellaire de ces galaxies et trouvé qu'en comparaison avec les galaxies locales de luminosité comparable, les LIRGs étaient sous métalliques d'un facteur ~ 2 , ce que nous avons interprété comme une confirmation qu'elles étaient en phase de produire une quantité de métaux entre $z = 1$ et 0 du même ordre que celle qu'elles contiennent.

Dans l'étude de Marcillac, Elbaz *et al.* (2004), nous avons étudié les populations stellaires non enfouies dans les régions poussiéreuses afin d'en déduire l'histoire passée de formation d'étoiles de ces galaxies. En principe, les étoiles qui vivent plus de ~ 1 millions d'années sortent de leurs nuages moléculaires géants originels et participent au continuum stellaire agissant surtout sur les raies de Balmer en absorption et sur la discontinuité à 4000 Å. C'est donc par un diagramme combinant ces deux indicateurs, que nous avons évoqué en Sect. 3.4.7, que nous avons abordé cette étude. L'article est actuellement en phase de fin de rédaction et sera incorporé au mémoire ultérieurement.

Chapitre 5

Etudes en cours II : Formation des galaxies et des amas de galaxies

Un des problèmes majeurs concernant la formation des amas de galaxies concerne l'origine des métaux dans le milieu intra-amas (ICM, pour intra-cluster medium) ainsi que celle de l'excès d'entropie de ce même milieu. L'étude de l'enrichissement en fer de l'ICM a constitué une partie de mon travail de thèse. Nous avons proposé à l'époque que les galaxies, principalement celles de type elliptique, aient vécu une phase de formation stellaire violente au cours de laquelle elles auraient produit une large partie de leurs métaux. Durant cette phase, les galaxies auraient pu produire un vent galactique qui aurait éjecté une partie du milieu interstellaire (ISM, interstellar medium) dans l'ICM. Pour à la fois expliquer un enrichissement rapide en métaux et une large concentration de supernovae de type II (SNII) dans le temps, nous avons proposé que la fonction de masse initiale (IMF) soit biaisée vers les étoiles massives lors de ces phases de formation stellaire violente. La question de savoir si l'IMF est universelle et indépendante du SFR reste d'actualité (voir Finoguenov, Burkert & Böhringer 2003) et nous ne l'aborderons pas ici, mais nous nous attacherons à considérer l'effet des phases LIRGs dont nous avons démontré qu'elles étaient fondamentales dans l'histoire de la formation et l'évolution des galaxies sur la formation des amas de galaxies. Si l'on admet que lors d'une phase LIRG, il se produit un vent galactique, alors non seulement ces phases peuvent expliquer une grande partie de l'enrichissement en éléments lourds de l'ICM mais aussi l'injection d'énergie et d'entropie dans l'ICM.

L'étude des amas de galaxies dans le domaine des X a permis de mettre en évidence des lois d'échelles respectées par la luminosité X, la température du gaz rayonnant dans le domaine des X, la masse totale des amas de galaxies,... De telles lois sont prédites par les modèles théoriques de formation hiérarchique des structures et par les simulations numériques cosmologiques dominées par la gravitation et incluant la compression et le chauffage par chocs de la matière baryonique. Le premier résultat de ces simulations sur cette question a été de montrer l'existence d'un profil auto-similaire de la densité des matières noire et baryonique, lorsque celles-ci sont normalisées au rayon du viriel (défini comme R_{200} , i.e. à l'intérieur duquel la densité moyenne du système est 200 fois la densité critique de l'univers), depuis les

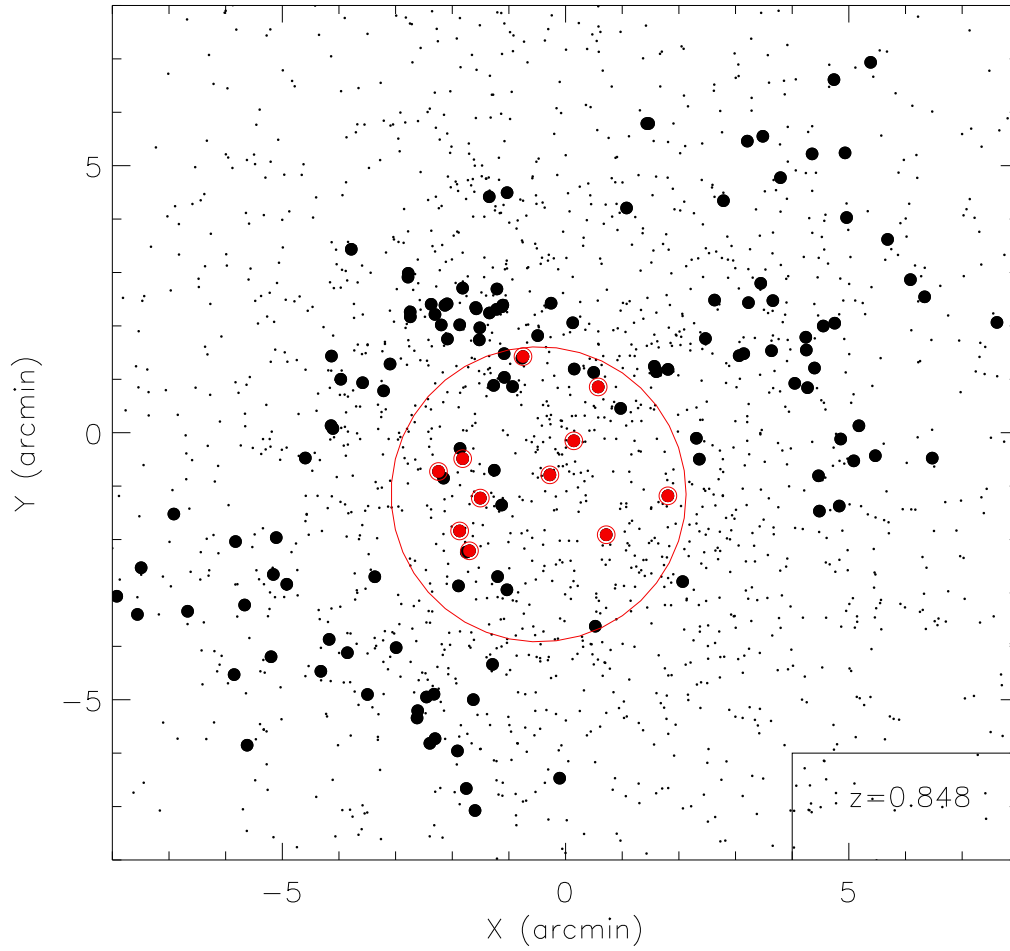


FIG. 5.1 – Structure centrée sur $z \sim 0.848$, dans le champ GOODS-N, en Mpc comobiles ($1'' = 0.849$ Mpc à $z = 0.848$). Les points noirs sont les galaxies pour lesquelles existe un décalage spectral spectroscopique dans ce champ, tous décalages spectraux confondus. Les cercles noirs pleins représentent les galaxies de décalage spectral compris entre $z = 0.836$ - 0.854 . Les cercles pleins entourés par un second cercle indiquent les positions des sources ISOCAM. Le grand cercle indique le champ observé par ISOCAM.

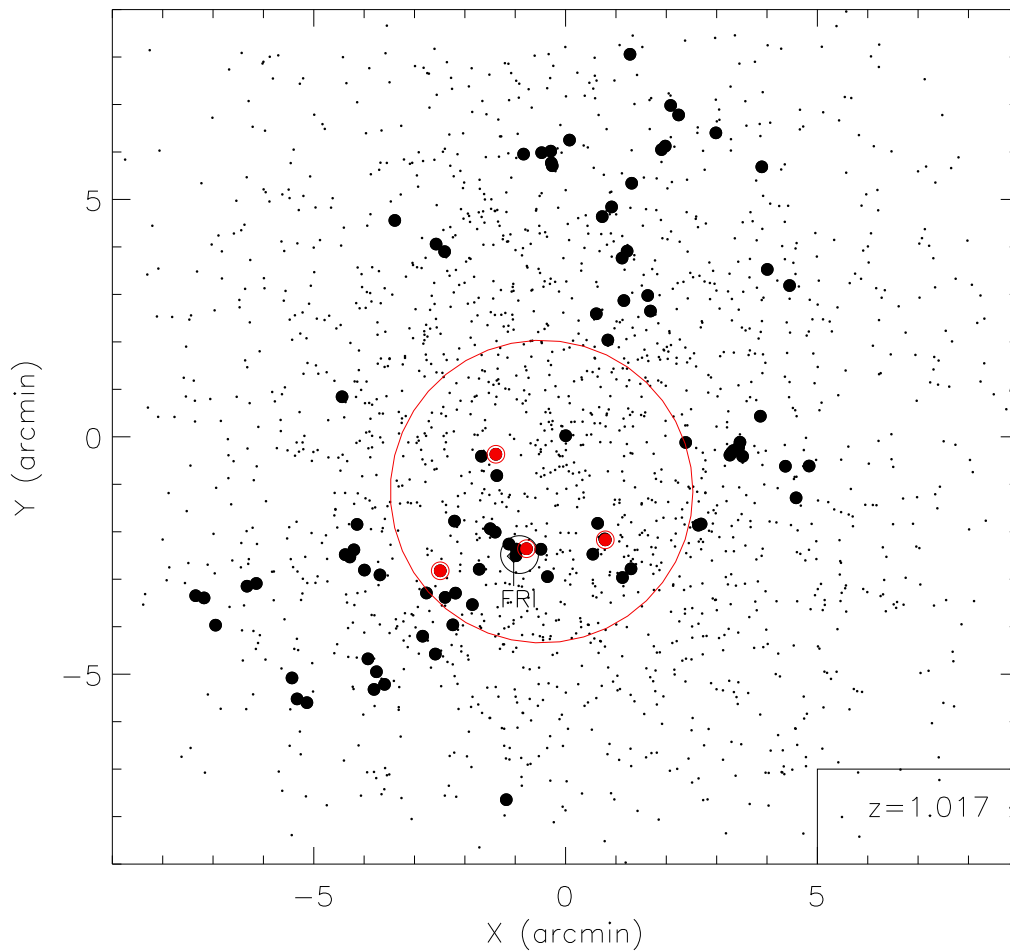


FIG. 5.2 – Structure centrée sur $z \sim 1.017$, dans le champ GOODS-N, en Mpc comobiles ($1'' = 0.973$ Mpc à $z = 1.017$). Les points noirs sont les galaxies pour lesquelles existe un décalage spectral spectroscopique dans ce champ, tous décalages spectraux confondus. Les cercles noirs pleins représentent les galaxies de décalage spectral compris entre $z = 1.010$ - 1.023 . Les cercles pleins entourés par un second cercle indiquent les positions des sources ISOCAM. Le grand cercle indique le champ observé par ISOCAM. Une galaxie de type FRI (losange et label) se trouve au centre d'une détection X étendue avec Chandra.

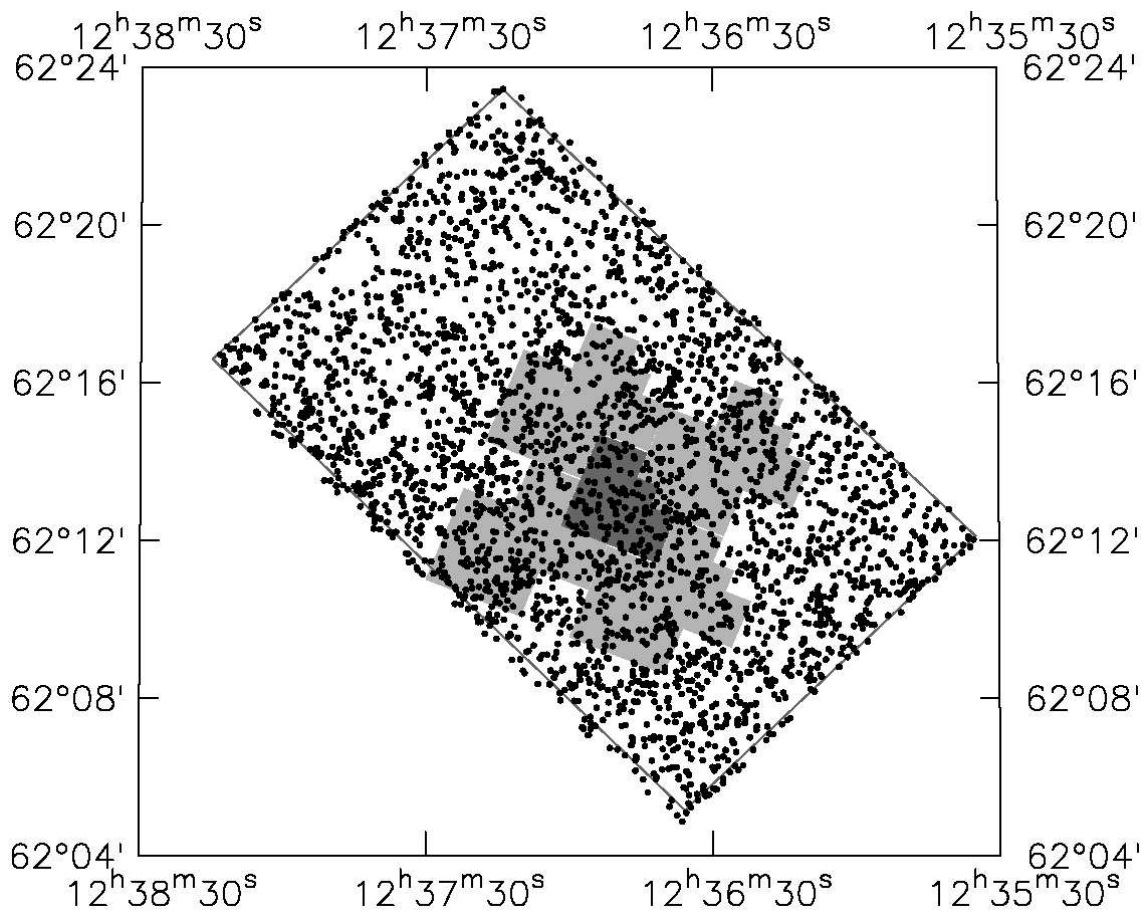


FIG. 5.3 – Couverture du champ GOODS-N (points noirs) vis-à-vis du champ HDF-N propre (champ central gris foncé) et ses Flanking Fields (champs en gris clair).

galaxies jusqu'aux amas de galaxies (profil NFW, Navarro, Frenk & White 1997). Du coup, une auto-similarité de la brillance de surface en X est attendue ainsi que des relations invariantes d'échelle : $L_X \propto f_{\text{gas}}^2 T_X^2$, où $f_{\text{gas}} = M_{\text{gas}}/M$, ou $T_X \propto M_{\text{tot}}^{2/3}$ (cf Ponman, Sanderson & Finoguenov 2003, Voit *et al.* 2002).

En pratique, une auto-similarité des profils de brillance de surface X des amas de galaxies a effectivement été observée mais celle-ci présente une pente supérieure aux prédictions des modèles, supérieure à T_X^2 et plus proche de T_X^3 . Ceci implique que les propriétés observationnelles des amas de galaxies requièrent d'autres processus physiques que la seule gravité. Cet écart peut porter à conséquences sur les études cosmologiques réalisées à partir d'amas de galaxies qui reposent sur la mesure de la masse totale des amas de galaxies.

Le terme thermodynamique le plus propice à représenter cet écart des observations aux lois d'échelles théoriques dans les modèles simples est l'entropie (Bower 1997), qui est ici définie comme : $S = kT_X/N_e^{2/3}$ keV/cm³, et donc diffère de la définition classique de l'entropie thermodynamique par une constante et un logarithme. L'entropie reflète l'histoire de l'accrétion du gaz et en même temps conserve la mémoire des autres processus physiques. Dans le contexte des modèles auto-similaires, l'entropie est reliée par une simple proportionnalité à la température, $S \propto T_X$, mais en pratique, on observe la relation suivante : $S \propto T_X^{0.65}$ (Ponman, Sanderson & Finoguenov 2003, voir aussi Pratt & Arnaud 2003).

Pour les simulations ne comportant pas d'effet non-gravitationnel, la distribution spatiale de l'entropie peut-être déterminée par des simulations hydrodynamiques ou des modèles analytiques à symétrie sphérique. Les effets dûs à l'ajout d'une composante non gravitationnelle du chauffage de l'ICM peuvent ensuite être ajoutés comme des perturbations de cette distribution d'entropie. De plus, la relaxation violente d'un amas de galaxies qui conduit à sa thermalisation se produit avec des coquilles sphériques isentropiques, ainsi on peut suivre l'effet de l'injection d'entropie à un moment de l'histoire de l'amas : par convection, lors de la relaxation de l'amas, les coquilles de forte entropie se déplacent vers la partie extérieure de l'amas.

L'écart peut se résumer à considérer un excès d'entropie observé de manière générale dans les amas. Initialement cet excès a été mesuré dans les groupes de galaxies et interprété comme un "plateau d'entropie" ou "entropy floor". La précision des mesures sur les amas riches a ensuite permis de constater que cet excès d'entropie était présent à toutes les échelles, mais qu'il était moins visible dans les amas riches, plus chauds. Pour que les simulations reproduisent les observations, il faut ajouter ~ 1 keV par baryon. En pratique l'intensité de l'injection de cette entropie dépend du moment où celle-ci se produit. Trois types de processus ont été jusqu'à présent considérés :

- le pré-chauffage, où le gaz est chauffé par un processus non gravitationnel avant d'être accrété dans le potentiel de l'amas, e.g. vents galactiques dûs aux supernovae, vents dûs aux AGNs (e.g. Kaiser 1991, Evrard & Henry 1991, Valageas & Silk 1999)
- le chauffage après accrétion de l'ICM (e.g. Metzler & Evrard 1994).
- le refroidissement (e.g. Pearce *et al.* 2000).

Notre étude des galaxies de type LIRG distantes et de leur distribution spatiale nous amène à proposer une nouvelle possibilité : selon le scénario hiérarchique de

formation des structures, les amas de galaxies se forment à la croisée de filaments au sein desquels les galaxies s'écoulent pour s'accumuler dans le futur amas. Durant ce processus, au cours duquel le gaz intergalactique s'effondre lui aussi dans le potentiel de l'amas mais avec un temps de relaxation plus court car celui-ci est dissipatif, les galaxies provoquent des flambées de formation d'étoiles en se croisant soit par fusion soit par effets de marée. Leur fraction de masse de gaz étant en moyenne plus élevée que dans l'univers local, les interactions sont plus efficaces pour allumer la formation stellaire. Lors de ces "bursts", la densité spatiale et temporelle des SNII est élevée, et du fait de la percolation des éjecta, ces derniers ne rencontrent pas un milieu interstellaire froid et leur refroidissement est ralenti, ce qui facilite la production d'un vent galactique. Une simulation 3D de ces processus serait nécessaire pour étudier les conditions de formation d'un vent galactique, mais de telles simulations n'existant pas à l'heure actuelle à l'échelle d'une galaxie, nous supposons la production d'un vent lors d'une phase LIRG comme hypothèse de travail. Ces vents étant produits alors que la densité du gaz est encore faible, ils ajoutent une entropie relativement élevée, puisque l'entropie est inversement proportionnelle à la densité électronique du gaz à la puissance $2/3$. De plus, la relaxation s'effectuant par des coquilles conservant l'entropie, celle-ci est conservée au cours de l'histoire de l'amas. Un tel processus permettrait d'expliquer aussi que les groupes de galaxies semblent détenir une masse de gaz intra-amas plus faible que les amas riches, car si plusieurs galaxies d'un groupe en formation produisent un vent galactique, la combinaison de ceux-ci pourraient à leur tour produire un vent à l'échelle du groupe ou du proto-amas.

Ce type de scénario est suggéré par les observations suivantes. Dans le champ du GOODS-N, centré sur le HDFN, 1813 décalages spectraux ont été récemment obtenus à l'aide de l'instrument DEIMOS (Wirth *et al.* 2004) dans une région de $15' \times 10'$, ce qui correspond à une taille comobile de près de $15 \text{ Mpc} \times 10 \text{ Mpc}$, à $z = 1$. La partie centrale de ce champ a été observée avec ISOCAM (Aussel *et al.* 1999). Nous avons décrit en Sect. 3.4.3, la distribution de ces sources en décalage spectral et montré que les LIRGs appartenaient préférentiellement à des pics en décalage spectral. Deux de ces pics sont particulièrement proéminents, localisés à $z \sim 0.848$ (0.836-0.854) et 1.017 (1.010-1.023) avec des S/N de 12.7 et 13.1 respectivement, selon la définition donnée en Sect. 3.4.6 et dans Moy & Elbaz (2004, cf Sect. 9.2). Avant l'existence des données étendues sur le champ GOODS-N, il n'était pas possible de savoir s'il s'agissait de groupes, d'amas de galaxies ou de grandes structures de type filament ou mur. Avec ces nouvelles données, il est maintenant possible de voir l'extension de ces deux structures sur 15 Mpc comobiles, c'est-à-dire bien plus que la taille des amas les plus riches connus dans l'univers local, comme le montrent les Figs. 5.1, 5.2. Pour comparaison, la Fig. 5.3 montre le HDFN propre, ses Flanking Fields ainsi que le champ GOODS-N. On peut voir que les galaxies pour lesquelles un redshift a été obtenu échantillonnent le plan de manière homogène, ce qui permet de donner un sens physique à la structure filamentaire de la structure centrée sur $z = 1.017$ (cf Figs. 5.2). Cette structure contient 85 galaxies avec une dispersion de vitesse typique d'un groupe ou d'un proto-amas, de $\sigma_V = 333 \text{ km/s}$. Au centre du champ observé avec ISOCAM, se trouve une galaxie radio de type FRI, que l'on trouve généralement au centre des amas du fait de l'interaction avec l'ICM, ainsi qu'une source étendue

Chandra, ce qui laisse à penser qu'il s'agit bien d'un groupe ou proto-amas. Sur les 22 galaxies de champ appartenant à la région observée avec ISOCAM, 18 % (4 galaxies) sont des LIRGs. L'image MIPS dans le cadre du programme GOODS permettra de savoir si cette fraction s'étend à l'ensemble de la région ou seulement à la partie centrale de celle-ci. L'autre structure, localisée à $z \sim 0.848$, possède 140 sources pour une dispersion de vitesses de $\sigma_V = 588$ km/s. Il n'y a pas de source étendue en X à cet endroit, mais cette fois 44 % des galaxies sont dans une phase LIRG (11 galaxies sur 25 dans le champ ISOCAM). Sachant que la durée typique de cette phase n'est que de 0.1 Gyr, le fait que près de la moitié des galaxies soient entrées dans cette phase a deux conséquences : d'une part, la phase LIRG doit se produire plusieurs fois au sein de chacune des galaxies et d'autre part, une telle concentration de LIRGs en une seule région du ciel doit être associée à un processus pouvant catalyser cette phase, qui est très probablement la formation d'une grande structure avec provocation d'effets d'environnement.

Cette étude demande à être prolongée grâce aux données Spitzer sur lesquelles nous travaillons actuellement, mais elle met en évidence un phénomène nouveau : les LIRGs ne seraient pas seulement intéressantes en tant que partie visible d'une phase de formation stellaire fondamentale au cours de l'histoire des galaxies, mais aussi en tant que traceurs en "temps réel" du fait de leur faible "durée de vie" du moment où un amas de galaxie se forme par écoulement des galaxies le long du filament auquel il appartient. Enfin, les LIRGs sont peut-être l'élément clé qui manque aux modèles cherchant à reproduire les propriétés globales des amas de galaxies et en particulier leur écart aux lois d'échelles théoriques.

Chapitre 6

Etudes en cours III : Etudes préparatoires pour Herschel

La Fig. 6.1 montre la luminosité IR minimale (ou le SFR minimal) qui peut-être détectée dans les 6 filtres Herschel de PACS (75, 110, 170 μm) et SPIRE (250, 350, 500 μm) pour les limites de confusion déterminées à l'aide du modèle de Chary & Elbaz (2001), discutées ci-après. La Fig. 6.2 montre de manière équivalente les relevés existant à l'heure actuelle. Sur le plan statistique, nous avons aussi calculé les histogrammes des galaxies pouvant être détectées par intervalle de décalage spectral et de luminosité IR. La Fig. 6.3 montre le résultat de ce calcul dans la bande à 110 μm de PACS et l'ensemble des bandes PACS et SPIRE de Herschel est figuré en Fig. 6.4.

Nous avons utilisé la définition de la limite de confusion suggérée par Dole *et al.* (2003) :

1. **le critère de densité : “P %”**

ce critère correspond à la densité de flux au-dessus de laquelle moins de P % des galaxies ne peuvent pas être résolues spatialement, i.e. ont un voisin plus proche que la largeur à mi-hauteur, FWHM, de la PSF (ou $0.8 \times \text{FWHM}$).

2. **le critère photométrique : “N- σ ”**

la densité de flux au-dessous de laquelle les sources plus faibles produisent un bruit dont le rms est N fois plus faible, i.e. limite de détection à N- σ .

Les limites de confusion dans les bandes Herschel issues de ces deux critères sont représentées dans la Fig. 6.5.

Enfin, nous avons déterminé la fraction du fond diffus IR, CIRB, qui sera résolue par ces différents relevés du ciel à l'aide d'Herschel jusqu'à la limite de confusion dans chaque bande. La Fig. 6.6 montre cette fraction pour la bande PACS-110 μm tandis que la Fig. 6.7 montre ce même calcul pour l'ensemble des bandes Herschel.

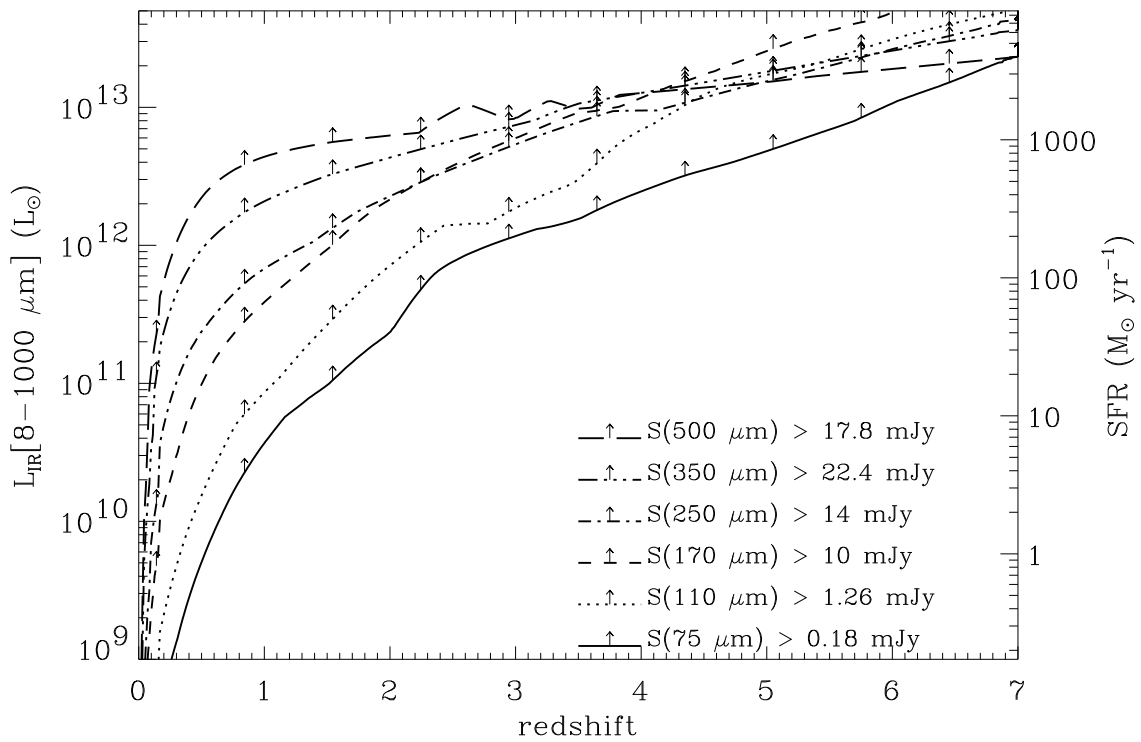


FIG. 6.1 – Luminosité IR minimale (ou SFR) qui peut-être détectée dans les 6 filtres Herschel de PACS (75, 110, 170 μm) et SPIRE (250, 350, 500 μm) pour les limites de confusion déterminées à l'aide du modèle de Chary & Elbaz (2001).

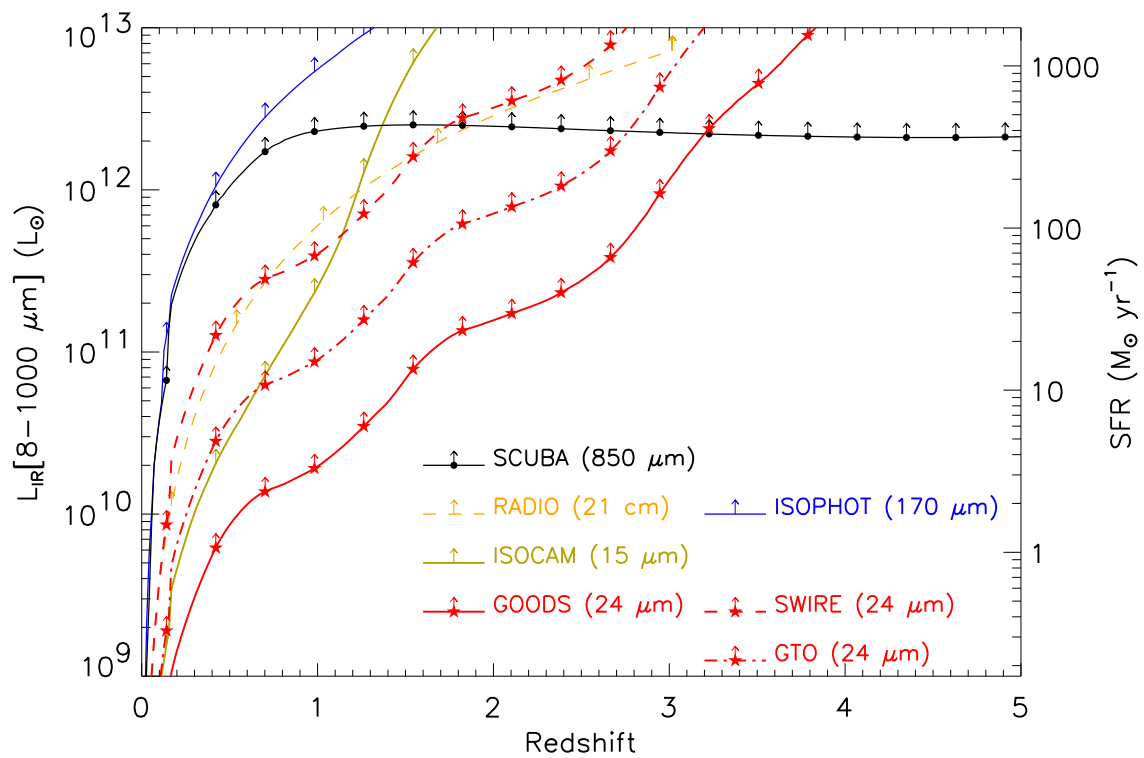


FIG. 6.2 – Luminosité IR minimale (ou SFR) qui peut-être détectée dans les relevés les plus profonds de VLA, SCUBA, ISOPHOT, SPITZER, ISOCAM.

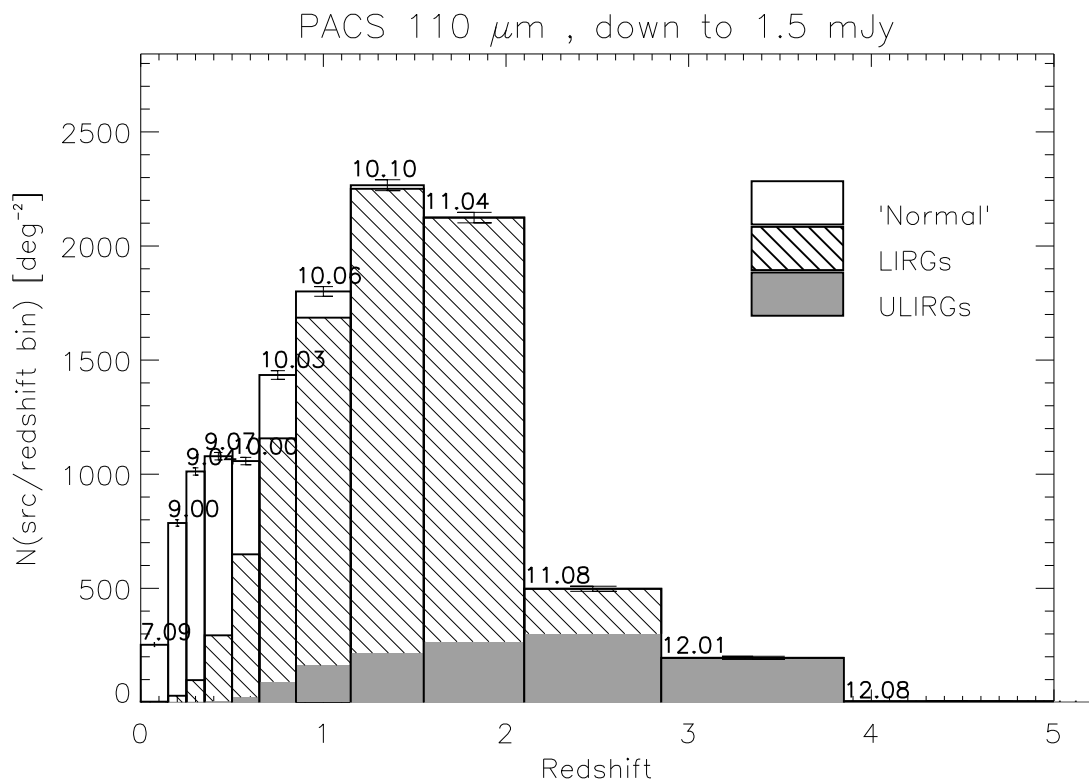


FIG. 6.3 – Nombre de galaxies par degré carré et par intervalle de décalage spectral prédit dans la bande PACS-110 μm avec le modèle Chary & Elbaz (2001) pour une limite de sensibilité égale à la limite de confusion de 1.5 mJy ($5\text{-}\sigma$ de bruit photométrique et 20% de sources non résolues, cf définition de la limite de confusion dans le texte).

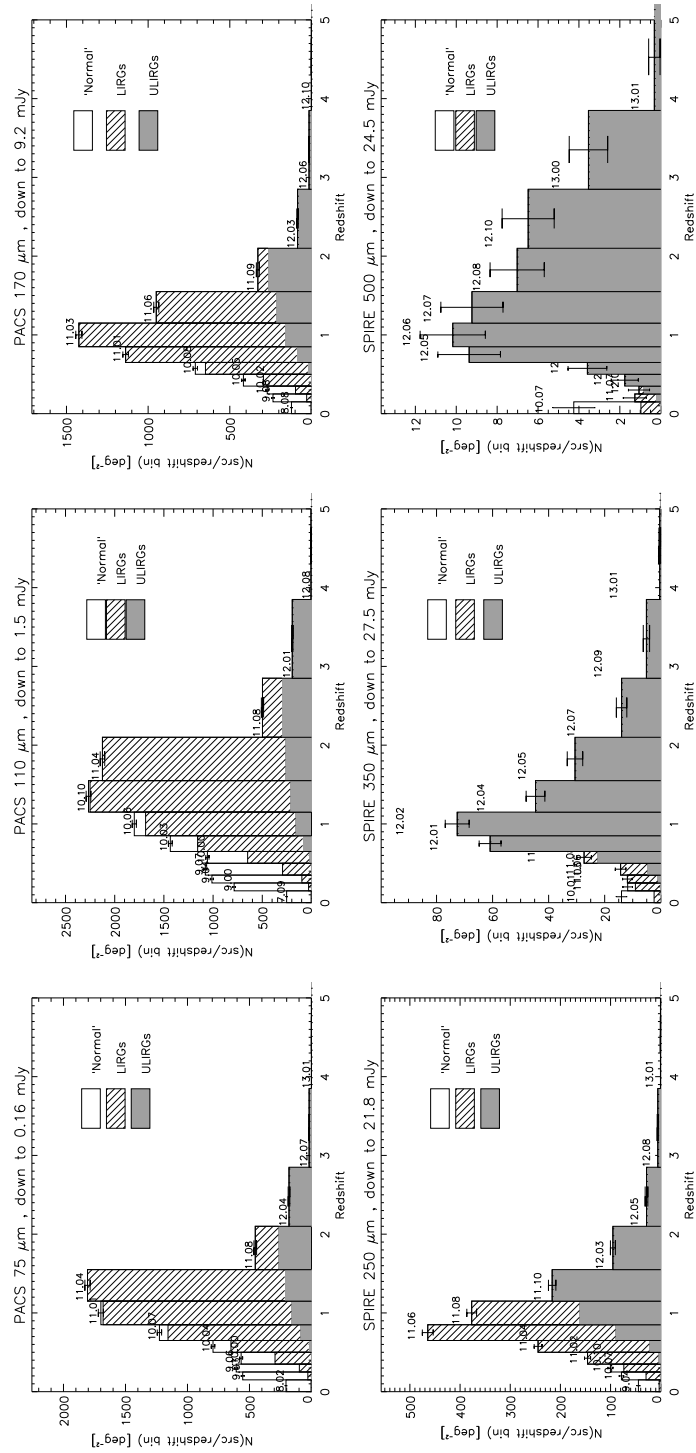


FIG. 6.4 – Idem Fig. 6.3 pour l'ensemble des 6 bandes PACS et SPIRE.

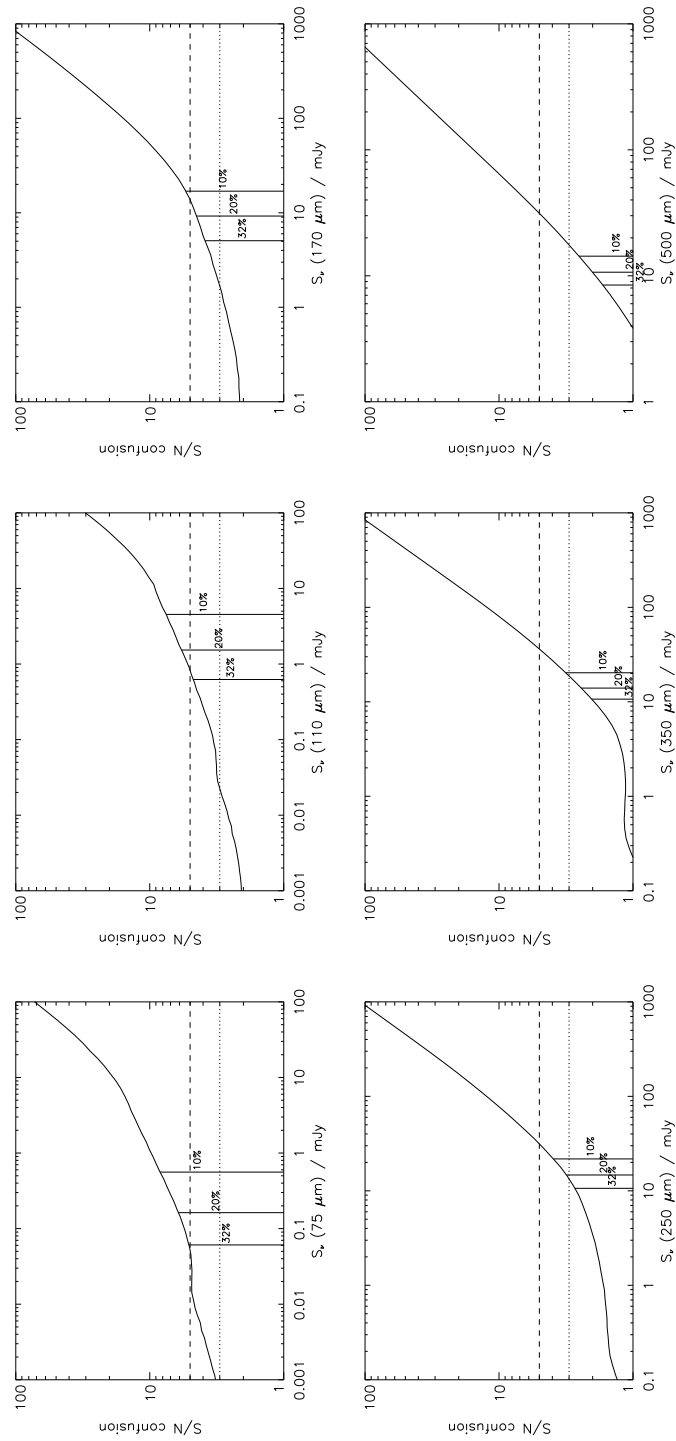


FIG. 6.5 – Détermination de la limite de confusion utilisant la technique de Dole *et al.* (2003) : bruit photométrique et fraction de sources non résolues (pour une limite de distance de $0.8 \times \text{FWHM}$).

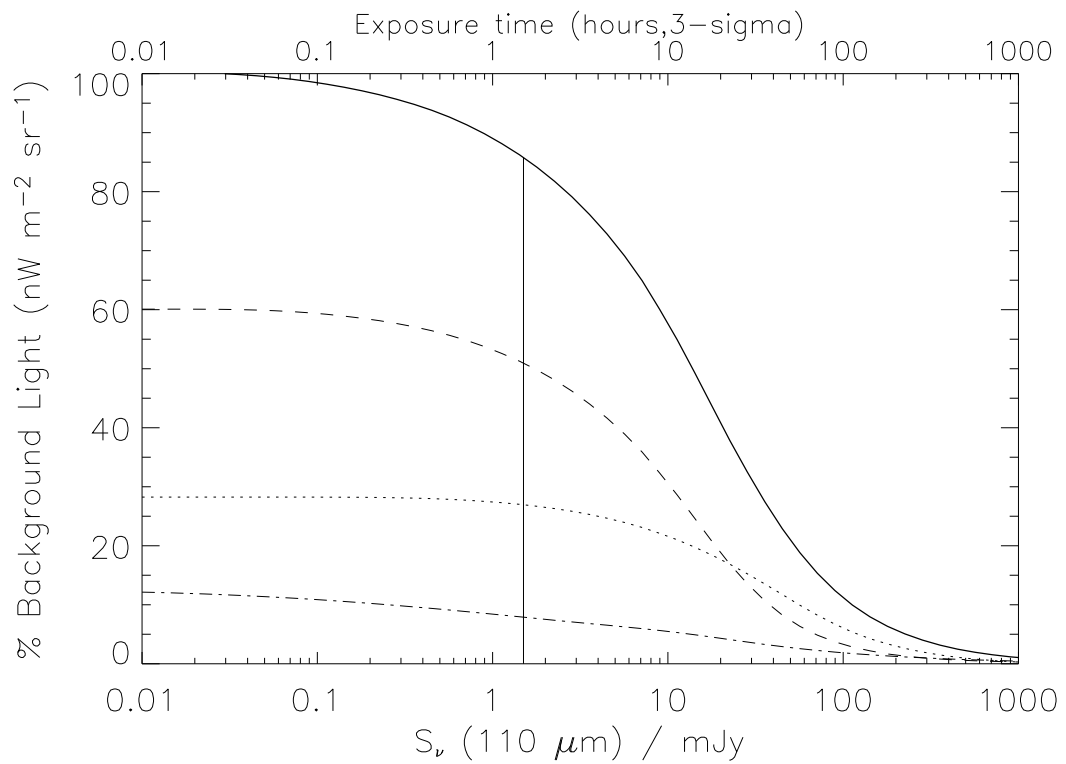


FIG. 6.6 – Fraction du CIRB résolue en fonction de la profondeur pour PACS-110 μm . La ligne verticale indique la limite de confusion. La ligne en tirets représente la contribution des LIRGs, celle en pointillés celle des ULIRGs et celle en tirets-points celle des galaxies “normales” de moins de $10^{10} L_{\odot}$.

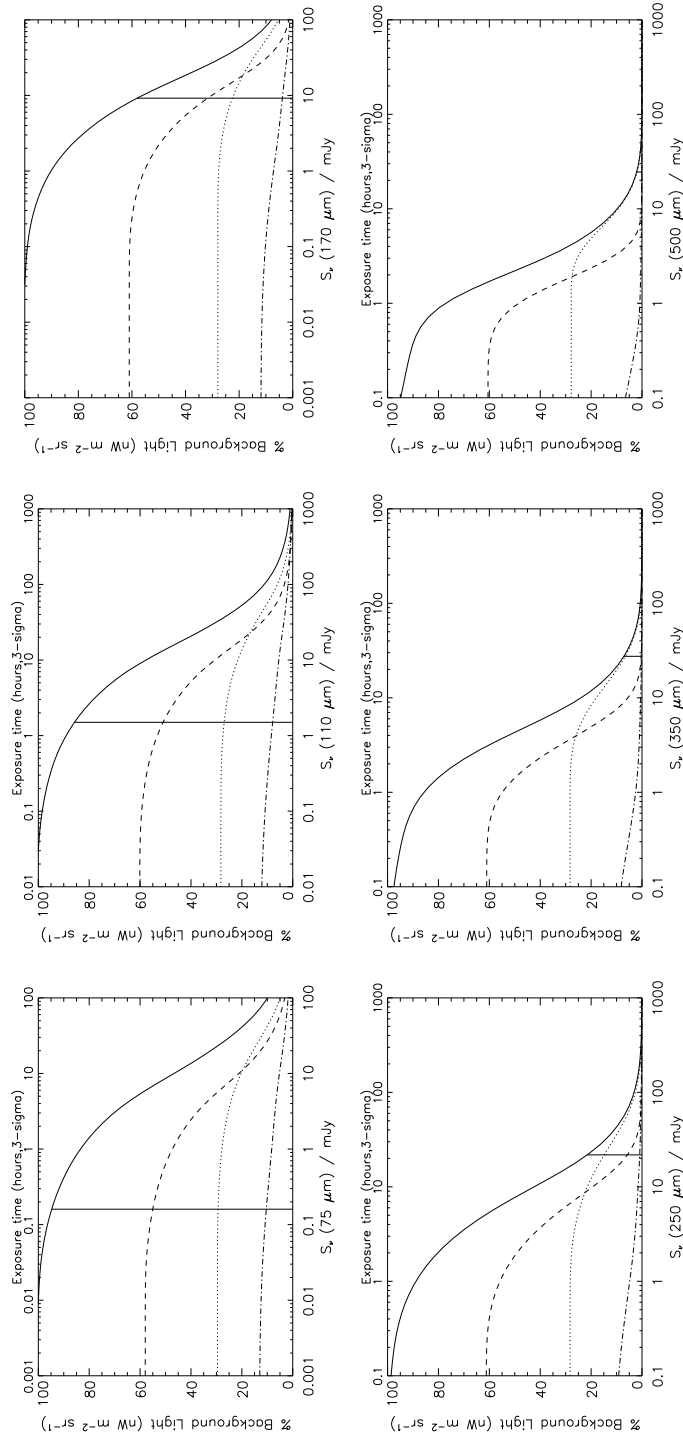


FIG. 6.7 – Fraction du CIRB résolue en fonction de la profondeur pour PACS et SPIRE. La ligne verticale indique la limite de confusion. La ligne en tirets représente la contribution des LIRGs, celle en pointillés celle des ULIRGs et celle en tirets-points celle des galaxies “normales” de moins de $10^{10} L_\odot$.

Chapitre 7

Annexes

7.1 Calcul de l'atténuation par la poussière

L'*atténuation*, $A(\lambda)$, est définie par :

$$A(\lambda) = -2.5 \times \log \frac{F_\lambda^{obs}}{F_\lambda^{int}} = 1.086 \times \tau_\lambda \quad (7.1)$$

où F_λ^{obs} et F_λ^{int} sont respectivement les densités de flux observée et intrinsèque en ($\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) et τ_λ et la *profondeur optique*, définie par :

$$F_\lambda^{obs} = F_\lambda^{int} \times e^{-\tau_\lambda} \quad (7.2)$$

$A(\lambda)$ est donc la différence entre la magnitude observée à λ (e.g. V) et celle que l'objet aurait sans extinction (e.g. V_0) :

$$A(V) = V - V_0 \quad (7.3)$$

La dépendance de l'extinction en fonction de la longueur d'onde est généralement décrite par la rapport $A(\lambda)/A(V)$, appelé "loi d'extinction".

Le rougissement de la lumière stellaire peut-être mesuré par la différence entre l'indice de couleur, $(B-V)$, et l'indice de couleur intrinsèque, $(B-V)_0$, généralement exprimé par l'*excès de couleur* :

$$E(B-V) = A(B) - A(V) = (B-V) - (B-V)_0 \quad (7.4)$$

L'*atténuation visuelle*, $A(V)$ ou A_V , et l'excès de couleur, $E(B-V)$, sont reliés par la formule suivante :

$$A(V) = R_V \times E(B-V) \quad (7.5)$$

où R_V esure le rapport de l'extinction dans les bandes B et V :

$$(R_V)^{-1} = \frac{A(B)}{A(V)} - 1 = \frac{B - B_0}{V - V_0} - 1 \quad (7.6)$$

La valeur de $R_V = 3.1$ a été déterminée de manière expérimentale dans l'ISM de la Voie Lactée, tandis qu'elle vaut $R_V = 4.05$ dans les galaxies de type "starbursts" (Calzetti *et al.* 2000).

L'excès de couleur est utilisé pour ajuster l'absorption à la longueur d'onde du filtre de l'observation (e.g. F439W).

L'excès de couleur, $E(B - V)$, est aussi relié à la densité de colonne de matériel absorbant entre l'observateur et les étoiles émettrices (ici dans le cas d'une étoile située dans la Voie Lactée) par :

$$N_H = 5.8 \times 10^{21} E(B - V) \text{ atomes/cm}^2 \quad (7.7)$$

La loi d'extinction peut aussi être définie comme un rapport de deux couleurs, $E(\lambda - V)/E(B - V)$. Au lieu de $A(V)$ comme la référence, on peut aussi utiliser un bande dans l'IR proche, avec l'avantage que la loi d'extinction sera alors indépendante de la ligne de visée (Mathis 1990, ARAA 28, 37). Ce résultat trouvé observationnellement peut s'expliquer par le fait que l'extinction dans l'IR proche est produite par les particules de poussière les plus larges dont la distribution de tailles doit être la même quelle que soit la direction.

7.2 Correction d'extinction de la raie H_α en émission

1. mesurer les flux de H_α et H_β en $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, F_α^{obs} et F_β^{obs} .
2. corriger de l'extinction Galactique à l'aide des lois d'extinction Galactiques issues de la Table III de Fitzpatrick (1986, AJ 92, 1068) ou la loi de Fitzpatrick (1999, PASP 111, 63) :

$$F_\alpha^{MW} = F_\alpha^{obs} \times 10^{0.4 \times E_{Gal}(B-V) \times fitz(\lambda[H_\alpha])} \quad (7.8)$$

où F_α^{MW} est la densité de flux H_α corrigée de l'extinction Galactique. $fitz(\lambda)$ est la courbe d'extinction Galactique qui ne dépend que de λ . $E_{Gal}(B - V)$ dépend de la ligne de visée et résulte des cartes de poussière de Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998, ApJ 500, 525).

3. estimer $E_{gas}(B - V)$ à partir du décrétement de Balmer F_α/F_β .

$$E(\lambda - V) = A_\lambda - A_V = fitz(\lambda) \times E_{Gal}(B - V) \quad (7.9)$$

Eq.(7.9) donne :

$$\begin{aligned} A_\lambda[H_\alpha] - A_\lambda[H_\beta] &= A_\lambda[6563 \text{ \AA}] - A_\lambda[4861 \text{ \AA}] \\ &= [fitz(\lambda_\alpha) - fitz(\lambda_\beta)] \times E_{Gal}(B - V) \end{aligned} \quad (7.10)$$

Eq.(7.10) donne :

$$E_{gas}(B - V) = 2.5 \log \left[\frac{F_\alpha^{int}}{F_\beta^{int}} \times \frac{F_\beta^{obs}}{F_\alpha^{obs}} \right] \times \frac{1}{fitz(\lambda_\alpha) - fitz(\lambda_\beta)} \quad (7.11)$$

où $F_{\alpha}^{int}/F_{\beta}^{int} = 2.86$ est le rapport intrinsèque de ces raies ($N_e = 10^2 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10^4 \text{ K}$, Osterbrock 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae*, University Science Books, Mill Valley, CA). Cette formule donne l'excès de couleur à partir des raies en émission nébulaires, $E_{gas}(B-V)$, à partir de la mesure du rapport $F_{\alpha}^{obs}/F_{\beta}^{obs}$.

- le flux de la raie H_{α} , F_{α}^{int} , est alors corrigé de l'extinction intrinsèque en utilisant la loi d'extinction Galactique comme ci-dessus, avec la formule suivante :

$$F_{\alpha}^{int} = F_{\alpha}^{MW} \times 10^{0.4 E_{gas}(B-V) \text{ fitz}(\lambda)} \quad (7.12)$$

- le taux de formation d'étoiles (SFR) mesuré par la raie H_{α} résulte alors de la formule de Kennicutt (1998, *ARA&A* 36, 189) :

$$SFR_{H\alpha}(\text{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = 7.9 \times 10^{-42} L_{H\alpha}(\text{erg s}^{-1}) \quad (7.13)$$

où :

$$L_{H\alpha}(\text{erg s}^{-1}) = 4\pi d_{cm}(H_o, z)^2 \times \frac{F_{\alpha}^i(\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2})}{\text{ouverture}} \quad (7.14)$$

La correction d'ouverture (fraction du flux en dehors de la fente) est calculée à partir de la photométrie en bandes larges de deux manières qui peuvent être comparées :

- on place la fente sur l'image et on calcule la fraction de lumière absente.
- on calcule la magnitude dans une bande dont les longueurs d'ondes sont présentes dans le continu du spectre et on utilise ce dernier pour calculer la magnitude de la galaxie en tenant compte de la réponse du filtre. L'écart à la magnitude observée donne la correction d'ouverture.

7.3 Correction du SFR UV des effets d'extinction

- l'excès de couleur pour le continuum stellaire est dérivé de la relation du Calzetti (1997) pour les galaxies à flambée de formation stellaire ("starbursts") :

$$E_{cont}(B-V) = 0.44 \times E_{gas}(B-V) \quad (7.15)$$

- le flux intrinsèque du continu UV, F_{UV}^{int} , est calculé à l'aide de la formule suivante :

$$F_{UV}^{int} = F_{UV}^{obs} \times 10^{0.4 E_{cont}(B-V) k'(\lambda)} \quad (7.16)$$

où $k'(\lambda)$ est la loi d'extinction pour le continuum stellaire Calzetti *et al.* (2000, *ApJ* 533, 682) avec : $R'_{V} = 4.05 \pm 0.80$, pour les "starbursts".

7.4 Corps noir modifié

Les relevés IRAS ont montré que l'émission en IR lointain était générale au sein des galaxies spirales et irrégulières, même pour celles dont l'émission optique

suggérerait une faible quantité de poussière. Une fraction de cette émission est due aux étoiles jeunes, ce qui donne à l'IR lointain une caractéristique de potentiel traceur du SFR des galaxies. En ce qui concerne l'émission thermique, les grains de poussière sont chauffés par l'absorption du rayonnement des étoiles, qui est la plus effective dans les domaines du bleu et de l'UV, car la longueur d'onde se rapproche de la taille caractéristique des grains. Les grains refroidissent approximativement par une émission de corps noir, modifiée par une émissivité qui dépend de la longueur d'onde et reflète que les grains sont de taille inférieure à la longueur d'onde du pic de l'émission du corps noir et donc ne peuvent pas rayonner à cette longueur d'onde de manière aussi efficaces qu'un corps noir parfait. Le pic de l'émission correspond typiquement à un corps "gris" de température 20-40 K.

Ce corps gris ou corps noir modifié a la forme, $\nu^n B_\nu(T)$, où n définit la pente de la SED aux grandes longueurs d'ondes et $B_\nu(T)$ est la loi de Planck ou de corps noir :

$$B_\lambda(T) = 2hc^2 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (7.17)$$

où $B_\lambda(T)$ est une intensité spécifique :

$$B_\lambda(\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}) = B_\nu(\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}) \times c/\lambda^2 \quad (7.18)$$

B_λ pique à $\lambda_{max}(\mu\text{m})$ que l'on peut facilement retrouver grâce à la loi de Wien :

$$\lambda_{max} T = 0.29 \text{ cmK} \quad (7.19)$$

La fonction IDL, `planck.pro` (astronomical library), permet de calculer facilement le corps noir, ex :

```
lam_min= 0.1 ; microns
lam_max= 2d3 ; microns
NN=200
step=(lam_max-lam_min)/(N-1)
lambda = lam_min + indgen(NN)*step
lambda_angstroms=lambda*1d4
temp=40 K
bb=planck(lambda,temp)
```

7.5 PSF ISOCAM à 15 μm

La PSF ISOCAM suit les caractéristiques données dans la table 7.1.

7.6 Comment calculer une densité de flux ISOCAM à partir d'un spectre

Pour calculer la densité de flux que ISOCAM mesurerait dans un filtre donné, e.g. LW3 (12-18 μm), à partir du spectre d'une galaxie dont la luminosité monochromatique est L_ν (en W Hz^{-1}), on utilise la réponse du filtre ISOCAM, R_λ , de la manière suivante :

Diamètre (radians)	origine	% de S_ν	CAM(LW3)
$\frac{\lambda(m)}{D_{telescope}(m)}$	-	50	5.2''
$1.22 \times \frac{\lambda(m)}{D_{tel}(m)}$	1 ^{er} anneau noir	84	6.3''
$2.23 \times \frac{\lambda(m)}{D_{tel}(m)}$	2 ^{eme} anneau noir	91	11.5''

TAB. 7.1 – Fonction d’Airy pour un tlescope de 60 cm comme ISO, à 15 μm , i.e. 50 % du flux d’une source est incluse dans un disque de 5.2'' de diamètre.

Notons qu’un flux s’exprime en W m^{-2} (ou $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$), tandis qu’une densité de flux d’exprime en $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ (ou $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$) ou en $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ (ou $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$).

On utilise généralement des densités de flux en Jy, i.e. $10^{-26} \text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

Tout d’abord le spectre de la galaxie, L_ν (en W Hz^{-1}) dans le référentiel au repos, doit être converti en F_ν (in Jy), dans le référentiel observé, $F_\nu(2 \times 10^4 \text{GHz}) = 1 \text{Jy} = F_\nu(15 \mu\text{m})$. Bien qu’il puisse sembler étrange d’indiquer une valeur de $F_\nu(\mu\text{m})$ pour une longueur d’onde et non une fréquence, cela est couramment utilisé et on parle de la densité de flux d’une galaxie qui est de 1 Jy à 15 μm . La formule pour convertir un spectre en une densité de flux ISOCAM dans la bande LW3 est :

$$f_{LW3}(\lambda_o, \text{ en Jy}) = \frac{\int \left(\frac{\lambda_o}{\lambda}\right) F_\nu(\lambda, \text{ en Jy}) R_\lambda d\lambda}{\int R_\lambda d\lambda} \quad (7.20)$$

où λ_o est la longueur d’onde centrale dans le filtre. Dans le cas du filtre LW3, il s’agit de $\lambda_o = 14.3 \mu\text{m}$ qui a été définie ainsi lors des calibrations. Il s’agit de $\lambda_o = 6.75$ et $12 \mu\text{m}$, pour les filtres LW2 et LW10 respectivement.

De manière équivalente, si on utilise $F_\lambda(\lambda, \text{ en } \text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1})$:

$$f_{LW3}(\lambda_o, \text{ en } \text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}) = \frac{\int \left(\frac{\lambda_o \lambda}{c}\right) F_\lambda(\lambda, \text{ en } \text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}) R_\lambda d\lambda}{\int R_\lambda d\lambda} \quad (7.21)$$

où c est en $\mu\text{m s}^{-1}$.

7.7 Comment calculer une densité de flux IRAS à partir d’un spectre

Pour IRAS, les réponses des filtres sont aussi indiquées en fonction de la longueur d’onde, mais la formule est différente :

$$f_{IRAS}(\lambda_o, \text{ en Jy}) = \frac{\int \left(\frac{1}{\lambda^2}\right) F_\nu(\lambda, \text{ in Jy}) R_\lambda d\lambda}{\int \frac{R_\lambda}{\lambda \lambda_o} d\lambda} \quad (7.22)$$

$$f_{IRAS}(\lambda_o, \text{ en } \text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}) = \frac{1}{c} \frac{\int F_\lambda(\lambda, \text{ in } \text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}) R_\lambda d\lambda}{\int \frac{R_\lambda}{\lambda \lambda_o} d\lambda} \quad (7.23)$$

où c est en $(\mu\text{m s}^{-1})$ et $\lambda_o = 12, 25, 60$ ou $100 \mu\text{m}$.

Bibliographie

- [1] Adelberger, K.L., Steidel, C.C., 2000, ApJ 544, 218
- [2] Altieri *et al.* , 1999, A&A 343, L65
- [3] Appleton, P.N., Fadda, D.T., Marleau, F.R. *et al.* , 2004, ApJS 154, 147
- [4] Arnouts, S., Cristiani, S., Moscardini, L. *et al.* , 1999, MNRAS 310,540
- [5] Ascasibar, Y., Yepes, G., Gottlöber, S., Müller, V., 2002, A&A 387, 396
- [6] Aussel, H., Cesarsky, C.J., Elbaz, D., Starck, J.L. 1999, A&A 342, 313
- [7] Balland C., Devriendt, J., Silk J., 2003, MNRAS 343, 107
- [8] Barger, A.J., Cowie, L.L., Sanders, D.B. *et al.* , 1998, Nature 394, 248
- [9] Bernstein, R.A., Freedman, W. L., Madore, B.F., 2002, ApJ 571, 56
- [10] Blitz, L., Shu, F., 1980, ApJ 235, 148
- [11] Bower, R.G., 1997, MNRAS 288, 355
- [12] Bruzual, G., Charlot, S., 2003, MNRAS 344, 1000
- [13] Buat, V., Boselli, A., Gavazzi, G., Bonfanti, C. 2002, A&A383, 801
- [14] Butcher, H., Oemler, A., 1984, ApJ 285, 426
- [15] Cardiel, N., Elbaz, D., Schiavon, R. P. *et al.* , 2003, ApJ 584, 76
- [16] Cesarsky, C., Abergel, A., Agnèse, P. *et al.* , 1996, A&A 315, L32
- [17] Chapman, S. C., Smail I., Ivison R. *et al.* , 2002, ApJ 573, 66
- [18] Chapman, S.C., Blain, A.W., Ivison, R.J., Smail, I. 2003, Nature 422, 695
- [19] Charlot, S., Worthey, G., Bressan, A., 1996, ApJ 457, 625
- [20] Charlot, S., Fall, S.M., 2000, MNRAS 330, 876
- [21] Chary, R.R., Elbaz, D. 2001, ApJ 556, 562
- [22] Chary, R.R., Casertano, S., Dickinson, M.E. *et al.* , 2004, ApJS 154, 80
- [23] Connolly, A. J., Szalay, A. S., Dickinson, M., Subbarao, M. U., & Brunner, R. J. 1997,ApJ486, L11
- [24] Ciliegi P., McMahon R. G., Miley G. *et al.* , 1999, MNRAS 302, 222
- [25] Clements, D. *et al.* , 1999, A&A 346, 383
- [26] Cohen, J.G., Hogg, D.W., Blandford, R. *et al.* , 2000, ApJ 538, 29
- [27] Cole, S. 1991, ApJ367, 45

- [28] Cole, S., Aragon-Salamanca, A., Frenk, C. S., Navarro, J. F., & Zepf, S. E. 1994, MNRAS 271, 781
- [29] Cole, S. *et al.* , 2001, MNRAS 326, 255
- [30] Connolly, A. J., Szalay, A. S., Dickinson, Mark, Subbarao, M. U., Brunner, R. J., 1997, ApJ, 486, L11
- [31] Cowie, L. L., Songaila, A., & Barger, A. J. 1999, AJ 118, 603
- [32] Désert F-X., Puget J-L., Clements D., et al., 1999, A&A 342, 363
- [33] Devriendt, J.& Guiderdoni, B., 2000, A&A 363, 851
- [34] Dickinson, M., Papovich, C., Ferguson, H.C., Budaári, T., 2003, ApJ 587, 25
- [35] Dole, H., Gispert, R., Lagache, G. *et al.* , 2000, Springer Lect. Notes in Ph., v548, 54 (astro-ph/0002283)
- [36] Dole H., Gispert R., Lagache, G. *et al.* , 2001, A&A 372, 364
- [37] Dole, H., 2002, Proceedings of the ESA SP-511 conference “Exploiting the ISO Data Archive - Infrared Astronomy in the Internet Age”, C.Gry *et al.* eds. (astro-ph/0211310)
- [38] Dole, H., Le Floch, E., Perez-Gonzalez, P.G. *et al.* , 2004, ApJS 154, 87
- [39] Duc, P.-A., Poggianti, B., Fadda, D. *et al.* , 2002, A&A 382, 60
- [40] Duc, P.-A., Fadda, D., Poggianti, B. *et al.* , 2004, Proceedings of the IAU Colloquium 195, “Outskirts of Galaxy Clusters : intense life in the suburbs”, Ed. A.Diaferio (astro-ph/0404183)
- [41] Efstathiou A., Oliver S., Rowan-Robinson M. *et al.* , 2000, MNRAS, 319, 1169
- [42] Elbaz, D., Arnaud, M., Böhringer, H., 1995, A&A 293, 337
- [43] Elbaz, D., Cesarsky, C.J., Fadda, D. *et al.* , 1999, A&A 351, L37
- [44] Elbaz, D., Cesarsky, C.J., Chanical, P. *et al.* , 2002, A&A 384, 848
- [45] Elbaz, D., Cesarsky, C.J. 2003, Science 300, 270
- [46] Elbaz, D., Moy, E., 2004, Proceedings of the “Multiwavelength Cosmology” Conference, held on Mykonos Island, Greece, Ed. M. Plionis, Kluwer Academic Publishers, p.173 (astro-ph/0401617)
- [47] Elbaz, D., Dole, H., Le Floch, E., Marcillac, D., 2004a, soumis à A&A (cf Sect. 9.1)
- [48] Elbaz, D., *et al.* 2004b, en préparation
- [49] Elmegreen, B.G., 1991, dans The Physics of Star Formation & Early Stellar Evolution, Ed. C.J. Lada & N.D. Kylafis,(Dordrecht :Kluwer), p.35
- [50] Evrard, A.E., Henry, J.P., 1991, ApJ 383, 95
- [51] Fadda, D., Elbaz, D., Duc, P.-A., *et al.* 2000, A&A 361, 827
- [52] Fadda, D., Flores, H., Hasinger, G. *et al.* , 2002, A&A 383, 838
- [53] Fadda, D., Lari, G., Rodighiero, G. *et al.* , 2004, A&A accepté (astro-ph/0407649)

- [54] Fang, F., Shupe, D., Xu, C., Hacking, P., 1998, ApJ 500, 693
- [55] Finoguenov, A., Burkert, A., Böhringer, H., 2003, ApJ 594, 136
- [56] Fitzpatrick, E. L. 1999, PASP, 111, 63
- [57] Fixsen, D. J., Dwek, E., Mather, J.C., Bennett, C.L., Shafer, R.A. 1998, ApJ 508, 123
- [58] Flores, H., Hammer, F., Thuan, T. X. *et al.* 1999, ApJ517, 148
- [59] Flores, H., Hammer, F., Elbaz, D., Cesarsky, C.J., Liang, Y.C., Fadda, D., Gruel, N., 2004, A&A 415, 885
- [60] Franceschini A., Aussel H., Cesarsky C. J., Elbaz D., Fadda D., 2001, A&A 378, 1
- [61] Franceschini, A., Berta, S., Rigopoulou, D., Aussel, H., Elbaz, D., *et al.* , 2003, A&A 403, 501
- [62] Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. 1998, ApJ503, 518
- [63] Gallego, J., Zamorano, J., Aragon-Salamanca, A., & Rego, M. 1995, ApJ455, L1
- [64] Gallego, J., Zamorano, J., Rego, M., Alonso, O., Vitores, A. G. 1996, A&AS 120, 323
- [65] Gallego, J., Zamorano, J., Rego, M.,and Vitores, A. G. 1997, ApJ475, 502
- [66] Garrett, M., 2002, A&A 384, L19
- [67] Genzel R., & Cesarsky C., 2000, ARAA, 38, 761
- [68] Giavalisco, M., *et al.* , 2004, ApJ, 600, L103
- [69] Gispert, R., Lagache, G., & Puget, J. L. 2000, A&A, 360, 1
- [70] Glazebrook, K., Blake, C., Economou, F., Lilly, S., & Colless, M. 1999, MNRAS306, 843
- [71] Goldader, J.D., Meurer, G., Heckman, T.M., *et al.* , 2002, ApJ 568, 651
- [72] Goldschmidt *et al.* , 1997, MNRAS 289, 465
- [73] Gonzalez-Solares, E.A., Oliver, S., Gruppioni, C. *et al.* , 2004, MNRAS 352, 44
- [74] Greggio, L., Renzini, A., 1983, A&A 118, 217
- [75] Gruppioni, C., Pozzi, F., Zamorani, G. *et al.* , 2003, MNRAS 341, L1
- [76] Haarsma, D. B., Partridge, R. B., Windhorst, R. A., & Richards, E. A. 2000, ApJ544, 641
- [77] Hammer, F., Flores, H., Lilly, S. J. *et al.* 1997, ApJ481, 49
- [78] Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., Zheng, X.Z., Liang, Y.C., Cesarsky, C.J., 2004, A&A sous presse (astro-ph/0410518)
- [79] Hauser, M.,& Dwek, E., 2001, ARAA, 37, 249
- [80] Herbstmeierer U., Abraham P., Lemke D. *et al.* , 1998, A&A 332, 739
- [81] Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J. *et al.* 1998, Nature, 394, 241
- [82] Ishimaru, Y., Arimoto, N., 1997, PASJ 49, 1

- [83] Jansen, R. A., Franx, M., Fabricant, D., 2001, ApJ 551, 825
- [84] Juvela M., Mattila K., Lemke D., 2000, A&A 360, 813
- [85] Kaiser, N., 1991, ApJ 383, 104
- [86] Kakazu Y., Sanders D., Jpseph R., et al., 2002, IAU184, astro-ph/0201326
- [87] Kauffmann, G., White, S. D. M., & Guiderdoni, B. 1993, MNRAS264, 201
- [88] Kawara K., Sato Y., Matsuhara H. *et al.* , 1998, A&A 336, L9
- [89] Kawara K., Matsuhara H., Okuda H. *et al.* , 2004, A&A 413, 843
- [90] Kennicutt, R. C. 1998, ARA&A36, 189
- [91] Kessler, M., Steinz, J., Anderegg, M. *et al.* , 1996, A&A 315, L27
- [King & Rowan-Robinson (2003)] King, A. J., & Rowan-Robinson, M., 2003, MNRAS 339, 260
- [92] Kinney, A. L., Bohlin, R. C., Calzetti, D., Panagia, N., Wyse, R. F. G., 1993, ApJS, 86, 5
- [93] Klypin, A., Gottlöber, S., Kravtsov, A. V., & Khokhlov, A. M. 1999, ApJ516, 530
- [94] Kim, D.-C., Sanders, D. B., 1998, ApJS 119, 41
- [95] Kiss C., Abraham P., Klaas, U. *et al.* , 2001, A&A 379, 1161
- [96] Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F. *et al.* , 1999, A&A 344, 322
- [97] Lagache, G. & Puget, J-L., 2000 , A&A 355, 17
- [98] Lagache, G., Dole, H., Puget, J-L., 2003, A&A MNRAS 338, 555
- [99] Lagache, G., Dole, H., Puget, J-L. *et al.* , 2004, ApJS 154, 112
- [100] Lari, C., Pozzi, F., Gruppioni, C. *et al.* , 2001, A&A 325, 1173
- [101] Larson, R.B., 1998, MNRAS 301, 569
- [102] Lemke, D., Klaas, U., Abolins, J. *et al.* , 1996, A&A 315, L64
- [103] Liang, Y., Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., Cesarsky, C.J., 2004, A&A 423, 867
- [104] Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, ApJ 460, L1
- [105] Linden-Voernle M.J.D., Norgaard-Nielsen H.U., Jorgensenet H.E. *et al.* , 2000, A&A 359, L51
- [106] Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., Giavalisco, M., Steidel, C. C., & Fruchter, A. 1996, MNRAS283, 1388
- [107] Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, ApJ498, 106
- [108] Malkan M., & Stecker F., 2001, ApJ 555, 641
- [109] Marcillac, D., Elbaz, D., Charlot, S. *et al.* , 2004, à soumettre
- [110] Matsuhara H., Kawara K., Sato Y. *et al.* , 2000, A&A 361, 407
- [111] Metcalfe, L., Kneib, J.-P., McBreen, B. *et al.* , 2003, A&A 407, 791
- [112] Metzler, C.A., Evrard, A.E., 1994, ApJ 437, 564

- [113] Meurer, G.R., Heckman, T.M., Calzetti, D., 1999, ApJ 521, 64
- [114] Miville-Deschênes M-A., Lagache G., Puget J-L., 2002, A&A 393, 749
- [115] Navarro, J.F., Frenk, C.S., White, S.D.M., 1997, ApJ 490, 493
- [116] Okumura K., 1998, ESA ISOCAM PSF Report, www.iso.vilspa.esa.es/users/expl-lib/CAM/psf_rep.ps.gz
- [117] Oliver S. *et al.* , 1996, MNRAS, 280, 673
- [118] Oliver S., Rowan-Robinson, M., Alexander D. *et al.* , 2000, MNRAS, 316, 749
- [119] Oliver, S., Mann, R.G., Carballo, R. *et al.* , 2002, MNRAS 332, 536
- [120] Osterbrock , D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*.
- [121] Mill Valley, California :University Science Books
- [122] Mushotzky, R., Loewenstein, M., Arnaud, K.A. *et al.* , 1996, ApJ 466, 686
- [123] Papovich, C., Dole, H., Egami, E. *et al.* , 2004, ApJS 154, 70
- [124] Pascarelle, S. M., Lanzetta, K. M., & Fernández-Soto, A. 1998, ApJ508, L1
- [125] Patris, J., Dennefeld, M., Lagache, G., Dole, H., 2003, A&A 412, 349
- [126] Pearce, F.R., Thomas, P.A., Couchman, H.M.P., Edge, A.C., 2000, MNRAS 317, 1029
- [127] Pearson C., 2001, MNRAS, 325, 1511
- [128] Perlmutter *et al.* , 1999, ApJ, 517, 565
- [129] Pettini, M., Kellogg, M., Steidel, C. C., Dickinson, M., Adelberger, K. L., & Giavalisco, M. 1998, ApJ508, 539
- [130] Ponman, T., Sanderson, A.J.R., Finoguenov, A., 2003, MNRAS 343, 331
- [131] Pratt, G.W., Arnaud, M., 2003, A&A 408, 1
- [132] Puget, J-L., Abergel, A., Bernard, J-P. *et al.* , 1996, A&A 308, L5
- [133] Puget J-L., Lagache G., Clements D. *et al.* , 1999, A&A 345, 29
- [134] Puget J-L.,& Lagache G., 2000, IAU204, astro-ph/0101105
- [135] Renzini, A. 1998, ASP Conf. Ser. 146 : The Young Universe : Galaxy Formation and Evolution at Intermediate and High Redshift, 298
- [136] Riess, *et al.* , 1998, AJ 116, 1009
- [137] Rigopoulou, D., Spoon, H.W.W., Genzel, R. *et al.* , 1999, AJ 118, 2625
- [138] Rigopoulou, D., Franceschini, A., Aussel, H. *et al.* , 2000, ApJ 537, L85.
- [139] Roche N., & Eales S., 1999, MNRAS, 307, 111
- [140] Rodighiero, G., Franceschini, A., 2004, A&A 419, L55
- [141] Rodighiero, G., Lari, C., Fadda, D. *et al.* , 2004, A&A in press (astro-ph/0407639)
- [142] Rowan-Robinson, M., Broadhurst, T., Oliver, S.J. *et al.* , 1991, Nature 351, 719

- [143] Rowan-Robinson M., 2001, ApJ 549, 745
- [144] Rowan-Robinson, M., Lari, C., Perez-Fournon, I. *et al.* , 2004, MNRAS 351, 1290
- [145] Rush, B., Malkan, M.A., Spinoglio, L. 1993, ApJS 89, 1
- [146] Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161
- [147] Sanders, D.B., Mirabel, I.F. 1996, ARA&A 34, 749
- [148] Sanders, D., Surace, J.A., Ishida, C.M., 1999, in "Galaxy Interactions at Low and High Redshift" IAU Symposium 186, Kyoto, Japan, eds. J.E. Barnes and D.B. Sanders (astro-ph/9909114)
- [149] Sato, Y., Kawara, K., Cowie, L.L. *et al.* , 2003, A&A 405, 833
- [150] Sato, Y., Cowie, L.L., Kawara, K. *et al.* , 2004, AJ 127, 1285
- [151] Sawicki, M. J., Lin, H., & Yee, H. K. C. 1997, AJ113, 1
- [152] Scalo, J., 1998, proceedings for The Birth of Galaxies, Blois, France, June 1998 (astro-ph/9811341)
- [153] Schmidt, M. 1968, ApJ151, 393
- [154] Serjeant S., Oliver S., Rowan-Robinson M. *et al.* , 2000, MNRAS, 316, 768
- [155] Serjeant S., Efstathiou A., Oliver S. *et al.* , 2001, MNRAS, 322, 262
- [156] Smail, I., Ivison, R.J., Blain, A.W., Kneib, J.-P. 2002, MNRAS 331, 495
- [157] Soifer, B.T., Sanders, D.B., Madore, B.F., *et al.* 1987, ApJ 320, 238
- [158] Somerville, R. S. & Primack, J. R. 1999, MNRAS310, 1087
- [159] Somerville, R. S., Primack, J. R., & Faber, S. M. 2001, MNRAS320, 504
- [160] Stanev, T., Franceschini, A. 1998, ApJ 494, L159
- [161] Starck J.-L., Aussel H., Elbaz D. *et al.* , 1999, A&AS 138, 365
- [162] Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, ApJ462, L17
- [163] Steidel, C. C., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, AJ112, 352
- [164] Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, ApJ519, 1
- [165] Stickel M., Bogun S., Lemke D. *et al.* , 1998, A&A 336, 116
- [166] Stickel M., Lemke D., Klaas U. *et al.* , 2000, A&A 359, 865
- [167] Sullivan, M., Mobasher, B., Chan, B., Cram, L., Ellis, R., Treyer, M., and Hopkins, A. 2001, ApJ558, 72
- [168] Takeuchi T., Ishii T., Hirashita H., et al., 2001, PASJ, 53, 37
- [169] Tan J., Silk J., Balland C., 1999, ApJ 522, 579
- [170] Taniguchi Y., Cowie, L.L., Sato, Y. *et al.* , 1997, A&A 328, L9
- [171] Totani T., & Takeuchi T., 2002, ApJ 570, 470

- [172] Tran, Q.D., Lutz, D., Genzel, R. *et al.* , 2001, ApJ 552, 527
- [173] Tresse, L. & Maddox, S. J. 1998, ApJ495, 691
- [174] Treyer, M. A., Ellis, R. S., Milliard, B., Donas, J., & Bridges, T. J. 1998, MNRAS300, 303
- [175] Valageas, P., Silk, J., 1999, A&A 347, 1
- [176] Voit, G.M., Bryan, G.L., Balogh, M.L., Bower, R.G., 2002, ApJ 576, 601
- [177] Wang Y., 2002, A&A 383, 755
- [178] White, S. D. M. & Frenk, C. S. 1991, ApJ379, 52
- [179] Wirth, G.D., Willmer, C.N.A., Amico, P. *et al.* , 2004, AJ 127, 3121
- [180] Xu, C., Hacking, P., Fang, F. *et al.* , 1998, ApJ 508, 576
- [181] Xu, C., Lonsdale, C., Shupe, D. *et al.* , 2001, ApJ 562, 179
- [182] Xu, C. K., Lonsdale, C. J., Shupe, D. L. *et al.* , 2003, ApJ 587, 90
- [183] Yan, L., McCarthy, P. J., Freudling, W., Teplitz, H. I., Malumuth, E. M., Weymann, R. J., & Malkan, M. A. 1999, ApJ519, L47
- [184] Zheng, X.Z., Hammer, F., Flores, H., Assmat, F., 2004, A&A 421, 847

Chapitre 8

Bibliographie

Chapitre 9

Sélection d'articles

- 9.1 Observational evidence for the presence of PAHs in distant Luminous Infrared Galaxies using ISO and *Spitzer*
(Elbaz, Le Floch, Dole, Marcillac, soumis à A&A)

9.2 Environnement spatial des LIRGs et des AGNs à $z \sim 1$.

Moy, Elbaz (2004, à soumettre à A&A)

9.3 *A Fossil Record of Galaxy Encounters*(Elbaz & Cesarsky, 2003, Nature 300, 270)107

9.3 A Fossil Record of Galaxy Encounters
(Elbaz & Cesarsky, 2003, Nature 300, 270)

- 9.4 The bulk of the cosmic infrared background resolved by ISOCAM**
(Elbaz, Cesarsky, Chaniel, Aussel, Franceschini, Fadda, Chary, 2002, *A&A* 384, 848)

9.5 Interpreting the cosmic infrared background : constraints on the evolution of the dust-enshrouded

**9.5 Interpreting the cosmic infrared background :
constraints on the evolution of the dust-enshrouded
star formation rate
(Chary & Elbaz 2001, ApJ 556, 562)**