

École Doctorale d'Astrophysique et d'Astronomie d'Ile-de-France

Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud (Paris XI)

Activité de formation stellaire dans les galaxies lumineuses infrarouges et les galaxies-hôtes des sursauts gamma

présentée pour obtenir le

grade de Docteur ès Sciences de l'Université Paris Sud

Spécialité : Astrophysique et Techniques Spatiales

par

Emeric LE FLOC'H

sous la direction de Félix Mirabel

et avec la collaboration de Pierre-Alain Duc

soutenue le 10 septembre 2003 à l'amphithéâtre de l'INSTN (CEA-Saclay)
devant la commission d'examen composée de :

Catherine CESARSKY	Examineur
Françoise COMBES	Rapporteur
Alberto FRANCESCHINI	Rapporteur
Félix MIRABEL	Directeur
Jean-Loup PUGET	Président
Dave SANDERS	Examineur
Vassilis CHARMANDARIS	Invité

Service d'Astrophysique (DSM/DAPNIA), CEA-Saclay
Orme des Merisiers, Bât. 709, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

À ma famille

Remerciements

C'est tout d'abord à mon directeur de thèse Félix Mirabel que je souhaite exprimer ici ma plus profonde reconnaissance. Son ultra-libéralisme ainsi que la confiance qu'il m'a spontanément accordée dès le début de ma thèse m'ont donné l'occasion de travailler avec une certaine quasi-autonomie tout au long de ces trois années. Et c'est précisément cette liberté qui m'a permis de garder constamment un véritable engouement vis-à-vis de mes activités de recherche. Je tiens également à le remercier pour m'avoir donné cette opportunité d'explorer sous sa direction des thématiques aussi en vogue et si passionnantes. Félix a toujours eu le don de flairer les sujets porteurs de l'astrophysique moderne, et je mesure aujourd'hui la chance que j'ai eue de croiser un jour sa route.

Je voudrais aussi témoigner à Pierre-Alain Duc mon plus grand respect et toute mon amitié pour le rôle-clef qu'il a pu jouer vis-à-vis de ma formation et de mon apprentissage dans le cadre de cette thèse. Toujours attentif à mes nombreuses interrogations, sensible à mon manque d'expérience, Pierre-Alain a fait preuve d'une pédagogie et d'une patience exemplaires à mon égard. Il a suivi pas à pas l'avancée de mes travaux et c'est grâce à lui que j'ai acquis une grosse partie des connaissances présentées dans ce manuscrit. Qu'il en soit très chaleureusement remercié!

La première partie de cet ouvrage, axée sur l'analyse de certaines observations obtenues avec le satellite ISO, n'aurait certainement pas vu le jour sans la complicité du Dr. Charm'. De mon stage de DEA jusqu'à ma recherche de post-doctorat en passant par mes premières tentatives de rédaction d'articles, Vassilis a toujours su me prodiguer les conseils qu'il fallait, et son aide et son soutien m'ont été plus que précieux. C'est avec un immense plaisir que je poursuis aujourd'hui encore certaines études avec lui, et je voudrais qu'il sache à quel point je lui suis redevable.

Mes plus vifs remerciements vont également à Françoise Combes et Alberto Franceschini pour avoir eu la gentillesse d'examiner ce manuscrit, ainsi qu'à Catherine Cesarsky et Dave Sanders qui m'ont fait l'honneur de leur présence dans mon jury. Je remercie tout particulièrement Jean-Loup Puget pour avoir spontanément accepté de le présider.

Les sujets que j'ai traités dans cet ouvrage se situent au confluent de plusieurs domaines de l'astrophysique : l'étude des galaxies d'une part, et l'utilisation de phénomènes des hautes énergies comme outils cosmologiques d'autre part. Avec son caractère pluridisciplinaire et ses activités multi-longueurs d'onde, le Service d'Astrophysique du CEA était donc l'endroit idéal pour mener à bien mes projets de recherche. Je veux remercier Laurent Vigroux et Pierre-Olivier Lagage pour m'y avoir accueilli, ainsi que toutes les personnes du SAP qui de près ou de loin m'ont aidé à progresser petit à petit dans mon travail et qui m'ont permis d'effectuer cette thèse dans des conditions si agréables. Merci à toute l'équipe ISOCAM, en

particulier Marc Sauvage, Pascal Gallais, René Gastaud, David Elbaz, Olivier Laurent et Koryo Okumura pour m'avoir épaulé de manière si dévouée. Merci aussi à Christian, Arnaud, Pierre, Sébastien, Myha, Jérôme, Laurent, Frédéric, Rapha, Sylvain, Thierry, Stéphane et bien d'autres encore, non seulement pour les riches discussions que nous avons eues autour de nos thèmes de recherche mais aussi pour m'avoir permis de m'évader de temps en temps, et de penser un peu à autre chose... Je suis également très reconnaissant envers Yaël Fuchs, qui a énergiquement soutenu ma cause à mon retour de coopération (elle comprendra sûrement !). Je voudrais enfin remercier Yolande, Geneviève, Dominique, Elizabeth, Françoise et Pascale pour leur aide matérielle si précieuse.

Les échanges et les discussions que j'ai pu avoir avec toutes les personnes que j'ai rencontrées dans le cadre du Groupe de Recherche "Sursauts gamma" m'ont été extrêmement instructifs, et c'est avec beaucoup de plaisir que je leur adresse ici ma gratitude.

Je tiens aussi à remercier très sincèrement Hervé Aussel pour son chaleureux accueil lors de mon séjour à Honolulu. Merci également à Gopal Krishna pour m'avoir reçu si aimablement au NCRA de Puna lors de mes observations au GMRT.

Je ne voudrais pas non plus oublier mes "ex-amigos" du NTT et de La Silla, en particulier Olivier Hainaut, Stéphane Brillant, Pierre Leisy et Leonardo Vanzi. Mon expérience et mon apprentissage auprès d'eux ont été particulièrement enrichissants et m'ont permis d'apprendre tant de choses que les livres ne disent pas... Sachez que les *completos* et les douces nuits de l'hémisphère austral m'ont vraiment manqué à mon retour en France.

Bien avant la thèse, j'ai aussi eu la chance de côtoyer certaines personnes qui ont incontestablement renforcé mes motivations et influencé les choix et les décisions que j'ai pu prendre pour aboutir jusqu'ici. Merci à Antoine Labeyrie, mon tout premier mentor, et à toute l'équipe du GI2T pour m'avoir toujours ouvert leur porte. À défaut de faire de moi un semblant d'interférométriste, ils m'auront constamment encouragé, et même si Calern est déjà bien loin, je sais à quel point je leur dois beaucoup ! Merci en particulier à Luc Arnold et Frédéric Morand pour leur enthousiasme perpétuel et pour m'avoir conforté dans mes convictions... Toutes mes amitiés et mon admiration vont également à Jacques-Clair Nöens, dont le courage pour promouvoir la coronographie en France n'a d'égal que son amour pour le Pic ; merci aussi à Christine Etienne, David Romeuf et Denis Le Gourrierec pour les si bons souvenirs de nos séjours passés tout là-haut. Quant à Olivier Lai, l'astronome aux lunettes de soleil acides, il est sans doute le premier à avoir suscité ma passion pour de nombreux sujets traités dans ce manuscrit. C'était il y a 6 ans déjà, au bureau, ou autour d'un Mai Tai, ou encore sur "69-beach". Sa curiosité vis-à-vis du bestiaire des "starbursts" et des "NAGs" (comme il disait !) doit être contagieuse car elle ne m'a pas lâché depuis. Mais c'est pour la bonne cause, et je l'en remercie ☺.

De mes années d'études qui ont précédé le DEA, il me reste une poignée de bons copains, sur lesquels je sais pouvoir compter dans les moments difficiles, et qui m'ont aussi permis de décompresser bien souvent pendant cette thèse. Merci donc à Darling, Greg, Xavier l'Épicier, PiOui (la FLS n'aurait pas toléré de me voir dormir dans les bureaux !), ELTdG, Franck, Sami, Carine et Gab' pour les restos (du samedi ou d'un autre jour !), les ballades, les réveillons, les soirées "tartiflettes", les soirées "cigares sur le palier à l'Ile", ... Merci pour votre présence lors du jour J. Toutes mes amitiés aussi à Vincent et Gwen pour nos répétitions de rock au Studio Bleu.

Un très chaleureux “Milesker” à mes amis Élodie, Coralie et Philippe, pour leur délicieuse hospitalité et les moments inoubliables que nous avons passés ensemble en Terre de Bigorre à quelques semaines de la soutenance. J’ai appris grâce à vous combien la générosité prêtée aux gens de votre région est certainement bien plus qu’une simple légende.

Je remercie enfin toute ma famille pour son continuel soutien lors de ces longues années d’études. C’est à elle que je dédie ce travail de thèse maintenant achevé. Mille mercis à mon (petit) frère Ju – alias “*Diou*” – ainsi qu’à Adeline, pour les bouffes, les promenades et les soirées passées ensemble pendant ces trois ans.

Résumé

Cette thèse a pour objet l'étude de l'activité des galaxies à sursauts de formation stellaire via l'utilisation de deux traceurs particuliers : l'émission infrarouge de la poussière chauffée par le rayonnement des étoiles jeunes, et les sursauts gamma associés à la destruction cataclismique d'étoiles très massives.

À partir d'observations de galaxies lumineuses infrarouges effectuées entre $5\ \mu\text{m}$ et $18\ \mu\text{m}$ avec la caméra ISOCAM, et en utilisant notamment le rapport entre les flux observés à $15\ \mu\text{m}$ et $7\ \mu\text{m}$, j'étudie tout d'abord l'efficacité de la transformation du gaz moléculaire à l'origine de la formation de nouvelles étoiles au sein de ces objets. En déterminant l'importance relative des différents types de grains contribuant à la luminosité des galaxies de mon échantillon, je suggère que les effets d'extinction par la poussière, pour certaines sources fortement enfouies, peuvent être considérables même en infrarouge moyen. Je montre également que la contribution d'un noyau actif à la luminosité totale d'une galaxie peut être particulièrement forte à ces longueurs d'onde. Ceci met en évidence le risque d'une surestimation de l'importance de la formation stellaire à partir de ce domaine spectral dans le cas des galaxies dont l'activité est dominée par l'accrétion de matière autour d'un trou noir supermassif.

Au vu de ces résultats, je m'intéresse alors aux sursauts gamma comme traceurs de formation stellaire *a priori* indépendants des effets d'extinction et non corrélés à l'existence des noyaux actifs. Je décris les propriétés d'un échantillon de galaxies distantes sélectionnées à partir des contreparties optiques de ces sursauts. Je montre que ces galaxies présentent des couleurs très bleues peu affectées par l'extinction des poussières, et des luminosités absolues statistiquement plutôt faibles. Ces sources diffèrent donc des galaxies lumineuses infrarouges pourtant responsables d'une grosse fraction de la formation d'étoiles dans l'Univers distant. Je suggère alors que les sursauts gamma se produisent dans des objets jeunes, peu massifs et formant leurs premières générations d'étoiles à partir de milieux primitifs et peu enrichis en métaux. Ce résultat est plutôt en désaccord avec l'idée généralement reçue d'une association non biaisée entre ces phénomènes des hautes énergies et l'histoire globale de la formation stellaire.

Abstract

This PhD work is devoted to the study of starbursting activity in galaxies based on the use of two specific tracers : the infrared emission from dust heated by the radiation field of young stellar populations, and the gamma-ray bursts associated with the cataclysmic destruction of massive stars.

Using observations of luminous infrared galaxies carried out between $5\ \mu\text{m}$ and $18\ \mu\text{m}$ with the ISOCAM camera, and more specifically with the ratio between the $15\ \mu\text{m}$ and $7\ \mu\text{m}$ observed fluxes, I first investigate the efficiency of the conversion of molecular gas into stars within those objects. Based on the relative importance of the different populations of grains contributing to the luminosity, I suggest that the effects of dust extinction in some highly enshrouded sources can be significant even in the mid-infrared. I also show that the contribution of an active nucleus to the total luminosity of a galaxy can be particularly high at these wavelengths. This reveals the risk of overestimating from this spectral range the importance of star formation in galaxies where the activity is dominated by the accretion of material around a supermassive black hole.

Following these results, I consider the gamma-ray bursts (GRBs) as tracers of star formation that are *a priori* independent of extinction and uncorrelated with the existence of active nuclei. I describe the properties of a high-redshift galaxy sample selected from GRB optical counterparts. I show that these galaxies harbor very blue colors with small amount of extinction, and they exhibit rather faint absolute luminosities. These sources differ from the luminous infrared galaxies yet responsible for a significant fraction of the star formation in the distant Universe. I thus suggest that GRBs originate from relatively young and low mass objects, likely forming their first generations of stars from primordial and chemically little-enriched environments. This result rather contradicts the commonly-accepted idea of an unbiased association between these high energy phenomena and the global star formation history.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Les galaxies dans un contexte d'évolution	3
1.1 L'Univers local	3
1.2 L'évolution des galaxies dans l'Univers distant	9
1.2.1 Les observations dans l'optique	9
1.2.2 Formation stellaire enfouie à haut redshift	12
1.3 Motivation de ce travail de thèse	14
I Formation d'étoiles massives dans les galaxies lumineuses	17
2 L'efficacité de formation stellaire en infrarouge moyen	19
2.1 Généralités	19
2.2 Indicateurs de l'activité de formation stellaire en infrarouge	22
2.2.1 L'infrarouge moyen comme traceur du taux de formation d'étoiles	23
2.2.2 Rapport $15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}$: une mesure de l'efficacité de formation stellaire	24
2.3 Déclenchement de la phase lumineuse infrarouge	26
2.3.1 Instabilités liées à la présence d'une barre	26
2.3.2 Interactions entre galaxies	28
2.4 Distribution spatiale de l'émission MIR dans les galaxies actives	30
2.4.1 Émission dans des cœurs compacts	30
2.4.2 Émission étendue	33
2.5 Corrélation avec les émissions de la poussière froide et du gaz moléculaire	35
3 La contribution des noyaux actifs	39
3.1 Introduction	39
3.2 Le noyau actif de NGC 1068 vu par ISOCAM	40

3.2.1	NGC 1068 : un modèle d'AGN	40
3.2.2	Spectro-imagerie du noyau actif en infrarouge moyen	42
3.2.3	Contribution de l'AGN au flux total de la galaxie	44
3.3	Diagnostics "AGN/starbursts" en infrarouge	46
3.3.1	Les composantes fondamentales de l'émission "infrarouge moyen" dans les galaxies actives	46
3.3.2	Les diagnostics en infrarouge moyen	47
3.4	Applications	49
3.4.1	Origine de l'émission IR dans les galaxies actives	49
3.4.2	Recherche d'AGNs enfouis dans l'Univers local	51
3.5	Contribution des AGNs dans l'Univers distant	53
4	L'extinction par les poussières	55
4.1	Généralités	55
4.2	Effets d'extinction aux courtes longueurs d'onde	58
4.2.1	L'estimation de l'extinction à partir de l'UV et de l'optique est-elle toujours fiable?	58
4.2.2	Deux cas extrêmes : Arp 299 et VV 114	60
4.3	Mesure d'extinction en infrarouge moyen	62
4.3.1	Lois d'extinction	63
4.3.2	Géométrie du milieu absorbant	63
4.3.3	Comparaison des deux hypothèses	64
4.3.4	Extinction par les silicates : méthode de mesure	65
4.3.5	Application à quelques cas concrets	69
4.4	Discussion	74
II	Les sursauts gamma et la formation stellaire	77
	Avant-propos	79
5	Les sursauts gamma et leur utilisation en cosmologie	81
5.1	Un peu d'histoire	81
5.2	Formation des sursauts gamma et de leurs transients	85
5.2.1	Quelques considérations sur les ingrédients de base	85
5.2.2	Un scénario en trois temps	86

5.3	Les sursauts gamma comme outils pour la cosmologie	89
5.3.1	Les sursauts gamma pour mesurer la distance des galaxies lointaines . . .	89
5.3.2	Les sursauts gamma pour sonder le milieu intergalactique	93
5.3.3	Les sursauts gamma et la formation d'étoiles	95
6	Les galaxies-hôtes des sursauts gamma	99
6.1	Programme d'observation	100
6.2	Le point de vue de l'optique et de l'infrarouge proche	102
6.2.1	Des galaxies aux morphologies très variées	103
6.2.2	Des galaxies particulièrement bleues	105
6.2.3	Des galaxies peu lumineuses	109
6.2.4	Des galaxies qui forment des étoiles	111
6.3	Les galaxies-hôtes et la formation stellaire enfouie	113
6.3.1	Observations dans les domaines submillimétrique et radio	113
6.3.2	Discussion	115
6.4	Une sélection biaisée?	118
6.4.1	Un échantillon de galaxies trop restreint?	119
6.4.2	Les transients optiques enfouis dans la poussière	119
6.4.3	Biais liés à la formation des GRBs	121
	Perspectives	125
	Annexe (publications)	129
	Bibliographie	235

Table des figures

1.1	Distributions spectrales d'énergie pour différents types de galaxies	5
1.2	Schématisation d'un noyau actif de galaxie dans le cadre du modèle unifié	7
1.3	Évolution de la densité d'énergie lumineuse optique par type de galaxies et évolution du taux de formation stellaire global en fonction du redshift	10
1.4	Évolution de la densité de masse stellaire en fonction du redshift	12
1.5	Fond diffus extragalactique infrarouge et comptages de galaxies à $15\ \mu\text{m}$	13
2.1	Modèle d'émission de la poussière en infrarouge et spectre typique d'une région de formation stellaire observée en infrarouge moyen	22
2.2	Corrélations entre les luminosités observées à $15\ \mu\text{m}$, en infrarouge lointain et dans la raie $\text{H}\alpha$	24
2.3	Efficacité de formation stellaire estimée à partir du rapport $15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}$	25
2.4	Formation d'étoiles déclenchée aux extrémités d'une barre	27
2.5	Formation d'étoiles déclenchée par interaction de galaxies	29
2.6	Efficacité de formation stellaire dans une séquence de galaxies en interaction	30
2.7	Complémentarité "spatial/sol" en infrarouge moyen	32
2.8	Émission infrarouge moyen dans les galaxies ultralumineuses	33
2.9	Émission infrarouge étendue dans les systèmes lumineux VV 114 et Arp 299	35
2.10	Comparaison entre la distribution de la poussière froide et celle de la poussière chaude dans le système VV 114	37
2.11	Corrélation entre la distribution du gaz moléculaire et celle des composantes froide et chaude de la poussière dans la galaxie NGC 1068	38
3.1	Plongée vers le noyau actif de la galaxie NGC 1068	41
3.2	Une image de la région centrale de NGC 1068 en infrarouge moyen	42
3.3	Spectres du noyau actif de NGC 1068 obtenus avec ISOCAM et ISO-SWS	43
3.4	Contributions relatives de l'AGN et de la formation d'étoiles dans NGC 1068	45
3.5	Composantes fondamentales de l'émission MIR des galaxies actives	47

3.6	Diagnosics “AGN/starbursts” établis à partir des spectres ISOCAM	49
3.7	Diagnosics basés sur la détection des raies ioniques dans les spectres SWS . . .	50
3.8	Distribution spectrale d’énergie en infrarouge moyen dans les galaxies IRAS 23128-5919 et IRAS 19254-7245	51
3.9	Spectres 5–16 μm de la galaxie Est de VV 114 et de la source B1 de Arp 299 . .	52
4.1	Loi d’extinction moyenne dans la Galaxie	56
4.2	Illustration du comportement décroissant de l’extinction avec la longueur d’onde dans le cas de VV 114	57
4.3	Relation entre le rapport IR/UV et la pente spectrale du continuum UV	59
4.4	Une région fortement obscurcie dans Arp 299	60
4.5	Effet de l’extinction dans la galaxie Est de VV 114	61
4.6	Lois d’extinction en infrarouge moyen	63
4.7	Extinction d’un spectre plat et comparaison entre le modèle d’écran et le modèle mixte	65
4.8	Saturation de l’extinction dans le cadre du modèle d’écran et comparaison avec le cadre du modèle mixte	66
4.9	Extinction d’une loi de puissance en infrarouge moyen. Illustration avec le spectre de l’AGN de NGC 1068	67
4.10	Extinction d’un spectre typique de bandes UIBs	68
4.11	Décomposition du spectre infrarouge de la région centrale de M 82	69
4.12	Décomposition des spectres observés dans Arp 299 entre 5 μm et 16 μm	71
4.13	Illustration de la dégénérescence liée à l’incertitude sur la géométrie du milieu absorbant	72
4.14	Comparaison des ajustements obtenus avec diverses lois d’extinction dans le cas de la source A de Arp 299	73
5.1	Les satellites Vela et la première observation d’un sursaut gamma en 1967 . . .	82
5.2	Histogramme des durées et localisations sur le ciel des 2 700 GRBs détectés par BATSE	83
5.3	Découverte des premières contreparties X et optique associées à un GRB	84
5.4	Schéma simplifié de la formation des sursauts gamma et de leur transient . . .	88
5.5	Détermination du redshift d’un sursaut gamma à partir des raies observées en absorption dans sa contrepartie optique	91
5.6	Détermination du redshift d’un sursaut gamma à partir des raies observées dans les X	92
5.7	Détectabilité des sursauts gamma à très haut redshift	95

5.8	Distribution des positions relatives des transients de GRBs longs par rapport au centre de leur galaxie-hôte	96
5.9	Une possible connexion entre les sursauts gamma et les supernovae	97
6.1	Histogramme des redshifts de GRBs confirmés spectroscopiquement	100
6.2	Morphologie des galaxies-hôtes des sursauts gamma	103
6.3	Diagramme Asymétrie/Concentration des galaxies-hôtes	104
6.4	Magnitudes des galaxies-hôtes observées en bandes R et K	106
6.5	Couleurs $R - K$ des galaxies-hôtes en fonction du redshift	108
6.6	Distributions spectrales d'énergie en optique et en infrarouge proche pour différents types de galaxies. K -corrections dans les filtres R et K	109
6.7	Magnitudes absolues des galaxies-hôtes en bande K	111
6.8	Spectre et image de la galaxie-hôte du sursaut GRB 990705	112
6.9	Spectres optiques de quelques galaxies-hôtes observées avec le Keck	113
6.10	Une vue multi-longueurs d'onde de la galaxie-hôte du GRB 000418	117
6.11	Courbes de lumière de différents transients en bande R et illustration de la notion de " <i>dark GRB</i> "	120
6.12	Histogramme des magnitudes absolues des galaxies-hôtes en bande B	122
6.13	Largeurs équivalentes de la raie d'oxygène II dans les galaxies-hôtes	123

Introduction générale

Chapitre 1

Les galaxies dans un contexte d'évolution

Les galaxies furent observées pour la première fois au XVIII^e siècle sous la forme de tâches ou de nébulosités diffuses plus ou moins étendues sur le ciel. Le philosophe Kant (1724–1804) les considéra à l'époque comme des concentrations d'étoiles plus ou moins éloignées, qu'il dénomma “univers-îles”. Par la suite, on les répertoria progressivement de manière plus systématique. Certains astronomes, dans leur recherche de nouvelles comètes, en dressèrent les tous premiers catalogues, à l'image de celui établi par le fameux Charles Messier (1730–1817). Mais ce n'est qu'en 1924 seulement, grâce aux observations d'étoiles de type “céphéide”¹ dans les bras spiraux de la nébuleuse d'Andromède par Edwin Hubble (1889–1953) au Mont Wilson, que l'on prit enfin conscience de leur véritable nature : ces galaxies forment des entités à part entière, des “mondes” extérieurs et similaires à la Voie Lactée, situés à des distances considérables et insoupçonnées auparavant.

Les différents travaux effectués suite à cette découverte vont mettre en évidence une diversité particulièrement remarquable de ces objets, tant du point de vue de leur morphologie que de leurs propriétés dynamiques et spectrales. La manière dont ces galaxies se sont formées et l'évolution globale qu'elles ont suivie jusqu'à aujourd'hui sont cependant loin d'être complètement élucidées, et les études menées dans le but de répondre aux nombreuses interrogations qui persistent font partie des enjeux les plus excitants de l'astrophysique moderne.

1.1 L'Univers local

Les galaxies dites “normales”

Les galaxies constituent l'essentiel de la matière dite “lumineuse” (ou “visible”) dans l'Univers proche. D'un point de vue général, elles sont composées chacune d'un ensemble de plusieurs milliards d'étoiles réunies par la gravité, d'un halo massif de matière noire ainsi que d'une quantité plus ou moins importante de gaz et de poussières. Pour mieux appréhender leur diversité, les premières classifications qui en furent établies se basèrent sur une propriété

¹ Les céphéides sont des étoiles variables dont la période de pulsation est étroitement liée à leur luminosité absolue. Cette propriété en fait d'excellents indicateurs de distance.

observationnelle particulièrement évidente : leur morphologie. Le schéma le plus couramment utilisé de nos jours demeure encore la fameuse séquence de Hubble. Celle-ci comprend principalement trois grandes catégories d'objets, à savoir la classe des galaxies elliptiques, celle des galaxies spirales, et celle des galaxies irrégulières. Cette classification sera par la suite affinée par de Vaucouleurs, qui introduisit à partir de 1959 certaines sous-classes d'objets.

Les galaxies elliptiques se caractérisent par une morphologie ellipsoïdale relativement lisse et plus ou moins allongée, sans structure clairement apparente. Elles sont souvent petites et de faible luminosité ($L \leq 10^9 L_\odot$), à l'image des naines sphéroïdales très répandues dans l'Univers local. Il en existe cependant de "super géantes" pouvant contenir jusqu'à 10^{13} étoiles. Elles se distinguent également des autres objets par un contenu relativement faible en gaz et en poussières, ainsi qu'une activité de formation stellaire quasi inexistante. Leur distribution spectrale d'énergie² se caractérise donc par la contribution prononcée des vieilles populations stellaires dans le domaine visible et le proche infrarouge, un continuum ultraviolet (UV) des étoiles jeunes pratiquement négligeable, ainsi qu'une émission particulièrement faible des poussières et des restes de supernovae dans l'infrarouge lointain et le domaine radio (voir la figure 1.1). Notons enfin que les étoiles de ces galaxies présentent des orbites plus ou moins aléatoires. La dispersion de vitesse qui en résulte est remarquablement élevée, et celle-ci peut être assimilée à une pression dynamique permettant de compenser les forces d'autogravitation agissant au sein de chaque système (Combes et al. 2002). Dans la mesure où les galaxies elliptiques se caractérisent par l'absence d'un mouvement global de rotation, la dispersion ainsi observée apparaît comme le seul phénomène physique capable d'assurer la cohésion de ces objets.

Les galaxies spirales, quant à elles, se présentent sous la forme d'un disque plus ou moins aplati, accompagné d'une concentration plus prononcée vers le centre que l'on appelle le "bulbe". Elles doivent leur appellation aux fameux bras spiraux que l'on voit se dérouler à partir de leur région centrale. Elles sont également caractérisées par une vitesse de rotation d'ensemble beaucoup plus élevée que les vitesses individuelles des étoiles qui les composent. Elles contiennent des quantités importantes de gaz qui peuvent être utilisées pour former de nouvelles générations d'étoiles. Leur distribution spectrale d'énergie peut donc présenter des couleurs relativement bleues dans le domaine visible, ainsi qu'une émission infrarouge plus ou moins importante en fonction de leur contenu en grains de poussières et de l'intensité du champ de rayonnement qui les chauffe (voir la figure 1.1). Le long de la séquence de Hubble, ces galaxies sont généralement classées en fonction de l'importance relative de leur disque par rapport à leur bulbe, ou encore de la prééminence de leur bras. Par exemple, les spirales dites "précoces" sont plutôt caractérisées par un bulbe important, alors que les spirales "tardives" possèdent un très grand disque et un bulbe plutôt petit. D'autres, que l'on appelle les galaxies lenticulaires, se distinguent aussi par une absence remarquable de bras spiraux. Enfin, on pourra mentionner que deux tiers à trois quarts des spirales de l'Univers local présentent une structure barrée dans leur région centrale. Nous reviendrons plus en détail sur cette caractéristique dynamique au cours des chapitres suivants.

Les galaxies irrégulières, comme leur nom l'indique, ne présentent pas de morphologie particulière. La plupart d'entre elles sont généralement de petites galaxies peu lumineuses, constituées de 10^7 à 10^9 étoiles. Certaines possèdent cependant de grandes réserves de gaz qui leur permettent de former de nouvelles étoiles, et leur donnent cette couleur bleue qui les caractérise bien souvent. Elles sont de loin les plus nombreuses dans l'Univers local.

² J'emploierai également par la suite l'acronyme "SED", pour l'expression anglaise "*Spectral Energy Distribution*".

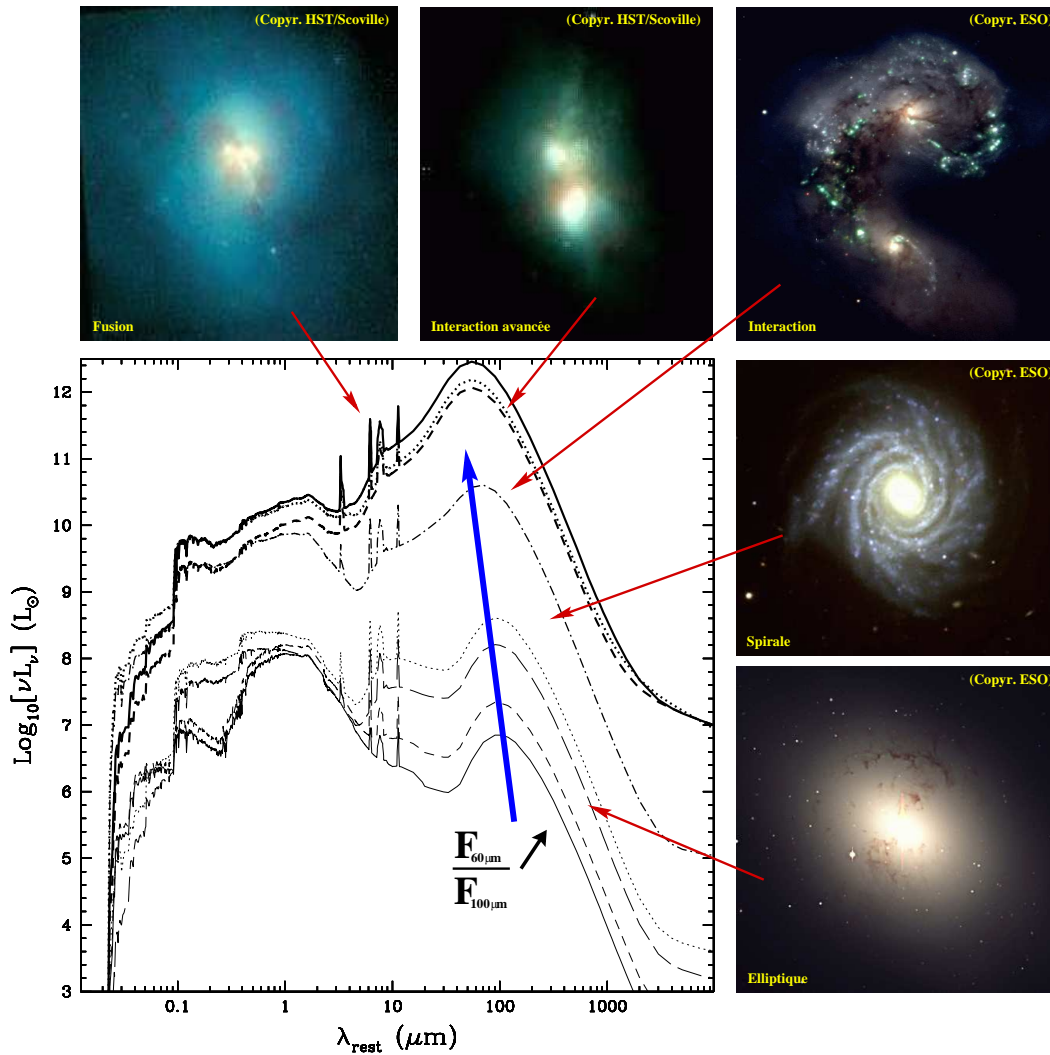


FIG. 1.1 – Distributions spectrales d’énergie entre l’UV et le domaine millimétrique, simulées pour différents types de galaxies (Devriendt et al. 1999). Les morphologies des objets illustrés sur chaque image ont été choisies pour être globalement représentatives de l’évolution des SEDs indiquées dans le diagramme.

Les galaxies actives

Certains objets sont caractérisés par une activité beaucoup plus intense que celle des galaxies que nous venons de décrire : ils rayonnent en effet une quantité d’énergie plus importante qu’ils n’en seraient capables s’ils suivaient, au vu de leurs réserves de gaz et de leur masse, une évolution régulière en formant des étoiles à un rythme typique de celui de la plupart des spirales. Ces objets sont des galaxies dites “actives”.

Dans ces sources quelque peu particulières, des instabilités gravitationnelles liées à la présence de potentiels barrés (e.g., Athanassoula 1992; Friedli & Benz 1993) ou à une interaction avec d’autres galaxies (e.g., Mihos & Hernquist 1996) précipitent, en direction des régions centrales et à des vitesses vertigineuses, les réserves de gaz initialement réparties dans le disque. Les frictions dynamiques créées par de tels écoulements peuvent alors déclencher des flam-

bées de formation stellaire particulièrement intenses, très lumineuses, et nécessairement de courte durée de vie étant données la masse de gaz disponible et la vitesse à laquelle celui-ci est consommé. On parle généralement de galaxies à sursauts de formation d'étoiles, ou encore, dans la littérature anglophone, de galaxies dites “*starburst*”³. D'autre part, les quantités de gaz acheminées au cœur de ces objets peuvent également alimenter des processus d'accrétion sous la forme d'un disque de débris en rotation autour d'un trou noir supermassif de plusieurs milliards de fois la masse de notre Soleil (e.g., Shlosman et al. 1989, 1990; Combes 2001). Les forces de viscosité dissipant une partie du moment angulaire de la matière ainsi aspirée, le noyau peut alors rayonner l'équivalent de la luminosité de plusieurs milliers de galaxies comme la nôtre. On parle dans ce cas de “noyau actif de galaxie” ou d’“AGN” (pour “*Active Galactic Nucleus*” en anglais). Comme on le verra dans la première partie de cette thèse, les deux phénomènes AGN et “*starburst*” coexistent d'ailleurs assez souvent au sein d'un même objet.

Du point de vue observationnel, les galaxies hébergeant ces flambées de formation stellaire et ces noyaux actifs se caractérisent par des distributions spectrales d'énergie bien différentes de celles des galaxies normales. Elles présentent des raies d'émission particulièrement intenses, et certaines d'entre elles, comme les objets du catalogue de Markarian, montrent également un remarquable excès de luminosité dans le domaine ultraviolet. Dans le cas des AGNs, on observe de plus une très grande dispersion dans la largeur des raies détectées. Afin de rendre compte de cette zoologie et des différents types de spectres rencontrés, des sous-catégories supplémentaires ont alors été établies. À ce titre, on pourra distinguer tout d'abord les galaxies de Seyfert 1 ainsi que les fameux quasars⁴, qui se distinguent notamment par des raies permises très larges correspondant à des dispersions de vitesse de plusieurs milliers de km s^{-1} . Les Seyferts 2, au contraire, ne montrent que des raies interdites étroites, pour des vitesses typiques de seulement quelques centaines de km s^{-1} . Aujourd'hui, on pense que ces AGNs ne forment en fait qu'un seul et unique type de spécimen, dont les propriétés apparentes varient simplement en fonction de l'angle selon lequel on les observe. Le paradigme alors invoqué est généralement décrit dans le cadre du modèle dit *unifié* (voir la figure 1.2). Celui-ci suppose que le disque d'accrétion d'un noyau actif est entouré de nuages de gaz ionisé très chauds qui forment un environnement appelé la “BLR” (pour “*Broad Line Region*” en anglais) responsable des raies larges observées dans les Seyferts 1. Ces nuages sont cependant confinés au centre d'un gigantesque tore de poussières et de gaz moléculaire, orienté dans le même plan que celui du disque d'accrétion. Suivant ce schéma, l'absence de raies larges dans les galaxies de Seyferts 2 serait donc simplement due à l'écrantage de l'émission de la BLR par le tore de poussières quand le noyau actif est observé par la tranche ou suivant une forte inclinaison par rapport à son axe principal. Les Seyferts 1 et les quasars, quant à eux, seraient au contraire observés quasiment de face, ce qui permet alors l'observation directe de l'environnement très proche de

³ Pour faire référence à ce type d'objet dans la suite du manuscrit, j'emploierai indifféremment les notions de galaxies à “flambées de formation d'étoiles”, à “flambées stellaires”, ou encore à “sursauts de formation d'étoiles”. J'utiliserai aussi plus généralement les simples expressions de “galaxies à formation d'étoiles” ou “galaxies *starbursts*” tout en gardant à l'esprit qu'elles se distinguent des galaxies normales par l'importance de leur activité de formation stellaire rapportée à leur masse. Ainsi, une galaxie naine peu massive et caractérisée par un taux de formation d'étoiles identique à celui de notre Galaxie pourra être vue comme un objet “*starburst*”, sans que la Voie Lactée qui possède une masse bien supérieure à celle des naines ne soit classée dans cette catégorie.

⁴ Galaxie de Seyfert : du nom de l'astronome Carl Seyfert qui en fit la première découverte en 1943 (Seyfert 1943). Quasars : pour l'abréviation de “*quasi-stellar object*”; cette appellation provient de leur forte ressemblance avec des sources ponctuelles d'origine stellaire, tant la luminosité de ces noyaux actifs domine celle des galaxies qui les hébergent.

leur noyau actif (voir la figure 1.2).

À plus grande distance du trou noir central, dans les régions directement observables quelque soit l'orientation du disque d'accrétion et par conséquent pour tous les types de Seyferts, le gaz ionisé présent dans le cône défini par l'angle d'ouverture du tore est caractérisé par des dispersions de vitesse plus faibles, et on y observe alors des raies plus étroites : l'environnement est qualifié de région "NLR" (pour "*Narrow Line Region*" en anglais). Remarquons également que le modèle unifié prévoit, en lumière polarisée, la rediffusion du rayonnement de la BLR par des électrons du gaz chaud à la zone de transition avec la "*Narrow Line Region*". Comme dans le cas de la galaxie NGC 1068 (Antonucci & Miller 1985), on peut donc en principe observer des raies typiques des Seyferts 1 dans le spectre polarisé des Seyferts 2. Pour une description plus complète du modèle unifié, on pourra se reporter à la revue d'Antonucci (1993).

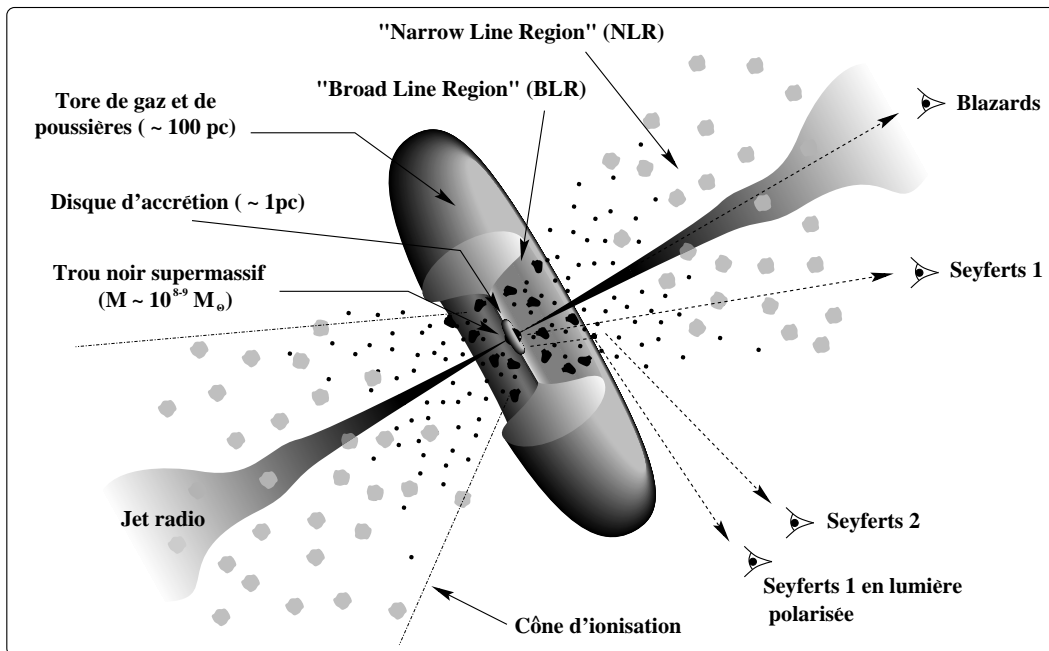


FIG. 1.2 – Représentation schématique et simplifiée d'un noyau actif de galaxie et de son environnement proche, dans le cadre du modèle unifié. Pour plus de clarté, les tailles caractéristiques de chaque élément ont été volontairement disproportionnées. D'après Urry & Padovani (1995).

De manière plus générale, la principale caractéristique qui distingue tous ces objets dits "actifs" (AGN ou "*starburst*") des galaxies plus normales reste leur luminosité particulièrement élevée dans le domaine infrarouge. Les grains de poussières, qu'ils soient formés dans les enveloppes d'étoiles puis éjectés dans le milieu environnant lors des derniers stades de l'évolution stellaire, ou présents autour des AGNs sous la forme d'un tore très dense, absorbent en effet d'une façon remarquablement efficace le rayonnement incident émis dans le domaine UV/visible par la photosphère des étoiles et le disque d'accrétion associé aux noyaux actifs. En fonction de la composition de ces grains, l'énergie absorbée est ensuite redistribuée

sous diverses composantes entre 8 et 1000 μm , et contribue alors de manière significative à la luminosité totale de chaque objet. Ces phénomènes d'extinction sont d'ailleurs d'autant plus importants que l'activité y est intense. Dans le cas des galaxies les plus lumineuses de l'Univers local, l'émission de la poussière domine ainsi complètement la distribution spectrale d'énergie (Sanders & Mirabel 1996), et la contribution du rayonnement infrarouge à la luminosité bolométrique peut facilement excéder les 90–95% (voir aussi la figure 1.1).

L'émission infrarouge de certaines galaxies actives a pu être mise en évidence dès les années 70 à partir d'observations obtenues depuis le sol (e.g., Rieke & Low 1972, 1975). Mais ce n'est qu'à partir de 1983 avec l'avènement du satellite IRAS ("*InfraRed Astronomical Satellite*", Neugebauer et al. 1984) que ces objets vont progressivement prendre l'importance qu'on leur connaît aujourd'hui. En cartographiant l'ensemble du ciel aux quatre longueurs d'onde 12 μm , 25 μm , 60 μm et 100 μm , IRAS va en effet révéler l'existence de plusieurs centaines de galaxies lumineuses dans l'infrarouge (e.g., Soifer et al. 1987a,b), caractérisées par des luminosités bolométriques excédant les $10^{11} L_{\odot}$ et dont l'intense activité avait été jusque-là insoupçonnée à partir des observations du visible. Celles dont la luminosité intégrée entre 8 et 1000 μm (ci-après, L_{IR}) est comprise entre $10^{11} L_{\odot}$ et $10^{12} L_{\odot}$ ont été désignées sous le farouche acronyme de "LIRGs" (pour "*Luminous Infrared Galaxies*"), et les plus extrêmes ($L_{\text{IR}} \geq 10^{12} L_{\odot}$) ont été qualifiées quant à elles de galaxies ultralumineuses (ou "ULIRGs", pour "*Ultra Luminous Infrared Galaxies*")⁵. Une revue générale sur les propriétés de ces objets a été présentée par Sanders & Mirabel (1996).

Les recoupements effectués entre les sources IRAS et les catalogues établis à partir des observations optiques ont montré qu'un très grand nombre de ces galaxies lumineuses étaient en fait impliquées dans des systèmes en interaction caractérisés par des morphologies plus ou moins perturbées (voir la figure 1.1). L'importance de ces interactions augmente d'ailleurs avec la luminosité infrarouge, et près de 100% des ULIRGs correspondent à un état avancé d'une fusion entre plusieurs sources (Sanders & Mirabel 1996, on pourra voir également Ishida & Sanders 2001). On sait aujourd'hui que ces phénomènes de "rencontres galactiques" sont effectivement bien à l'origine de l'intense activité observée dans ce type d'objets : comme nous l'avons déjà évoqué, les instabilités gravitationnelles créées lors d'une collision entre deux galaxies provoquent certaines perturbations dynamiques qui précipitent le gaz vers les régions centrales, et déclenchent ainsi de gigantesques flambées de formation d'étoiles ou une puissante accréation de matière autour d'un trou noir supermassif (e.g., Mihos & Hernquist 1996; Combes 2001). Les grandes quantités de poussières concentrées au cœur des deux protagonistes génèrent alors le prodigieux rayonnement infrarouge que l'on observe dans les LIRGs et les ULIRGs⁶.

D'autre part, on remarque que l'accroissement de la luminosité de ces objets s'accompagne également d'une augmentation de leur rapport $[60 \mu\text{m}/100 \mu\text{m}]$ vers des couleurs plus chaudes, et d'un décalage du maximum de leur SED vers des longueurs d'onde plus courtes (voir à nouveau la figure 1.1). Ces variations indiquent une élévation de la température caractéristique des poussières chauffées par le rayonnement UV des étoiles ou par le disque d'accréation des

⁵ Les acronymes "LIRGs" et "ULIRGs" seront abondamment utilisés tout au long de ce manuscrit. Les objets qu'ils représentent, considérés dans leur ensemble, seront désignés sous l'appellation plus générale de "galaxies lumineuses" ou "galaxies lumineuses infrarouges". Dans certains cas toutefois, en fonction du contexte, la notion de "galaxies lumineuses" pourra être volontairement employée pour qualifier plus particulièrement les LIRGs par opposition aux "ultralumineuses".

⁶ On gardera à l'esprit que si ces galaxies lumineuses sont associées à des systèmes en interaction, la réciproque n'est cependant pas systématique : la fusion de deux objets ne se traduit pas nécessairement par des gains d'activité très marqués.

AGNs. La contribution de ces derniers est d'ailleurs également croissante avec la luminosité (e.g., Veilleux et al. 1995; Kim et al. 1998), et dans le cas des galaxies les plus extrêmes ($L_{\text{IR}} \geq 10^{12.5} L_{\odot}$), il semblerait que la présence d'un noyau actif devienne absolument nécessaire pour expliquer des débauches d'énergie si importantes (e.g., Genzel et al. 1998; Tran et al. 2001).

Une séquence évolutive simple a été proposée pour tenter de connecter tous ces objets sous une même unité. Selon ce scénario qui invoque néanmoins des conditions initiales particulières liées à la géométrie de l'interaction, la rencontre de deux galaxies spirales riches en gaz provoque le déclenchement d'une activité lumineuse dans l'infrarouge, et le système passe alors par une phase de "LIRG". À mesure que l'interaction progresse, la formation stellaire devient de plus en plus intense et la luminosité continue de croître. Lors de la coalescence finale, les conditions sont extrêmes, on atteint un stade ultralumineux. Les deux noyaux fusionnent soit pour former un puissant AGN enfoui dans la poussière, soit pour donner naissance, dans certains cas, à un quasar lumineux dans l'optique (Sanders et al. 1988a,b). Une fois la fusion relaxée, et les réserves de gaz épuisées, le sous-produit de cette fusion pourrait évoluer vers une phase plus tranquille et finalement former une galaxie elliptique. Notons également que deux galaxies en interaction ne fusionnent généralement pas après un seul et unique impact. Plusieurs collisions ont alors lieu avant l'ultime coalescence. Le système pourrait vivre ainsi une succession d'épisodes ultralumineux, entre lesquels les deux protagonistes repasseraient par des phases d'activité relativement moins intenses et caractéristiques de celles observées dans les LIRGs (Murphy et al. 2001).

Le lancement du satellite ISO ("*Infrared Space Observatory*", Kessler et al. 1996) en 1995 a véritablement bouleversé nos connaissances sur les processus d'émission infrarouge dans les galaxies de notre Univers local (voir Genzel & Cesarsky 2000, et références associées). Avec une sensibilité et une résolution angulaire incomparablement meilleures à celles d'IRAS, les instruments embarqués sur ce satellite ont notamment permis des observations beaucoup plus fines d'un grand nombre de galaxies lumineuses. Les principaux résultats obtenus à ce sujet seront progressivement mentionnés tout au long de la première partie de ce manuscrit, justement dédiée à l'analyse de quelques-unes des observations effectuées avec la caméra ISOCAM (Cesarsky et al. 1996a) embarquée à bord d'ISO.

1.2 L'évolution des galaxies dans l'Univers distant

1.2.1 Les observations dans l'optique

Au cours des vingt dernières années, l'amélioration des techniques d'observation a permis d'aller sonder l'Univers lointain à des distances toujours un peu plus grandes. Et si la présence des systèmes en interaction à bas redshift nous l'avait déjà fait pressentir, ces observations profondes nous l'ont confirmé sans équivoque : notre Univers n'est pas immuable, il a subi de profonds bouleversements par le passé, et les galaxies qu'il contient sont en perpétuelle évolution.

Les premières indications quant à l'existence d'une mutation progressive dans l'histoire de ces galaxies ont d'abord été données par les relevés optiques profonds effectués en imagerie dans la bande B ($\lambda \sim 0.44 \mu\text{m}$). Ces derniers ont mis en évidence une déviation très claire des comptages de galaxies bleues par rapport aux prédictions des modèles passifs (Koo & Kron

1992). L'écart observé est également visible dans les autres bandes optiques, mais il diminue progressivement avec la longueur d'onde pour finalement devenir négligeable en bande K ($\lambda \sim 2.2 \mu\text{m}$). On peut alors montrer qu'il n'est pas dû à l'incertitude liée à la cosmologie utilisée pour ce type de comparaison, et qu'il révèle donc bien la présence d'une réelle évolution physique des galaxies en fonction du redshift (Ellis 1997, et références associées).

Par la suite, les sondages spectro-photométriques visant entre autres la détermination du redshift des sources lointaines ont permis de confirmer ce résultat et d'analyser plus finement l'origine de cette évolution en fonction du type des galaxies et de leurs distances. Par exemple, les relevés du CFRS ("*Canada France Redshift Survey*", Lilly et al. 1995a), en permettant d'étudier les propriétés spectrales de plusieurs centaines d'objets pour $z \leq 1.3$, ont révélé un accroissement de la densité numérique et de la luminosité des galaxies irrégulières et des spirales tardives d'environ une magnitude entre $z = 0.5$ et $z = 1$ (Lilly et al. 1995b). Ces dernières apparaissent donc clairement comme les responsables de l'excès des comptages mesurés dans la bande B. On a pu constater en revanche une absence d'évolution significative dans le cas des galaxies plus rouges que le type Sbc (voir la figure 1.3.a).

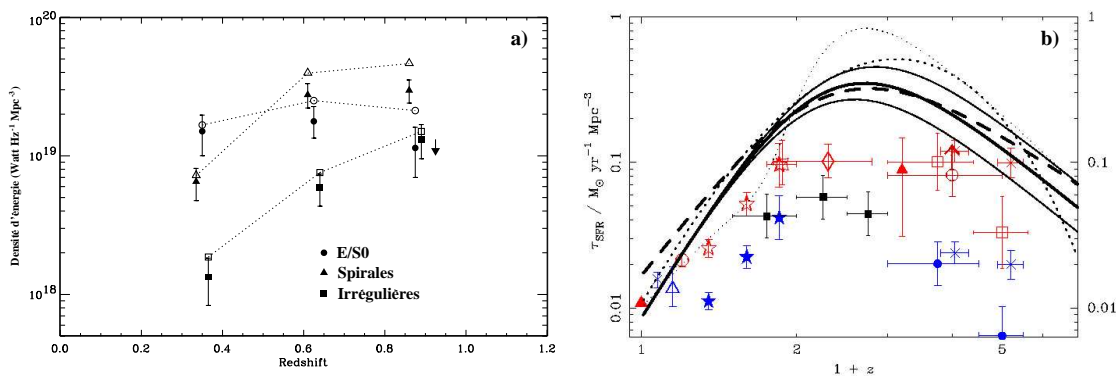


FIG. 1.3 – a) Évolution de la densité d'énergie lumineuse optique observée dans un échantillon des relevés CFRS/LDSS en fonction du redshift et par type de galaxies (Brinchmann et al. 1998). b) Histoire de l'activité de formation stellaire selon différents modèles d'évolution des galaxies (Blain et al. 1999a,c), et comparée aux estimations obtenues à partir de diverses observations. Les points de mesure ont été compilés à partir de la littérature par Blain (2001).

L'évolution observée dans les données du CFRS peut également se traduire par une décroissance globale de la densité de formation stellaire d'environ un ordre de grandeur depuis l'époque correspondant à $z \sim 1$ (i.e., typiquement la moitié de l'âge de l'Univers) jusqu'à aujourd'hui (Lilly et al. 1996, voir également la figure 1.3.b). Ce résultat particulièrement important sur l'histoire de la formation d'étoiles dans l'Univers a été depuis confirmé et précisé par un grand nombre d'autres relevés dans le visible (e.g., Connolly et al. 1997; Tresse & Maddox 1998; Glazebrook et al. 1999). La valeur de la pente de cette évolution reste néanmoins fortement débattue encore à l'heure actuelle. La contribution des galaxies de faible brillance de surface à la fonction de luminosité observée localement demeure notamment sujet à discussion.

D'autre part, les sondages très profonds comme les HDFs ("*Hubble Deep Fields*", Williams et al. 1996; Ferguson et al. 2000), initialement effectués avec le Télescope Spatial puis complétés par des suivis au sol, ont maintenant permis d'étendre l'étude de l'évolution des propriétés des galaxies et de la formation stellaire jusqu'à des redshifts beaucoup plus élevés qu'aupara-

vant (i.e., $z \sim 3 - 4$, Madau et al. 1996, 1998; Steidel et al. 1999). À de telles distances, les flux observés deviennent très faibles, et l'approche spectroscopique ne peut plus être utilisée de manière systématique pour toutes les sources détectées. Pour sélectionner les galaxies les plus lointaines face à la multitude d'objets présents sur le fond du ciel, on a alors recouru à une méthode basée sur l'observation de l'entrée de la discontinuité de Lyman à 912\AA dans les différents filtres optiques utilisés (e.g., Steidel et al. 1996). Cette approche particulièrement efficace n'est autre qu'un cas particulier de la fameuse technique des redshifts photométriques (Loh & Spillar 1986) dont nous reparlerons plus loin dans ce manuscrit. Les objets ainsi sélectionnés sont communément appelés les galaxies à cassure de Lyman ("*Lyman break galaxies*" en anglais). Certains d'entre eux semblent caractérisés par des taux de formation d'étoiles et des luminosités absolues relativement élevés (e.g., Shapley et al. 2001, 2003). Les incertitudes sur l'importance de l'extinction dans ces galaxies et sur la fonction de luminosité optique dans l'Univers distant n'ont cependant toujours pas permis d'estimer avec précision, à partir des seules observations du domaine visible, l'importance globale de la formation stellaire à haut redshift. Son évolution pourrait être décroissante au-delà d'un pic à $z \sim 1$ (Madau et al. 1996, voir aussi la figure 1.3.b), mais l'on suggère qu'elle pourrait au contraire rester quasiment constante jusqu'à $z \sim 4$ (e.g., Madau et al. 1998).

Comme nous venons juste de le voir, de précieuses informations sur l'évolution des galaxies peuvent être obtenues via la détermination de leur activité de formation d'étoiles en fonction du redshift. Une autre approche consiste à étudier la manière dont leur contenu en densité de masse stellaire a progressivement évolué au cours du temps (voir par exemple Ellis 2001; Ellis et al. 2001; Dickinson et al. 2003). Dans ce but, une indication précieuse nous est donnée par l'émission des vieilles populations stellaires qui dominent le flux observé en infrarouge proche. Broadhurst et al. (1992) et Kauffmann & Charlot (1998), parmi d'autres, ont en effet établi que la luminosité d'une galaxie normale en bande K ($\lambda \sim 2.2 \mu\text{m}$) représente une bonne estimation de son contenu en masse d'étoiles, indépendamment de l'histoire selon laquelle cette masse s'est assemblée au cours du temps. Au vu de ces considérations, Brinchmann & Ellis (2000) ont alors montré qu'à l'instar de la dichotomie observée dans la bande B entre les galaxies bleues et les sources plus rouges, la densité de masse stellaire de la classe des irrégulières a subi un remarquable déclin (i.e., au moins un ordre de grandeur) depuis $z = 1$ jusqu'à aujourd'hui (voir la figure 1.4.a). On peut donc en conclure que la décroissance de leur luminosité dans le bleu n'a pu être uniquement provoquée par une cessation brutale de leur taux de formation d'étoiles : cette population des irrégulières a nécessairement subi des transformations vers une classe d'objets de type plus précoce (i.e., spirales, elliptiques), par exemple via l'intermédiaire des processus de fusion.

Cette dernière suggestion est d'ailleurs appuyée par l'accroissement de la proportion d'interactions et de systèmes aux morphologies perturbées entre $z = 0$ et $z = 1$ (e.g., Le Fèvre et al. 2000). Ceci s'inscrit naturellement dans le cadre du fameux modèle hiérarchique selon lequel les petites structures initialement formées à très haut redshift à partir des fluctuations primordiales du fond diffus cosmologique, s'assemblent progressivement au cours du temps pour former les objets massifs observés dans l'Univers local. Ce scénario de formation et d'évolution des galaxies est aujourd'hui le plus communément admis, même s'il ne fait pas encore l'unanimité. Dans le cadre de la présente discussion, on pourra également mentionner en sa faveur des analyses très récentes du HDF qui semblent indiquer une diminution du nombre d'objets de grande masse au-delà de $z = 2$ (Dickinson et al. 2003, voir aussi la figure 1.4.b).

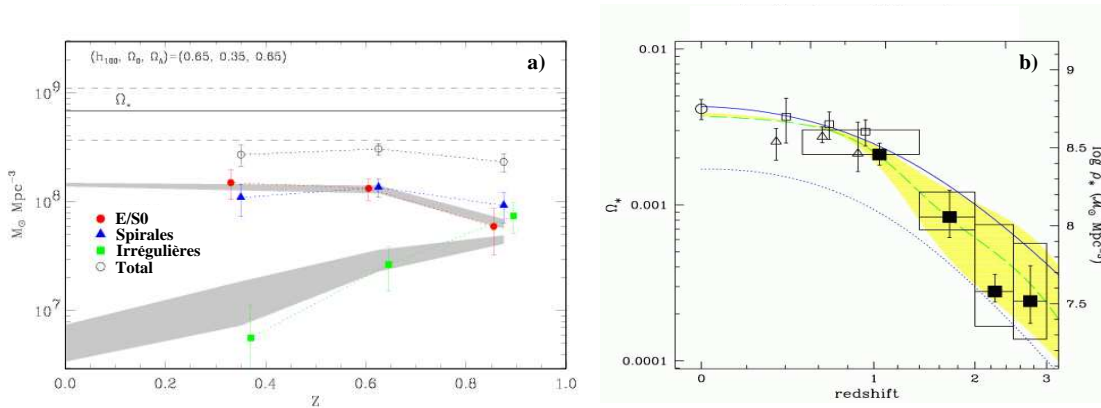


FIG. 1.4 – *a)* Évolution de la densité de masse stellaire observée dans un échantillon des relevés CFRS/LDSS en fonction du redshift et par type de galaxies (Brinchmann & Ellis 2000). *b)* Différentes estimations de la densité de masse stellaire totale en fonction du redshift, compilées par Dickinson et al. (2003). Les courbes correspondent à l'évolution calculée à partir de différents modèles sur l'histoire de la formation d'étoiles (voir Dickinson et al. 2003 pour les références).

1.2.2 Formation stellaire enfouie à haut redshift

Comme nous l'avons mentionné dans la première partie de ce chapitre, les observations du domaine visible présentent cependant l'inconvénient d'être particulièrement sensibles aux effets d'extinction. On a vu à ce titre, dans l'Univers local, qu'une caractérisation rigoureuse de la distribution spectrale d'énergie des objets les plus lumineux requiert inévitablement des analyses complémentaires dans l'infrarouge et la radio. Qu'en est-il exactement à plus haut redshift ?

L'histoire de l'enrichissement du milieu interstellaire par les métaux, et donc par les grains de poussières qui en sont composés, est encore loin d'être entièrement élucidée (e.g., Pettini et al. 1997, 2002, on pourra voir aussi Mehlert et al. 2002 et Adelberger et al. 2003). Suite aux premières estimations de l'activité de formation stellaire visiblement décroissante au-delà de $z \sim 1$ (Madau et al. 1996), on avait pensé que la présence des éléments lourds devait être négligeable à grand redshift. Vers la fin des années 90, les observations du ciel profond à grandes longueurs d'onde (i.e., $\lambda \geq 5 \mu\text{m}$) ont pourtant provoqué un véritable bouleversement de notre conception du rôle des poussières dans l'Univers distant. Et ces nouvelles données ont apporté un regard tout nouveau sur notre compréhension de l'évolution des galaxies.

En 1996, les instruments FIRAS et DIRBE embarqués à bord du satellite COBE ont en effet révélé l'existence d'un fond diffus extragalactique particulièrement significatif dans l'infrarouge lointain (ci-après, CIRB, pour "*Cosmological InfraRed Background*", voir également la figure 1.5.a), caractérisé par un maximum d'intensité vers $\sim 140 \mu\text{m}$ (Puget et al. 1996, voir aussi Fixsen et al. 1998; Lagache et al. 1999). Ce fond diffus provient du rayonnement des galaxies distantes émis dans ce domaine de longueurs d'onde et intégré sur tout l'Univers observable. Il peut donc être considéré comme un fossile de l'activité passée de ces objets (voir Hauser & Dwek 2001 pour une revue). D'un point de vue énergétique, on a montré que son intensité est au moins aussi importante que celle du fond diffus optique estimée à partir des comptages de galaxies dans les relevés profonds du domaine visible (Madau & Pozzetti 2000).

De plus, son flux est environ 10 fois plus élevé que les prédictions obtenues à partir de la fonction de luminosité infrarouge locale dans le cas d'un modèle sans évolution (e.g., Franceschini et al. 2001, voir à nouveau la figure 1.5.a). Si les LIRGs et les ULIRGs ne contribuent que pour $\sim 5\%$ à la densité d'énergie lumineuse dans l'Univers proche, l'importance de ce CIRB suggère donc qu'une intense activité de formation stellaire et/ou liée à une accrétion de matière autour de noyaux actifs a dû avoir lieu par le passé dans des environnements enfouis sous d'importantes quantités de poussières.

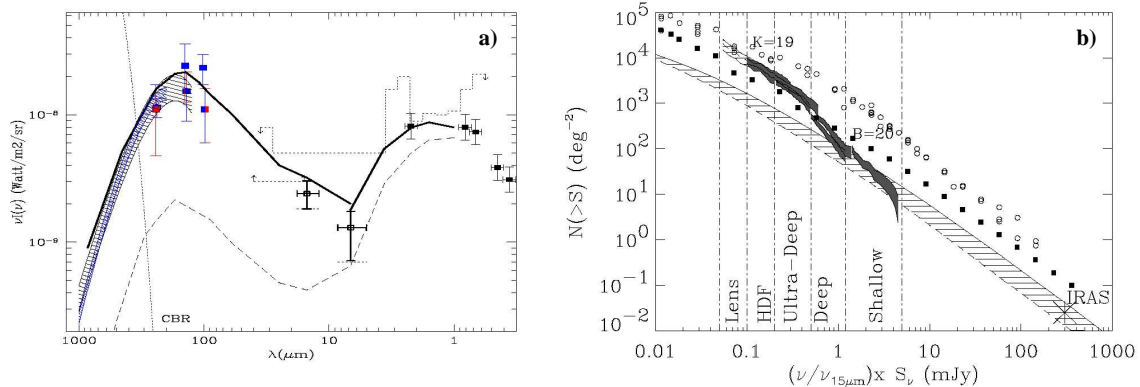


FIG. 1.5 – *a)* Estimations ou mesures directes de l'intensité des fonds diffus optique et infrarouge obtenues par divers instruments, comparées à la distribution spectrale d'énergie prédite par un modèle de forte évolution de la population des galaxies infrarouges à haut redshift (ligne continue, Franceschini et al. 2001). On notera le désaccord majeur illustré par la ligne discontinue qui correspond à cette même prédiction dans le cas d'un modèle sans évolution. *b)* Comptages intégrés des galaxies distantes détectées avec ISOCAM à $15 \mu\text{m}$ (en grisé) et comparés à une prédiction obtenue à partir des données IRAS dans l'hypothèse d'un modèle sans évolution (zone hachurée). Les comptages en bandes B et K ont été également représentés (Elbaz et al. 1999).

Cette interprétation a été récemment corroborée par la détection d'une importante population de galaxies distantes et lumineuses dans l'infrarouge, à partir des relevés profonds effectués avec le satellite ISO (Flores et al. 1999; Elbaz et al. 1999; Aussel et al. 1999; Dole et al. 2001) et la caméra de bolomètres SCUBA installée sur le *James Clerk Maxwell Telescope* (Hughes et al. 1998; Barger et al. 1998). Les comptages respectivement obtenus à 15 , 170 et $850 \mu\text{m}$ par les instruments ISOCAM, ISOPHOT et SCUBA présentent en effet un remarquable excès par rapport aux prédictions basées sur une extrapolation passive des données IRAS (Elbaz et al. 1999; Blain et al. 1999b; Chary & Elbaz 2001; Dole et al. 2001; Franceschini et al. 2001; Blain et al. 2002, voir aussi la figure 1.5.b). Cet excès traduit une évolution particulièrement forte de la fonction de luminosité infrarouge des galaxies en fonction du redshift, et confirme donc qu'une importante fraction de l'énergie rayonnée par les étoiles et les AGNs dans l'Univers distant a dû être absorbée par les poussières puis réémise à plus grandes longueurs d'onde (on pourra voir aussi Adelberger & Steidel 2000).

Les recoupements effectués entre les observations ISO et les sondages profonds conduits en optique ont permis de déterminer les redshifts d'une grande partie des objets détectés avec ISOCAM à $15 \mu\text{m}$ (e.g., Cohen et al. 2000). Des comparaisons entre les données en infrarouge moyen (ci-après, MIR, pour "*Mid-Infrared*") et celles obtenues en radio ou dans les X ont été également utilisées pour tenter d'estimer la contribution des noyaux actifs dans les différents

relevés (e.g., Flores et al. 1999; Fadda et al. 2002, voir la fin du chapitre 3). Flores et al. (1999) ont ainsi montré que l'activité de formation stellaire entre $z = 0$ et $z = 1$ avait été jusqu'alors sous-estimée d'environ un facteur 3 à partir des sondages optiques. Cette formation d'étoiles cachée par la poussière semble avoir principalement eu lieu non pas dans des sources extrêmes comme les ultralumineuses, mais plutôt dans des objets de type "LIRGs" (Elbaz et al. 2002a) caractérisés par des contreparties optiques ressemblant fortement à des spirales massives ou des systèmes en interaction (Rigopoulou et al. 2002; Franceschini et al. 2003a).

À des redshifts supérieurs à 1, l'information sur l'activité infrarouge des galaxies reste par contre encore assez limitée, notamment pour des problèmes de sensibilité. En effet, les relevés ISOCAM n'ont pu détecter de manière statistiquement significative beaucoup d'objets au-delà de $z \sim 1.2$, une limite qui correspond d'ailleurs plus ou moins aux performances actuellement accessibles dans le domaine radio avec le VLA. Quant aux observations sub-millimétriques, elles présentent encore deux inconvénients majeurs en dépit de l'effet de k -correction négative⁷ dont elles bénéficient entre $z \sim 1$ et $z \sim 10$: en raison du bruit de confusion important à $850 \mu\text{m}$, les relevés SCUBA ne sont sensibles qu'aux objets les plus lumineux de l'Univers distant (typiquement $L_{\text{IR}} \geq 2 \times 10^{12} L_{\odot}$), et le manque de résolution angulaire des bolomètres utilisés ($\text{FWHM} \sim 15''$) rend l'identification de leurs contreparties optiques et la détermination de leurs distances particulièrement difficile (Ivison et al. 2000; Smail et al. 2002). On peut cependant mentionner que les estimations actuelles les situent dans une plage de redshifts centrée autour de 2 ou 3 (e.g., Chapman et al. 2003). Leur présence suggère de plus que l'activité de formation stellaire, à ces mêmes redshifts, était sensiblement plus importante que celle dérivée à partir de l'observation des galaxies "*Lyman-break*" dans le visible (e.g., Blain et al. 2002, voir à nouveau la figure 1.3.b).

1.3 Motivation de ce travail de thèse

Comme nous venons de le constater, les observations visant à déterminer l'histoire selon laquelle la formation stellaire a pu évoluer au cours du temps représentent une des approches aujourd'hui les plus utilisées en cosmologie pour tenter de comprendre comment les premières structures nées des fluctuations primordiales ont pu finalement donner naissance aux objets que l'on rencontre dans l'Univers local. Pouvoir estimer précisément une activité de formation d'étoiles représente donc une clef essentielle pour beaucoup d'études observationnelles prétendant apporter de nouvelles contraintes aux différents modèles sur le mode de formation et d'évolution des galaxies.

D'un point de vue pratique, l'importance de la formation stellaire dans un objet donné peut être déterminée à partir du nombre d'étoiles massives qu'on y observe. Ces dernières ont en effet une durée de vie très courte ($\sim 50 \text{ Myr}$ pour les étoiles de $8 M_{\odot}$) par rapport au temps caractéristique de l'évolution d'une galaxie (i.e., plusieurs milliards d'années). Elles sont donc la signature des différentes flambées qui s'y sont déroulées pendant les derniers millions d'années de son existence. Une hypothèse sur la distribution initiale de masse associée

⁷ Cette propriété est une conséquence directe de l'entrée du pic d'émission infrarouge caractéristique des galaxies lumineuses dans la fenêtre submillimétrique à travers laquelle observe SCUBA ($\sim 850 \mu\text{m}$). À ces longueurs d'onde, le gain d'intensité qui en résulte peut compenser la décroissance "classique" du flux avec la distance. La luminosité apparente de l'objet est alors indépendante du redshift. Nous reparlerons plus en détail de l'origine et du calcul de la k -correction au chapitre 6.

à chacune de celles-ci permet alors de tenir compte de la formation conjointe des étoiles de plus petite masse et de quantifier ainsi l'activité globale de la source considérée.

Cependant, nous avons également vu que les grains de poussières du milieu interstellaire absorbent de manière très efficace le rayonnement UV/optique de ces étoiles massives, et réémettent ensuite cette énergie aux plus grandes longueurs d'onde. L'observation des régions de formation stellaire dans le domaine visible peut donc être fortement biaisée par les effets d'extinction. Les études menées à partir de l'infrarouge deviennent alors fondamentales pour pouvoir correctement établir le bilan énergétique associé à l'activité globale de chaque galaxie.

Pour mieux comprendre les propriétés de l'émission des poussières comme la conséquence de cette absorption du rayonnement émis par les étoiles massives, nous nous sommes tout d'abord intéressés à un échantillon de galaxies actives et lumineuses dans l'infrarouge, observées entre $5\ \mu\text{m}$ et $18\ \mu\text{m}$ avec la caméra ISOCAM (Cesarsky et al. 1996a) du satellite ISO (Kessler et al. 1996). L'étude de certains aspects de ces objets constitue la première partie de cette thèse. Caractérisées par des flambées de formation stellaire particulièrement intenses et enfouies dans des milieux très denses, ces galaxies représentent en effet les sources idéales pour mieux appréhender l'importance des effets liés à la poussière et la façon dont l'émission détectée en infrarouge peut être interprétée pour estimer l'activité globale de chacune d'entre elles. Nous verrons par exemple, au deuxième chapitre, comment les observations ISOCAM peuvent nous renseigner non seulement sur le taux mais également sur l'efficacité et les divers modes de déclenchement de la formation stellaire dans les galaxies. Nous étudierons également la contribution des noyaux actifs que l'on rencontre très fréquemment au sein des sources les plus lumineuses (troisième chapitre). Nous montrerons qu'ils méritent une attention toute particulière en infrarouge moyen où leur flux peut très largement dominer celui des régions de formation d'étoiles de leur galaxie-hôte. Enfin, nous nous intéresserons plus en détail aux mesures d'extinction à ces mêmes longueurs d'onde (quatrième chapitre), et nous montrerons comment l'infrarouge permet d'aller sonder des milieux beaucoup plus enfouies que ceux généralement observés à partir du domaine visible.

Au vu de l'importance des galaxies lumineuses à plus haut redshift, cette première partie consacrée à leurs analogues de l'Univers proche nous fera mieux prendre conscience des différents biais qui peuvent affecter la détermination de l'activité de la formation stellaire dans l'Univers distant. Les relevés profonds effectués dans le domaine optique souffrent en effet de graves effets d'extinction liés à la poussière, alors que les sondages conduits dans l'infrarouge ont été jusqu'à présent sérieusement limités au niveau de leur sensibilité. Afin d'éviter les effets de sélection découlant de ces différents biais, nous nous tournerons alors vers une approche originale et tout à fait nouvelle, basée sur l'utilisation des sursauts gamma cosmologiques comme traceurs d'étoiles massives au sein de galaxies distantes. Ces phénomènes sont en effet peu affectés par la présence de la poussière, et permettent *a priori* une sélection d'objets directement fonction de leur activité de formation stellaire et non pas dépendante d'une limite en flux fixée à une certaine longueur d'onde. L'étude que nous mènerons à partir de cette approche fera l'objet de la deuxième partie de cette thèse. Après un rappel sur les étapes de la découverte et la compréhension actuelle des sursauts gamma, nous montrerons pourquoi ces derniers peuvent être aujourd'hui considérés comme des outils particulièrement prometteurs pour le futur de la cosmologie observationnelle (chapitre 5). Nous étudierons enfin les caractéristiques et les propriétés multi-longueurs d'onde de leurs galaxies-hôtes au chapitre 6. Nous discuterons de la manière dont celles-ci apportent potentiellement un éclairage nouveau non seulement sur certains aspects de l'évolution des galaxies à haut redshift mais également sur la physique liée

à la formation même des sursauts gamma.

Première partie

Formation d'étoiles massives dans les
galaxies lumineuses

Chapitre 2

L'efficacité de formation stellaire en infrarouge moyen

2.1 Généralités

Les flambées de formation d'étoiles ne peuvent être considérées comme des événements isolés au sein des galaxies. Elles engendrent en effet des transformations irréversibles du milieu environnant dans ses propriétés physiques, celles-ci se traduisant finalement par des signatures bien particulières dans chaque domaine de longueur d'onde. La caractérisation de ces signatures à partir de modèles typiques des différents types d'émission observés (e.g., Kennicutt 1992, 1998; Madau et al. 1998; Condon 1992) permet alors de déduire, de manière quantitative, des taux de formation d'étoiles que l'on exprime généralement par la quantité de masse stellaire créée par unité de temps.

Ces flambées peuvent être *a priori* directement observées via l'émission photosphérique des étoiles jeunes et massives. Caractérisées par un spectre de corps noir à plusieurs dizaines de milliers de degrés et des couleurs particulièrement bleues, celles-ci émettent essentiellement dans les domaines ultraviolet et visible. Leur rayonnement ionise ainsi une partie du gaz présent dans le milieu interstellaire et les marques de cette ionisation, telles que les filaments diffus détectés dans le domaine des rayons X ou les raies de recombinaison observées dans le visible et le proche infrarouge, sont autant d'indicateurs supplémentaires permettant de tracer l'activité stellaire dans les galaxies. D'autre part, on peut aussi noter que les régions de formation d'étoiles se manifestent au travers d'un important rayonnement synchrotron dans le domaine radio. Cette signature plus indirecte provient de l'émission des électrons accélérés dans les restes de supernovae que l'on observe après la mort des étoiles massives. Ces étoiles sont caractérisées par des durées de vie très courtes à l'échelle du temps d'évolution des galaxies, et les signes de leur destruction traduisent donc aussi la présence d'une récente activité de formation stellaire.

En raison de la grande accessibilité de la fenêtre optique à partir du sol, les observations dédiées à l'étude de la formation d'étoiles à partir du domaine visible ont été abondamment utilisées jusqu'à présent. Cependant, comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre d'introduction, les grains de poussières présents dans le milieu interstellaire absorbent de manière sélective et très efficace les rayonnements ultraviolet et optique. Les observations effectuées à

ces longueurs d’onde peuvent donc être relativement biaisées dans le cas d’un environnement fortement enfoui. Dans ce contexte, il a été récemment montré que l’émission de la poussière chaude en infrarouge moyen constitue un traceur plus objectif de l’activité de formation d’étoiles dans les galaxies (e.g., Dale et al. 2001; Roussel et al. 2001a; Elbaz et al. 2002a, voir la section 2.2.1). Le rayonnement observé dans ce domaine spectral est, de plus, beaucoup moins affecté par les phénomènes d’extinction. Au cours de ce chapitre, nous allons voir comment l’émission des grains entre $5\ \mu\text{m}$ et $18\ \mu\text{m}$ peut nous renseigner sur la force de l’activité des flambées stellaires dans les galaxies actives. Nous montrerons que les distributions spectrales d’énergie observées à ces longueurs d’onde permettent également de quantifier l’efficacité de ces sursauts à transformer le composant principal et nécessaire au processus de formation d’étoiles, à savoir le gaz moléculaire présent dans les galaxies.

Avant d’entrer dans les détails, nous rappelons brièvement ci-dessous les divers types d’émission généralement observés dans l’infrarouge :

Émission de la poussière :

- La composante des gros grains : c’est elle qui domine la distribution spectrale d’énergie des galaxies dans l’infrarouge lointain. On l’attribue à des grains de poussières de taille relativement importante ($\geq 0.01\ \mu\text{m}$), chauffés à des températures plutôt froides par le champ de rayonnement interstellaire diffus ($T \sim 20\text{--}40\ \text{K}$), et baignant en équilibre thermique dans ce milieu (Mathis 1990). Son spectre se caractérise par une émission de corps noir piquant un peu au-delà de $100\ \mu\text{m}$.
- La composante des très petits grains (VSGs : “*Very Small Grains*”) : à plus courtes longueurs d’onde (i.e., $\lambda \sim 10\text{--}80\ \mu\text{m}$), on observe la présence d’une composante supplémentaire, sous la forme d’un continuum atteignant son maximum autour de $40\ \mu\text{m}$. Elle ne peut être produite par des grains en équilibre thermique. Les températures typiques correspondant à ce type d’émission atteignent en effet plusieurs centaines de degrés, et celles-ci sont beaucoup trop élevées pour être générées par le seul champ de radiation interstellaire. On pense que cette composante provient alors d’une population de très petits grains ($\leq 50\ \text{Å}$) pouvant être portés à de très hautes températures grâce à un chauffage de type impulsif provoqué par les photons UV des étoiles (Puget & Léger 1989). Remarquons que ces mêmes grains doivent être cependant assez gros pour que leurs densités d’état d’énergie puissent se traduire sous la forme d’une émission de type continuum.
- les bandes UIBs : dans les régions de formation d’étoiles, on détecte également la présence de bandes d’émission relativement larges ($\Delta\lambda \sim 1\ \mu\text{m}$) et centrées à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et $12.7\ \mu\text{m}$. Leur origine n’est pas encore bien établie aujourd’hui, aussi les qualifie-t-on souvent de “bandes non identifiées”, ou “UIBs” (pour “*Unidentified Infrared Bands*” en anglais). On pense cependant qu’elles proviennent des modes de vibration associés aux liaisons C–H et C=C. Les grains responsables de ces bandes UIBs pourraient ainsi exister sous la forme de molécules aromatiques polycycliques hydrocarbonées (ou “PAHs” pour “*Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*”, Léger & Puget 1984; Allamandola et al. 1985). Comme les VSGs, ils doivent être nécessairement chauffés de manière transitoire à des températures très élevées.

Émission du gaz :

La spectroscopie fine dans l'infrarouge révèle la présence de très nombreuses raies en émission, beaucoup plus étroites que les bandes UIBs. Elles proviennent des transitions de structures fine et hyperfine, associées à des métaux présents dans le gaz ionisé. Les plus connues sont les raies du Néon (e.g., [NeII] à $12.8 \mu\text{m}$, [NeIII] à $15.6 \mu\text{m}$, [NeV] à $14.3 \mu\text{m}$), de l'Argon et du Silicium (Feuchtgruber et al. 1997). En fonction de leur potentiel d'ionisation, on peut en déduire de précieuses informations sur le champ de radiation d'un milieu donné. Certains diagnostics établis à partir de ces raies permettent de détecter par exemple la présence de noyaux actifs au cœur des galaxies (e.g., Genzel et al. 1998).

Émission des étoiles :

La composante Rayleigh-Jeans de l'émission de la photosphère des étoiles froides ($T \sim 3000\text{-}4000 \text{ K}$, types K et M) peut être également détectée en infrarouge, mais essentiellement aux très courtes longueurs d'onde ($\lambda \leq 10 \mu\text{m}$). C'est elle qui domine par exemple le spectre infrarouge moyen des galaxies pauvres en gaz et en poussières telles que les elliptiques (Athey et al. 2002). Comme nous l'expliquerons plus en détail au chapitre suivant, cette émission d'origine purement stellaire peut être cependant négligée dans le cas des galaxies actives, dont la distribution spectrale d'énergie est en effet complètement dominée par l'émission des grains à ces longueurs d'onde.

Sur les figures 2.1.a et 2.1.b, nous avons représenté les distributions spectrales d'énergie typiquement observées à des échelles de plusieurs kiloparsecs dans le milieu interstellaire diffus et les régions de formation d'étoiles. Ces SEDs intègrent les différents processus d'émission de la poussière que nous avons mentionnés plus haut. Cependant, la contribution respective de chacune de ces composantes peut bien évidemment varier en fonction du type de milieu considéré. À de plus petites échelles, on montre que les bandes UIBs sont en fait principalement associées aux régions de photo-dissociation¹ (Cesarsky et al. 1996c; Helou et al. 2000) situées à la transition entre les milieux ionisés par le rayonnement des étoiles massives et le milieu neutre extérieur composé de gaz atomique. Par exemple, elles ne sont pas observées au sein des régions HII (Cesarsky et al. 1996b), et l'on pense que leurs porteurs y sont détruits par le champ de radiation particulièrement intense qui y règne. La distribution spectrale d'énergie caractéristique de ces environnements est alors dominée par le continuum des VSGs dont l'intensité et la température caractéristique peuvent elles aussi varier suivant la force du rayonnement incident et les conditions d'ionisation.

Pour plus de détails sur les propriétés de l'émission des poussières, on pourra se reporter aux travaux de thèse présentés par Tran (1998), Aussel (1999), Laurent (1999) et Roussel (2001). Ils font état d'études approfondies, effectuées à partir de nombreuses observations ISOCAM, sur des régions de la Galaxie, des sources de l'Univers local (galaxies normales, spirales, et galaxies actives) et des galaxies observées à grand redshift. Des revues particulièrement intéressantes sur l'ensemble des résultats obtenus dans le domaine extragalactique à partir de la mission ISO ont également été proposées par Genzel & Cesarsky (2000) et Cesarsky & Sauvage (1999).

¹ Nous emploierons également l'acronyme "PDRs" (pour "*Photo-Dissociation Regions*" en langue anglaise).

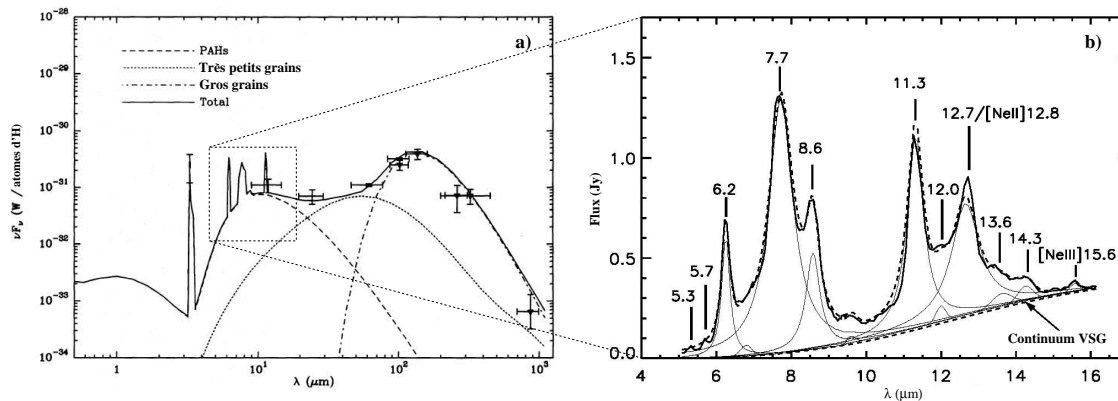


FIG. 2.1 – *a*) Modèle d'émission de la poussière dans le milieu interstellaire diffus, proposé par Désert et al. (1990). On notera la décomposition du spectre en trois éléments distincts : les gros grains en équilibre thermique, les VSGs chauffés de manière impulsionnelle, et les PAHs censées expliquer les bandes UIBs. *b*) Spectre typique d'une région de formation d'étoiles, caractérisé par la présence dominante des bandes UIBs et d'un continuum de très petits grains croissant avec la longueur d'onde. On remarque également la présence de certaines raies ioniques en émission. D'après Laurent et al. (2000).

Les propriétés intrinsèques de chaque galaxie (distance, luminosité, taux de formation d'étoiles, ...) mentionnées ci-après font l'hypothèse d'un Univers plat et d'une constante de Hubble $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2.2 Indicateurs de l'activité de formation stellaire en infrarouge

Quelques mots sur les données ...

Les observations obtenues avec la caméra ISOCAM et que nous analyserons tout au long de cette première partie ont d'abord été présentées par Laurent (1999). La plupart d'entre elles ont été obtenues dans le mode de spectro-imagerie à basse résolution de l'instrument, communément appelé le mode "CVF" (pour "*Continuously Variable Filter*"). De manière générale, ce type d'acquisition consiste à observer un champ fixe à travers une série de filtres étroits ($\Delta\lambda \sim 60$ à 100 nm sur ISOCAM) centrés à des longueurs d'onde régulièrement espacées. Il permet ainsi de retracer une distribution spectrale d'énergie du champ étudié sur chacun des pixels du détecteur. Dans le cas de nos observations, ce mode CVF a été utilisé entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ avec une résolution spectrale variant de 30 à 40 suivant la longueur d'onde.

Pour un certain nombre de galaxies de notre échantillon, des données d'imagerie ont également été obtenues à travers des filtres plus larges afin d'obtenir un meilleur rapport signal à bruit. Les plus couramment employés sont les filtres LW2 ($5\text{--}8.5 \mu\text{m}$) et LW3 ($12\text{--}18 \mu\text{m}$).

Deux types de grandissement différents, permettant des tailles de pixel de $1.5''$ ou $3''$, ont été utilisés suivant la dimension angulaire des objets observés. La résolution finale de nos observations peut être caractérisée par une fonction d'étalement de point² avec une largeur

² J'utiliserai par la suite l'acronyme PSF (pour l'expression anglaise "*Point Spread Function*"), plus couramment employé dans la littérature.

à mi-hauteur (FWHM, “*Full Width at Half Maximum*”) variant globalement entre 4” et 6”, limitée par la diffraction de l'instrument en fonction de la longueur d'onde. Hormis les observations de la galaxie NGC 1068 conjointement analysées par Le Floc'h (1999) et Laurent (1999), *l'intégralité des spectres et images utilisés ici pour cette étude ont été obtenus après “réduction” des données brutes par Laurent (1999).*

Mes propres travaux s'inscrivent donc à la suite de nombreuses analyses déjà menées à partir de ces observations ISOCAM. Dans ce manuscrit, ils seront volontairement détaillés dans le cadre d'une revue globale des résultats obtenus non seulement par notre équipe mais également par des groupes concurrents. Ci-dessous, je résume cependant les différentes contributions qui me sont dues :

- NGC 1068 : Analyse du spectre du noyau actif, détermination des contributions respectives des régions de formation stellaire et de l'AGN à la luminosité de l'objet, étude de la morphologie des régions circum-nucléaires, comparaison de l'émission en infrarouge-moyen avec la distribution de la poussière froide et du gaz moléculaire (Le Floc'h et al. 2001).
- VV 114 : Mise en évidence d'une émission diffuse importante, détection d'un éventuel AGN enfoui, interprétation des propriétés de l'objet dans le cadre des relevés profonds (Le Floc'h et al. 2002a).
- Analyse de la nature de l'émission infrarouge dans le cas de trois galaxies ultralumineuses (Charmandaris et al. 2002).
- Extinction des poussières : développement d'une méthode permettant d'estimer des extinctions sélectives entre la composante UIB et le continuum observés dans les spectres ISOCAM (voir chapitre 4). Application au cas de Arp 299 (Gallais et al. 2003).
- Mise en évidence d'une forte dispersion des couleurs UV/MIR pour les galaxies actives, et implications dans le cadre des futurs relevés SIRTf en infrarouge moyen (Charmandaris, Le Floc'h & Mirabel, soumis à “*ApJ Letters*”).
- Évolution du rapport $[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}]$ dans une séquence de systèmes en interaction.

2.2.1 L'infrarouge moyen comme traceur du taux de formation d'étoiles

Les observations d'un grand nombre de galaxies de l'Univers local effectuées avec la caméra ISOCAM ont confirmé que l'émission détectée en infrarouge moyen est un excellent traceur quantitatif de formation d'étoiles, non seulement dans le cas des galaxies normales (e.g., Rousset et al. 2001a) mais également dans celui des sources plus lumineuses (e.g., Elbaz et al. 2002a; Förster Schreiber et al. 2003). Nous illustrons ce résultat particulièrement important sur la figure 2.2, qui montre les corrélations obtenues pour des échantillons de différents types d'objets, d'une part entre les brillances de surface mesurées à $15\ \mu\text{m}$ et dans la raie H_α , et d'autre part entre l'émission à $15\ \mu\text{m}$ et la luminosité infrarouge intégrée entre $8\ \mu\text{m}$ et $1000\ \mu\text{m}$.

L'origine physique de ces corrélations, notamment celle observée entre l'infrarouge moyen et la luminosité infrarouge totale, n'est *a priori* pas forcément évidente à établir. Comme nous l'avons déjà mentionné, l'émission détectée vers $15\ \mu\text{m}$ provient principalement des VSGs chauffés transitoirement par le rayonnement UV des étoiles jeunes et massives. L'infrarouge lointain est en revanche dominé par l'émission des gros grains en équilibre thermique, et chauffés à des températures beaucoup plus basses par le rayonnement interstellaire plus diffus. Les

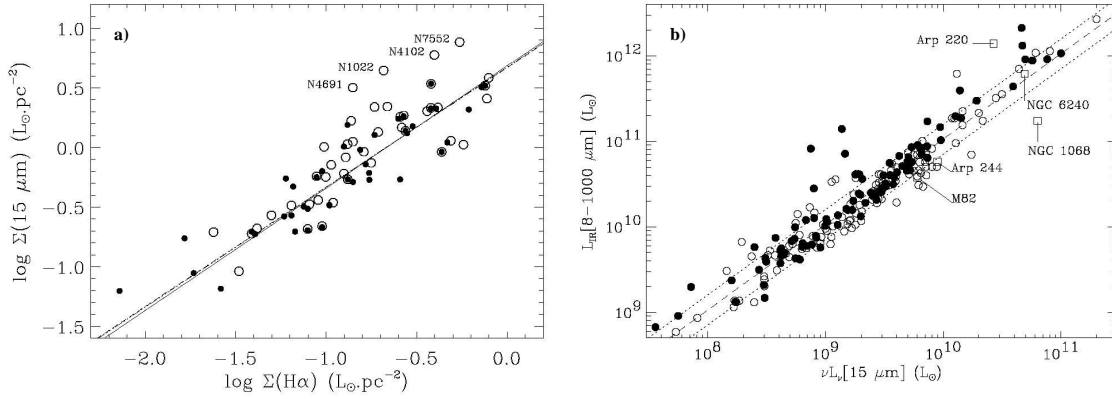


FIG. 2.2 – *a*) Corrélation entre les brillances de surface observées à $15 \mu\text{m}$ et dans la raie $\text{H}\alpha$ pour un ensemble de galaxies spirales (Roussel et al. 2001a). *b*) Corrélation entre l'émission observée à $15 \mu\text{m}$ et la luminosité infrarouge intégrée entre $8 \mu\text{m}$ et $1000 \mu\text{m}$ pour un échantillon représentatif de galaxies normales et de galaxies actives (Elbaz et al. 2002a).

relations observées suggèrent néanmoins un lien très étroit entre les origines de ces deux types de rayonnement. Elles montrent très clairement le degré de confiance qui peut être accordé aux études menées en infrarouge moyen dans le but de sonder l'activité de formation d'étoiles dans les galaxies, notamment dans les systèmes actifs où les effets d'extinction s'avèrent prépondérants aux longueurs d'onde optiques.

2.2.2 Rapport $15 \mu\text{m}/7 \mu\text{m}$: une mesure de l'efficacité de formation stellaire

Si la luminosité observée vers $15 \mu\text{m}$ permet d'estimer des taux de formation d'étoiles, on peut également montrer que les couleurs en infrarouge moyen constituent un très bon indicateur de l'efficacité de la formation stellaire. Considérons par exemple les flux respectivement observés à $7 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$ à travers les filtres LW2 et LW3 d'ISOCAM. Le premier est principalement dominé par la contribution des bandes UIBs associées aux régions PDRs. Leur signature spectrale, jusqu'à un certain seuil, dépend généralement peu de l'intensité du champ de rayonnement (Roussel et al. 2001a; Dale et al. 2001). Le second, au contraire, est sensible à l'émission du continuum des très petits grains chauffés dans les régions HII. Si la résolution angulaire de l'instrument utilisé ne permet pas de résoudre spatialement ces différentes composantes (ce qui est notamment le cas pour nos données ISOCAM), le rapport entre les deux flux observés en direction d'une région donnée nous renseigne alors sur l'importance des milieux ionisés par rapport à celle des environnements plutôt dominés par la photo-dissociation. Il peut donc être considéré comme un bon indicateur de l'efficacité d'une flambée stellaire à consommer du gaz pour le convertir en nouvelles étoiles (e.g., Laurent 1999; Laurent et al. 2000). Vigroux et al. (1999) ont d'ailleurs remarqué que ce rapport corrèle également bien avec la couleur IRAS $[60 \mu\text{m}/100 \mu\text{m}]$ sensible elle aussi à ce même type d'activité (Helou 1986, voir aussi la figure 2.3.a.). Enfin, il faudra cependant noter que l'indice LW3/LW2 est également sensible à la contribution d'éventuels noyaux actifs au cœur des galaxies (voir chapitre suivant). Dans le cas des objets de notre échantillon qui contiennent un AGN, nous ne considérerons donc, pour le moment, que leurs régions extra-nucléaires.

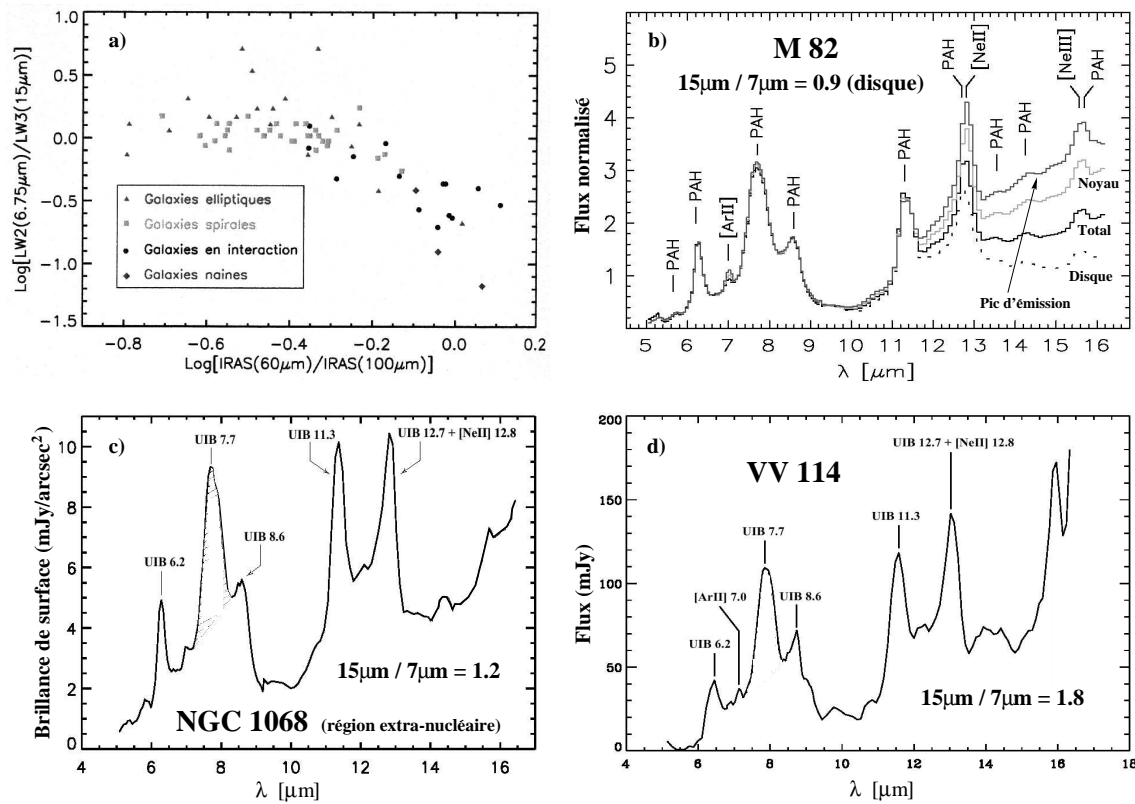


FIG. 2.3 – Efficacité de formation stellaire observée dans l’infrarouge moyen avec ISOCAM : *a)* Rapport des flux mesurés à $7\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$ en fonction de la couleur IRAS $60\ \mu\text{m}/100\ \mu\text{m}$ pour différents types de galaxies (Vigroux et al. 1999; Laurent 1999). *b)*, *c)* et *d)* Distributions spectrales d’énergie observées entre $5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$ dans différentes régions de la galaxie M 82 (Förster Schreiber et al. 2003), dans la région de formation d’étoiles circum-nucléaire de la galaxie de Seyfert NGC 1068 (Le Floc’h et al. 2001), et dans le complexe de formation d’étoiles extra-nucléaire du système VV 114 (Le Floc’h et al. 2002a). On notera les variations du rapport $[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}]$ dans les différents cas.

Ce rapport $[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}]$ a été abondamment utilisé dans les analyses des observations obtenues avec ISOCAM. Dans le cas des disques de spirales par exemple, il apparaît plus ou moins constant, avec des valeurs variant typiquement autour de 1. Ces faibles variations proviennent de la quasi-universalité de l’émission des bandes UIBs associée au fait que le continuum des très petits grains est relativement négligeable dans ce type de milieu (e.g., Roussel et al. 2001a). Dans les régions plus actives en revanche, la contribution des VSGs devient dominante par rapport à celle des bandes UIBs, et les valeurs $[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}]$ augmentent en conséquence. Par exemple, cet effet apparaît très nettement dans le cas de la source M 82 (Förster Schreiber et al. 2003), où les rapports $[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}]$ observés deviennent plus importants à mesure que l’on progresse des régions situées à la périphérie du disque en direction du cœur de l’objet (voir figure 2.3.b).

Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés à l’efficacité de la formation d’étoiles dans deux objets particuliers de notre échantillon, qui seront décrits plus en détail au cours des sections suivantes. Le premier est la galaxie NGC 1068, aujourd’hui considérée comme un des prototypes de la classe des Seyferts 2. Comme nous le montrerons au chapitre 3, sa luminosité en

infrarouge moyen est dominée à $\sim 80\%$ par la contribution de son noyau actif. Mais une fraction non négligeable de l’émission détectée dans nos images ISOCAM provient également de régions de formation stellaire très actives, distribuées dans un anneau circum-nucléaire de ~ 3 kpc de diamètre autour de l’AGN (voir également la section 2.3.1). Sur la figure 2.3.c, nous avons représenté la distribution spectrale d’énergie moyenne de ces régions de formation d’étoiles, obtenue entre $5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$ avec le mode CVF de la caméra ISOCAM (Le Floch et al. 2001). On y reconnaît la présence des bandes UIBs, mais également la contribution d’un continuum de petits grains croissant très rapidement avec la longueur d’onde. Le rapport $[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}]$ que nous mesurons atteint d’ailleurs 1.2, soit une valeur sensiblement plus importante que celle généralement observée dans les disques. Cet objet représente un exemple typique de galaxie où coexistent à la fois une activité liée à la présence d’un AGN et une intense flambée de formation stellaire dans l’environnement proche du noyau. De manière générale, les simulations numériques suggèrent d’ailleurs que ces deux phénomènes ne sont pas indépendants l’un de l’autre, et que leurs déclenchements respectifs répondent à des instabilités gravitationnelles plus ou moins communes (e.g., Mihos & Hernquist 1996; Combes 2001).

Le deuxième objet que nous mentionnons ici, et que nous analyserons de même tout au long de ce chapitre, est le système en interaction VV 114. Également répertorié sous le numéro 236 du catalogue de Arp (Arp 1966), il est relativement peu connu mais nous lui avons cependant trouvé des propriétés remarquablement intéressantes en infrarouge moyen (détection d’une émission diffuse : voir section 2.4.2; présence d’un AGN enfoui : voir chapitre 3; couleur UV/infrarouge extrême : voir chapitre 4). Sur la figure 2.3.d, nous avons représenté le spectre ISOCAM d’une région de formation d’étoiles de la zone d’interaction située entre les deux galaxies de ce système (Le Floch et al. 2002a). Caractérisé par un indice $[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}]$ de 1.8, il traduit la présence d’une activité de formation stellaire encore plus efficace que celle que nous avons pu observer dans l’anneau circum-nucléaire de NGC 1068. Il révèle de plus que les flambées déclenchées lors des interactions de galaxies ne se trouvent pas nécessairement confinées dans les régions centrales de chaque protagoniste (voir sections 2.3.2 et 2.4.1), et qu’elles peuvent aussi avoir lieu dans les régions d’interface où se recouvrent les disques des objets en cours de fusion. De tels cas de figure, plus ou moins similaires à celui de VV 114, ont été aussi observés dans d’autres systèmes en interaction, et les rapports $[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}]$ qu’on y observe peuvent d’ailleurs atteindre des valeurs bien plus importantes que celles que nous avons mentionnées précédemment. A titre d’exemple, nous pouvons citer le cas des régions de formation stellaire extra-nucléaires observées dans les fameuses Antennes (NGC 4038/4039, $[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}] = 2.6$, Mirabel et al. 1998), dans le système en interaction Arp 299 ($[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}] = 3.7$ pour la composante C, Gallais et al. 2003), ou de manière encore plus extrême, dans l’anneau extérieur de la galaxie “*Cartwheel*” ($[15\ \mu\text{m}/7\ \mu\text{m}] = 5.2$, Charmandaris et al. 1999).

2.3 Déclenchement de la phase lumineuse infrarouge

2.3.1 Instabilités liées à la présence d’une barre

Au sein d’une galaxie spirale isolée, les ondes de densité qui se développent dans le disque provoquent la croissance des nuages moléculaires par compression du milieu interstellaire. Suite à un effondrement gravitationnel induit ou spontané, ces nuages donnent alors naissance

à de nouvelles générations d'étoiles comme celles que l'on rencontre le long des bras spiraux couramment observés aux longueurs d'onde optiques. Les observations d'un grand nombre de galaxies de l'Univers local avec la caméra ISOCAM ont montré que ces structures spiralées apparaissent aussi très clairement en infrarouge moyen (Roussel et al. 2001a,c). Ceci suggère à nouveau une bonne correspondance entre la formation stellaire tracée directement par le rayonnement visible d'une part, et l'émission de la poussière chaude aux plus grandes longueurs d'onde d'autre part.

Les processus de formation stellaire, et notamment la transformation du gaz moléculaire en nouvelles étoiles, peuvent être accélérés par des instabilités liées entre autres à la présence d'un potentiel barré au cœur des galaxies (e.g., Combes 2001). Les réserves de gaz sont alors transférées vers les régions centrales, où l'on observe des sursauts d'activité sous la forme d'anneaux circum-nucléaires, ou de structures barrées desquelles peuvent s'élancer de nouveaux bras spiraux (voir figure 2.4.a). Roussel et al. (2001b) ont montré par exemple que leur échantillon de galaxies barrées observées avec ISOCAM était caractérisé par des efficacités de formation stellaire sensiblement plus élevées que celles mesurées dans les spirales normales.

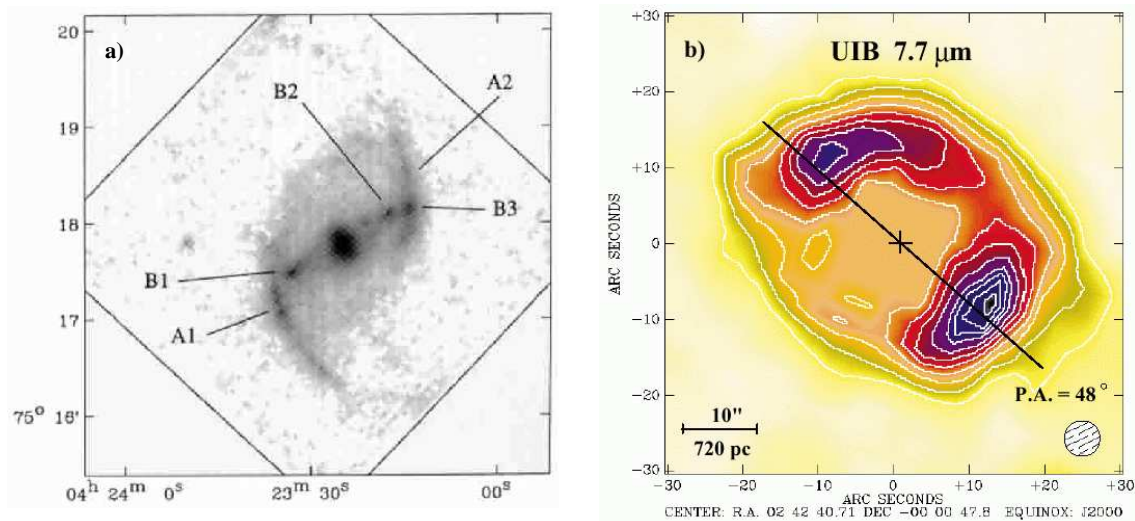


FIG. 2.4 – Formation d'étoiles déclenchée aux extrémités d'une barre et observée avec la caméra ISOCAM, *a*) dans le cas d'une galaxie spirale normale (NGC 1530, image à $7\ \mu\text{m}$, Roussel et al. 2001c), *b*) dans la galaxie de Seyfert NGC 1068 (image + contours dans la bande UIB à $7.7\ \mu\text{m}$, Le Floc'h et al. 2001). Dans ce dernier cas, la ligne oblique indique l'angle de position de la barre stellaire.

La galaxie de Seyfert NGC 1068, que nous avons déjà mentionnée à la section précédente, est caractérisée elle aussi par la présence d'une barre. D'une longueur d'environ 3 kpc, celle-ci est bien visible dans l'infrarouge proche via sa composante stellaire (Scoville et al. 1988; Thronson et al. 1989). Mais on la détecte également par l'intermédiaire de l'émission de la poussière froide dans le domaine submillimétrique (Papadopoulos & Seaquist 1999) et celle du gaz moléculaire dans la transition de la raie de CO (Helfer & Blitz 1995; Schinnerer et al. 2000). Les observations dans cette même transition révèlent d'ailleurs la présence de bras spiraux reliés aux deux extrémités de la barre.

Nos données ISOCAM ne nous ont malheureusement pas permis de confirmer la présence d'une éventuelle composante de poussières chaudes associée à cette structure barrée. La contri-

bution du noyau actif dans l’infrarouge moyen est en effet très importante (voir chapitre 3) et la résolution angulaire de nos observations n’est pas suffisante pour pouvoir résoudre spatialement l’environnement proche de l’AGN. Cependant, une soustraction de l’image de ce noyau effectuée à partir de la bibliothèque des PSFs de la caméra (Okumura 2000), nous a révélé la présence de flambées de formation d’étoiles très intenses dans les régions situées autour de l’AGN et plus particulièrement concentrées au niveau des deux extrémités de la barre stellaire. Sur la figure 2.4.b, nous avons représenté une image de ces régions circum-nucléaires, obtenue dans la bande UIB à $7.7 \mu\text{m}$ après avoir soustrait l’émission de son continuum sous-jacent. La signature des UIBs est en effet absente du spectre des noyaux actifs (voir chapitre suivant), et cette technique permet alors d’éliminer la contribution de l’AGN en isolant proprement un flux ne provenant que des régions de formation stellaire. Dans le cas de NGC 1068, celles-ci rappellent d’ailleurs les nodules d’émission de poussières chaudes observés selon une configuration plus ou moins similaire dans certaines galaxies barrées de l’échantillon de Roussel et al. (2001c).

Les spectres infrarouges de ces flambées d’étoiles, que nous avons d’ailleurs mentionnés dans la section précédente, nous ont montré que l’efficacité de formation stellaire au sein de NGC 1068 est sensiblement plus importante que celle observée dans le disque des galaxies normales. Cette particularité pourrait être expliquée par exemple par la présence de chocs et de surdensités que prévoient certains modèles théoriques sur les bords d’attaque des barres (e.g., Athanassoula 1992; Athanassoula & Bureau 1999). D’autre part, il est intéressant de constater l’état de symbiose qui a pu se développer entre l’AGN et l’activité de ses régions circum-nucléaires. Les simulations numériques montrent en effet que les potentiels gravitationnels associés aux morphologies barrées permettent un acheminement rapide du gaz vers les parties centrales des galaxies (e.g., Shlosman et al. 1989, 1990; Combes 2001). Les barres constituent alors un moyen véritablement efficace pour alimenter les noyaux actifs, et le cas de NGC 1068 en est probablement une parfaite illustration.

2.3.2 Interactions entre galaxies

Pour des luminosités supérieures à quelques $10^{11} L_{\odot}$, il semblerait que les instabilités créées par les barres et les couples au sein d’objets isolés ne soient plus suffisantes pour expliquer l’activité permettant de générer de telles quantités d’énergie (e.g., Combes 2001). Les simulations numériques indiquent que les interactions entre galaxies sont alors nécessaires pour pouvoir déclencher les flambées stellaires si intenses observées dans les LIRGs et les ULIRGs.

C’est précisément ce qui est observé dans l’Univers local. De récentes observations semblent en effet indiquer que *toutes* les galaxies caractérisées par une luminosité supérieure à $10^{11.35} L_{\odot}$ sont impliquées dans une interaction avec un deuxième objet situé dans leur périphérie à une distance de moins de 50 kpc (Ishida & Sanders 2001). Et aux luminosités extrêmes, toutes les sources ultralumineuses apparaissent de même comme le produit d’une fusion relativement avancée entre plusieurs galaxies (e.g., Sanders & Mirabel 1996). Sur la figure 2.5, nous avons illustré quelques exemples de ces systèmes en interaction, lumineux ou ultralumineux, que nous avons observés avec la caméra ISOCAM. Nous remarquons sur ces images que l’émission détectée en infrarouge est visiblement concentrée au cœur de chaque galaxie. Nous reviendrons sur la distribution spatiale de cette émission de la poussière à la section suivante. Nous montrerons alors que la compacité observée est bien réelle dans le cas des objets les plus lumineux, et qu’elle n’est pas due par exemple à un manque de résolution angulaire ou de sensibilité dans

nos données.

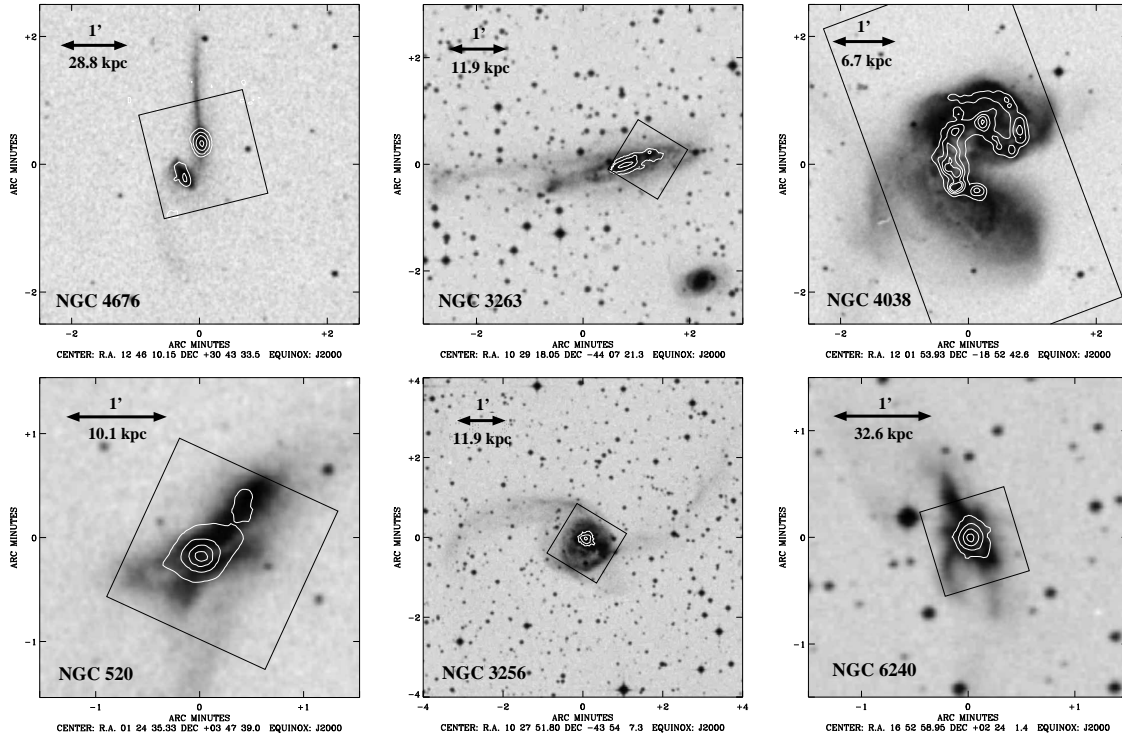


FIG. 2.5 – Formation d’étoiles déclenchée par interaction de galaxies, et tracée par l’émission de la poussière chaude en infrarouge moyen. Les images en bande R ont été tirées du “*Digital Sky Survey*”, les contours superposés représentent l’émission détectée dans le filtre LW2 ($5-8.5 \mu\text{m}$). Dans chaque cas, le champ de vue de notre image ISOCAM est indiqué par une boîte rectangulaire.

Dans ce type de source, il peut être aussi intéressant d’étudier les variations du rapport $[15 \mu\text{m}/7 \mu\text{m}]$ en fonction de l’âge de l’interaction. Comme nous l’avons déjà vu, l’indice LW3/LW2 permet en effet de quantifier l’efficacité de formation d’étoiles dans le cas des objets dont la luminosité infrarouge moyen n’est pas affectée par la contribution d’un noyau actif. À partir de notre échantillon, nous avons alors défini une séquence de collisions de galaxies dominées par la formation stellaire, que nous avons ensuite ordonnée suivant l’état d’avancement de chaque interaction représentée. L’évolution du rapport LW3/LW2 dans cette séquence est illustrée sur la figure 2.6. Nous y avons également indiqué les variations des couleurs IRAS $[25 \mu\text{m}/12 \mu\text{m}]$ et IRAS $[60 \mu\text{m}/100 \mu\text{m}]$ considérées elles aussi comme de bons traceurs de l’importance du champ de rayonnement (Helou 1986). Comme nous pouvons le constater, les trois rapports semblent évoluer de manière plus ou moins similaire lors d’une rencontre entre deux objets. Ils indiquent que l’efficacité de la formation d’étoiles augmente considérablement à mesure que l’interaction progresse, pour devenir maximale lors du stade ultime de la fusion. Quand le sous-produit obtenu a terminé la conversion des réserves de gaz en étoiles à l’issue de la phase lumineuse infrarouge, cette efficacité commence alors à progressivement diminuer, pour atteindre au final des valeurs typiques de celles observés dans les galaxies normales. L’objet se trouve alors dans un stade souvent qualifié de “*post-starburst*”.

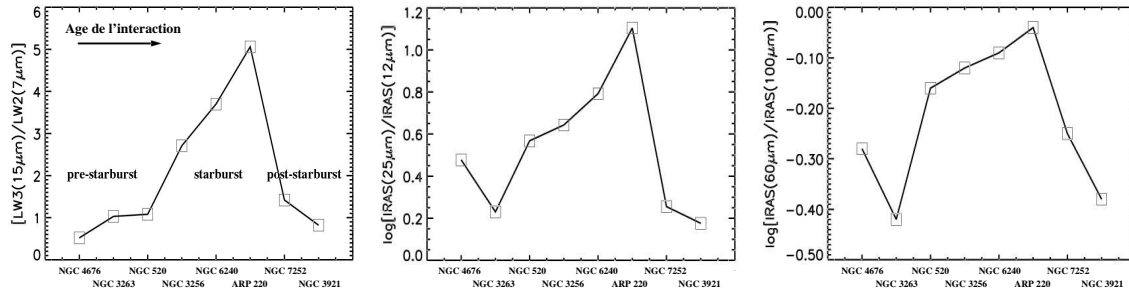


FIG. 2.6 – Indicateurs de l'efficacité de formation d'étoiles dans une séquence de galaxies en interaction ordonnées suivant l'âge de l'avancement de la fusion : *a*) rapport $LW3(15\mu\text{m})/LW2(7\mu\text{m})$, *b*) rapport $IRAS(25\mu\text{m})/IRAS(12\mu\text{m})$, *c*) rapport $IRAS(60\mu\text{m})/IRAS(100\mu\text{m})$.

2.4 Distribution spatiale de l'émission MIR dans les galaxies actives

Depuis la mise en évidence de l'importance des galaxies lumineuses aux échelles cosmologiques (e.g., Elbaz et al. 1999), la question de la contribution relative des AGNs et de la formation stellaire à l'énergie rayonnée par ces objets est devenue un des principaux enjeux de l'étude des LIRGs et des ULIRGs (Genzel et al. 1998; Lutz 1999; Rigopoulou et al. 1999; Laurent et al. 2000). Et la réponse à ce type de problème n'est pas forcément si directe, tant les deux phénomènes coexistent à des échelles plus ou moins similaires au vu de la résolution angulaire des instruments actuels. Un des moyens pour y répondre consiste à analyser la distribution spatiale et la distribution spectrale de leur émission en infrarouge moyen, où les effets d'extinction sont considérablement réduits par rapport à ceux observés aux longueurs d'onde optiques (voir chapitre 4). Nous discutons ci-dessous les différentes contraintes que les données d'imagerie – obtenues par notre groupe avec ISOCAM, ou par des groupes concurrents depuis le sol – ont apportées jusqu'à présent sur la taille des régions responsables de l'émission infrarouge dans les galaxies lumineuses. Nous aborderons l'approche spectrale au chapitre suivant.

2.4.1 Émission dans des cœurs compacts

Observations depuis le sol

Des observations en infrarouge moyen et à très haute résolution angulaire ont été récemment menées depuis le sol, notamment grâce à la caméra MIRLIN installée sur les télescopes Keck à Hawaï (Soifer et al. 2000, 2001). Ces études ont permis de sonder l'émission d'un échantillon de galaxies lumineuses et ultralumineuses entre $8\mu\text{m}$ et $25\mu\text{m}$ jusqu'à de très petites échelles spatiales (100–700 pc) simplement limitées par les effets de diffraction du télescope utilisé ($\sim 0.3\text{--}0.6''$). Elles ont révélé l'existence de sources extrêmement compactes situées au cœur même de ces objets, et visiblement associées à la présence d'AGNs ou à une forte activité de formation d'étoiles dans des régions circum-nucléaires très denses. Ces sources d'émission infrarouge détectées depuis le sol contribuent de manière très importante à la luminosité bolométrique de leur galaxie-hôte déterminée à partir des données IRAS.

Dans le cas des ULIRGs, les compacités généralement mesurées deviennent extrêmes, et les données d'imagerie, à elles-seules, ne permettent pas de déterminer la nature du rayonnement infrarouge simplement à partir de la distribution spatiale observée. Pour les LIRGs en revanche, l'émission détectée est résolue sur des échelles de 100 pc à 1 kpc. Elle provient donc principalement de milieux dominés par la formation d'étoiles, qui peuvent être observés, dans le cas des systèmes en interaction, non seulement dans les régions centrales mais également au niveau de l'interface de la collision entre les disques. Cette dernière remarque rappelle les flambées de formation d'étoiles extra-nucléaires que nous avons observées avec ISOCAM dans des objets comme “*Cartwheel*” (Charmandaris et al. 1999), les Antennes (Mirabel et al. 1998) ou VV 114 (Le Floch et al. 2002a).

Malgré la difficulté à déterminer la nature de l'émission infrarouge des ULIRGs avec ces techniques d'imagerie, on pourra cependant mentionner quelques cas (e.g., Mrk 231, IRAS 05189-2524, IRAS 8572+3915) caractérisés par un accroissement de la taille de la source avec la longueur d'onde. Cette propriété laisse soupçonner la présence de gradients centro-symétriques de température de poussières, et donc d'une source de chauffage centrale liée à un AGN (Soifer et al. 2000).

Complémentarité “spatial/sol” en infrarouge moyen

La haute résolution angulaire représente l'atout principal des observations effectuées en infrarouge moyen depuis le sol. La PSF des images obtenues par MIRLIN peut en effet descendre jusqu'à $\sim 0.3''$ alors qu'elle n'atteint au mieux que $3''$ dans les données ISOCAM. Ce gain d'un ordre de grandeur en résolution apparaît donc capital notamment pour l'étude des cœurs compacts associés aux galaxies actives. Néanmoins, en raison de la faible transparence de l'atmosphère à ces longueurs d'onde, les observations infrarouges au sol sont aussi caractérisées par une sensibilité fortement limitée, ce qui constitue donc leur principal inconvénient par rapport aux données spatiales.

Les deux types d'approche, utilisant les instruments au sol et les satellites, apparaissent donc complémentaires dans ce domaine spectral. Nous illustrons cette remarque à la figure 2.7, où nous avons comparé les images du système Arp 299 prises par le Keck (Soifer et al. 2001) avec les données que nous avons obtenues grâce à la caméra ISOCAM : alors que les observations MIRLIN peuvent mettre en évidence certaines structures à de petites échelles mais ne permettent de détecter que les sources les plus lumineuses du système, notre image révèle au contraire de nombreuses structures plus faibles grâce à une meilleure sensibilité. Elle souffre cependant d'une résolution spatiale plus faible.

Ce manque de sensibilité dans les observations au sol a une conséquence importante dans le cadre de notre étude sur les galaxies actives : dans la plupart des cas observés, l'émission infrarouge détectée dans les images MIRLIN ne permet pas de rendre compte de l'intégralité des flux précédemment mesurés par IRAS. Ces observations ne sont donc pas suffisantes pour pouvoir déterminer précisément l'origine de la *totalité* de l'énergie infrarouge émise par ces galaxies. Même si la majeure partie de leur luminosité semble concentrée dans des régions dont le diamètre ne dépasse pas quelques centaines de parsecs, une fraction non négligeable pourrait par exemple provenir d'une émission étendue à faible brillance de surface, ou être émise par des sources ponctuelles moins lumineuses et donc indétectables depuis le sol. Comme nous allons le constater, c'est à ce niveau, entre autres, que les études menées par ISO et notamment avec

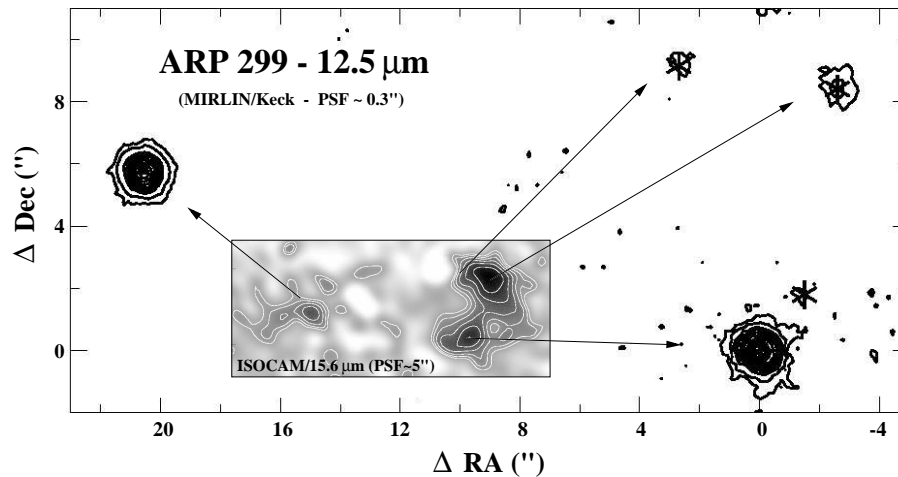


FIG. 2.7 – Illustration de la complémentarité des observations obtenues en infrarouge moyen depuis le sol et depuis l’espace. L’image principale représente le système Arp 299 observé à 12.5 μm avec la caméra MIRLIN installée sur le Keck (Soifer et al. 2001). La taille de la PSF atteint $\sim 0.3''$. En médaillon, nos observations ISOCAM du même objet dans la raie [NeIII] à 15.6 μm, plus sensibles à l’émission diffuse mais avec une résolution spatiale plus faible (PSF $\sim 5''$).

la caméra ISOCAM s’avèrent particulièrement importantes.

Galaxies ultralumineuses observées avec ISOCAM

Nous présentons ici une partie des observations ISOCAM que nous avons effectuées dans le cas des trois systèmes ultralumineux IRAS 14348-1447, IRAS 19254-7245 (plus connu sous le nom des “Super Antennes”) et IRAS 23128-5919. Ces trois objets sont chacun composés de deux galaxies en interaction. Nos données ont été obtenues avec le mode spectro-imagerie du CVF ainsi qu’avec certains filtres à bande large de la caméra. Les images à travers le filtre LW2 (5–8.5 μm) sont présentées sur la figure 2.8. Comme dans le cas des observations prises depuis le sol, on constate que l’essentiel de l’émission détectée semble provenir de sources ponctuelles (à la résolution spatiale de nos images) associées au noyau de chaque galaxie impliquée dans la collision.

Sous réserve des incertitudes photométriques liées à la calibration de la caméra ISOCAM, les flux intégrés que nous avons pu mesurer sur ces images représentent quasiment 100% de la luminosité détectée par IRAS à 12 μm (Charmandaris et al. 2002). Ce résultat illustre bien la bonne sensibilité des observations ISO par rapport à celles effectuées depuis le sol. De plus, même si la résolution angulaire de nos données ne nous permet pas de contraindre la distribution spatiale de l’émission à des échelles aussi petites que celles des images obtenues avec le Keck, les déconvolutions de nos cartes ISOCAM avec des techniques de résolution multi-échelles (Starck et al. 1998) suggèrent qu’environ 95% du flux total détecté par la caméra reste confiné dans des régions d’environ 1 à 2 kpc de diamètre seulement, autour des noyaux de chaque galaxie (Charmandaris et al. 2002).

L’analyse des spectres CVFs que nous avons obtenus pour ces trois ULIRGs nous a également permis d’examiner l’origine physique de l’émission infrarouge détectée dans ces objets.

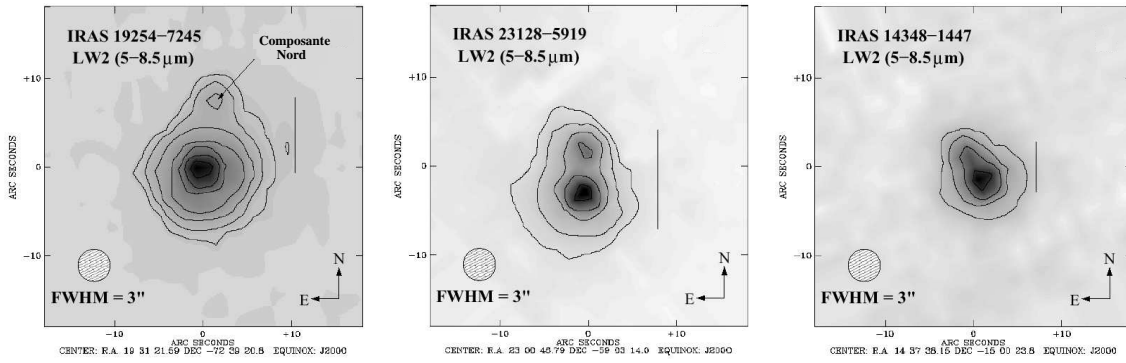


FIG. 2.8 – Les images des galaxies ultralumineuses IRAS 19254-7245, IRAS 23128-5919 et IRAS 14348-1447 obtenues à $7\ \mu\text{m}$ avec la caméra ISOCAM, superposées aux contours de l'émission détectée à cette même longueur d'onde (Charmandaris et al. 2002). La luminosité de ces objets provient essentiellement des régions centrales qui ne sont pas résolues dans nos images. Pour chacune d'entre elles, la barre verticale indique une échelle spatiale de 10 kpc à la distance de l'objet.

En utilisant les diagnostics de Laurent et al. (2000) que nous présenterons au chapitre suivant, nous avons montré que l'émission infrarouge moyen des “Super Antennes” provient essentiellement du noyau de Seyfert associé à la galaxie Sud du système (voir la figure 2.8). En revanche, le flux détecté dans les deux autres ULIRGs est clairement associé à de la formation d'étoiles. Si les objets les plus lumineux de l'Univers (comme les systèmes hyperlumineux, $L_{\text{bol}} \geq 10^{13} L_{\odot}$) semblent tous contenir un puissant noyau actif (e.g., Genzel et al. 1998), ces deux derniers cas nous montrent donc que des galaxies “flirtant” avec les quelques $10^{12} L_{\odot}$ ($10^{11.96} L_{\odot}$ pour IRAS 23128-5919 et $10^{12.27} L_{\odot}$ pour IRAS 14348-1447) peuvent être encore complètement dominées par la formation stellaire. On en déduit alors que la limite de transition entre les objets principalement gouvernés par les flambées d'étoiles et ceux dominés par un AGN doit nécessairement correspondre à une luminosité supérieure à $\sim 10^{12.3} L_{\odot}$. Tous ces résultats sont en bon accord avec les analyses que Genzel et al. (1998) et Lutz et al. (1998) ont effectuées à partir d'un échantillon de systèmes ultralumineux observés avec ISO-SWS et ISOPHOT (instruments également embarqués à bord d'ISO). Ils sont d'ailleurs aussi cohérents avec ceux de Tran et al. (2001) qui suggèrent une transition à $\sim 10^{12.4-12.5} L_{\odot}$.

D'un point de vue très général, la combinaison des observations obtenues avec MIRLIN et ISOCAM semble ainsi montrer que de grandes quantités d'énergie ($L_{\text{IR}} \geq 10^{12} L_{\odot}$) peuvent être générées de manière particulièrement efficace dans des environnements extrêmement compacts associés à des noyaux actifs ou des flambées de formation stellaire. Ces résultats imposent donc des contraintes très fortes sur les modèles des instabilités dynamiques permettant d'alimenter en gaz moléculaire et à des taux élevés les régions centrales des galaxies lumineuses (e.g., Combes 2001). Ils peuvent également nous renseigner sur la physique des objets ultra- et hyperlumineux détectés à haut redshift (e.g., Ivison et al. 2001; Elbaz et al. 2002b).

2.4.2 Émission étendue

Comme nous venons de le voir, la majeure partie de l'émission rayonnée par les ULIRGs provient de très petites régions dont les dimensions ne dépassent rarement 1 ou 2 kpc de diamètre. Qu'en est-il des galaxies infrarouges comme les LIRGs, où l'activité globale est

semble-t-il plus modérée que celle observée dans les ultralumineuses ? Un de nos principaux résultats autour de cette question repose sur la détection d’une émission diffuse dans le cas des systèmes Arp 299 et VV 114.

Arp 299 et VV 114 sont des systèmes en interaction respectivement caractérisés par des luminosités infrarouges $L_{\text{IR}} = 5.2 \times 10^{11} L_{\odot}$ et $L_{\text{IR}} = 4.0 \times 10^{11} L_{\odot}$, situés à des distances de 40 et 80 Mpc. Comme le suggèrent les queues de marée qu’on peut observer autour de ces deux objets (Arp 1966), ils sont encore dynamiquement assez jeunes. VV 114 résulte de la collision de deux galaxies spirales riches en gaz et alignées suivant une direction Est–Ouest. La galaxie située à l’Est est couramment appelée VV 114E, la seconde VV 114W. Au sud de celle-ci, on observe également une région de formation d’étoiles un peu excentrée, que l’on désignera par la suite comme la “composante 2”, en référence à la nomenclature proposée par Knop et al. (1994). Quant au système Arp 299, sa morphologie est un peu plus complexe. On le décrit généralement comme l’interaction de la source IC 694 (composante A, partie Est du système) avec la galaxie NGC 3690 (composante B, située au Sud-Ouest). Un complexe de régions de formation d’étoiles est également détecté un peu plus au nord (composante C). Certains pensent qu’il pourrait correspondre au noyau d’une troisième source, mais il semblerait plutôt qu’il soit né à la suite de la collision entre IC 694 et NGC 3690, au niveau de la zone de recouvrement entre les disques de ces deux galaxies.

Les observations de ces deux objets que nous avons effectuées avec ISOCAM sont illustrées sur la figure 2.9. Pour VV 114, les contours à $15 \mu\text{m}$ ont été superposés à une image en bande J réalisée avec la caméra NICMOS du Télescope Spatial HST (Scoville et al. 2000). Pour le cas du système Arp 299, nous avons directement représenté l’émission obtenue dans la bande UIB à $6.2 \mu\text{m}$. Pour les deux objets, la présence d’une composante étendue est clairement détectée en infrarouge moyen. Concernant Arp 299, elle semble associée à chacune des sources principales du système, et sa forme asymétrique montre bien qu’elle ne peut être due uniquement à une contribution des ailes de chaque PSF. Pour VV 114, cette émission diffuse s’étend sur une région de 4 ou 5 kpc et semble distribuée tout autour des deux galaxies en interaction.

Aux distances de ces deux objets, une seconde d’arc sur le ciel représente respectivement des tailles physiques de 200 et 400 pc pour Arp 299 et VV 114. Avec une PSF de l’ordre de 4 ou 5”, les images obtenues avec ISOCAM nous donnent donc des résolutions spatiales difficilement meilleures que le kiloparsec. Or, nous avons vu que les galaxies lumineuses sont bien souvent dominées par des sources de rayonnement très compactes. Dans le but de mettre en évidence une éventuelle composante diffuse, l’étude de la distribution de l’émission infrarouge détectée dans nos observations nécessite alors une prise en compte particulièrement soignée de la contribution de chaque source ponctuelle. De plus, un effet supplémentaire lié aux oscillations du satellite pendant les observations peut également provoquer un élargissement artificiel de la PSF dans chaque image. Pour analyser nos données d’une manière la plus rigoureuse possible, nous avons donc utilisé une bibliothèque de PSFs proposées par Okumura (2000), calculées de manière théorique pour chaque configuration possible de l’instrument mais tenant compte également des différentes aberrations observées dans les données ISOCAM durant la mission de l’instrument. Nous avons aussi considéré les informations liées à la télémétrie du satellite pour tenter de simuler au mieux les écarts de l’instrument par rapport à sa direction de pointage pendant les observations.

En retirant la contribution des sources ponctuelles de nos images, nous avons pu ainsi estimer l’importance de la composante diffuse à environ 40% des flux détectés par ISOCAM entre

$5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$ pour VV 114 (Le Floc'h et al. 2002a) et Arp 299 (Gallais et al. 2003). Puisque la photométrie globale de nos données présente un bon accord avec les flux IRAS à $12\ \mu\text{m}$, on en déduit que cette émission étendue constitue une composante relativement importante de la luminosité infrarouge moyen de ces deux LIRGs. Nos observations suggèrent ainsi que lors des interactions de galaxies, des flambées de formation stellaire peuvent être déclenchées non seulement au cœur de chaque protagoniste, quand les instabilités gravitationnelles précipitent les réserves de gaz vers leurs parties centrales, mais également dans des régions beaucoup plus étendues au sein de la collision. Dans ce dernier cas, nous attribuons le phénomène observé aux chocs et aux surdensités locales du milieu interstellaire, qui initient ce regain d'activité et permettent ainsi la conversion du gaz moléculaire présent dans les disques pour créer de nouvelles pouponnières d'étoiles (Le Floc'h et al. 2002a).

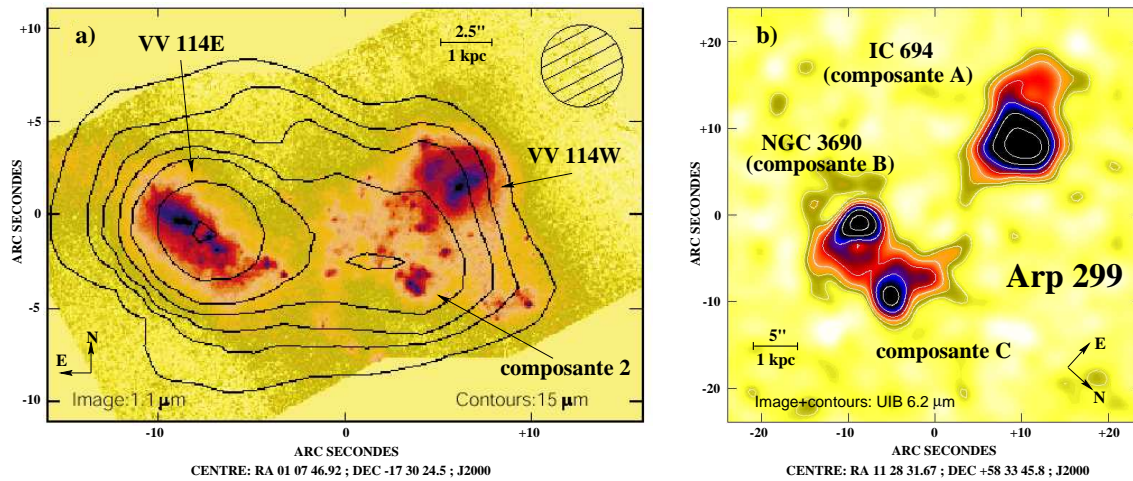


FIG. 2.9 – *a)* Les contours de l'émission à $15\ \mu\text{m}$ dans le système en interaction VV 114, superposés à une image obtenue à $1.1\ \mu\text{m}$ avec la caméra NICMOS du HST (Scoville et al. 2000; Le Floc'h et al. 2002a). *b)* L'image ISOCAM du système Arp 299 dans la bande UIB à $6.2\ \mu\text{m}$, superposée aux contours du flux observé à cette même longueur d'onde. On notera dans les deux cas la présence d'une composante diffuse contribuant de manière non négligeable à l'émission totale détectée en infrarouge moyen.

2.5 Corrélation avec les émissions de la poussière froide et du gaz moléculaire

Les très petits grains présents dans le milieu interstellaire peuvent être portés transitoirement à des températures assez importantes (i.e., $T \geq 200\ \text{K}$) quand ils sont chauffés par le rayonnement UV produit lors d'une flambée de formation d'étoiles. Les photons qu'ils réémettent en se refroidissant sont alors typiquement observés aux longueurs d'onde de l'infrarouge moyen. Les plus gros grains, cependant, ne peuvent être chauffés de cette manière impulsionnelle. Ils baignent en équilibre thermique dans le milieu intragalactique, au sein du champ de radiation diffus et plus froid ($T \sim 20\text{--}40\ \text{K}$) produit par les vieilles populations d'étoiles. Leur émission pique environ entre 100 et $200\ \mu\text{m}$, et domine généralement tout l'infrarouge lointain et le domaine submillimétrique. Nous allons maintenant constater que la comparaison entre les distributions de la poussière chaude et de la poussière froide dans les

galaxies lumineuses peut également nous apporter des informations très intéressantes sur les processus physiques responsables de l’activité observée dans ces objets. Pour les deux sources NGC 1068 et VV 114, nous avons pu en effet profiter des observations effectuées à 450/850 μm par la caméra de bolomètres SCUBA et publiées respectivement par Papadopoulos & Seaquist (1999) et Frayer et al. (1999).

Dans le cas de NGC 1068, nous utiliserons également les observations du gaz moléculaire dans la transition de la raie de $^{12}\text{CO}(1-0)$, obtenues par Schinnerer et al. (2000) à l’interféromètre du Plateau de Bure.

Gradients de température dans les zones d’interaction

Sur les figures 2.10.a et 2.10.b, nous avons respectivement représenté l’émission du système VV 114 intégrée dans les bandes UIBs ainsi que l’émission de sa composante de poussières froides à 450 μm , sous la forme de contours superposés dans chaque cas à une image du système obtenue dans la bande J par la caméra NICMOS du HST. Aux échelles de quelques kiloparsecs, on constate que l’émission détectée par ISOCAM présente un accord relativement bon avec la composante diffuse et étendue observée par SCUBA. En revanche, des décalages très nets apparaissent entre les différents pics d’émission : alors que le flux des bandes UIBs est visiblement le plus intense au niveau du noyau de la galaxie Est (VV 114E) et de la région de formation d’étoiles située au sud de VV 114W (composante 2), les pics d’intensité à 450 μm ne correspondent en effet à aucune contrepartie détectée dans l’infrarouge proche. Ces décalages pourraient traduire la présence de gradients de température au sein du milieu interstellaire. Ils nous fournissent ainsi des renseignements très précieux sur les différentes sources de chauffage de ce système en interaction. Au niveau des deux régions où pique l’émission des UIBs, les spectres observés en infrarouge moyen indiquent en effet des températures pouvant atteindre plusieurs centaines de degrés (voir également la figure 2.3.d). La formation d’étoiles massives y est donc particulièrement active et aussi très récente. Mais à mesure que l’on s’en éloigne, le chauffage des grains de poussières devient principalement gouverné par le champ de rayonnement du milieu interstellaire plus diffus. La température globale diminue progressivement, et l’émission doit alors piquer à des longueurs d’onde plus grandes.

On pourrait ainsi expliquer la morphologie constatée dans le submillimétrique par la présence combinée des deux sources de rayonnement liées à la composante 2 et au noyau de VV 114E : dans les régions de la zone d’interaction, les poussières sont en effet simultanément exposées aux champs de radiation des deux sources de chaleur. Elles sont plus chaudes que les poussières des régions diffuses observées dans les autres directions, ce qui fait donc apparaître des zones de surchauffage comme celles que l’on détecte à 450 μm . À mi-chemin, les deux champs de radiation finissent par s’équilibrer grossièrement, mais les grains sont portés à des températures plus froides du fait de leur plus grand éloignement des sources de chauffage. Par effet de symétrie, l’émission aux plus grandes longueurs d’onde doit être alors plus ou moins centrée entre les deux galaxies. C’est effectivement ce que l’on peut observer à 850 μm (Frayer et al. 1999)³.

³ Cette analyse est volontairement très qualitative. On pourrait la raffiner en tenant compte de l’importance relative des deux sources de chaleur (VV 114E étant visiblement beaucoup plus active que la composante 2 de VV 114W).

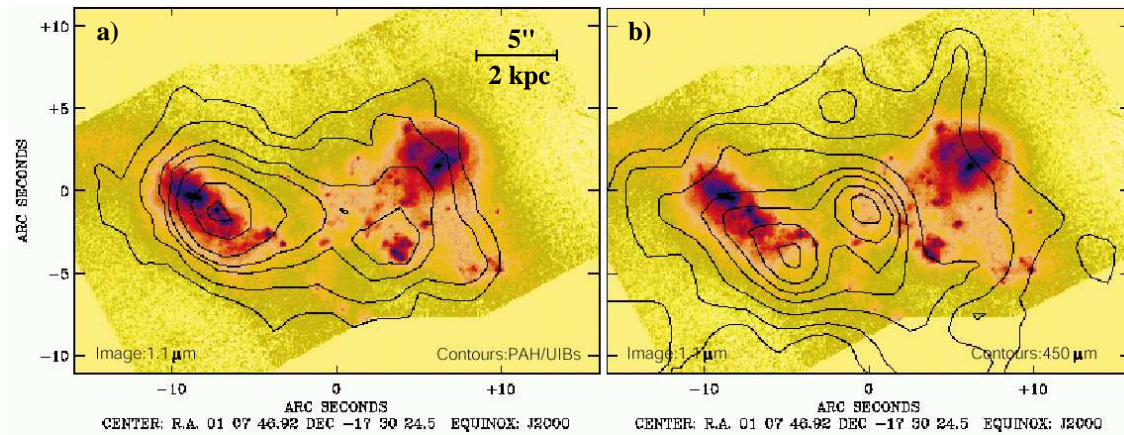


FIG. 2.10 – *a*) Une image du système VV 114 obtenue avec la caméra NICMOS du HST à $1.1\ \mu\text{m}$ (Scoville et al. 2000), superposée aux contours de l’émission intégrée dans les bandes UIBs à partir de nos données ISOCAM (Le Floc’h et al. 2002a). *b*) La même image qu’en *a*), avec les contours de l’émission à $450\ \mu\text{m}$ observée par SCUBA (Frayer et al. 1999). L’émission de la poussière chaude et celle des grains plus froids corrélient relativement bien aux grandes échelles. On remarque cependant certains décalages dans les pics d’intensité (voir la discussion à ce sujet dans le corps du texte).

De la poussière froide et du gaz moléculaire à la traîne ...

Sur la figure 2.11.a, nous comparons dans le cas de NGC 1068 la distribution de l’émission détectée dans la bande UIB à $7.7\ \mu\text{m}$ à celle observée à $450\ \mu\text{m}$. Comme nous l’avons décrit précédemment, la contribution du noyau actif dans l’image ISOCAM a été supprimée en soustrayant le continuum détecté sous la raie. L’AGN est par contre toujours présent dans l’image SCUBA, mais sa contribution à la luminosité de la galaxie est beaucoup moins importante dans le domaine submillimétrique. Comme on peut le constater, les émissions à $7.7\ \mu\text{m}$ et $450\ \mu\text{m}$ présentent une bonne corrélation au niveau des régions de formation d’étoiles autour du noyau actif. Cependant, de légers décalages entre les pics d’émission observés aux différentes longueurs d’onde apparaissent comme dans le cas de VV 114. On peut montrer que ces décalages ne résultent pas d’éventuels résidus qui proviendraient d’une mauvaise soustraction de la contribution de l’AGN. Ils sont en effet toujours observés si l’on compare l’image SCUBA avec l’émission détectée dans les autres bandes UIBs, alors que la taille de la source ponctuelle liée au noyau actif varie continuellement en fonction de la longueur d’onde. De plus, ils ne peuvent être dus à des erreurs dans l’orientation relative des deux images. En effet, une simple rotation ne suffirait pas à recaler les pics d’intensité les uns avec les autres, et l’utilisation intensive des deux instruments au cours des années n’a jamais révélé d’erreur significative concernant les angles de position.

Des décalages similaires sont également visibles si l’on compare nos images ISOCAM avec les observations du gaz moléculaire obtenues dans la transition de la raie de $^{12}\text{CO}(1-0)$ (Helfer & Blitz 1995; Schinnerer et al. 2000). Ces données ont mis en évidence une structure spirale à deux bras reliés aux extrémités d’une barre correspondant à celle observée en infrarouge proche (voir la figure 2.11.b). Elles montrent en particulier que de grandes quantités de gaz moléculaire (la matière première pour les processus de formation stellaire) sont présentes tout au long de ces deux bras et n’ont pas encore été converties en étoiles.

Compte tenu du sens de rotation de la galaxie NGC 1068 et de l'angle de position de la barre stellaire observée dans la région centrale, ces décalages laissent supposer que l'émission détectée en infrarouge moyen, qui met en évidence la poussière chaude chauffée par des étoiles massives récemment formées, "précède" l'émission de la composante froide dans le submillimétrique et celle du gaz moléculaire observée en CO. Comme nous l'avons mentionné à la section 2.3.1, cette observation suggère donc que le déclenchement des flambées de formation stellaire est particulièrement favorisé sur les bords d'attaque et aux extrémités des barres, où les chocs avec le milieu ambiant sont probablement les plus importants. Le fait d'observer de grandes quantités de gaz tout le long des bras spiraux alors que l'émission MIR reste concentrée à leurs extrémités indique d'ailleurs que la présence de ces réserves de gaz n'est pas forcément une condition suffisante à la formation d'étoiles, et que des instabilités et des frictions dynamiques comme celles créées par les barres sont alors nécessaires pour initier de nouvelles flambées stellaires.

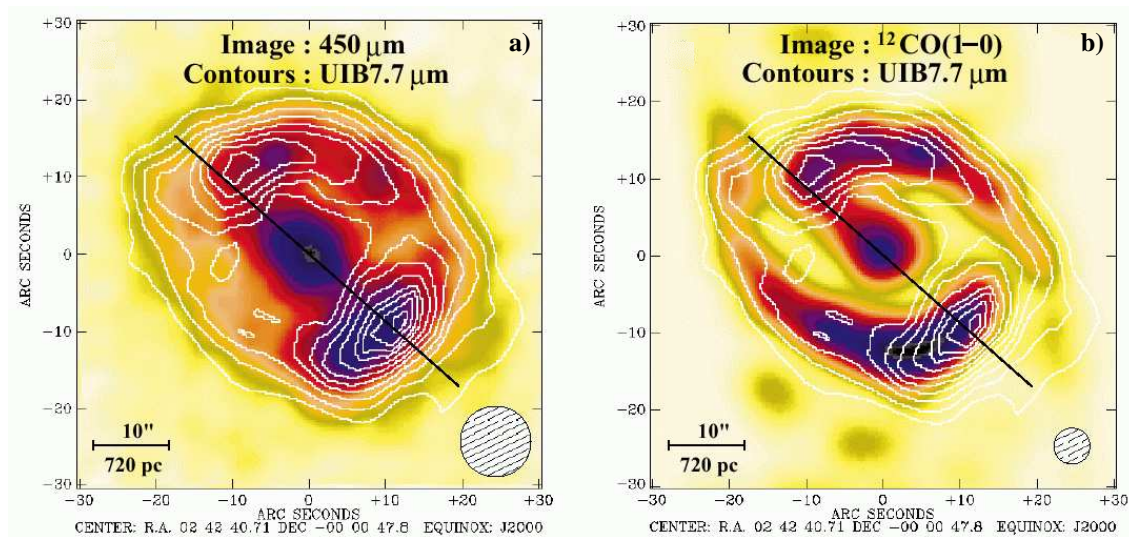


FIG. 2.11 – *a*) Les contours de l'émission UIB à $7.7 \mu\text{m}$ observée par ISOCAM (Le Floch et al. 2001), superposés à une image de NGC 1068 obtenue à $450 \mu\text{m}$ avec l'instrument SCUBA (Papadopoulos & Seaquist 1999). *b*) Les mêmes contours ISO, avec une image obtenue dans la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$ par Schinnerer et al. (2000). On notera les petits décalages entre l'émission des poussières froides, celle des grains plus chauds vue par ISO, et celle du gaz moléculaire.

Chapitre 3

La contribution des noyaux actifs

3.1 Introduction

L'importante formation stellaire observée au cœur des galaxies lumineuses va bien souvent de pair avec un second type d'activité liée à la présence d'un noyau actif au centre de ces objets. Curieusement, les deux phénomènes partagent en effet une certaine complicité du point de vue leur dynamique propre. Ils ont pour origine le même combustible fourni par le gaz moléculaire présent dans les disques, et nécessitent un transport particulièrement efficace de ces réserves de gaz jusqu'aux régions centrales des galaxies. L'acheminement requis ne peut généralement avoir lieu que grâce à l'effet d'instabilités gravitationnelles, comme celles créées par exemple lors des interactions entre objets (e.g., Barnes & Hernquist 1996; Mihos & Hernquist 1996). Elles permettent d'une part d'alimenter les processus de formation d'étoiles dans les régions circum-nucléaires, d'autre part de nourrir l'accrétion de matière autour du trou noir supermassif (e.g., Combes 2001).

Ces deux types d'activité se manifestent pourtant de manière bien différente au niveau des propriétés de leur émission. Ces dernières années, de véritables efforts ont été entrepris tant sur le plan théorique qu'observationnel, afin de mieux discerner leur importance relative dans les différentes classes d'objets. Du point de vue de la physique des galaxies par exemple, on s'intéresse à mieux comprendre leur couplage dynamique et les rôles respectifs des diverses instabilités permettant de les alimenter (barres, couples, gauchissements, effets de marée, ...). De plus, même si l'importance relative des AGNs et des flambées de formation d'étoiles reste assez négligeable dans l'Univers local, leur rôle dans l'évolution globale des galaxies a été véritablement capital par le passé. Dans un cadre plus cosmologique, la distinction entre ces deux types d'activité représente donc aujourd'hui un enjeu crucial pour l'étude de la formation d'étoiles à grand redshift (e.g., Flores et al. 1999; Fadda et al. 2002) et la détermination de l'évolution du taux d'accrétion par les trous noirs supermassifs au cours de l'histoire de l'Univers (Barger et al. 2001).

Dans ce contexte, les galaxies locales représentent des outils d'exploration très intéressants. Pour les objets proches en effet, les résolutions spatiale et spectrale des instruments actuels permettent des analyses relativement détaillées de l'activité associée à leurs régions centrales. Ces études peuvent être alors utilisées pour mieux comprendre et interpréter les observations à plus haut redshift.

Dans ce chapitre, nous nous proposons tout d’abord de mettre en évidence l’importance de la contribution de certains AGNs dans le domaine de l’infrarouge moyen. Pour ce faire, nous reviendrons momentanément sur les observations ISOCAM de la galaxie de Seyfert NGC 1068 dont nous avons déjà discuté au chapitre précédent, et nous analyserons plus en détail la distribution spectrale d’énergie de son noyau à ces longueurs d’onde. À partir de cet exemple, nous insisterons dans un deuxième temps sur l’intérêt des méthodes développées à partir de l’infrarouge pour séparer l’émission des AGNs de celle des régions de formation d’étoiles. Nous illustrerons l’utilisation de ces diagnostics sur quelques cas concrets de l’Univers proche, puis nous concluerons en mentionnant les études qui ont été récemment menées afin d’estimer la contribution des noyaux actifs dans l’Univers distant.

3.2 Le noyau actif de NGC 1068 vu par ISOCAM

Comme nous l’avons souligné au chapitre précédent, l’analyse des données ISOCAM de la galaxie NGC 1068 a déjà été longuement présentée par Le Floch (1999) et Laurent (1999). Nous rappellerons donc ici uniquement les principaux résultats liés à cette étude, mais nous insisterons par contre sur deux points qui n’ont pas été discutés par les précédents auteurs : 1) la contribution du noyau actif au flux total de la galaxie du domaine des X au submillimétrique, et 2) l’importance de la prise en compte de ce type d’objet pour l’interprétation des relevés profonds en infrarouge moyen.

3.2.1 NGC 1068 : un modèle d’AGN

La galaxie NGC 1068 est aujourd’hui considérée comme un des prototypes de la classe des objets de Seyfert 2. Située à seulement 14.4 Mpc (pour $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, Tully 1988), sa proximité en a fait une cible privilégiée pour l’étude des noyaux actifs et leur relation avec l’environnement des régions centrales de leurs galaxies-hôtes.

Les hypothèses quant à la présence d’un trou noir supermassif au cœur de cet objet sont aujourd’hui appuyées par les observations d’un puissant jet radio émanant d’une source très compacte au centre de cette galaxie (Muxlow et al. 1996, voir également la figure 3.1). Dans le domaine des X, les données suggèrent de plus une extinction particulièrement forte (e.g., Matt et al. 1997) qui pourrait être due au tore de poussières souvent invoqué dans le schéma du modèle unifié (Antonucci 1993). Des indices concrets soutenant l’existence de ce tore autour du noyau ont d’ailleurs été obtenus directement à partir des observations à haute résolution angulaire effectuées par le “*Very Large Baseline Array*” (VLBA) en radio (Gallimore et al. 1997), et par l’optique adaptative de l’instrument PUEO en infrarouge proche (Rouan et al. 1998). D’un point de vue astrométrique, on notera également que la position du trou noir central a pu être déterminée assez précisément à partir de la coïncidence entre la position du pic d’intensité à $12 \mu\text{m}$ (Braatz et al. 1993), le centre de l’émission polarisée détectée en UV (Capetti et al. 1995; Kishimoto 1999), la position des masers OH et H_2O observés par Gallimore et al. (1996b), ainsi que la base de la forme conique associée à l’émission de la “*Narrow Line Region*” (NLR) détectée par le HST (Macchetto et al. 1994).

Malgré la classification de NGC 1068 dans la catégorie des Seyferts 2, des observations en spectro-polarimétrie optique ont également révélé la présence de raies caractéristiques des Seyferts 1 dans sa région centrale (Antonucci & Miller 1985). Ces résultats sont aujourd’hui

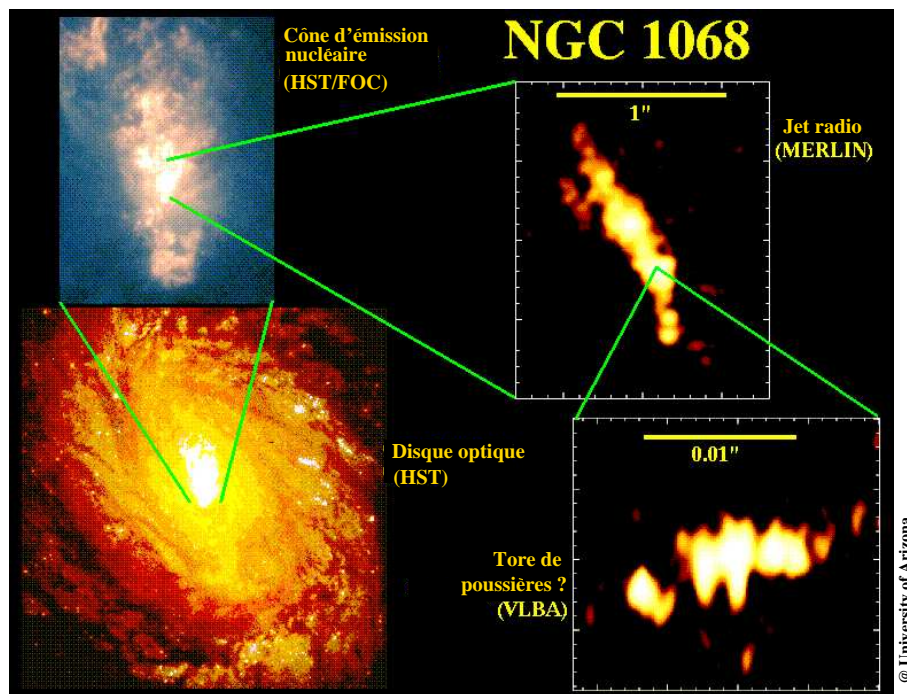


FIG. 3.1 – Une plongée vers le noyau actif de la galaxie NGC 1068. Le disque optique apparaît similaire à celui d’une spirale, et les observations de la région centrale par le HST révèlent un cône d’émission fortement ionisée, associée à la “*Narrow Line Region*” de l’AGN (Macchetto et al. 1994). Celui-ci émet de plus un puissant jet radio détecté à 6 cm par l’interféromètre MERLIN (Muxlow et al. 1996). À l’échelle du parsec enfin, des indications quant à la présence de matériaux entourant le trou noir supermassif central sous la forme d’un tore ont été mises en évidence par le VLBA (Gallimore et al. 1997).

considérés comme une des preuves observationnelles les plus solides en faveur du modèle unifié des noyaux actifs de galaxies (Antonucci 1993). On pense en effet que ces raies proviennent de nuages situés à l’intérieur de la BLR et du disque épais entourant les AGNs, et qu’elles peuvent être détectées non seulement dans le cas des Seyfert 1 (observées de face), mais également en lumière polarisée dans les galaxies de Seyfert 2 où la population d’électrons libres autour du disque rediffuse dans la direction de l’observateur l’émission de ces raies pourtant cachée par le tore de poussières.

Contrairement au gaz des régions plus externes, on notera enfin que les nuages observés autour de l’AGN dans les images à haute résolution angulaire du HST sont caractérisés par des états d’ionisation très excités (Macchetto et al. 1994). Ils présentent des perturbations cinématiques probablement produites à la suite de l’expansion du jet radio dans l’environnement du noyau actif et à son interaction avec la NLR. Dans le visible, l’interprétation de ce type d’observation est cependant fortement compliquée par l’importante quantité de poussières présentes autour de l’AGN et la très forte extinction qui en résulte. Comme nous allons le voir à la section suivante, le noyau actif de NGC 1068 est d’ailleurs un puissant émetteur dans l’infrarouge moyen.

3.2.2 Spectro-imagerie du noyau actif en infrarouge moyen

Les observations ISOCAM de la galaxie NGC 1068 ont mis en évidence, au centre de cet objet, la présence d'une source ponctuelle très brillante, coïncidant avec la position de son noyau actif. Cette source infrarouge, également détectée dans les observations à plus haute résolution angulaire obtenues depuis le sol (e.g., Braatz et al. 1993; Bock et al. 1998, 2000; Alloin et al. 2000), est généralement interprétée comme une émission des grains de poussières présents à proximité du noyau actif (régions BLR et NLR) ainsi qu'à l'intérieur du tore entourant le disque d'accrétion.

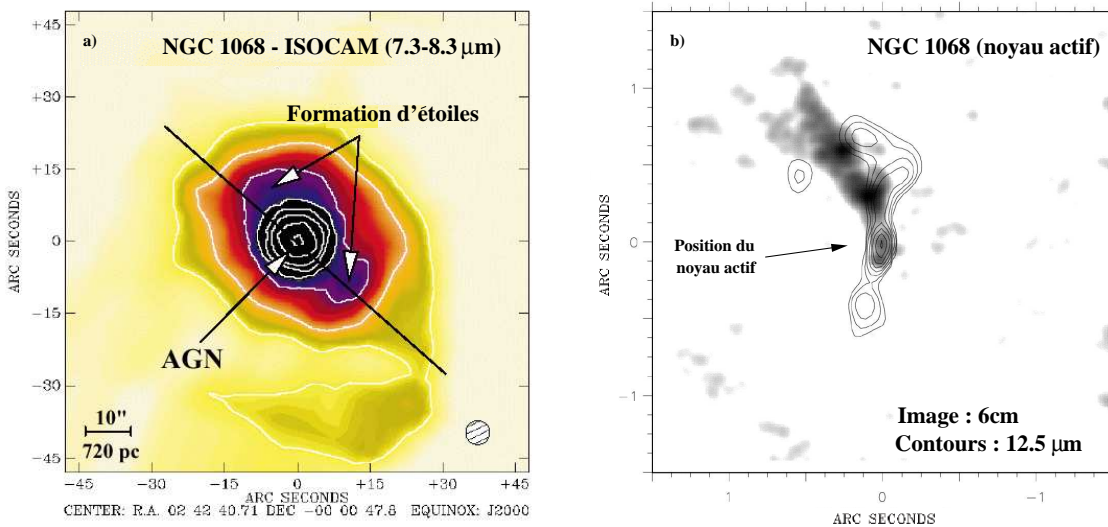


FIG. 3.2 – *a)* Une image de la galaxie NGC 1068, obtenue avec la caméra ISOCAM entre $7.3 \mu\text{m}$ et $8.3 \mu\text{m}$ (Le Floc'h et al. 2001). La source ponctuelle au centre de l'objet provient de la contribution du noyau actif, largement dominante à ces longueurs d'onde (les contours varient exponentiellement de 2 à $256 \text{ mJy arcsec}^{-2}$). *b)* À plus haute résolution angulaire, une image du jet radio provenant du noyau actif obtenue à 6 cm (Gallimore et al. 1996a), superposée aux contours de l'émission à $12.5 \mu\text{m}$ observée par la caméra MIRLIN du Keck (Bock et al. 2000).

Sur la figure 3.2.a, nous avons représenté l'image ISOCAM de NGC 1068 entre $7.3 \mu\text{m}$ et $8.3 \mu\text{m}$. On remarque qu'à ces longueurs d'onde, le flux provenant de l'AGN domine complètement l'émission des régions périphériques, et la source correspondant au noyau actif n'est pas résolue spatialement dans nos données. La PSF de la caméra et la taille des pixels utilisés pour nos observations imposent en effet une résolution moyenne de $\sim 5''$ sur nos images, ce qui correspond à la distance de l'objet à des détails physiques d'environ 400 parsecs, supérieurs aux échelles caractéristiques des trous noirs supermassifs et de leur environnement proche (Antonucci 1993). Les images à haute résolution spatiale obtenues à $12.5 \mu\text{m}$ par la caméra MIRLIN du Keck (Bock et al. 2000, voir aussi la figure 3.2.b) montrent d'ailleurs que cette émission infrarouge moyen provient d'une région très compacte ($\sim 1''$) formée du tore de poussières associé à l'AGN d'une part ($\sim 30\%$ de la luminosité MIR), et de l'environnement du jet radio et du cône d'ionisation de la NLR d'autre part ($\sim 70\%$ de l'émission).

Le mode spectro-imagerie à basse résolution utilisé pour nos données nous a permis d'étudier en détail la distribution spectrale d'énergie de cette source ponctuelle entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$.

De manière à s'affranchir des effets de dérive du satellite pendant l'observation, nous avons mesuré cette SED dans une ouverture relativement large (3×3 pixels = $9'' \times 9''$), centrée sur l'AGN, mais heureusement assez petite pour pouvoir éviter une contamination par l'émission des régions de formation d'étoiles circum-nucléaires (voir chapitre précédent, figure 2.4.b). La distribution d'énergie estimée à travers cette ouverture a ensuite été corrigée d'un facteur tenant compte du flux rejeté dans les ailes de la PSF et de sa variation avec la longueur d'onde.

Le spectre final que nous avons obtenu est présenté à la figure 3.3.a. Sa forme globale est très similaire à celle des autres AGNs observés en infrarouge moyen (e.g., Lutz et al. 1998; Mirabel et al. 1999). Caractérisée par un continuum croissant avec la longueur d'onde ainsi qu'une absence remarquable des bandes UIBs, elle contraste très fortement avec la distribution spectrale d'énergie des régions PDRs (Cesarsky et al. 1996c), et rappelle en revanche les SEDs généralement associées au cœur des environnements HII (Cesarsky et al. 1996b). Cependant, sa pente moyenne entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ apparaît beaucoup plus plate que celle observée dans ces régions de formation d'étoiles. Cette propriété est en partie due à la présence d'un important continuum détecté à courtes longueurs d'onde, qui semble donc indiquer des températures de poussières nettement plus élevées. Dans le cas des noyaux actifs de galaxies, les grains chauffés par le champ de radiation extrêmement intense de l'AGN peuvent être en effet portés jusqu'à des limites très proches de leur température de sublimation ($T \sim 1000 \text{ K}$ pour les silicates, $T \sim 1500 \text{ K}$ pour les graphites). Les conditions physiques qui y règnent se différencient donc clairement de celles des régions de formation stellaire où les températures caractéristiques n'atteignent généralement que quelques centaines de Kelvins seulement (e.g., Laurent 1999, voir également le chapitre suivant).

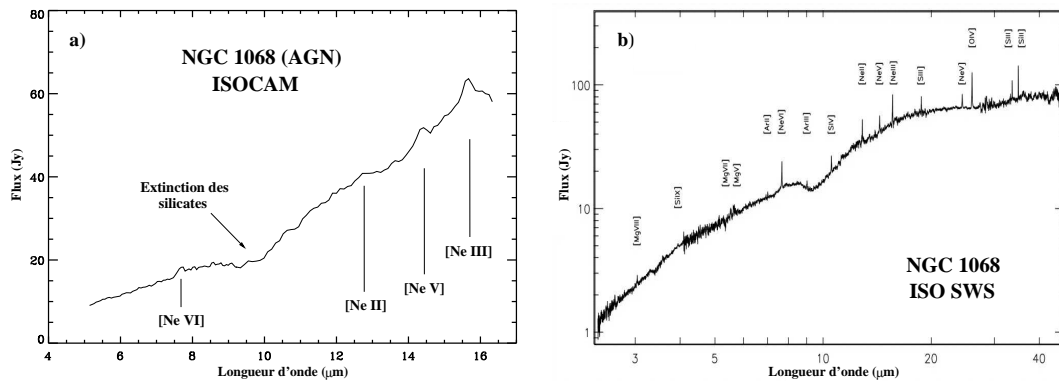


FIG. 3.3 – *a*) Le spectre du noyau actif de NGC 1068 entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$, obtenu avec ISOCAM dans une région de $9'' \times 9''$ centrée sur l'AGN et corrigé des effets d'ouverture dus aux variations de la taille de la PSF avec la longueur d'onde. La résolution spectrale $\lambda/\Delta\lambda$ est d'environ 35 (Le Floc'h et al. 2001). *b*) Le spectre de la région centrale de NGC 1068 obtenu avec ISO-SWS entre $2.5 \mu\text{m}$ et $45 \mu\text{m}$ (Lutz et al. 2000). La résolution est plus importante ($\lambda/\Delta\lambda \sim 1500$), mais l'ouverture utilisée est également plus large ($14'' \times 20''$).

Cette importance du champ de radiation généré par le noyau actif est également suggérée par la présence de certaines raies d'émission à fort potentiel d'ionisation (e.g., [NeV] à $14.3 \mu\text{m}$, $E_p = 97 \text{ eV}$; [NeVI] à $7.6 \mu\text{m}$, $E_p = 126 \text{ eV}$, voir figure 3.3.a), ainsi que l'absence des bandes UIBs que nous avons remarquée plus haut. Comme dans le cas des régions HII, la disparition de ces bandes est en effet généralement interprétée comme une signature de la destruction

de leurs porteurs par un rayonnement incident très intense (Allain et al. 1996)¹. D’ailleurs, le rapport d’intensité entre les raies du [NeIII] et du [NeII], couramment utilisé comme indicateur de la dureté d’un champ de radiation, atteint dans notre spectre des valeurs relativement importantes ($[\text{NeIII}]/[\text{NeII}] \geq 2.5$), bien supérieures à celles généralement observées dans les régions de formation d’étoiles ($[\text{NeIII}]/[\text{NeII}] \leq 1$, Thornley et al. 2000).

Nos données ISOCAM sont également en bon accord avec le spectre obtenu par ISO-SWS entre $2.5 \mu\text{m}$ et $45 \mu\text{m}$ (Lutz et al. 2000, voir la figure 3.3.b). Celui-ci a été mesuré dans une ouverture plus large que la nôtre (i.e., $14'' \times 20''$ contre $9'' \times 9''$), mais en raison de l’importance de l’émission du noyau actif par rapport au flux des régions circum-nucléaires, la SED observée par SWS reste bien dominée par la contribution de l’AGN. On y note la présence de très nombreuses raies ioniques, confirmant par ailleurs les détections obtenues à partir de notre spectre ISOCAM.

On mentionnera enfin la présence d’une légère “cassure” de la SED autour de $10 \mu\text{m}$, observée aussi bien dans les données ISOCAM que dans le spectre SWS. Cette dépression est la signature typique d’une extinction par les silicates à $9.7 \mu\text{m}$. Nous montrerons au chapitre suivant comment une mesure de cette extinction peut être obtenue à partir des spectres ISOCAM, non seulement dans le cas particulier du noyau actif de NGC 1068 mais également de manière plus générale pour toute galaxie observée en infrarouge moyen.

3.2.3 Contribution de l’AGN au flux total de la galaxie

L’analyse des régions circum-nucléaires de NGC 1068 présentée au chapitre précédent nous a montré que l’émission de cette galaxie en infrarouge moyen ne provenait pas uniquement du noyau actif et de son environnement proche mais également d’une intense activité de formation d’étoiles dans la région centrale (voir par exemple la figure 2.4.b). Néanmoins, comme le suggère l’importance de la source ponctuelle détectée dans notre image ISOCAM (voir figure 3.2), le flux de l’AGN semble très clairement dominer l’émission globale de l’objet. Sur la figure 3.4, nous avons représenté, en fonction de la longueur d’onde, l’évolution de la contribution du noyau actif au flux total détecté dans l’image ISOCAM. La proportion d’émission provenant de celui-ci atteint des valeurs considérables. Elle varie globalement entre 70% et 95% de $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$, avec une moyenne d’environ 85% sur ce domaine spectral. Elle présente également des minima locaux aux longueurs d’onde correspondant à celles des principales bandes UIBs. Celles-ci sont en effet absentes du spectre de l’AGN mais dominent la SED des régions de formation stellaire, ce qui explique la diminution globale de la contribution du noyau actif à ces longueurs d’onde.

Cette importante contribution de l’AGN en infrarouge moyen contraste très fortement avec les observations de NGC 1068 à d’autres longueurs d’onde. En optique, par exemple, l’écran de poussières formé par le tore autour du noyau actif absorbe considérablement le rayonnement provenant du disque d’accrétion. L’émission totale de la galaxie est alors complètement dominée par la contribution du disque, et la proportion du flux émis par l’AGN chute alors à $\sim 15\%$. Il en est aussi exactement de même aux plus grandes longueurs d’onde, comme dans

¹ On notera toutefois la possibilité que certains porteurs restent protégés dans des cocons très denses à l’intérieur du tore de poussières entourant l’AGN (Alloin & Rouan, communication privée). Avec un important rapport signal à bruit, une faible émission de type “UIBs”, superposée au continuum, pourrait donc être également détectée dans le spectre des noyaux actifs.

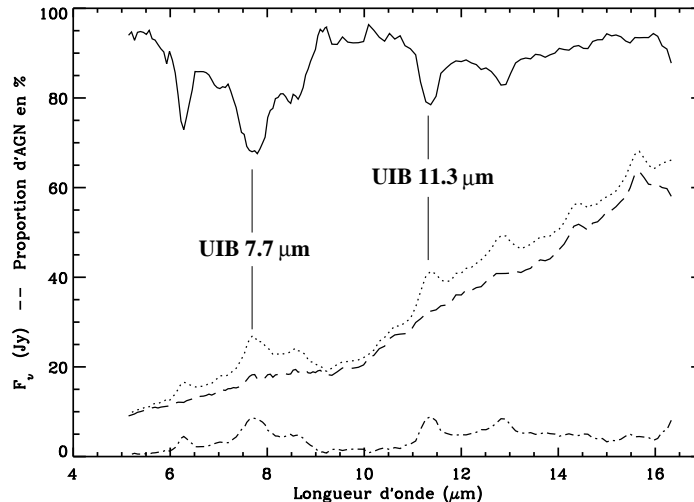


FIG. 3.4 – Proportion (en pourcentage) de l’émission du noyau actif au flux total détecté par ISOCAM dans la galaxie NGC 1068, en fonction de la longueur d’onde (ligne continue). Pour indication, on a reproduit le spectre de l’AGN (tirets) déjà présenté à la figure 3.3.a, ainsi que la contribution totale des régions de formation stellaire autour du noyau (tirets-pointillés). Le spectre global observé par ISOCAM est également indiqué (pointillés). D’après Le Floc’h et al. (2001).

l’infrarouge lointain et le submillimétrique. Les noyaux actifs se caractérisant par des couleurs IRAS plus chaudes que celles des régions de formation d’étoiles, leur contribution dominante dans l’infrarouge moyen décroît à plus basse fréquence, et l’émission de leur galaxie-hôte est alors dominée par celle des poussières plus froides présentes dans le milieu interstellaire diffus. Dans le cas de NGC 1068 par exemple, les données SCUBA présentées au chapitre précédent nous ont permis d’estimer la contribution du noyau actif à seulement $\sim 25\%$ de l’émission totale de la galaxie à $450 \mu\text{m}$.

Aux longueurs d’onde des rayons X en revanche, cette contribution de l’émission des noyaux actifs peut atteindre des valeurs comparables à celles observées en infrarouge moyen. En raison de la chaleur dissipée par les forces de viscosité dans le disque d’accrétion, le rayonnement des AGNs est en effet particulièrement important aux très hautes énergies, et domine alors très largement celui du gaz ionisé présent dans les régions de formation d’étoiles. Ces dernières remarques que nous venons de soulever ont des implications fondamentales pour l’interprétation des différents relevés profonds, notamment ceux effectués précisément à ces longueurs d’onde où la contribution des noyaux actifs au sein de leur galaxie peut être fortement dominante. Une mauvaise caractérisation quant à l’origine de l’émission détectée dans les observations profondes effectuées en X et en infrarouge peut en effet se traduire par des erreurs extrêmement conséquentes sur la détermination de l’importance globale de telle ou telle population d’objets aux échelles cosmologiques. La présence de nombreux noyaux actifs dans un échantillon donné pourra par exemple entraîner des incertitudes non négligeables sur l’estimation de la formation d’étoiles produite par l’ensemble des sources considérées.

Les sondages conduits aux longueurs d’onde des X et de l’infrarouge moyen ont pourtant un rôle véritablement crucial pour l’étude de la formation et de l’évolution des galaxies à

haut redshift. Ils présentent l’avantage non négligeable d’être assez peu affectés par les effets d’extinction liés aux poussières présentes en grande quantité dans les galaxies actives. On comprend donc un peu mieux l’importance d’une estimation rigoureuse de la contribution des AGNs à ces longueurs d’onde particulières. À cet effet, nous allons maintenant présenter dans la section suivante les diagnostics généralement utilisés entre $5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$ pour caractériser l’émission des galaxies lumineuses dans l’Univers local. Nous reviendrons en fin de chapitre sur les problèmes inhérents aux relevés profonds conduits dans le domaine des X et de l’infrarouge, et nous mentionnerons les méthodes employées jusqu’ici pour estimer les contributions respectives des différents types d’objets à grands redshifts.

3.3 Diagnostics “AGN/starbursts” en infrarouge

3.3.1 Les composantes fondamentales de l’émission “infrarouge moyen” dans les galaxies actives

Les résultats présentés au chapitre précédent ainsi qu’à la section 3.2.2 nous ont amenés à mieux cerner les signatures caractéristiques des différentes composantes de l’émission des galaxies actives en infrarouge moyen. Nous les résumons brièvement ci-dessous :

- les bandes non identifiées (UIBs) : leur émission semble principalement provenir des milieux de photo-dissociation au sein des régions de formation d’étoiles (Cesarsky et al. 1996c). À l’échelle du disque des galaxies, la distribution spectrale d’énergie des UIBs apparaît plus ou moins universelle et indépendante du type d’objet considéré (Dale et al. 2001; Roussel et al. 2001a; voir également Laurent et al. 2000; Förster Schreiber et al. 2003).
- le continuum des VSGs : en fonction de l’efficacité de la formation stellaire dans un objet donné, on pourra observer la présence plus ou moins importante d’un continuum croissant avec la longueur d’onde et associé à l’émission des très petits grains au cœur des régions HII (Cesarsky et al. 1996b). Ce continuum peut être généralement modélisé par une simple loi de puissance ou une loi de corps noir caractérisée par une température $T \sim 200\ \text{K}$ (e.g., Laurent 1999).
- le continuum des grains très chauds, dû à la contribution éventuelle d’un noyau actif : sa SED est similaire à celle du continuum des VSGs dans les régions HII, mais elle est sensiblement plus plate et très proéminente aux courtes longueurs d’onde (Mirabel et al. 1999; Laurent et al. 2000; Le Floch et al. 2001).
- les raies ioniques : elles proviennent des transitions de structure fine des métaux présents dans le gaz, et nous renseignent donc sur l’état d’ionisation du milieu considéré. D’un point de vue énergétique, leur contribution est toutefois négligeable (Sauvage, communication privée).

Une composante supplémentaire liée à l’émission Rayleigh-Jeans des étoiles froides pourrait être également prise en compte ici. C’est elle qui domine par exemple la luminosité des galaxies pauvres en gaz et en poussières (comme les elliptiques) aux longueurs d’onde ISO-CAM (Athey et al. 2002). Cette composante possède cependant une contribution négligeable dans le cas des galaxies lumineuses étudiées ici. Les rapports de flux $\text{LW3}(15\ \mu\text{m})/\text{K}(2.2\ \mu\text{m})$ et $\text{LW3}(15\ \mu\text{m})/\text{LW2}(7\ \mu\text{m})$ caractéristiques de notre échantillon sont en effet beaucoup plus

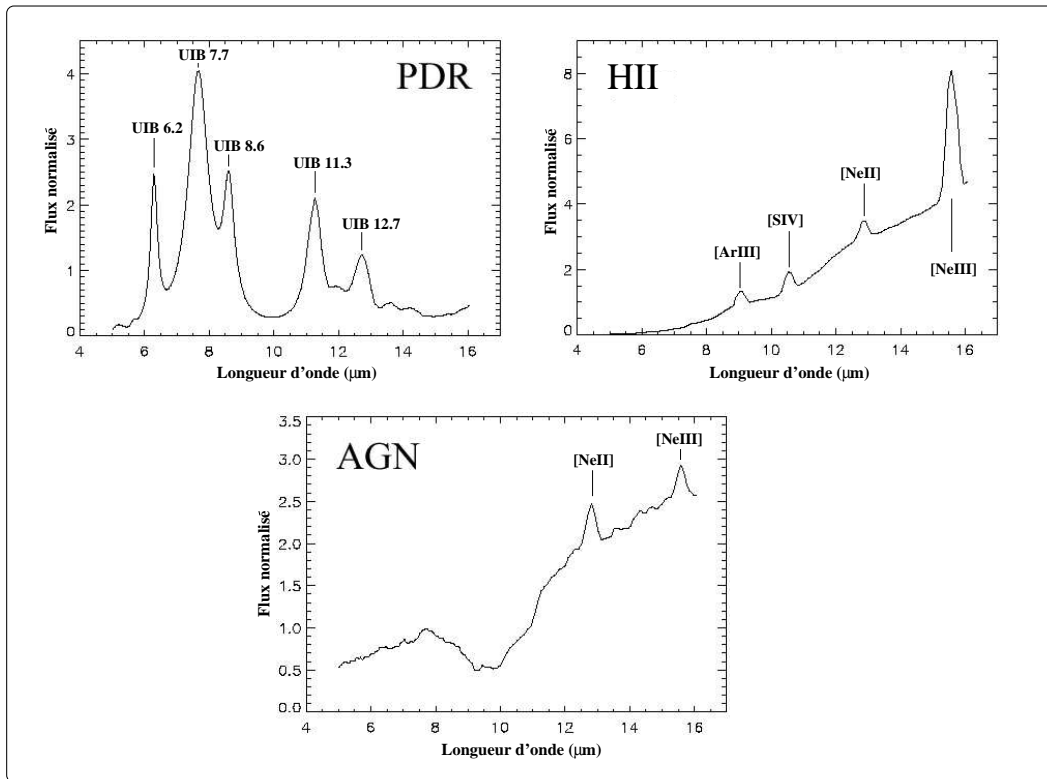


FIG. 3.5 – Les trois composantes principales de l’émission observée entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ dans les galaxies actives. Les régions PDRs se démarquent par la contribution dominante des bandes UIBs, alors que les régions HII et les AGNs se distinguent par un continuum croissant avec la longueur d’onde. On notera que la contribution Rayleigh-Jeans des étoiles froides est négligeable pour les objets considérés ici. D’après Laurent et al. (2000).

élevés que ceux observés pour les sources de type précoce. Ceci montre donc bien dans nos objets la dominance de l’émission de la poussière chaude par rapport à la contribution stellaire.

Les distributions spectrales d’énergie caractéristiques de chacune des trois composantes principales (régions PDRs, régions HII et AGNs) sont illustrées sur la figure 3.5. Les spectres des PDRs et des environnements HII ont été respectivement obtenus à partir des observations de la nébuleuse par réflexion NGC 7023 et de la région M 17 dans la Galaxie (Cesarsky et al. 1996b,c). La composante AGN a été illustrée quant à elle par la SED du noyau actif de Centaurus A (Mirabel et al. 1999). Elle est assez semblable à celle observée dans NGC 1068, mais elle est caractérisée par une extinction des silicates un peu plus importante. On notera que la composante des raies ioniques n’apparaît pas à proprement parler, mais leur contribution est en partie toutefois prise en compte via les composantes des AGNs et des régions HII dont le spectre montre clairement la présence de certaines d’entre elles.

3.3.2 Les diagnostics en infrarouge moyen

Comme nous l’avons vu au début de ce chapitre, la proximité de certaines galaxies comme NGC 1068 nous a permis d’isoler *spatialement* la contribution de leur noyau par rapport à l’émission associée à leurs régions de formation d’étoiles. Pour les objets plus distants, la

résolution angulaire de nos données n'est cependant plus suffisante pour opérer ce type de décomposition spatiale, et le flux détecté en direction du cœur de chaque galaxie peut être fortement contaminé par la contribution des régions plus périphériques. Les spectres obtenus résultent alors d'une superposition des différents types d'émission en fonction de leur contribution respective.

Dans la mesure où chacune des composantes fondamentales (PDRs, HII, AGNs) possède une signature particulière et plus ou moins standard, les spectres observés peuvent être *a priori* décomposés suivant les SEDs caractéristiques dont nous avons discuté à la section précédente. Cette approche permet entre autres une estimation quantitative de la contribution des différents processus d'émission sur le domaine de longueurs d'onde considéré. Elle a par exemple été suivie par Laurent et al. (2000) et Tran et al. (2001) pour un échantillon de galaxies lumineuses et ultralumineuses observées avec le mode CVF d'ISOCAM, ainsi que par Förster Schreiber et al. (2003) pour l'analyse des trois galaxies M 82, NGC 1808 et NGC 253. On notera que des niveaux d'extinction plus ou moins importants peuvent également être appliqués aux différentes composantes pour permettre une analyse plus fine des environnements fortement obscurcis (Tran et al. 2001; Förster Schreiber et al. 2003). C'est d'ailleurs cette méthode que nous utiliserons au chapitre suivant pour étudier les effets du rougissement dans les galaxies de notre échantillon.

D'un point de vue pratique, ces décompositions peuvent être établies de manière assez directe grâce à des diagnostics qui ont été proposés par Laurent et al. (2000) à partir de certains rapports de flux facilement mesurables sur le domaine de longueur d'onde des spectres CVF (voir figure 3.6). Ces auteurs ont montré qu'une combinaison des trois composantes fondamentales (régions PDRs, régions HII et AGNs) pouvait être caractérisée par des valeurs bien particulières du rapport de la bande UIB– $6.2 \mu\text{m}$ sur son continuum sous-jacent, et de la pente globale du continuum entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$. Le premier de ces deux indicateurs permet en effet une séparation efficace de la contribution des régions PDRs principalement dominées par l'émission des UIBs, et de celle des deux autres composantes caractérisées par une forte déplétion des bandes non identifiées. Quant au second, il quantifie la forme globale du continuum et lève ainsi la dégénérescence restante entre la contribution des noyaux actifs et celle des régions HII. Leurs valeurs reportées sur un diagramme à deux dimensions (voir figure 3.6) représentent donc une estimation de l'importance de chaque composante dans une galaxie donnée. Dans la prochaine section, nous décrirons quelques applications très concrètes de ce type de diagnostic, comme par exemple la caractérisation de l'origine de l'émission observée dans les galaxies ultralumineuses, ainsi que la recherche de noyaux actifs très enfouis et invisibles à partir des longueurs d'onde optiques.

Ces méthodes de décomposition des spectres obtenus entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ ont également leurs limites. La distribution spectrale d'énergie des composantes fondamentales mentionnées précédemment peut effectivement montrer de légères variations d'un environnement à l'autre, notamment en raison des différentes propriétés intrinsèques à chaque milieu considéré (distribution et chauffage de la poussière, gradients de température, états d'ionisation et taux de destruction des porteurs de bandes UIBs, ...) et des différents niveaux d'extinction observés. Si l'on dispose d'une résolution spectrale suffisante, les diagnostics que nous avons présentés peuvent être alors complétés par des indicateurs supplémentaires comme ceux obtenus à partir des raies ioniques. À l'aide d'un échantillon de galaxies observées avec ISO-SWS, Genzel et al. (1998) ont en effet montré que les rapports $[\text{OIV}] (25.9 \mu\text{m}) / [\text{NeII}] (12.8 \mu\text{m})$ et $[\text{OIV}] (25.9 \mu\text{m}) / [\text{SIII}] (33.5 \mu\text{m})$ constituent un bon indicateur des différents états d'ionisation

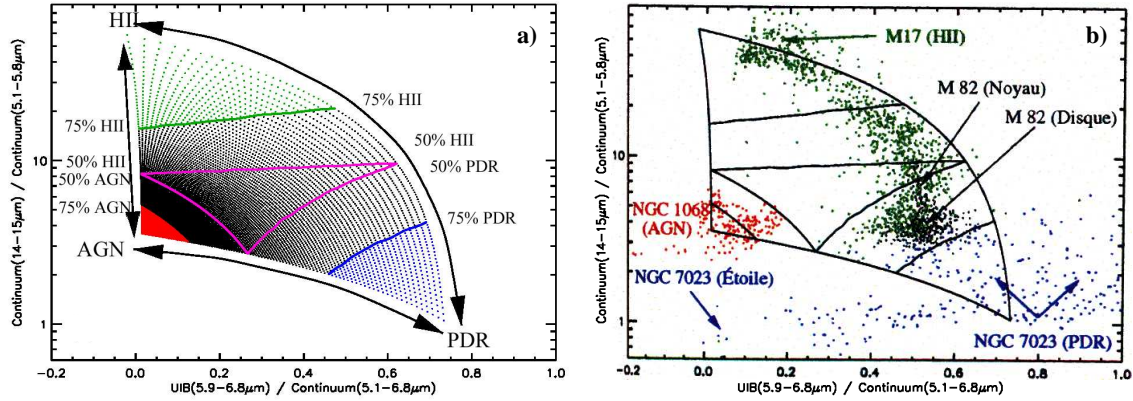


FIG. 3.6 – *a*) Variation des indicateurs “continuum 14–15 μm / continuum 5.1–5.8 μm ” et “UIB 5.9–6.8 μm / continuum 5.1–6.8 μm ” en fonction de la contribution des différents types d’émission pour une SED infrarouge donnée (Laurent et al. 2000). La signature des régions PDRs se caractérise par un important rapport UIB/continuum. Les environnements HII et les AGNs peuvent être séparés grâce à la pente globale de leur SED entre 5 μm et 16 μm , plus plate dans le cas des noyaux actifs. *b*) Application du diagramme précédent à différents types d’objets. Chaque point représente un spectre CVF mesuré sur un élément de résolution du détecteur de la caméra ISOCAM (Laurent 1999).

dans un environnement donné, et permettent également de bien séparer les AGNs des régions de formation d’étoiles (voir figure 3.7). En utilisant plus particulièrement leur diagnostic sur un sous-échantillon de galaxies ultralumineuses de l’Univers local, ils ont ainsi suggéré qu’environ 20% à 30% de ces ULIRGs sont principalement dominées par une activité liée à un puissant noyau actif.

3.4 Applications

3.4.1 Origine de l’émission IR dans les galaxies actives

Au-delà de 1 μm , les effets d’extinction par la poussière deviennent progressivement négligeables par rapport à ceux observés dans le domaine visible (voir chapitre suivant). L’infrarouge apparaît donc bien adapté à l’étude des environnements denses et poussiéreux comme ceux caractérisant les régions de forte activité stellaire et les AGNs. En particulier, les diagnostics présentés à la section précédente permettent de caractériser l’origine de l’émission observée dans les galaxies lumineuses de manière moins biaisée que les outils utilisés aux plus courtes longueurs d’onde. Ils fournissent par exemple des classifications plus sûres quant aux différents types d’objets considérés.

Reprenons par exemple le cas de la source IRAS 23128-5919 dont nous avons déjà parlé au chapitre précédent. Ce système est composé de deux galaxies en interaction séparées par une distance projetée d’environ 4 kpc. Comme l’ont montré nos images en infrarouge moyen (Charmandaris et al. 2002), son émission entre 5 μm et 16 μm provient essentiellement de l’objet situé le plus au Sud. Mais pour ce dernier, les diagnostics spectroscopiques optiques ne permettent pas de conclure si l’activité observée provient d’une formation stellaire, d’un noyau de Seyfert ou même d’un LINER (Young et al. 1995; Duc et al. 1997; Kewley et al. 2001). Nous

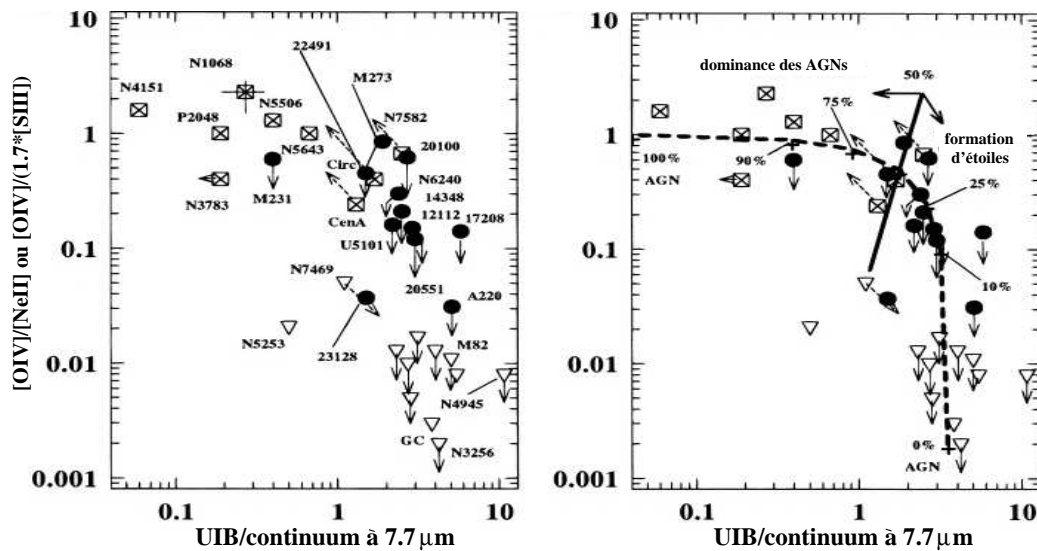


FIG. 3.7 – Illustration du rapport $[OIV] (25.9 \mu\text{m})/[NeII] (12.8 \mu\text{m})$ ou $[OIV] (25.9 \mu\text{m})/\{1.7 \times [SIII] (33.5 \mu\text{m})\}$ en fonction de l'indicateur $UIB/\text{continuum}$ à $7.7 \mu\text{m}$ pour un échantillon de galaxies actives observées avec ISO-SWS (Genzel et al. 1998). L'utilisation des raies ioniques permet de caractériser l'état d'ionisation moyen des différents objets. Une séparation entre les noyaux actifs et les régions de formation stellaire peut être ainsi facilement établie.

avons alors effectué des observations de cette galaxie avec le mode spectro-imagerie CVF de la caméra ISOCAM. Le spectre que nous avons obtenu est présenté à la figure 3.8.a. Il montre très clairement une importante contribution des bandes UIBs ainsi qu'une proportion relativement faible du continuum à $5 \mu\text{m}$ par rapport aux plus grandes longueurs d'onde du CVF. Il semble donc que l'émission de cette galaxie en infrarouge moyen soit principalement dominée par une activité liée à la formation d'étoiles. Plus quantitativement, nous avons utilisé les diagnostics de Laurent et al. (2000) mentionnés précédemment pour estimer les contributions de chaque composante fondamentale. Nous en avons déduit qu'au plus $\sim 20\%$ de l'émission de la galaxie Sud entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ provient d'un noyau actif, et que la luminosité de l'objet est donc bien dominée par la contribution des régions de formation stellaire (Charmandaris et al. 2002; Laurent et al. 2000)².

La source IRAS 23128-5919 représente ainsi un bon exemple d'objet pour lequel les diagnostics au-delà de $5 \mu\text{m}$, contrairement à ceux établis à partir du domaine visible, permettent d'établir plus clairement l'origine de la luminosité observée. D'un point de vue plus statistique, il semblerait cependant que les classifications dérivées des observations spectroscopiques optiques présentent un bon accord avec celles ainsi établies à partir de l'infrarouge moyen. Ces résultats ont par exemple été suggérés par Lutz et al. (1999) pour un échantillon de galaxies ultralumineuses, à la condition cependant de rattacher la classe des LINERs optiques à

² On doit cependant noter que des observations récentes effectuées dans les X durs par le satellite XMM-Newton semblent bel et bien révéler la présence d'un noyau actif fortement obscurci dans cette ULIRG, qui devrait donc être considérée plutôt comme un type intermédiaire entre les AGNs et les flambées de formation stellaire (Franceschini et al. 2003b). Cette caractérisation a d'ailleurs été également suggérée à partir du rapport observé entre le flux de la raie d'oxygène $[OIII] (\lambda 5007\text{\AA})$ et l'émission détectée par Chandra entre 2 et 8 keV (Ptak et al. 2003).

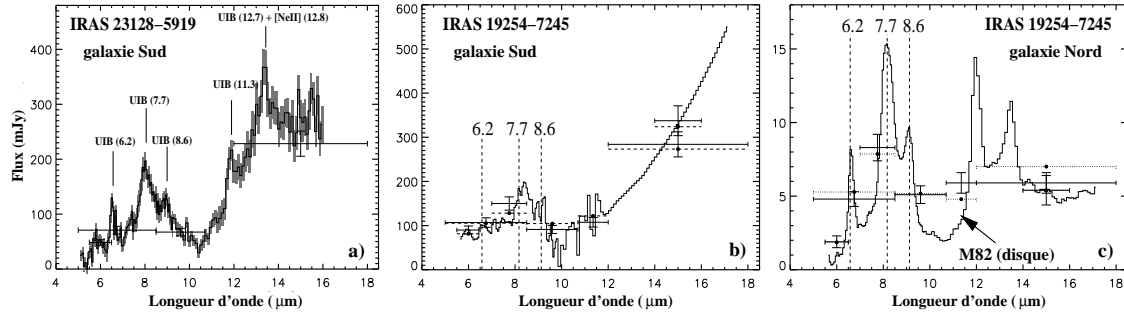


FIG. 3.8 – *a)* Spectre CVF de la composante Sud dans la source IRAS 23128-5919, superposé aux flux observés dans les filtres à bandes larges LW (barres horizontales). *b)* Idem, pour la galaxie Sud des “Super Antennes” (IRAS 19254-7245), avec un spectre ISO-PHOT jusqu’à $12\ \mu\text{m}$ et une loi de puissance entre $12\ \mu\text{m}$ et $17\ \mu\text{m}$. *c)* Flux observés dans les filtres LW pour la composante Nord des “Super Antennes”. La SED correspondante est en bon accord avec le spectre du disque de la galaxie M 82 également représenté sur la figure (ligne continue). Voir Charmandaris et al. (2002) pour plus de détails.

celle des galaxies à formation d’étoiles. Sur les figures 3.8.b et 3.8.c, nous avons illustré dans le cas des fameuses “Super Antennes” (IRAS 19254-7245) cette bonne concordance entre les classifications optiques et MIR à l’aide de nos observations ISOCAM en filtres larges et d’un spectre obtenu par ISOPHOT (Charmandaris et al. 2002). La composante Sud de cette source IRAS est en effet cataloguée comme une galaxie de Seyfert 2 à partir de son spectre visible (e.g., Mirabel et al. 1991). Cette présence d’un noyau actif dominant est précisément confirmée par l’important continuum détecté dans nos données autour de $5\ \mu\text{m}$, ainsi que par la faible contribution de l’émission des UIBs. Quant à la composante Nord, son spectre optique présente des caractéristiques typiques d’une activité de formation stellaire, de la même manière que sa distribution spectrale d’énergie entre $5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$ rappelle fortement celle des régions de formation d’étoiles dans la galaxies M 82.

3.4.2 Recherche d’AGNs enfouis dans l’Univers local

Nous avons montré dans la section précédente comment les diagnostics en infrarouge moyen permettaient de mieux préciser l’origine de l’émission observée pour des galaxies dont la classification peut rester ambiguë à partir des observations optiques. Dans certains cas extrêmes où les phénomènes d’extinction par la poussière sont particulièrement importants, ces diagnostics MIR peuvent également révéler l’existence d’AGNs enfouis et totalement invisibles aux plus courtes longueurs d’onde.

Grâce à la méthode de Laurent et al. (2000), nous pensons avoir ainsi décelé la présence de noyaux actifs cachés dans la composante Est du système en interaction VV 114 (VV 114E, Le Floc’h et al. 2002a) et dans la source B1 de Arp 299 (Gallais et al. 2003). Alors que l’on croyait jusqu’à présent l’activité de ces deux objets uniquement associée à de la formation stellaire, les diagnostics mentionnés ci-dessus indiquent effectivement qu’une fraction importante de leur luminosité MIR ($\sim 40\%$ dans les deux cas) pourrait provenir de la contribution d’un noyau actif enfoui dans un milieu extrêmement dense en poussières. Les spectres que nous avons obtenus avec ISOCAM montrent en effet clairement, notamment dans le cas de

VV 114E, la présence d'un continuum non négligeable autour de $5 \mu\text{m}$ (voir figure 3.9). Comme nous l'avons remarqué précédemment à partir des comparaisons entre les SEDs des différents types de sources observées en infrarouge moyen (AGNs, régions PDRs, régions HII), cette caractéristique n'est pas rencontrée dans les environnements de formation d'étoiles mais rappelle plutôt les propriétés de l'émission du continuum provenant des AGNs.

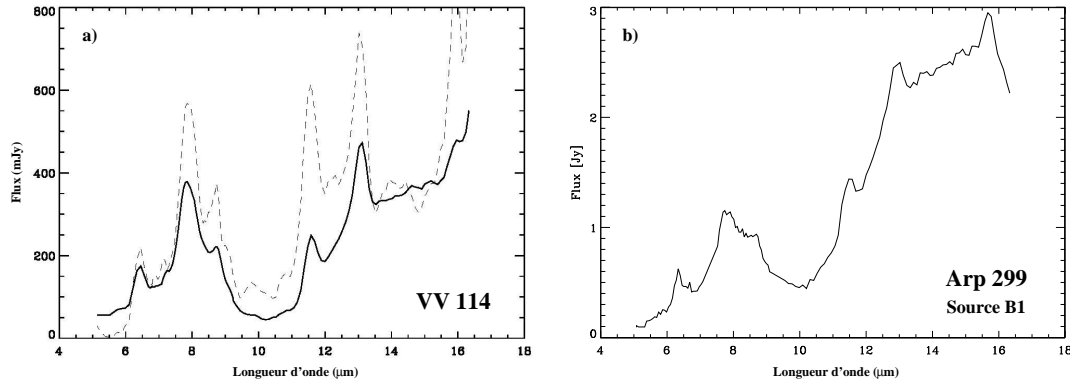


FIG. 3.9 – *a)* Spectre ISOCAM de la galaxie Est du système VV 114 entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ (ligne continue, Le Floch et al. 2002a). On notera l'importance non négligeable du continuum à $5 \mu\text{m}$, plus élevé que celui généralement observé dans les régions HII et PDRs. À titre de comparaison, on a reproduit le spectre de la galaxie Ouest du même système, caractéristique des environnements dominés par la formation d'étoiles (tirets). *b)* Spectre infrarouge moyen de la source B1 de Arp 299 (Gallais et al. 2003). Comme dans le cas de VV 114E, on remarque la présence d'un continuum non nul à $5 \mu\text{m}$, ainsi qu'une contribution globale relativement faible des bandes UIBs.

De plus, on remarque que la proportion des bandes UIBs par rapport au continuum sous-jacent semble plus faible que dans les régions "classiques" de formation stellaire. Ceci est très net dans le cas de la source B1 du système Arp 299, où l'on a estimé une proportion globale du continuum à environ 85% du flux total entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ (voir chapitre suivant). Dans le cas de VV 114E, on peut également s'en convaincre, de manière qualitative, en comparant son spectre avec celui de la composante Ouest du même objet (VV 114W) qui présente une contribution beaucoup plus forte des bandes UIBs (voir figure 3.9.a).

Dans les observations optiques, le manque d'évidence quant à l'éventuelle présence de ces AGNs pourrait être expliqué par l'absorption extrêmement forte observée dans VV 114 et Arp 299. Pour la source B1 par exemple, l'analyse de nos spectres ISOCAM que nous présenterons au chapitre suivant suggère une extinction A_V de plusieurs dizaines de magnitudes dans la bande des silicates à $9.7 \mu\text{m}$. D'ailleurs, on peut aussi noter que les composantes VV 114E et B1 ne sont pas détectées dans les images profondes UV obtenues par le HST, alors que les autres sources de chaque système présentent une émission très importante aux longueurs d'onde de l'ultraviolet (Meurer et al. 1995; Goldader et al. 2002; voir également le chapitre suivant pour une discussion plus ample sur l'extinction dans ces deux objets).

En fait, il nous faut mentionner que la présence certifiée d'un AGN au sein de Arp 299 a été récemment démontrée à partir d'un autre domaine de longueurs d'onde très propice à ce genre d'étude : grâce à des observations à très haute énergie (0.1–40 keV) obtenues par le satellite Beppo-SAX, Della Ceca et al. (2002) ont en effet mis en évidence l'existence d'un noyau actif très enfoui ($N_H = 2.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) dans une des sources de ce système, sans

malheureusement pouvoir déterminer sa position exacte en raison d'un manque de résolution spatiale. Suite à cette nouvelle donnée, certains se sont alors tournés vers les données du satellite Chandra qui observe dans un domaine spectral très similaire (0.5–8 keV) mais bénéficie d'une bien meilleure acuité. D'après leurs premières analyses, il semblerait que le noyau actif de Arp 299 soit effectivement bien associé à la source B1 (Zezas et al. 2003) comme le suggèrent nos observations ISOCAM.

3.5 Contribution des AGNs dans l'Univers distant

Par manque de sensibilité, les instruments en infrarouge moyen n'ont malheureusement pas encore permis la conduite d'observations *spectroscopiques* pour les galaxies lumineuses détectées à haut redshift. Les diagnostics que nous avons présentés ci-dessus n'ont donc pu être appliqués jusqu'à présent qu'à l'estimation de la contribution des noyaux actifs dans l'Univers local.

La détermination de la nature des différentes sources récemment découvertes dans les sondages profonds revêt cependant une importance capitale pour l'étude de la formation et de l'évolution des galaxies. En particulier, la caractérisation de l'activité dominante des objets à l'origine des différents fonds diffus extragalactiques apparaît aujourd'hui véritablement cruciale pour notre compréhension de l'Univers distant. À cette fin, les observations spectroscopiques des galaxies à haut redshift dans le visible et l'infrarouge proche restent bien sûr très intéressantes (e.g., Hammer et al. 1997; Steidel et al. 1999; Flores et al. 1999; Rigopoulou et al. 2000; Shapley et al. 2001; Hammer et al. 2001; Duc et al. 2002; Franceschini et al. 2003a), car leur résolution spectrale permet généralement de mettre en évidence des signatures facilement identifiables et associées à telle ou telle catégorie d'objets (e.g., Veilleux & Osterbrock 1987; Rola et al. 1997; Poggianti & Wu 2000; Poggianti et al. 2001). Mais pour les galaxies à fort contenu en poussières, les effets d'extinction à ces longueurs d'onde peuvent cependant rendre les classifications plus difficiles. Une approche plus complète du problème consiste à combiner des observations obtenues sur plusieurs domaines spectraux bien distincts (X, optique, MIR, radio, ...), de manière à pouvoir déterminer les SEDs globales des objets étudiés. Une comparaison de ces SEDs avec celles des différents types d'objets rencontrés dans l'Univers local (e.g., Schmitt et al. 1997) permet alors de mieux contraindre l'origine des processus d'émission observés à plus haut redshift.

Flores et al. (1999) ont par exemple combiné les différentes observations du champ cosmologique CFRS 1415+52 de l'optique au domaine radio. Grâce à cette méthode, ils ont estimé une proportion d'AGNs variant entre 10% et 20% selon les critères de sélection définis dans leurs catalogues. Leurs résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par Hammer et al. (1997) à partir des suivis spectroscopiques optiques de ce même champ, et qui semblent montrer une proportion de Seyferts 2 d'environ 8% parmi les galaxies détectées à $z \sim 0.5$.

Plus récemment, les observations profondes effectuées dans le domaine des X par les satellites Chandra et XMM-Newton ont également apporté de précieuses informations sur la contribution des noyaux actifs à haut redshift. Les AGNs sont en effet de puissants émetteurs aux hautes énergies, et peuvent donc être détectés à ces longueurs d'onde jusqu'à de très grandes distances. Ce sont d'ailleurs eux qui forment l'essentiel du fond diffus extragalactique dans ce domaine spectral (e.g., Giacconi et al. 2001; Tozzi et al. 2001; Rosati et al. 2002). Leur contribution aux sources X détectées dans l'Univers distant est donc considérable. En

comparant ces observations Chandra/XMM avec les relevés profonds obtenus avec la caméra ISOCAM dans les champs du HDF-N et du Lockman Hole, Fadda et al. (2002) ont analysé, à des limites de sensibilité meilleures que celle du CFRS, la proportion d'AGNs pour les sources sélectionnées à partir des détections à $15 \mu\text{m}$. En définissant un indice spectral X–MIR à partir de la comparaison des spectres de différents types d'objets observés dans l'Univers local, ils ont pu séparer les signatures des noyaux actifs de celles des galaxies à formation d'étoiles, pour finalement estimer à $17 \pm 2\%$ la proportion d'AGNs contribuant au fond diffus mesuré à $15 \mu\text{m}$. Puisque les sources détectées dans les relevés ISOCAM semblent responsables d'une très grosse fraction de la luminosité totale du fond infrarouge intégré entre $5 \mu\text{m}$ et $1000 \mu\text{m}$ (Elbaz et al. 2002a), on peut donc en déduire que ce fond extragalactique est principalement produit par une population de galaxies à haut redshift caractérisées par une importante activité de formation stellaire enfouie dans la poussière.

Dans ce contexte, il est cependant important de noter le caractère bien particulier de l'objet NGC 1068 dont nous avons déjà discuté au cours de ce chapitre. Pour cette galaxie de Seyfert, l'indice spectral X–MIR défini par Fadda et al. (2002) apparaît non pas typique des sources contenant un noyau actif, mais plutôt caractéristique des galaxies dominées par la formation stellaire comme NGC 253 et M 82 (voir leur figure 8). Avec une densité de colonne $N_{\text{H}} \geq 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ (Matt et al. 1997), NGC 1068 représente en effet l'archétype même de la sous-catégorie des Seyferts 2 possédant un noyau Compton-épais. Dans ces objets, les effets d'extinction sont si importants qu'ils affectent même l'émission du noyau jusque dans les X mous, et biaisent l'indice X–MIR vers des valeurs correspondant à des spectres moins durs caractéristiques des galaxies à formation stellaire.

Comme l'ont d'ailleurs noté Fadda et al. (2002), la présence à haut redshift d'une importante population d'AGNs similaires à celui de NGC 1068 ne serait donc probablement pas décelée avec l'indice spectral caractéristique qu'ils ont défini, ce qui aurait pour conséquence d'avoir sous-estimé la contribution des noyaux actifs au fond diffus infrarouge. En particulier, on pourra remarquer que les observations profondes effectuées par Chandra et XMM ont été limitées à des bandes spectrales au-dessous de 10 keV alors que le fond extragalactique X atteint son maximum d'intensité à plus haute énergie entre 30 et 40 keV . Aussi, certains AGNs fortement obscurcis par la poussière pourraient émettre le gros de leur luminosité bolométrique dans les X très durs et l'infrarouge moyen sans que leur présence ne soit trahie par les diagnostics basés sur les observations à partir des X plus mous.

Chapitre 4

L'extinction par les poussières

4.1 Généralités

Que les grains de poussières soient en équilibre thermique ou chauffés de manière impulsionnelle, leur émission dans le domaine infrarouge est en fait une conséquence directe de l'absorption des rayonnements à plus courtes longueurs d'onde dont ils sont responsables. Couramment observés en optique depuis déjà plusieurs dizaines d'années (Trumpler 1930), ces phénomènes d'extinction ont d'ailleurs constitué les premières preuves observationnelles du rôle crucial de la composante poussiéreuse dans les galaxies, bien avant les révélations du satellite IRAS.

La loi régissant les effets d'extinction est une fonction de la longueur d'onde. On la traduit généralement par la quantité A_λ normalisée à sa valeur en bande V ($\lambda \sim 0.55 \mu\text{m}$) ou rapportée à une densité de colonne d'hydrogène N_H . Pour un environnement donné, cette loi dépend directement de la composition des poussières via leurs sections efficaces d'absorption et de diffusion, et varie également en fonction de la distribution de leurs tailles. Elle peut être déterminée à partir de considérations purement théoriques sur la chimie des grains (e.g., Li & Draine 2001), mais ce type d'approche nécessite en retour une bonne connaissance des caractéristiques physiques de chaque milieu. En fonction du but recherché, il peut être alors plus commode d'utiliser directement les lois empiriques déduites des observations du milieu interstellaire de notre Galaxie (e.g., Mathis 1990) ou des autres objets de l'Univers local (e.g., Grand Nuage de Magellan : Koornneef & Code 1981; Gordon et al. 2003, Petit Nuage de Magellan : Bouchet et al. 1985, galaxies à formation d'étoiles : Calzetti et al. 1994; Dudley & Wynn-Williams 1997).

Au sein de la Galaxie, les lois observées varient également entre les milieux plus ou moins diffus et les régions plus denses (voir par exemple la récente revue de Draine 2003). Il semble que ces variations puissent être paramétrées à l'aide du facteur $R_V = A_V/E(B-V)$ traduisant le rapport entre les extinctions totale et sélective en bande V (Cardelli et al. 1989). Sur la figure 4.1, nous avons représenté la courbe d'extinction *moyenne* du milieu interstellaire local (Mathis 1990). D'un point de vue qualitatif, elle peut être considérée comme globalement représentative des lois généralement observées dans la plupart des galaxies. Elle présente un maximum assez bien prononcé au niveau du domaine ultraviolet, et c'est donc à ces longueurs d'onde que l'absorption et la diffusion du rayonnement incident par les poussières sont les

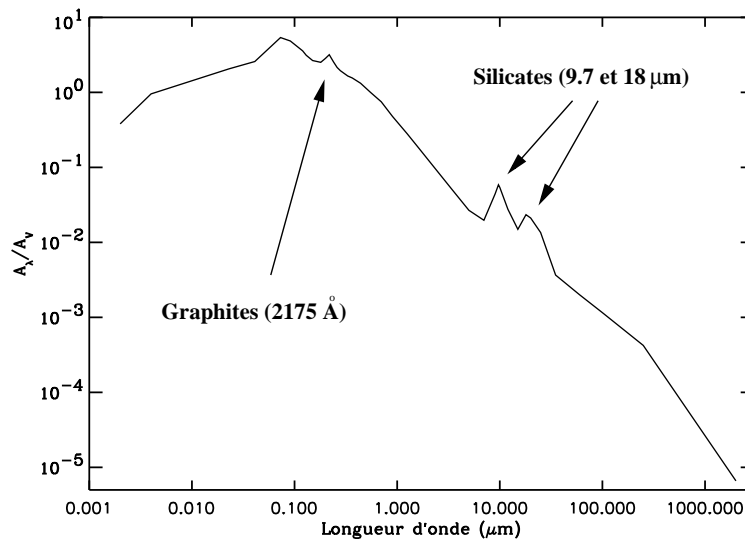


FIG. 4.1 – Loi d'extinction moyenne du milieu interstellaire de la Galaxie (Mathis 1990). On notera la décroissance rapide de la fonction A_λ au-delà de $1 \mu\text{m}$, ainsi que la présence de certains maxima locaux dans l'UV et l'infrarouge moyen, probablement dus aux graphites et aux grains de silicates.

plus efficaces. Ce comportement de la fonction A_λ a par exemple une conséquence capitale pour l'observation de l'Univers distant dans le visible, puisque ce sont les photons UV émis dans le référentiel des galaxies à haut redshift et rougis par l'expansion cosmologique qui sont alors détectés dans la fenêtre optique. Comme nous le verrons un peu plus loin au cours de ce chapitre, l'importance de la poussière dans l'Univers lointain peut donc entraîner des biais de sélection non négligeables dans les relevés profonds effectués à ces longueurs d'onde.

Au-delà de $5 \mu\text{m}$, on peut voir que l'importance des effets d'extinction commence à chuter considérablement. Cette décroissance de la fonction A_λ permet d'utiliser l'infrarouge et le domaine radio pour aller sonder des environnements enfouis sous d'importantes colonnes de gaz et de poussières, complètement opaques aux rayonnements UV et optiques alors absorbés par plusieurs dizaines de magnitudes. Des études concernant ce type de milieu seront abordées plus en détail dans les sections suivantes. On notera enfin sur la figure 4.1 la présence de maxima locaux à 2175 \AA , $9.7 \mu\text{m}$ et $18 \mu\text{m}$. L'origine du premier reste encore assez débattue, mais on l'attribue généralement à la résonance de la forme graphite du carbone. Quant aux deux autres, on pense qu'ils sont dus à la présence des grains de silicates.

Une bonne illustration du comportement sélectif de l'extinction avec la longueur d'onde peut être par exemple obtenue grâce aux observations de la source VV 114. Ce système que nous avons déjà présenté au chapitre 1 est composé de deux spirales en interaction, alignées selon une direction Est-Ouest, et dénommées VV 114E / VV 114W par commodité. Comme le montre la figure 4.2, la galaxie VV 114E est à peine détectée dans la bande B ($\lambda \sim 0.44 \mu\text{m}$) mais semble progressivement se dévoiler à mesure que la longueur d'onde augmente. Au final, elle vient révéler une structure à deux pics d'émission particulièrement intenses et qui domine complètement la luminosité spécifique du système en infrarouge proche (Knop et al. 1994; Doyon et al. 1995). Cette variation du flux de VV 114E présente un surprenant contraste avec l'émission de la deuxième composante qui apparaît en effet plus brillante dans le domaine visible que dans les bandes J, H et K. Comme l'ont également montré nos données ISOCAM

(voir chapitre 1), ces observations optique et infrarouge proche de VV 114 suggèrent donc la présence, dans la galaxie Est, d'une forte concentration de poussières responsables des effets d'extinction très marqués aux courtes longueurs d'onde. Et c'est précisément cette même composante de poussières, chauffée par le rayonnement UV incident, qui perd progressivement son rôle d'absorbant au-delà de $2\ \mu\text{m}$, pour devenir la principale source d'émission du système en infrarouge moyen (Le Floc'h et al. 2002a) et en submillimétrique (Frayer et al. 1999).

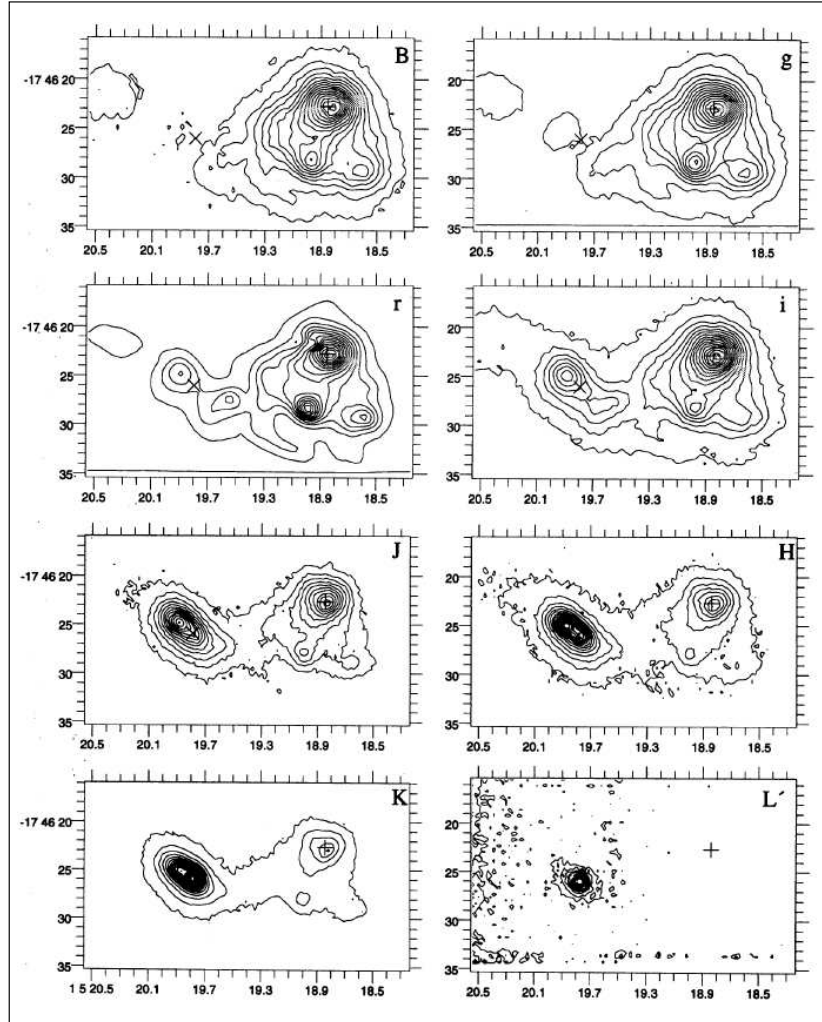


FIG. 4.2 – Illustration du comportement décroissant de l'extinction avec la longueur d'onde, dans le cas de la galaxie Est du système en interaction VV 114 (Knop et al. 1994). De haut en bas et de gauche à droite, les longueurs d'onde de chaque image sont respectivement $0.44\ \mu\text{m}$ (bande B), $0.49\ \mu\text{m}$ (bande g), $0.65\ \mu\text{m}$ (bande r), $0.82\ \mu\text{m}$ (bande i), $1.27\ \mu\text{m}$ (bande J), $1.64\ \mu\text{m}$ (bande H), $2.20\ \mu\text{m}$ (bande K) et $3.70\ \mu\text{m}$ (bande L').

De manière générale, la décroissance de la fonction A_λ avec la longueur d'onde entraîne donc un rougissement relatif de l'émission des objets obscurcis par la poussière. Dans une galaxie, cet effet peut être relativement localisé si l'extinction ne concerne qu'une région isolée, mais il peut également affecter sa luminosité globale si l'absorption par les poussières devient prépondérante. C'est par exemple le cas d'une partie des EROs (pour "*Extremely Red Objects*", définis comme ayant une couleur $R - K \geq 6$, Graham & Dey 1996). Certaines de ces galaxies

distantes connaissent en effet des épisodes de flambée de formation stellaire très actifs, dans des milieux très poussiéreux. Leur couleur rouge est donc une conséquence non pas de la présence d’une population d’étoiles vieilles sous-jacente comme dans le cas des galaxies elliptiques observées à haut redshift, mais d’une extinction sélective de leur émission globale en fonction de la longueur d’onde.

4.2 Effets d’extinction aux courtes longueurs d’onde

4.2.1 L’estimation de l’extinction à partir de l’UV et de l’optique est-elle toujours fiable ?

Comme nous venons de le constater, la présence de poussières dans les galaxies peut donc affecter de manière très critique certaines de leurs propriétés observées dans l’UV et dans l’optique. Serait-il néanmoins possible de quantifier directement à partir de ces longueurs d’onde l’importance des effets d’extinction, et d’estimer les réelles caractéristiques physiques de ces objets sans devoir systématiquement sonder dans l’infrarouge la quantité de rayonnement absorbé ?

Mesure d’extinction par décrétement de Balmer

Pour estimer l’extinction d’une région de formation d’étoiles ou d’une galaxie donnée à partir du domaine optique, la méthode la plus couramment utilisée consiste à mesurer le flux de ses raies de Balmer en émission, et à comparer les rapports observés entre ces flux avec ceux théoriquement prévus dans le cas d’un gaz ionisé suivant les conditions standards observées dans les galaxies non affectées par la poussière (Osterbrock 1989). Cette méthode s’avère assez fiable dans les environnements où l’absorption reste modérée (par exemple, dans le cas des galaxies spirales présentant une activité de formation stellaire relativement modeste). Par contre, elle ne semble plus applicable dans le cas des galaxies lumineuses (Cardiel et al. 2003, mais voir Pozzi et al. 2003 pour des arguments contraires) qui émettent la plus grosse fraction de leur luminosité bolométrique dans le domaine infrarouge (i.e., $L_{\text{IR}} \geq 10^{11} L_{\odot}$). Dans ces objets, les effets d’extinction sont si importants que le rayonnement provenant du cœur des régions les plus enfouies se trouve intégralement absorbé par les poussières. L’émission détectée aux longueurs d’onde visibles ne trace alors que le rayonnement émis à la périphérie de ces sites d’activité, là où l’absorption est moins importante. Une correction d’extinction ne fait donc que sous-estimer le flux total absorbé par les grains.

Une complication supplémentaire provient également du fait que ces mêmes raies de Balmer possèdent bien souvent une seconde composante en absorption, d’origine purement stellaire. Il peut donc s’avérer assez difficile de mesurer proprement le flux d’une raie en émission si la contamination par l’absorption sous-jacente n’est pas correctement prise en compte (Hammer et al. 2001).

Notons enfin que cette méthode, simplement basée sur le calcul du décrétement d’un rapport entre deux flux, peut aussi être utilisée avec des raies provenant d’autres séries comme celles de Brackett ou de Paschen (e.g., Alonso-Herrero et al. 2000; Vanzì et al. 2000). Ces dernières, observées entre autres dans le proche infrarouge, présentent d’ailleurs l’avantage d’être moins affectées par l’extinction que les raies détectées dans le visible.

Mesure d'extinction par la pente du continuum UV

Pour estimer les effets d'extinction à plus courtes longueurs d'onde, une autre méthode consiste également à mesurer la pente du continuum UV observé autour de 1500 \AA , qui semble en effet corrélée avec l'excès d'émission infrarouge détectée par rapport au flux émis dans l'ultraviolet (e.g., Meurer et al. 1995). Cette approche a été couramment utilisée jusqu'à présent, notamment pour l'analyse des relevés profonds conduits dans le visible (Meurer et al. 1999) où les observations obtenues nous renseignent alors directement sur la distribution spectrale d'énergie UV des objets distants.

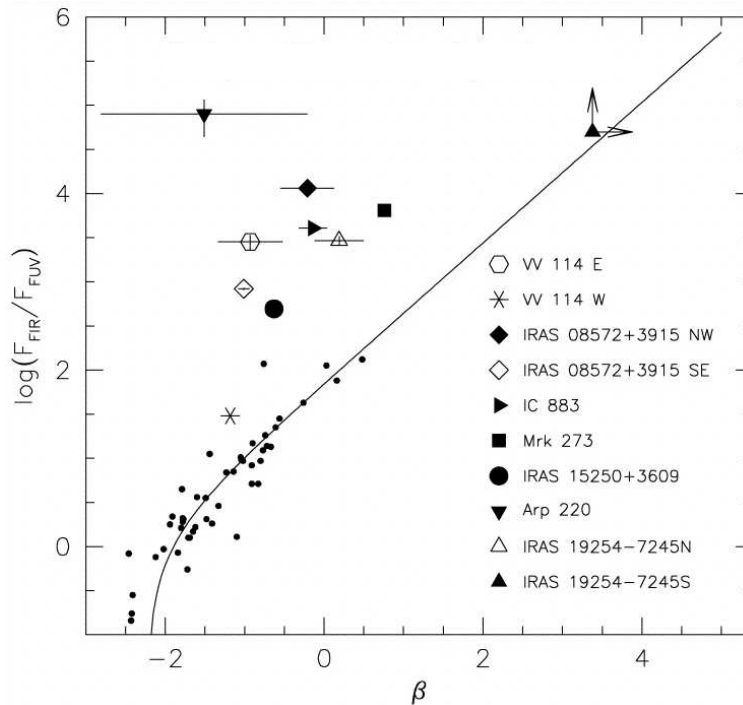


FIG. 4.3 – Excès infrarouge ($\log[F_{\text{IR}}/F_{\text{UV}}]$) en fonction de la pente spectrale β du continuum UV (Goldader et al. 2002), pour des galaxies sélectionnées dans l'infrarouge lointain (voir légende) et pour les galaxies à formation d'étoiles de l'échantillon de Meurer et al. 1995 (points). La ligne continue représente un ajustement de ce dernier échantillon dans l'hypothèse d'une distribution de poussières sous forme d'écran uniforme.

Cependant, il semblerait que cette relation entre l'extinction et la pente UV ne soit en fait établie que pour une catégorie particulière de galaxies présentant des taux de formation d'étoiles assez modérés, et pour lesquelles les phénomènes d'extinction par la poussière restent relativement faibles. Récemment, Goldader et al. (2002) ont en effet montré que cette corrélation n'était plus vérifiée pour des objets sélectionnés à partir des catalogues IRAS. Leur résultat est illustré sur la figure 4.3, qui montre comment les galaxies de leur échantillon présentent clairement un excès d'émission infrarouge par rapport à ce que l'on pourrait prévoir à partir de la relation proposée par Meurer et al. (1995).

La mesure d'extinction à partir du continuum UV n'est donc visiblement pas applicable dans le cas des LIRGs et des ULIRGs, dominées par des milieux très riches en poussières.

Qualitativement, la raison de cet écart à la loi de Meurer et al. (1995) est sans doute liée au fait que les régions responsables respectivement du continuum UV et de l’émission infrarouge de ces objets sont *spatialement décorrélées*. Dans la section suivante, l’analyse de deux exemples concrets, basée sur la comparaison entre des images UV et nos données ISOCAM, va nous permettre d’illustrer cette hypothèse et de mieux comprendre l’origine de la disparation de la corrélation “IR/UV – pente UV” dans le cas des galaxies lumineuses en infrarouge.

4.2.2 Deux cas extrêmes : Arp 299 et VV 114

Reprenons tout d’abord le cas du système en interaction Arp 299, et analysons plus particulièrement la source B1 de la galaxie NGC 3690 (composante Ouest de Arp 299) dont nous avons déjà discuté au chapitre précédent. Comme l’ont montré nos données ISOCAM ainsi que les observations à plus haute résolution spatiale obtenues par Soifer et al. (2001) à $12.5 \mu\text{m}$ avec l’instrument MIRLIN des télescopes Keck, cette source B1 semble responsable d’une très grosse fraction du rayonnement total émis par le système en infrarouge moyen. Ceci suggère donc la présence d’une importante quantité de poussières dans cette région d’ailleurs caractérisée par une activité de formation stellaire extrêmement intense et qui pourrait également abriter la présence d’un noyau actif enfoui (voir chapitre précédent). On notera aussi que B1 est très clairement détectée aux longueurs d’onde optique (e.g., Malkan et al. 1998) et infrarouge proche (Lai et al. 1999; Alonso-Herrero et al. 2000).

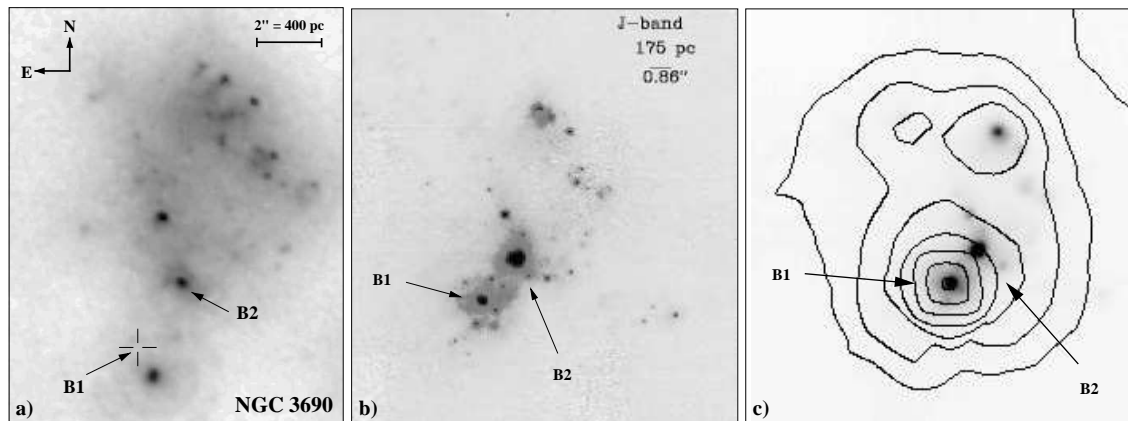


FIG. 4.4 – La galaxie NGC 3690 (composante Ouest du système en interaction Arp 299), à différentes longueurs d’onde. *a*) Image UV obtenue avec l’instrument FOC du Télescope Spatial (Meurer et al. 1995). *b*) Image en bande J ($\lambda \sim 1.2 \mu\text{m}$) obtenue avec la caméra NICMOS (Alonso-Herrero et al. 2000). *c*) Même image, superposée avec les contours de nos données ISOCAM à $7 \mu\text{m}$. On remarquera que le maximum de l’émission infrarouge (source B1) ne possède pas de contrepartie en ultraviolet.

Cependant, une analyse minutieuse de l’image UV à 220 nm obtenue par Meurer et al. (1995) avec l’instrument FOC (“*Faint Object Camera*”) du Télescope Spatial nous révèle que cette source ne possède visiblement aucune contrepartie en ultraviolet (voir figure 4.4). On en déduit que la concentration de poussières dans cet environnement est si importante que le rayonnement incident émis par B1 à ces longueurs d’onde est presque totalement absorbé par les grains, pour être réémis dans l’infrarouge. L’émission UV de la galaxie NGC 3690

provient donc essentiellement des autres sources ponctuelles détectées dans l'image FOC ainsi que d'une autre composante plus diffuse et plus étendue. Il semble alors difficile d'imaginer une quelconque corrélation entre la pente UV de la distribution spectrale d'énergie totale du système et son excès infrarouge, puisque les deux types d'émission censés corrélérer proviennent de régions physiquement distinctes à l'intérieur du système.

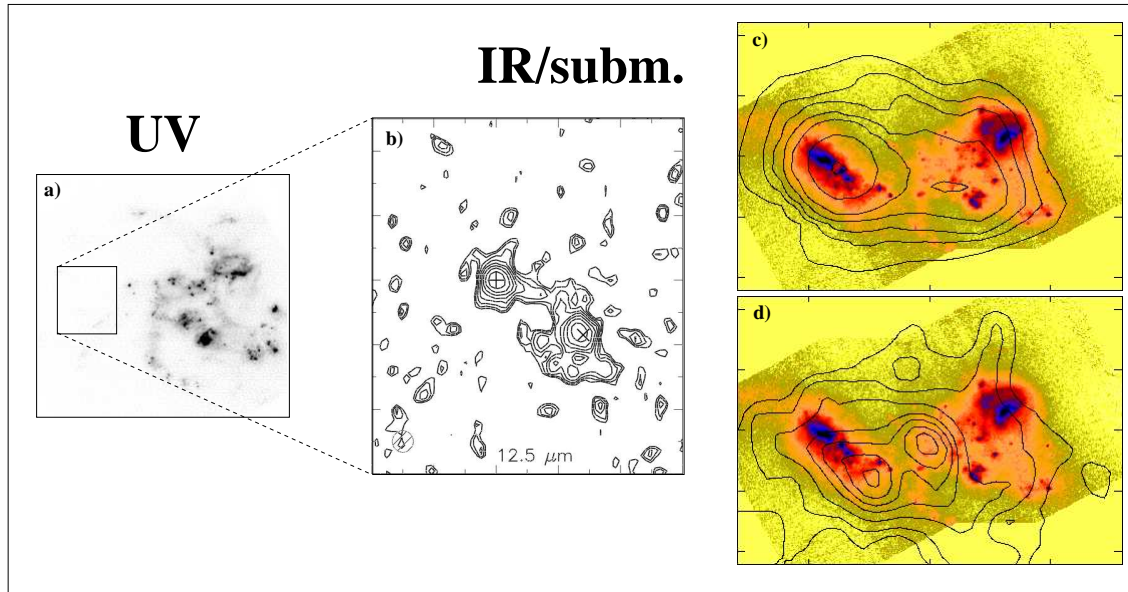


FIG. 4.5 – Le système en interaction VV 114, à différentes longueurs d'onde. *a)* Image UV obtenue avec la caméra STIS du Télescope Spatial (Goldader et al. 2002). *b)* Image infrarouge à haute résolution angulaire, obtenue à $12.5 \mu\text{m}$ avec l'instrument MIRLIN du Keck (Soifer et al. 2001). *c)* Observations à $1.1 \mu\text{m}$ avec la caméra NICMOS du Télescope Spatial (image en niveaux de gris, Scoville et al. 2000), superposée aux contours de nos données ISOCAM à $15 \mu\text{m}$ (Le Floch et al. 2002a). *d)* Même image qu'en *c)*, mais superposée aux contours de l'émission submillimétrique à $450 \mu\text{m}$ (Frayser et al. 1999). À nouveau, on notera que la plupart de la luminosité bolométrique de VV 114 provient de la galaxie Est, qui n'est pas détectée en ultraviolet.

Dans le cas de VV 114, la situation est encore plus spectaculaire. Nos observations ISOCAM entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ (Le Floch et al. 2002a), les images à haute résolution spatiale prises à $12.5 \mu\text{m}$ par Soifer et al. (2001), et les données obtenues avec la caméra de bolomètres SCUBA dans le submillimétrique (Frayser et al. 1999) montrent en effet que la majorité de l'émission bolométrique de cet objet semble être rayonnée entre $8 \mu\text{m}$ et $1000 \mu\text{m}$ par la galaxie Est du système (VV 114E). Ces résultats suggèrent donc une extinction très importante dans cette dernière composante (voir aussi figure 4.2). L'image UV qui a été obtenue avec le Télescope Spatial (Goldader et al. 2002) confirme cette analyse de manière assez étonnante (voir figure 4.5). Aucun rayonnement ultraviolet n'est en effet détecté en provenance de la source VV 114E. Ceci traduit donc la présence d'une grande quantité de poussières responsables de l'absorption du flux UV émis non seulement dans la partie centrale de la galaxie mais également sur toute l'étendue du disque.

Implication pour les relevés profonds optiques

Le contraste entre les propriétés physiques des deux galaxies impliquées dans le système en interaction VV114 est véritablement remarquable. Contrairement à la composante Est (VV114E) dont l’émission UV est complètement absorbée par la poussière, la galaxie Ouest (VV114W) présente des couleurs très bleues et n’est pratiquement pas affectée par les phénomènes d’extinction (Knop et al. 1994; Doyon et al. 1995). Elle est d’ailleurs très nettement détectée dans l’image UV prise par le Télescope Spatial (Goldader et al. 2002, voir également la figure 4.5).

En tenant compte de l’effet cosmologique du décalage des longueurs d’onde vers le rouge, on peut facilement montrer qu’une telle source de rayonnement ultraviolet serait observable jusqu’à de très hauts redshifts par les télescopes optiques actuels (Goldader et al. 2002). Placée à $z = 3$, VV114W aurait en effet l’apparence d’une galaxie typique de celles observées en optique dans l’Univers distant, sans que l’on puisse se douter de la présence de sa compagne VV114E pourtant responsable de la plus grosse fraction de la luminosité bolométrique du système. Ce type d’exemple nous permet donc de mieux comprendre les dangers liés aux relevés profonds effectués dans le visible, où les biais vers les galaxies peu éteintes peuvent être ainsi vraiment conséquents. Les récents sondages en infrarouge moyen ont d’ailleurs mis en évidence l’importance des LIRGs à grandes distances (e.g., Elbaz et al. 2002a). Même si des objets comme VV114 restent assez exotiques dans l’Univers proche, des cas similaires pourraient donc être plus répandus à haut redshift, à des époques où les interactions entre galaxies étaient beaucoup plus fréquentes qu’aujourd’hui (Le Fèvre et al. 2000). À ce propos également, nous mentionnerons que des associations entre une source rougie par la poussière et une deuxième composante plus bleue ont déjà été observées dans l’Univers distant, en étudiant par exemple des contreparties de galaxies SCUBA (Ivison et al. 2001).

En conclusion, il semble donc qu’une estimation correcte de l’extinction dans une galaxie à partir de l’UV ou de l’optique ne soit possible uniquement dans le cas des objets relativement peu obscurcis. Dans les milieux très poussiéreux, les rayonnements provenant des régions les plus enfouies sont presque intégralement absorbés, et le flux UV/optique de ces objets est alors dominé par l’émission des régions les plus périphériques et donc les moins éteintes. On comprendra alors le rôle crucial des observations aux autres longueurs d’onde (e.g., X, infrarouge, radio), moins biaisées par les effets d’extinction, pour l’étude des environnements où la présence de poussières a des conséquences aussi importantes que dans les exemples que nous venons de décrire dans cette section.

4.3 Mesure d’extinction en infrarouge moyen

La forte décroissance de l’extinction avec la longueur d’onde permet d’utiliser les observations en infrarouge pour scruter des régions extrêmement denses et enfouies derrière d’importantes quantités de gaz et de poussières. Nous allons voir maintenant comment une estimation de l’extinction dans de tels environnements peut être obtenue à partir de leur spectre observé autour de $10 \mu\text{m}$, et comment ces mesures se comparent à celles déduites des méthodes plus classiques mentionnées précédemment.

4.3.1 Lois d'extinction

Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, les lois d'extinction varient d'un environnement à l'autre, en fonction des propriétés physiques des grains de poussières présents dans chaque milieu considéré. Nous avons déjà présenté, à la section 4.1, la courbe d'extinction moyenne de la Galaxie d'après Mathis (1990). Nous mentionnons ici, à titre de comparaison, d'autres lois comme celle proposée par Li & Draine (2001), celle déduite des observations du Centre Galactique (Lutz 1999), ou encore celle obtenue à partir des observations de galaxies infrarouges locales (Dudley & Wynn-Williams 1997). Nous avons reproduit sur la figure 4.6 le comportement de ces diverses courbes d'extinction entre $1\ \mu\text{m}$ à $30\ \mu\text{m}$. D'un point de vue qualitatif, elles sont relativement similaires, mais des différences notoires sont cependant visibles au niveau des deux bandes de silicates à $9.7\ \mu\text{m}$ et $18\ \mu\text{m}$. Entre $4\ \mu\text{m}$ et $8\ \mu\text{m}$, les observations du Centre Galactique suggèrent également une extinction plus importante (Lutz 1999). Nous verrons un peu plus loin, de manière plus concrète, comment se manifestent les effets d'extinction sur les spectres observés en infrarouge moyen, et notamment comment ces écarts entre les différentes lois peuvent avoir des conséquences importantes sur la détermination de certaines propriétés physiques des galaxies lumineuses.

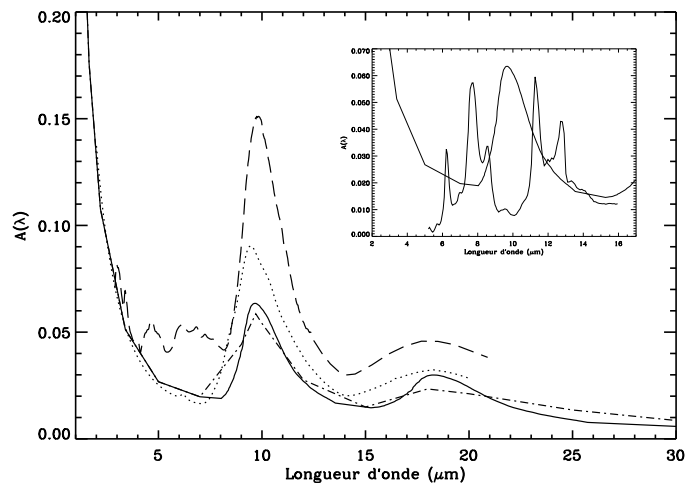


FIG. 4.6 – Courbes d'extinction de Dudley & Wynn-Williams (1997, ligne continue), Li & Draine (2001, ligne pointillée), Lutz (1999, tirets), et Mathis (1990, tirets-pointillés) entre $1\ \mu\text{m}$ et $30\ \mu\text{m}$. En encart, le spectre typique d'une région de formation d'étoiles (trait fin), superposé à la loi d'extinction de Dudley & Wynn-Williams (1997) en unité arbitraire (trait épais). On notera que les bandes à $8.6\ \mu\text{m}$ et $11.3\ \mu\text{m}$ sont plus sensibles à l'extinction des silicates que les autres UIBs (voir la section 4.3.4).

4.3.2 Géométrie du milieu absorbant

Le traitement quantitatif des effets d'extinction dans un milieu donné nécessite en principe une prise en compte rigoureuse des lois du transfert de rayonnement. Ce type d'approche dépasse le cadre de notre étude. Nous nous contenterons ici des méthodes plus classiques, en considérant d'une part une première population de sources à l'origine du rayonnement incident, et d'autre part une deuxième composante responsable de son absorption. Nous négligerons de

plus la réémission de cette composante absorbante aux longueurs d’onde considérées.

Dans ce cas de figure, l’émission finalement observée ne dépend alors que du flux émis à l’origine, du niveau d’extinction A_V , de la loi A_λ/A_V caractéristique de la composante absorbante, ainsi que de sa distribution spatiale par rapport aux sources d’émission. Cependant, ce dernier paramètre reste bien souvent inaccessible aux observations. On doit donc émettre certaines hypothèses volontairement grossières quant à la géométrie du milieu absorbant. Généralement, celles-ci se résument à deux cas extrêmes : le modèle d’écran et le modèle mixte.

Dans le cas de la géométrie dite du “modèle d’écran” (encore appelée “géométrie parallèle”), l’extinction du rayonnement incident est produite par une distribution uniforme de poussières situées sur la ligne de visée de l’observateur, *en avant-plan de l’ensemble des sources d’émission*. Celles-ci se trouvent alors affectées par une même et unique densité de colonne, fixée par les caractéristiques physiques de la composante absorbante. Concrètement, cette hypothèse peut s’appliquer par exemple aux galaxies spirales observées par la tranche, où des bandes de poussières froides situées dans la périphérie du disque absorbent le rayonnement des régions centrales. En fonction de la longueur d’onde λ , on mesure alors le flux sortant $F_{\lambda,sor.}$ à partir du flux incident $F_{\lambda,inc.}$ par la relation : $F_{\lambda,sor.} = F_{\lambda,inc.} \times \exp^{-\tau_\lambda}$ ($\tau_\lambda = A_\lambda/A_V \times A_V/1.086$, avec A_V l’extinction et A_λ/A_V la loi considérée).

Dans d’autres situations, comme pour certaines régions isolées et particulièrement compactes, la composante absorbante coexiste de manière plus ou moins homogène avec les sources émettrices au sein d’un même milieu, et l’hypothèse du modèle d’écran n’est plus applicable. En infrarouge moyen par exemple, l’émission observée peut provenir de grains de poussières chaudes susceptibles d’être également responsables de l’extinction. Les deux composantes émettrice et absorbante ne forment alors qu’une seule et même entité physique.

En considérant ce mélange entre les deux populations, on parle alors de “modèle mixte”. Dans ce cas de figure, chaque source de rayonnement est affectée par une densité de colonne qui dépend de sa position relative par rapport à l’ensemble des autres sources d’émission et à la distribution globale de la composante absorbante. Dans l’hypothèse d’un mélange purement homogène et en utilisant les mêmes notations que précédemment, le flux sortant $F_{\lambda,sor.}$ suit alors la relation : $F_{\lambda,sor.} = F_{\lambda,inc.} \times (1 - \exp^{-\tau_\lambda})/\tau_\lambda$, $\tau_\lambda = A_\lambda/1.086$.

4.3.3 Comparaison des deux hypothèses

En choisissant arbitrairement un spectre incident constant (i.e., $F_{\lambda,inc.} = 1$), et en se fixant une loi A_λ/A_V donnée, nous avons comparé entre $1 \mu\text{m}$ et $30 \mu\text{m}$ les flux sortants que l’on obtiendrait après extinction, suivant chacune des deux géométries décrites précédemment (modèle d’écran et modèle mixte). Les résultats que nous avons obtenus sont reportés sur la figure 4.7, pour différentes magnitudes d’extinction dans le cas de la loi de Dudley & Wynn-Williams (1997). D’un point de vue purement qualitatif, la forme globale des spectres observés pour des extinctions allant jusqu’à plusieurs dizaines de magnitudes reste plus ou moins indépendante de la géométrie choisie. Mais on constate que pour une valeur A_V fixée, le flux sortant est cependant plus important dans le cas du modèle mixte. Selon cette géométrie en effet, les sources d’émission les plus proches de l’observateur ne sont pas autant affectées par l’extinction que celles situées dans les couches les plus profondes. Contrairement à l’hypothèse du modèle d’écran où toutes les sources de rayonnement subissent l’effet d’une même densité de colonne, l’émission en surface dans le cas du modèle mixte contribue donc à donner un flux

sortant plus important.

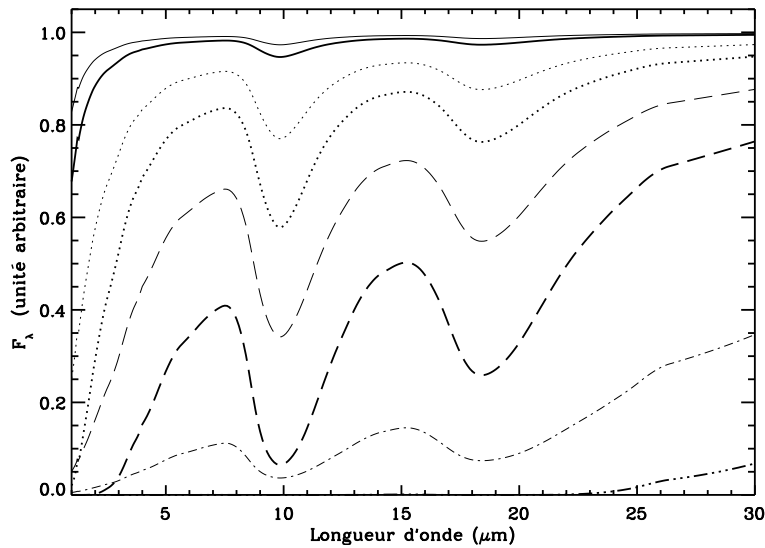


FIG. 4.7 – Comparaison des effets d’extinction sur un spectre plat ($F_{\lambda, inc.} = 1$) dans le cadre du modèle d’écran (trait épais) et du modèle mixte (trait fin), pour des valeurs A_V de 1 mag (ligne continue), 10 mag (ligne pointillée), 50 mag (tirets) et 500 mag (ligne trait-pointillée). La loi utilisée est celle de Dudley & Wynn-Williams (1997).

Réciproquement, le comportement similaire des effets observés suivant chacune des deux hypothèses quant à la géométrie du milieu absorbant entraîne la présence d’une potentielle dégénérescence lors de la détermination d’une extinction dans un spectre observé donné. Par exemple, un A_V de 20 magnitudes dans l’hypothèse du modèle d’écran peut être parfaitement imité par une extinction de 45 mag dans le cadre du modèle mixte (voir figure 4.8, tirets et pointillés). Lors de l’interprétation de nos résultats sur l’extinction mesurée en infrarouge moyen, il conviendra donc de bien préciser les hypothèses de départ quant à la géométrie considérée.

Malgré ces similarités entre les deux hypothèses, on notera cependant qu’aux très fortes extinctions, le comportement asymptotique des effets caractéristiques du modèle d’écran se distingue relativement bien de celui observé dans le cadre du modèle mixte (voir figure 4.8). Dans le premier cas en effet, l’extinction reste toujours très fortement marquée au niveau des deux bandes de silicates à 9.7 μm et 18 μm , et atteint très rapidement un régime de “saturation” autour de ces deux longueurs d’onde. Dans le cadre du modèle mixte en revanche, les très fortes extinctions ont plutôt tendance à lisser le spectre initial de manière plus ou moins uniforme sur une grande plage spectrale. Nous verrons plus loin (voir page 71 et figure 4.12) un cas particulier où ces différences concrètes peuvent être mis à profit pour favoriser l’une ou l’autre des deux géométries, et ainsi mieux contraindre l’origine et la distribution de la composante responsable de l’extinction.

4.3.4 Extinction par les silicates : méthode de mesure

Comme nous venons de le constater, les effets du rougissement en infrarouge moyen sont sensiblement plus prononcés dans les bandes d’absorption des silicates à 9.7 μm et 18 μm (voir

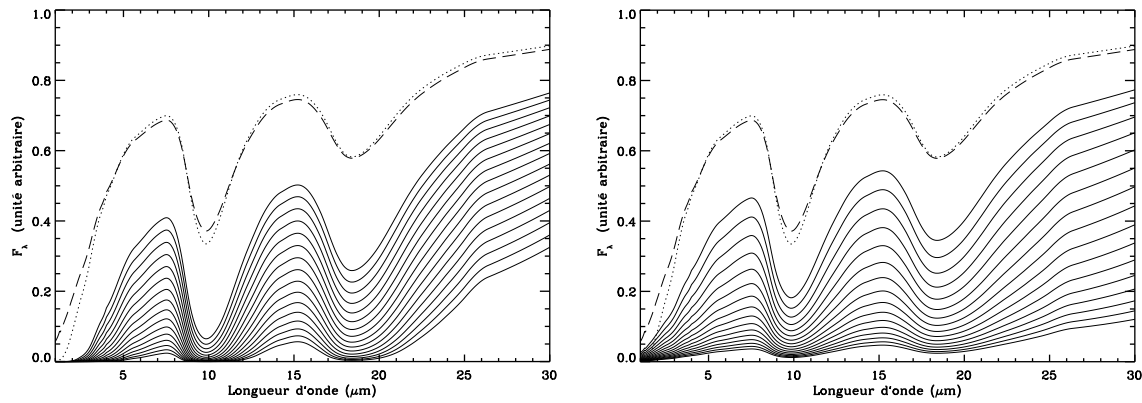


FIG. 4.8 – Extinction d’un spectre plat ($F_{\lambda,inc.} = 1$) pour des valeurs A_V variant logarithmiquement de 50 à 210 mag dans le cadre du modèle d’écran (traits pleins, figure de gauche), et de 100 à 1540 mag pour le modèle mixte (traits pleins, figure de droite). La loi utilisée est celle de Dudley & Wynn-Williams (1997). Dans les deux cas, on a également représenté le spectre initial rougi par 20 mag d’extinction avec le modèle d’écran (pointillés) et 45 mag avec le modèle mixte (tirets).

figures 4.7 et 4.8). C’est donc principalement autour de ces deux longueurs d’onde qu’une estimation quantitative de l’extinction pourra être obtenue avec la plus grande précision. En raison de la couverture spectrale de nos observations ISOCAM entre $5 \mu\text{m}$ et $16.3 \mu\text{m}$, nous allons d’ailleurs restreindre dès maintenant notre analyse à ce plus petit domaine de fréquences, et nous concentrer plus particulièrement sur l’extinction mesurée grâce à la bande à $9.7 \mu\text{m}$.

Extinction mesurée sur un spectre de type “continuum”

Prenons tout d’abord le cas d’une émission de type “continuum”, due par exemple à la composante VSG d’une région HII ou à un tore de poussières autour d’un noyau actif. Comme l’illustre la figure 4.9.a, la présence d’un élément absorbant le rayonnement d’une telle source a pour effet de creuser une importante dépression autour de $10 \mu\text{m}$ dans la première bande des silicates. Dans le cas des très fortes extinctions, on peut même noter un léger fléchissement du spectre observé aux grandes longueurs d’onde à l’extrémité de notre domaine spectral, et provoqué par la proximité de la deuxième bande à $18 \mu\text{m}$.

Cependant, les effets d’extinction sont beaucoup moins importants en dehors de ces deux fenêtres particulières, et la forme initiale du continuum est relativement bien conservée d’une part en-dessous de $8 \mu\text{m}$, et d’autre part entre $14 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$. En pratique, cette dernière caractéristique permet de retrouver la distribution spectrale d’énergie intrinsèque à la source d’émission, en ajustant par exemple une loi de puissance ou une loi de type “corps noir” au continuum détecté en dehors des deux bandes de silicates. Une estimation du niveau d’extinction peut être alors obtenue en “rougissant” cette loi de manière à reproduire le spectre initialement observé.

Illustrons cette méthode dans le cas du noyau actif de la galaxie NGC 1068. Le spectre de cet AGN est en effet caractérisé par une absence marquée des bandes UIBs (voir aussi chapitre 2) et apparaît fortement dominé par la présence d’un continuum croissant sur tout le domaine de longueurs d’onde entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$. Comme le montre la figure 4.9.b, nous avons

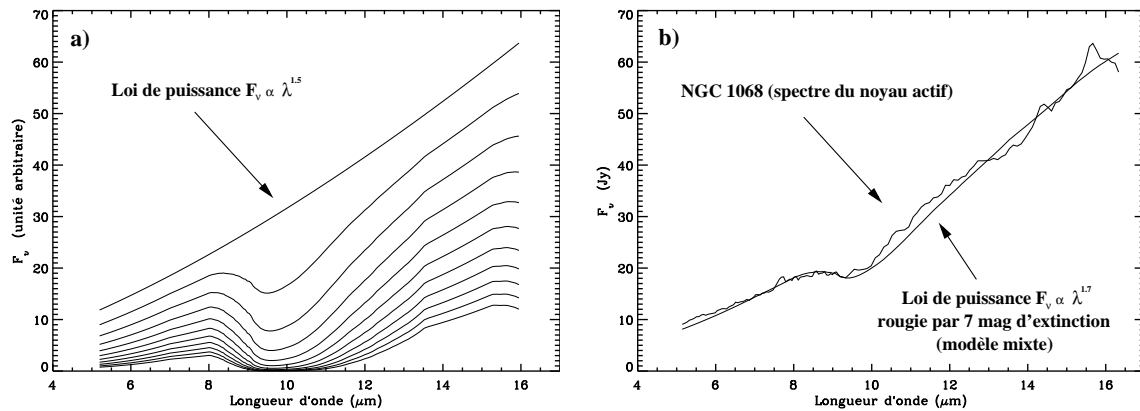


FIG. 4.9 – *a*) Continuum modélisé par une loi de puissance $F_\nu \sim \lambda^{1.5}$, progressivement rougi par des extinctions A_V variant linéairement de 0 à 50 mag avec un modèle d'écran. *b*) Spectre du noyau actif de NGC 1068 entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ (trait épais, Le Floc'h et al. 2001), ajusté par une loi de puissance $F_\nu \sim \lambda^{1.7}$ rougi avec une extinction $A_V \sim 7$ mag dans le cas du modèle mixte (trait fin). Dans les deux cas, la loi utilisée est celle de Dudley & Wynn-Williams (1997).

pu ajuster ce continuum à l'aide d'une loi de puissance $F_\nu \sim \lambda^{1.7}$ rougi par une extinction $A_V \sim 7$ mag dans le cadre du modèle mixte et la loi de Dudley & Wynn-Williams (1997). Nous reviendrons, en fin de chapitre, sur l'interprétation physique de ce résultat dans le cadre d'une discussion générale sur les extinctions mesurées en infrarouge moyen.

Extinction mesurée dans un spectre dominé par les bandes UIBs

Étudions maintenant le cas d'une émission de type "UIBs" comme celle observée en direction des régions de photo-dissociation. La quasi-universalité de ce type d'émission aux échelles spatiales considérées ici dans notre étude semble aujourd'hui relativement bien établie (Dale et al. 2001; Roussel et al. 2001a, mais voir Boulade et al. 1996 pour certaines divergences). La SED des régions PDRs non affectées par une extinction des poussières (par exemple : NGC 7023, Cesarsky et al. 1996c ; M 51 (disque), Laurent 1999) peut donc être considérée comme une bonne représentation du spectre intrinsèque de ces bandes non identifiées. Et dans ce cas, une estimation de l'extinction dans les milieux PDRs absorbés peut être obtenue par la même méthode que celle exposée précédemment, en "rougissant" progressivement le spectre canonique des UIBs de manière à reproduire la SED observée.

On notera que la bande spectrale correspondant à l'absorption des silicates autour de $10 \mu\text{m}$ coïncide cependant avec un minimum d'émission des UIBs situé entre les raies à $8.6 \mu\text{m}$ et $11.3 \mu\text{m}$ (voir encart à la figure 4.6). Cette caractéristique est intrinsèque à la SED des UIBs indépendamment de tout effet d'extinction. Comme l'ont fait remarquer à juste titre Förster Schreiber et al. (2003), sa présence dans les spectres de galaxies peut donc être faussement interprétée comme la conséquence d'un important rougissement, surtout dans le cas d'un faible rapport signal à bruit autour de $10 \mu\text{m}$. Il peut alors apparaître dangeureux de vouloir estimer une extinction sur la seule base de la forme du continuum autour de cette longueur d'onde. Une détermination plus sûre sera par exemple obtenue en analysant l'importance relative des bandes à $8.6 \mu\text{m}$ et $11.3 \mu\text{m}$, plus absorbées que celles à 6.2 , 7.7 et $12.7 \mu\text{m}$ (voir figure 4.10).

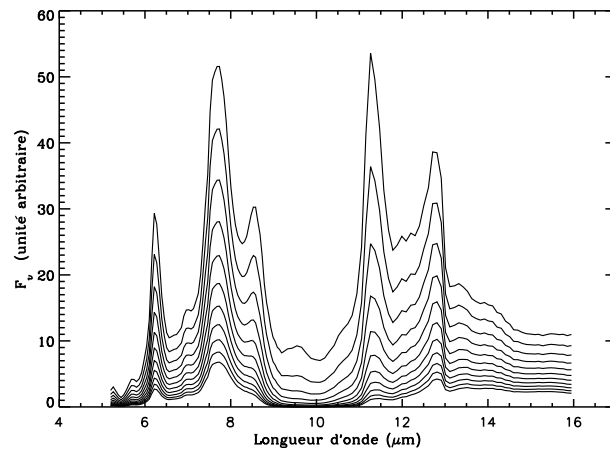


FIG. 4.10 – Le spectre le plus intense en terme de flux représente une SED typique des bandes UIBs, comme celle observée dans le disque de la galaxie M 51 (Laurent 1999). Les autres courbes correspondent au spectre observé après rougissement, suivant des extinctions A_V variant linéairement de 0 à 50 mag avec un modèle d’écran et la loi de Dudley & Wynn-Williams (1997). On notera que les bandes à $8.6 \mu\text{m}$ et $11.3 \mu\text{m}$ sont plus affectées par l’absorption des silicates que les autres UIBs.

Extinctions mesurées dans un spectre composite

Comme nous l’avons déjà mentionné dans les chapitres précédents, les spectres de galaxies actives que nous avons obtenus avec la caméra ISOCAM résultent en fait de la combinaison de différents types d’émission observés en infrarouge moyen, à savoir les bandes UIBs, les continums dûs aux VSGs ou à la présence éventuelle de noyaux actifs, sans oublier la contribution des raies ioniques. En effet, la distance de nos objets et la résolution angulaire de nos données ne permettent généralement pas de séparer spatialement les différentes sources responsables de chacune de ces composantes. La difficulté de l’analyse spectrale dans ce cas de figure repose alors essentiellement sur certaines hypothèses que l’on doit émettre quant à la décomposition des spectres observés. Par exemple, la forme intrinsèque (i.e., avant extinction) du continuum sous-jacent peut être particulièrement difficile à estimer en présence de bandes UIBs proéminentes.

Une méthode possible consiste à créer une bibliothèque de spectres théoriques, simulés à partir des deux principales composantes (i.e., UIBs et continuum) en faisant varier (i) leur proportion relative au flux total, (ii) l’extinction globale, et (iii) la SED intrinsèque du continuum (celle des UIBs étant supposée universelle et représentée par exemple par la SED observée dans le disque de la galaxie M 51). Un test de χ^2 comparant ces spectres synthétiques avec le spectre que l’on désire analyser permet alors de sélectionner le meilleur ajustement et d’en déduire la décomposition la plus adéquate ainsi qu’une estimation de la valeur de l’extinction.

De manière générale, l’expérience montre que la forme intrinsèque du continuum peut être relativement bien modélisée par une loi de puissance ou une loi de corps noir (même si cette dernière représentation n’a qu’un sens physique assez limité dans le cas des VSGs qui ne sont pas en équilibre thermique). Mais elle est susceptible de varier d’un environnement à l’autre et ne peut donc pas être considérée comme canonique à l’instar du spectre “UIBs”. Au chapitre précédent, nous avons vu en effet que les spectres caractérisant les régions HII et les AGNs

présentent des différences sensibles au niveau de leur pente entre $5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$. Ceci explique donc que la SED du continuum sous-jacent soit volontairement laissée en paramètre libre dans l’approche proposée ci-dessus.

Quant aux raies ioniques, leur contribution peut varier d’un milieu à l’autre en fonction de nombreux paramètres comme la dureté du champ de radiation environnant. On s’affranchit alors de leur influence qu’on ne peut contrôler en évitant, dans le calcul du χ^2 , les domaines de longueurs d’onde où sont observées les principales d’entre elles dans nos spectres CVF (i.e., [ArII] à $6.99\ \mu\text{m}$, [NeII] à $12.8\ \mu\text{m}$ et [NeIII] à $15.6\ \mu\text{m}$).

4.3.5 Application à quelques cas concrets

Extinction globale

Afin d’illustrer la méthode décrite à la section précédente, nous allons tout d’abord analyser le spectre infrarouge moyen de la galaxie M 82. Considérée comme un prototype des sources à flambées de formation stellaire, cet objet est en effet un exemple typique de galaxie présentant dans ses régions centrales une émission des bandes UIBs superposée à un fort continuum dû aux très petits grains (Laurent 1999; Förster Schreiber et al. 2003). La comparaison de sa distribution spectrale d’énergie avec notre bibliothèque de spectres simulés nous a permis d’obtenir un ajustement optimal dans le cas d’une composante VSG modélisée par un corps noir de $200\ \text{K}$ contribuant à 40% de l’émission totale entre $5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$, et pour une extinction globale des deux composantes (UIBs + continuum) d’environ 10 mag dans le cadre du modèle d’écran et la loi de Dudley & Wynn-Williams (1997).

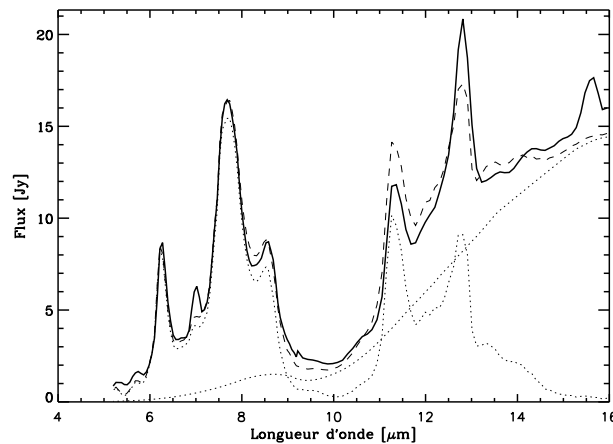


FIG. 4.11 – Le spectre de la région nucléaire de M 82 entre $5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$ (ligne continue), superposé au meilleur ajustement (tirets) obtenu à l’aide d’une émission de type “UIBs” et d’un corps noir de $200\ \text{K}$ contribuant pour 40% de l’énergie totale sur le domaine spectral considéré (lignes pointillées). L’extinction globale est de 10 mag pour un modèle d’écran et la loi de Dudley & Wynn-Williams (1997).

La décomposition que nous avons obtenue est illustrée sur la figure 4.11. Comme l’on pouvait s’y attendre, notre ajustement présente des écarts significatifs par rapport au spectre observé autour de $7\ \mu\text{m}$, $12.8\ \mu\text{m}$ et $15.6\ \mu\text{m}$, en raison de la présence des raies ioniques de Néon

et d’Argon dont nous n’avons pas tenu compte dans nos simulations. Mais l’on note également une sur-estimation non négligeable du flux au niveau de l’UIB à $11.3 \mu\text{m}$. Cette différence pourrait provenir d’une contribution trop importante du continuum dans notre spectre simulé, mais elle pourrait également trouver son origine au niveau des légères variations “bandes à bandes” parfois observées dans le spectre des régions PDRs.

Mentionnons finalement que notre décomposition est en relativement bon accord avec les résultats de Förster Schreiber et al. (2003), qui ont déduit à partir d’une hypothèse différente sur la forme du continuum des VSGs une extinction globale de ~ 5 mag avec un modèle d’écran et la loi de Lutz (1999).

Extinction sélective

Jusqu’à présent, nous avons considéré qu’une extinction unique affectait à la fois le continuum provenant de l’émission des très petits grains et le spectre canonique des UIBs. Ce genre d’hypothèse s’applique parfaitement bien dans le cadre de la géométrie du modèle d’écran si l’élément absorbant est situé en avant-plan de l’ensemble des sources d’émission et affecte ainsi les deux composantes “UIBs” et “continuum” avec la même densité de colonne.

Dans d’autres situations cependant, ces deux types d’émission peuvent aussi bien provenir de régions complètement distinctes, et être ainsi soumis à des effets d’extinction très différents, indépendamment de la géométrie du milieu absorbant. On peut s’en rendre compte de manière qualitative en observant par exemple le spectre de la source A du système en interaction Arp 299, présenté à la figure 4.12. On y note en effet une émission relativement conséquente à $15 \mu\text{m}$, avec cependant une saturation de l’absorption dans la bande des silicates à $9.7 \mu\text{m}$. Cette forme de SED implique généralement des extinctions de plusieurs dizaines de magnitudes dans le continuum. Mais on remarque également une contribution prononcée des UIBs, dont la forme globale devrait pourtant être beaucoup plus lissée si elles étaient autant obscurcies que les très petits grains (voir figure 4.10). Cette présence marquée des bandes non identifiées, et plus particulièrement la détection significative de la raie à $11.3 \mu\text{m}$ si proche de la bande des silicates, laisse donc supposer que l’extinction de cette composante “UIBs” est en fait beaucoup plus faible que celle du continuum des VSGs, et qu’il est alors nécessaire de considérer des valeurs A_V différentes en fonction du type d’émission considéré.

D’un point de vue plus quantitatif, cette dernière remarque semble d’ailleurs trouver appui dans le fait que la librairie des SEDs précédemment créées pour étudier la galaxie M 82 ne nous a pas permis d’obtenir un ajustement satisfaisant dans le cas de la source A du système Arp 299. Pour traiter proprement ce problème d’extinction sélective, nous avons donc complété notre bibliothèque de spectres simulés en appliquant cette fois-ci deux niveaux de rougissement indépendants dans la composante des bandes et celle du continuum (voir également Tran et al. 2001). Dans le cas des différentes sources de Arp 299, cette nouvelle approche nous a permis d’obtenir des ajustements beaucoup plus réalistes que ceux que nous aurions déduits dans l’hypothèse d’une extinction uniforme. Nos résultats, illustrés sur la figure 4.12, seront discutés plus en détail à la section 4.4.

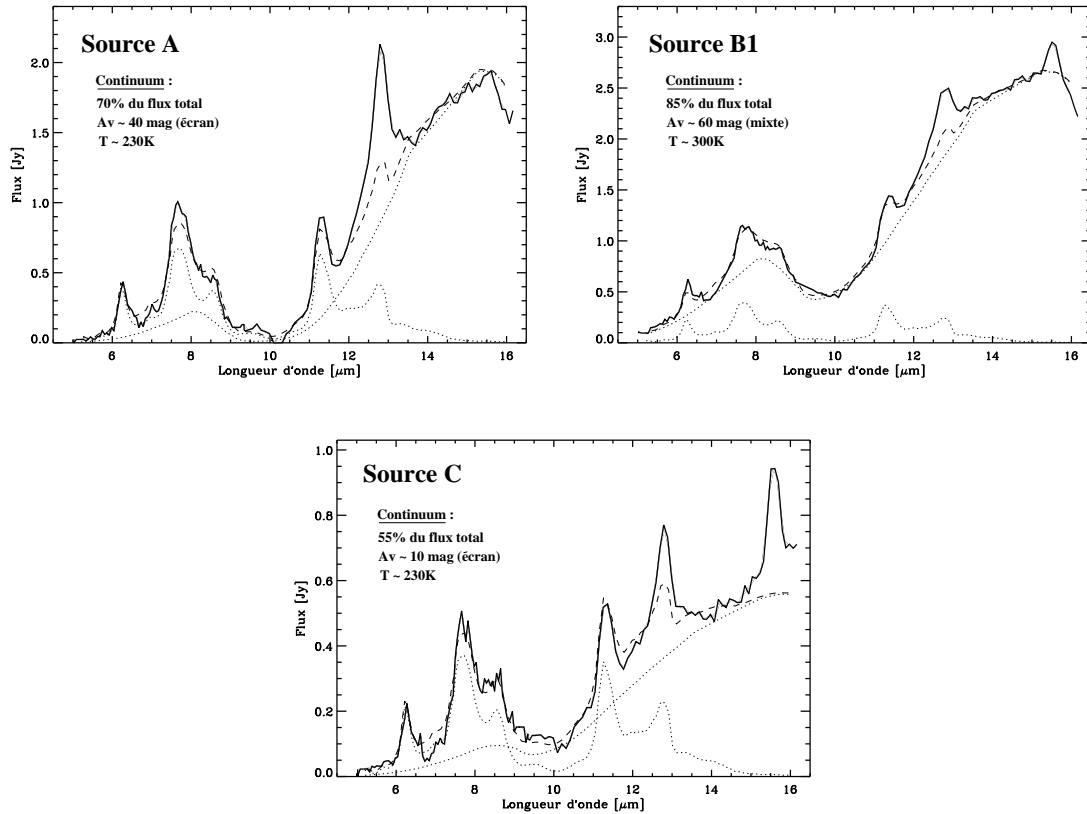


FIG. 4.12 – Les spectres des principales sources de Arp 299 entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ (lignes continues), superposés aux meilleurs ajustements (tirets) obtenus à l'aide d'un continuum plus ou moins éteint et d'une émission de type "UIBs" (lignes pointillées). L'extinction de cette dernière composante a été négligée. Les valeurs A_V obtenues pour le rougissement du continuum sont respectivement indiquées dans chaque cas. La loi utilisée est celle de Dudley & Wynn-Williams (1997).

Dégénérescence liée à l'incertitude sur la géométrie de l'absorbant

Comme nous l'avons déjà remarqué grâce aux figures 4.7 et 4.8, des effets d'extinction similaires sur le domaine spectral $5\text{--}16 \mu\text{m}$ peuvent conduire – jusqu'à une certaine limite – à des valeurs A_V bien différentes selon que l'on se place dans le cadre du modèle d'écran ou du modèle mixte. Pour la méthode de décomposition des spectres ISOCAM mentionnée précédemment, ceci conduit donc à la présence d'une potentielle dégénérescence liée à l'incertitude sur la géométrie du milieu absorbant.

Ce type de dégénérescence est illustré sur la figure 4.13. Celle-ci montre en effet comment le spectre $5\text{--}16 \mu\text{m}$ de la source C' de Arp 299 peut être ajusté aussi bien dans l'hypothèse du modèle d'écran que celle du modèle mixte, mais avec une décomposition "UIBs + continuum" et des valeurs d'extinction bien différentes dans les deux cas. À ces longueurs d'onde, il convient donc de bien prendre en compte l'influence cruciale de la géométrie choisie pour quantifier les phénomènes d'extinction observés (on notera toutefois que la proportion relative de chaque composante au flux total entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ est quasiment indépendante de l'hypothèse établie).

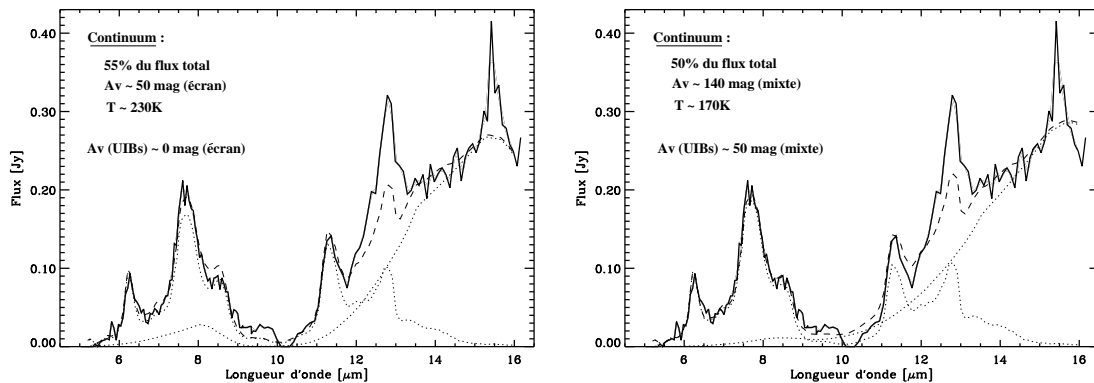


FIG. 4.13 – Le spectre de la source C' de Arp 299 entre $5 \mu\text{m}$ et $16 \mu\text{m}$ (ligne continue) superposé au meilleur ajustement obtenu dans le cas du modèle d'écran (à gauche) et du modèle mixte (à droite). La loi d'extinction et la légende utilisées sont similaires à celles de la figure 4.12. On notera la dégénérescence de la décomposition entre les deux modèles, et les différences observées entre les extinctions et la forme du continuum sous-jacent.

Cette dégénérescence peut être cependant levée dans le cas des très fortes extinctions, où les effets globaux du modèle d'écran et du modèle mixte deviennent sensiblement différents (voir figure 4.8). Dans le cas de la source B1 de Arp 299 par exemple, seule l'hypothèse du modèle mixte nous a permis d'obtenir un ajustement satisfaisant (voir figure 4.12), contrairement aux cas des autres sources du système pour lesquelles des décompositions fiables ont pu être effectuées indifféremment avec l'une ou l'autre des deux géométries.

Influence de la loi d'extinction

Le choix de la loi d'extinction peut être également crucial pour estimer quantitativement le rougissement d'un spectre donné (que ce soit en infrarouge moyen ou aux autres longueurs d'onde). Pour l'analyse des spectres ISOCAM présentés plus haut, nous n'avons considéré jusqu'à présent que la loi de Dudley & Wynn-Williams (1997). Celle-ci a été en effet déduite de l'observation des bandes de silicates dans certaines galaxies infrarouges, et s'applique donc parfaitement bien à nos objets étudiés ici.

Il faut cependant noter que les autres lois couramment utilisées (e.g., Mathis 1990; Lutz 1999; Li & Draine 2001) conduisent également à de très bons ajustements des spectres que nous avons observés (au moins jusqu'à $14 \mu\text{m}$), avec des décompositions "bandes + continuum" et des valeurs d'extinction comparables à celles obtenues dans le cas de la loi de Dudley & Wynn-Williams (1997). Ce n'est qu'au-delà de $\sim 14 \mu\text{m}$, et dans le cas des très forts rougissements, que des différences notoires peuvent être observées entre les effets produits par les diverses lois, notamment dans la façon de traiter la partie "courtes longueurs d'onde" de la deuxième absorption par les silicates à $18 \mu\text{m}$ (voir figure 4.14). Pour ces cas particuliers, la loi de Dudley & Wynn-Williams (1997) paraît alors la plus appropriée, puisqu'elle seule semble permettre une reproduction fidèle de la forme globale de nos spectres à l'extrémité des CVFs (i.e., entre $14 \mu\text{m}$ et $16.3 \mu\text{m}$).

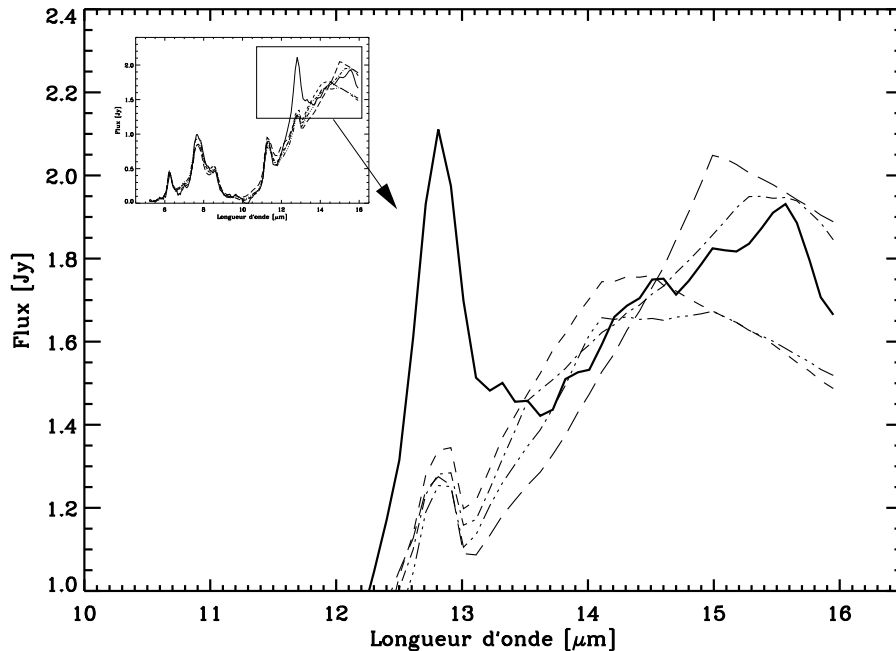


FIG. 4.14 – Comparaison des meilleurs ajustements obtenus pour le spectre ISOCAM de la source A du système Arp 299 (ligne continue) dans le cadre du modèle d'écran et les lois de Mathis (1990, grands tirets), Lutz (1999, petits tirets), Dudley & Wynn-Williams (1997, tirets-pointillés) et Li & Draine (2001, pointillés-tirets-pointillés).

Choix de la forme du continuum

Pour clore cette section, nous mentionnerons enfin une incertitude supplémentaire liée aux différents formalismes généralement utilisés pour simuler l'émission du continuum des VSGs ou d'un AGN. Cette émission peut être en effet reproduite à l'aide de différentes fonctions comme les lois de puissance ou les lois de corps noir (voir également page 66). Mais le choix de ces diverses représentations est en fait assez arbitraire. Dans le cas des régions HII par exemple, les grains responsables du continuum sont chauffés transitoirement par les photons UV et n'atteignent jamais un équilibre thermique. La modélisation du continuum par une loi de corps noir à température unique, pourtant efficace sur le plan pratique, n'a donc pas trop de réalité physique dans ce cas précis.

En ce qui concerne l'étude de nos spectres CVFs, il semble de plus que le rapport signal à bruit ne soit pas suffisamment élevé pour permettre de réellement contraindre le type de formalisme caractérisant au mieux la forme intrinsèque du continuum (la seule hypothèse solide concerne sa continuité croissante avec la longueur d'onde, ce qui permet d'ailleurs une estimation crédible de l'extinction via la dépression mesurée dans la bande des silicates). Aussi, les ajustements des continums que nous avons obtenus précédemment ne doivent être interprétés, de façon absolue, qu'avec beaucoup de prudence. Des comparaisons qualitatives entre les différentes décompositions observées peuvent par exemple nous renseigner sur les variations des conditions physiques d'un environnement à l'autre, mais beaucoup plus difficilement sur la physique même des processus d'émission à l'œuvre dans ces milieux (voir discussion ci-après).

Face à l’impossibilité de justifier l’origine physique d’un type de fonction donné plutôt qu’un autre, notons que certains auteurs ont préféré revenir à des représentations formelles toutes simples, comme des lois de puissance modifiées du type $F_\nu \propto (\lambda_{\mu\text{m}} - 8.5)^{1.5}$ pour $\lambda_{\mu\text{m}} \geq 8.5$ et $F_\nu = 0$ pour $\lambda_{\mu\text{m}} \leq 8.5$ (Sturm et al. 2000). Ce genre de formalisme a déjà permis d’obtenir de très bons ajustements aux spectres de certaines galaxies observées en infrarouge moyen comme M82 (Förster Schreiber et al. 2003). Dans le cas de la galaxie naine SBS 0335-052, il semble par contre qu’on aît pu exclure un ajustement du continuum par une pure loi de puissance, au profit d’un corps noir modifié par une loi d’émissivité (Thuan et al. 1999). Ce genre d’analyse nécessite cependant un fort signal sur bruit sur tout le domaine spectral du CVF.

4.4 Discussion

Comme nous l’avons déjà souligné à plusieurs reprises au cours de ce chapitre, la décroissance de l’extinction avec la longueur d’onde permet aux observations infrarouges de mettre en évidence des environnements enfouis sous d’importantes colonnes de gaz, et difficilement observables – ou parfois même complètement invisibles – à travers la fenêtre optique.

Lorsque plusieurs estimations peuvent être obtenues à partir de différents domaines spectraux pour une même région donnée, on constate d’ailleurs que les extinctions mesurées sont plus élevées à mesure que la longueur d’onde augmente. Dans le cas du système en interaction Arp 299 par exemple, les extinctions que nous avons estimées grâce à l’analyse de nos spectres ISOCAM atteignent souvent l’équivalent optique de plusieurs dizaines de magnitudes pour la composante du continuum (voir figure 4.12), alors que les mesures effectuées en optique et en infrarouge proche pour les mêmes sources conduisent à des estimations sensiblement plus faibles (Alonso-Herrero et al. 2000). Ce manque apparent de cohérence entre les diverses mesures s’explique par le fait que des milieux très différents sont observés à chaque longueur d’onde, et que l’émission détectée en infrarouge provient de sources de rayonnement plus enfouies, et donc plus absorbées, que celles révélées par l’optique. Ce genre de propriété n’est d’ailleurs pas observé uniquement dans les galaxies lumineuses. Des mesures d’extinction croissantes avec la longueur d’onde ont en effet été obtenues pour des cas moins extrêmes comme la galaxie naine SBS 0335-052 (Thuan et al. 1999; Vanzi et al. 2000).

Les décompositions des spectres ISOCAM que nous avons obtenues précédemment nous ont également permis de déduire, en plus des mesures d’extinction, des informations supplémentaires sur la forme sous-jacente de l’émission “continuum” et sur la proportion relative des bandes non identifiées par rapport à la contribution des VSGs ou des poussières chaudes présentes dans l’environnement des AGNs. Dans le cas d’un ajustement de cette composante “continuum” par une loi de corps noir, nous avons également mentionné qu’il convenait de rester assez prudent dans l’interprétation physique de la température obtenue, dans la mesure où les VSGs ne sont généralement pas en équilibre thermique (voir remarque à la section précédente). Cependant, nous allons voir que des comparaisons qualitatives entre ces différentes décompositions peuvent apporter certaines informations bien réelles sur les conditions physiques des milieux observés. Prenons à titre d’exemple le cas de la source B1 du système en interaction Arp 299. Son spectre entre $5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$ se distingue très nettement de celui des autres sources (voir figures 4.12 et 4.13). Comme l’indiquent de manière quantitative les décompositions que nous avons obtenues, sa température caractéristique est en effet plus importante que celle des autres spectres, et la contribution apparente de ses bandes UIBs est

également beaucoup plus faible. Cette température plus élevée traduit en fait un changement global de la pente du continuum entre $5\ \mu\text{m}$ et $16\ \mu\text{m}$, qui apparaît moins prononcée dans le cas de B1 que dans les autres sources. Aux courtes longueurs d’onde du CVF ($5\ \mu\text{m} \leq \lambda \leq 6\ \mu\text{m}$), on constate d’ailleurs une émission relativement forte de ce continuum par rapport à sa valeur vers $15\ \mu\text{m}$. D’après Laurent et al. (2000), cette signature observationnelle pourrait trahir la présence d’un noyau actif où les poussières, cette fois-ci en équilibre thermique, seraient chauffées jusqu’à des limites proches de leur sublimation entre $\sim 1000\ \text{K}$ et $1500\ \text{K}$ (voir chapitre précédent). On voit donc que les variations de température mises en évidence par notre méthode de décomposition reflètent une réalité bien physique au sein des sources observées, qui se traduit alors par un changement de la forme sous-jacente du continuum de la SED observée en infrarouge moyen.

Nous terminerons ce chapitre sur les mesures d’extinction en infrarouge en soulignant l’importance qu’il peut y avoir, dans le cas de certains objets, à considérer des extinctions différentes suivant le type d’émission étudié (i.e., bande ou continuum, voir page 70 ; voir également Tran et al. 2001 pour une analyse similaire). Cette nécessité est essentiellement due à la dilution du signal observé dans le cas d’une galaxie donnée, la résolution angulaire de nos observations nous obligeant le plus souvent à intégrer l’émission d’un grand nombre de régions distinctes au sein d’un même objet. Le meilleur exemple concernant ce phénomène de dilution est à nouveau illustré dans le cas du système Arp 299. Les mesures d’extinction que nous avons obtenues pour la composante des bandes non identifiées sont en effet beaucoup plus faibles que les valeurs observées pour le continuum. Ceci laisse donc supposer que les UIBs sont émises à partir de régions diffuses et étendues, distribuées majoritairement en surface, alors que l’émission des VSGs provient probablement d’environnements plus compacts et extrêmement denses, tapis au cœur des principales sources du système. Cette hypothèse sur l’origine diffuse des bandes dans Arp 299 semble d’ailleurs soutenue par la présence de structures étendues filamenteuses qui ont été observées en optique et en infrarouge proche sur tout l’ensemble du système (Alonso-Herrero et al. 2000). Ces structures ont de plus été tracées par l’émission du gaz moléculaire (Sargent & Scoville 1991; Casoli et al. 1999) qui, de manière très générale, présente un bon accord avec la distribution des UIBs (voir chapitre 1).

Notons enfin que ces mêmes effets de dilution sont également responsables du spectre si peu absorbé que nous avons obtenu dans le cas de l’AGN de la galaxie NGC 1068, pourtant considérée comme un prototype des Seyferts 2 que l’on pense être associées à des noyaux actifs vus par la tranche et donc fortement obscurcis. Compte tenu de l’avantage de l’infrarouge moyen à sonder des régions particulièrement rougies, l’extinction que nous avons mesurée en direction de cet AGN à partir de notre spectre ISOCAM ($A_V \sim 7\ \text{mag}$) paraît en effet étonnamment faible comparée aux valeurs déduites de la spectro-polarimétrie en infrarouge proche ($A_V \geq 45\ \text{mag}$, Young et al. 1995) ou de l’imagerie polarimétrique à haute résolution spatiale en infrarouge moyen ($A_V \sim 20\text{--}40\ \text{mag}$, Lumsden et al. 1999). Ces variations s’expliquent en fait par les différentes résolutions spatiales explorées avec chacune des observations. Dans le cas de notre spectre ISOCAM par exemple, le flux détecté provient à 70% de l’émission de la poussière optiquement fine présente dans la BLR autour du noyau actif (Le Floch et al. 2001). La contribution du tore moléculaire, pourtant beaucoup plus affectée par l’extinction comme l’ont montré les images obtenues par Bock et al. (2000) autour de $10\ \mu\text{m}$, est alors complètement diluée par cette composante de la “*Broad Line Region*”. Ceci explique donc le faible rougissement mesuré à partir de nos données, comparé à celui obtenu par les autres observations à plus haute résolution angulaire.

Deuxième partie

Les sursauts gamma et la formation stellaire

Avant-propos

Le travail que nous avons effectué à partir des observations ISOCAM exposées dans la partie précédente nous a permis de mieux comprendre l'origine des différents biais qui ont affecté jusqu'à présent les relevés profonds dédiés à l'étude de l'Univers lointain.

Nous avons vu par exemple que les sondages effectués dans le domaine optique, et qui tracent par conséquent l'émission UV des objets distants, sont très dépendants des effets d'extinction par la poussière. En étudiant des systèmes en interaction comme VV 114 et Arp 299, tous deux caractérisés par des sources d'émission infrarouge extrêmement brillantes mais complètement éteintes en UV, nous avons d'ailleurs constaté que ces phénomènes de rougissement n'étaient pas toujours quantifiables à partir des observations aux longueurs d'onde du visible. En effet, même si les mesures de la pente du continuum UV ou des décrets entre certaines raies de recombinaison permettent d'estimer plutôt correctement le degré d'extinction dans le cas d'un rayonnement optiquement fin, ces techniques ne semblent en revanche plus applicables pour les environnements plus enfouis, où la quasi-intégralité de l'émission UV/optique peut être alors absorbée et ré-émise dans l'infrarouge thermique.

Les relevés effectués à plus grande longueur d'onde, quant à eux, présentent évidemment une importance capitale pour sonder l'activité de formation d'étoiles justement cachée par la poussière. Mais dans des domaines comme l'infrarouge moyen, nous avons également vu que la contribution des noyaux actifs au sein de leur galaxie-hôte devenait largement prépondérante en terme de luminosité. Ceci peut donc entraîner, précisément dans cette fenêtre spectrale, une vision fortement erronée de l'évolution des galaxies à haut redshift dans le cas d'une contamination par les AGNs non correctement prise en compte. D'autre part, il faut aussi noter que les sensibilités des instruments utilisés jusqu'à aujourd'hui pour conduire les sondages profonds en infrarouge moyen ou dans les domaines submillimétrique et radio n'ont permis de détecter, dans l'Univers distant (i.e., $z \geq 0.5$), que les plus lumineuses des galaxies¹. L'analyse de ces observations dans le cadre des modèles discutant de la contribution des différentes populations d'objets à ces longueurs d'onde requière alors une forte extrapolation de la fonction de luminosité infrarouge. On voit donc que les résultats obtenus à partir des relevés effectués dans ce domaine spectral peuvent eux aussi présenter certaines difficultés quant à leur intégration dans le contexte global de la cosmologie observationnelle.

Dans le but de contourner tous ces différents biais, nous nous sommes intéressés à une nouvelle approche a priori insensible aux effets d'extinction, et permettant de sélectionner des galaxies non pas en fonction de leur flux à une certaine longueur d'onde (comme c'est

¹À $z = 1$ par exemple, ISOCAM n'est sensible qu'aux objets caractérisés par une luminosité infrarouge $L_{\text{IR}} \sim 3 \times 10^{11} L_{\odot}$ (e.g., Elbaz et al. 2002a), alors que SCUBA ne détecte que les galaxies ultralumineuses ($L_{\text{IR}} \geq 10^{12} L_{\odot}$).

généralement le cas pour les relevés profonds), mais directement par leur taux de formation d'étoiles et indépendamment de la contribution d'autres éléments comme les noyaux actifs. Cette méthode est basée sur l'utilisation des sursauts gamma cosmologiques comme traceurs de la formation d'étoiles massives.

La discipline liée à la physique des sursauts gamma et l'utilisation de ces sources comme outils cosmologiques représentent un domaine très récent de l'astrophysique moderne. Dans un premier chapitre, je présenterai tout d'abord un bref aperçu historique des différentes étapes qui nous ont permis de mieux comprendre ces sursauts, depuis leur découverte à la fin des années 60 jusqu'aux premières détections de leurs contreparties à plus grande longueur d'onde. Je mentionnerai ensuite le modèle couramment accepté pour expliquer ces phénomènes particuliers, et les différents enjeux qu'ils représentent pour la cosmologie observationnelle. Dans un second chapitre, j'aborderai l'étude des caractéristiques de leurs galaxies-hôtes à partir d'observations multi-longueurs d'onde que nous avons effectuées en grande partie à l'Observatoire Européen Austral.

Chapitre 5

Les sursauts gamma et leur utilisation en cosmologie

5.1 Un peu d'histoire

Le temps de la découverte

La découverte des sursauts gamma reste sans aucun doute intimement liée aux activités de la guerre froide des années 60. En 1963 en effet, un traité interdisant les essais d'armes nucléaires sur terre, dans l'espace et sous les océans est signé par la quasi-totalité des pays de la planète. Dans l'inquiétude d'une éventuelle violation de cette loi par l'Union Soviétique ou la Chine, le Département de la Défense des Etats-Unis décide alors la mise en place d'un programme non classé, dans le but de surveiller le respect de l'accord précédemment signé. Une première génération de satellites Vela équipés de détecteurs sensibles aux rayons gamma, aux rayons X et aux neutrons, est conçue dans les laboratoires de Los Alamos au Nouveau-Mexique. Les premiers satellites seront lancés dès octobre 1963 par l'US Air Force : opérant deux par deux, ils sont placés en opposition sur des orbites circulaires, de manière à pouvoir surveiller en permanence la totalité de la surface terrestre et découvrir ainsi d'éventuelles expérimentations menées clandestinement. Capables de détecter les rayonnements durs qui se propageraient sans pouvoir être canalisés après l'explosion d'une bombe nucléaire, certains de leurs détecteurs sont même prévus pour pouvoir repérer des tests éventuellement conduits derrière des boucliers très épais ou derrière la face cachée de la Lune. Aucune opération non ratifiée susceptible d'envenimer les relations internationales ne sera constatée.

À partir de 1965, avec la mise en orbite des satellites Vela-3 plus sensibles et plus perfectionnés que leurs prédécesseurs, des émissions gamma (typiquement entre 100 keV et 1 MeV) relativement brèves sont cependant détectées de manière occasionnelle. Leurs durées sont de l'ordre de quelques secondes seulement, mais leur pic d'intensité particulièrement important atteint plusieurs centaines de photons par centimètre carré et par seconde. Leur signature spectrale n'est clairement pas celle d'une détonation nucléaire, et ils ne semblent pas être d'origine terrestre! ... Malheureusement, les détecteurs à cette époque ne sont pas encore assez développés pour permettre d'obtenir des informations plus précises sur ces émissions à haute énergie. Il faut donc attendre 1967 et le lancement des nouvelles générations de satellites Vela-4

et Vela-5 équipés d'instruments plus performants, pour pouvoir enfin résoudre temporellement les sursauts observés et déterminer grossièrement la provenance de ces sources d'émission sur le plan du ciel.

La première détection d'un évènement s'apparentant clairement à un sursaut gamma¹ remonte ainsi au 2 juillet 1967 (voir figure 5.1). L'annonce de cette découverte à la communauté scientifique n'est cependant pas faite de manière spontanée par les chercheurs de Los Alamos. Non pas que le Département de la Défense américaine cherche à cacher l'existence troublante de ces phénomènes, mais plutôt parce que plusieurs années de recherche et d'analyses poussées sur les données des satellites Vela seront nécessaires pour affirmer avec certitude l'existence de ces objets astrophysiques apparemment nouveaux. Ce n'est donc qu'en 1973 que paraît la première publication relatant la découverte de 16 sursauts gamma entre juillet 1969 et juillet 1972 (Klebesadel et al. 1973). De par leur distribution plus ou moins aléatoire sur le ciel et leurs détections simultanées par plusieurs satellites relativement distants les uns des autres, on comprend alors rapidement que ces évènements sont associés à des sources très éloignées de la Terre et du Système Solaire.

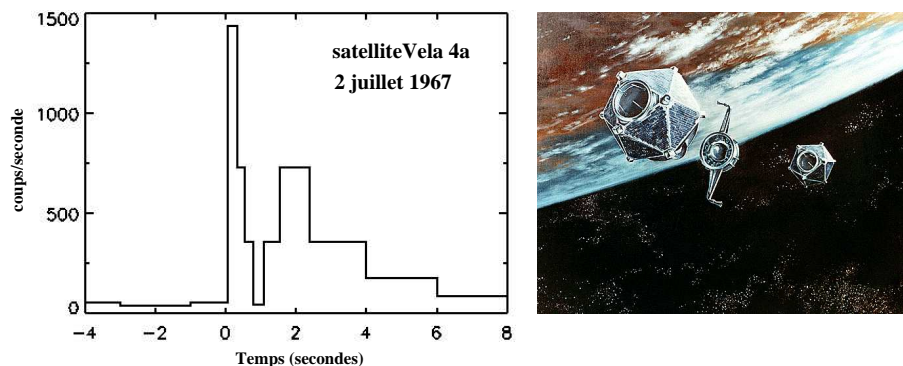


FIG. 5.1 – Le premier évènement clairement identifié comme un sursaut gamma, détecté en 1967 par une sonde Vela-4 (à gauche). Illustration de la séparation en orbite des Vela-5A et Vela-5B, nouvelle génération de satellites lancés à partir de 1969 (à droite). Crédits : “*High Energy Astrophysics Science Archive Research Center*”.

Deux ans à peine après l'annonce officielle de leur existence, plusieurs dizaines de modèles théoriques sont déjà proposés par la communauté pour expliquer ces curieux phénomènes. Ceux-ci vont alors longtemps constituer un réel casse-tête pour les astronomes. Pendant près de 30 ans, l'origine même de ces évènements va d'ailleurs demeurer un véritable mystère. Les boîtes d'erreurs associées aux détections des sursauts dans les énergies gamma atteignent en effet typiquement plusieurs degrés carrés sur le ciel, ce qui rend particulièrement difficile leur localisation et leur identification avec d'éventuelles contreparties aux autres longueurs d'onde. À partir des années 80, plusieurs instruments en orbite dans le Système Solaire et équipés de détecteurs gamma (parmi les plus récents : les sondes “*Ulysses*”, “*Pioneer Venus Orbiter*”, “*Mars Observer*”, ...) sont alors utilisés dans le cadre du réseau “*Interplanetary Network*” pour observer des sursauts de manière coordonnée et tenter de réduire les incertitudes sur leur position en utilisant les différences temporelles entre les détections de chaque satellite. Malheureusement, les incertitudes astrométriques obtenues restent toujours très importantes, et nos connaissances sur les GRBs ne progressent pas de manière significative.

¹ Par la suite, j'emploierai indifféremment la notion de “sursaut gamma” et l'acronyme “GRB” pour “*Gamma-Ray Burst*”, l'expression anglaise normalement employée pour désigner un tel évènement.

Les années BATSE (1991–2000)

En 1991, les Américains placent en orbite le “*Compton Gamma Ray Observatory*”, à bord duquel l'instrument BATSE (“*Burst and Transient Source Experiment*”) opérant entre 20 keV et 1 MeV va détecter, au cours des neuf années de la mission, plusieurs milliers de GRBs à raison d'environ un sursaut par jour ! Ces observations vont apporter de nouvelles informations véritablement cruciales sur les caractéristiques de ces phénomènes.

L'un des principaux résultats de la mission BATSE est d'avoir mis en évidence une bi-modalité dans la distribution des durées des sursauts gamma (Paciesas et al. 1999, voir aussi la figure 5.2.a). On retrouve d'ailleurs cette propriété dans la distribution de la dureté de leurs spectres (Kouveliotou et al. 1993). Ces résultats ont donc révélé l'existence de deux classes de GRBs, avec une première catégorie composée de sursauts dits “courts” caractérisés par un spectre dur et une durée piquant aux alentours de 0.1 s, et une seconde population d'événements comprenant des GRBs plus longs, avec des durées s'étalant typiquement sur plusieurs dizaines de secondes et caractérisés par un spectre plus mou.

De plus, la distribution spatiale des sursauts gamma détectés par BATSE apparaît remarquablement isotrope sur le plan du ciel (voir figure 5.2.b). Ce résultat a été considéré comme une des premières indications quant à l'origine extragalactique des GRBs, même si l'on ne pouvait rejeter à partir de cette simple distribution l'hypothèse d'une population de sursauts également localisée dans le halo de notre propre Galaxie.

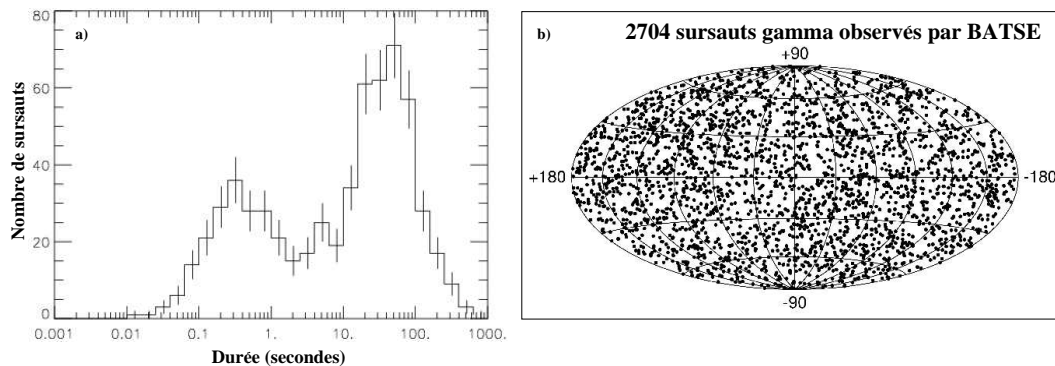


FIG. 5.2 – a) Histogramme des durées caractéristiques des quelques 2 700 GRBs détectés par l'instrument BATSE dans les années 90. On notera la bi-modalité clairement observée dans la distribution. b) Localisations en coordonnées galactiques de ces sursauts gamma. La répartition de leurs positions sur le ciel apparaît remarquablement isotrope. Crédits : “*National Space Science and Technology Center, NASA*”.

Enfin, les données de BATSE ont également montré que les sursauts gamma pouvaient présenter une diversité vraiment remarquable au niveau de leurs profils temporels. Certains GRBs apparaissent en effet structurés avec une succession de pics d'intensité bien séparés, alors que d'autres présentent plutôt des courbes de lumière relativement complexes (e.g., Paciasas et al. 1999). Malgré cette hétérogénéité, il semblerait cependant que chaque événement puisse être décomposé selon une série de profils élémentaires, caractérisés par un unique pic d'émission de forme plus ou moins asymétrique en fonction de la bande d'énergie considérée (Norris et al. 1996).

La révolution Beppo-SAX, l'ère des “afterglows” et l'apport d'HETE-2 (+ 1997)

Une percée cruciale dans l'observation des sursauts gamma a été finalement opérée en 1997 grâce au satellite italien Beppo-SAX. À la fois équipé de détecteurs X et d'une caméra gamma, ce satellite a en effet conduit le 28 février de cette même année à la détection de la première contrepartie X associée à un sursaut long (GRB 970228, Costa et al. 1997). Celle-ci a été observée sous la forme d'une émission transiente faiblissant très rapidement dans le temps (voir la figure 5.3.a). Sa localisation, obtenue avec une incertitude de seulement quelques arcmin², a cependant pu être transmise à la communauté scientifique suffisamment tôt pour permettre aux télescopes au sol de poursuivre la traque engagée. Quelques heures après la détection réalisée par Beppo-SAX, ces derniers ont alors mis en évidence une émission transiente optique qui coïncidait avec la position de la source X, relatant ainsi la toute première découverte d'une contrepartie d'un sursaut gamma aux longueurs d'onde du visible (van Paradijs et al. 1997, voir la figure 5.3.b). On notera que ces deux transients ainsi observés dans les X et le domaine optique ont quasiment disparu une semaine à peine après leur détection².

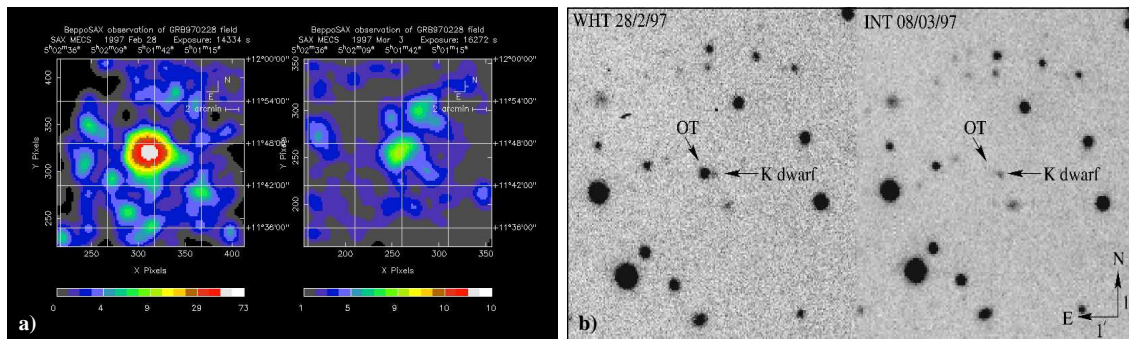


FIG. 5.3 – *a*) Détection de la première contrepartie X d'un sursaut long (GRB 970228) par le satellite Beppo-SAX (Costa et al. 1997). Les deux images ont été obtenues sur le même champ à trois jours d'intervalle seulement. *b*) Observations du premier transient optique (associé au même GRB 970228) détecté depuis le sol avec le “*William Herschel Telescope*” des Canaries (van Paradijs et al. 1997). Une semaine seulement sépare les deux clichés.

Le même type d'évènement s'est ensuite reproduit le 8 mai 1997 pour un autre GRB, conduisant non seulement à la détection d'une nouvelle émission transiente dans les X et le visible mais également à la découverte de la première contrepartie d'un sursaut aux longueurs d'onde radio à l'aide du VLA (Frail et al. 1997). De plus, la rapidité des opérations et la forte luminosité de la source optique au moment de sa détection ont cette fois-ci permis d'effectuer des observations spectroscopiques du transient. Celles-ci ont mis en évidence des systèmes de raies en absorption décalées vers le rouge (voir également la section 5.3.1 et la figure 5.5). Elles constitueront la preuve formelle de l'origine cosmologique des sursauts longs (Metzger et al. 1997).

Le satellite Beppo-SAX a cessé ses opérations de manière définitive en avril 2002. Dans sa chasse aux sursauts gamma, il a été relayé par la sonde HETE-2 mise en orbite à la fin de l'année 2000 et intégralement dédiée à l'observation de ces phénomènes. Ces deux missions

² Dans la littérature anglophone, on emploie alors le terme d’“*afterglow*” pour faire référence à ces sources transientes que l'on observe à la suite d'un GRB. Cette notion d’“*afterglow*” fait opposition à celle de l'émission dite “prompte” liée au sursaut gamma lui-même et qui ne dure au plus que quelques centaines de secondes.

ont jusqu'à présent permis le suivi d'une cinquantaine de transients à plus grandes longueurs d'onde. Il est important de retenir que ceux-ci appartiennent quasiment tous à la catégorie des GRBs longs, hormis quelques cas ambigus dont la durée se situe au niveau de la transition avec la classe des sursauts courts. Cette dernière population reste donc inexplorée à ce jour. Notons également que le satellite gamma INTEGRAL lancé à la fin 2002 a également permis la détection de plusieurs GRBs longs, mais aucun d'entre eux n'a encore donné lieu à l'observation d'une contrepartie transiente.

Nous terminerons cette description historique des principaux événements liés à la découverte des sursauts en mentionnant l'existence d'une catégorie particulière de GRBs caractérisés par une énergie de pic particulièrement basse (typiquement inférieure à 50 keV, contre une moyenne de 200 keV pour l'ensemble des GRBs). Ces phénomènes, communément appelés les “*X-Ray rich GRBs*” ou “*X-Ray Flashes*” (Heise et al. 2001), se distinguent en effet par une très faible émission gamma au-delà de 40 keV. Ils ont été mis en évidence par la satellite GINGA (Strohmayer et al. 1998), et sont maintenant couramment observés par HETE-2. On a pensé un moment qu'il s'agissait de GRBs placés à très haut redshift et subissant par conséquent un important décalage de leur pic d'émission vers des énergies plus basses. Leurs propriétés spectrales et temporelles semblent cependant en désaccord avec un telle interprétation. Aujourd'hui, ils sont plutôt considérés comme la preuve d'une distribution des énergies de pic beaucoup plus large que celle qu'avaient suggérée les données BATSE. En supposant une corrélation entre ces énergies spécifiques et les luminosités équivalentes isotropes des sursauts gamma (Amati et al. 2002), Barraud et al. (2003) suggèrent qu'ils pourraient correspondre à des phénomènes intrinsèquement moins lumineux et caractérisés par une émission moins “focalisée” que celles des GRBs classiques (voir ci-après).

5.2 Formation des sursauts gamma et de leurs transients

Nous présentons dans cette section une description *simplifiée* du scénario le plus couramment admis pour expliquer la formation des GRBs et l'émission de leurs transients. Cet exposé assez succinct est fortement inspiré de l'essai bien plus complet proposé par Daigne (2003). Pour plus de détails sur les progrès récemment effectués dans ce domaine, on pourra également se reporter aux revues de Mészáros (2002) et van Paradijs et al. (2000), ainsi qu'aux contributions de Pian (2001) et Hurley et al. (2003).

5.2.1 Quelques considérations sur les ingrédients de base ...

Tout modèle prétendant détailler la physique de ces phénomènes extrêmes doit d'abord tenir compte de leur nature cosmologique (du moins pour la classe des GRBs longs). Les redshifts des GRBs déterminés jusqu'à ce jour impliquent en effet des énergies pouvant flirter avec les 10^{54} erg en supposant un rayonnement isotrope. Et même si l'émission est en fait fortement focalisée comme on semble l'avoir observé dans plusieurs cas, elles restent toujours supérieures à quelques 10^{51} erg, soit l'équivalent de l'énergie cinétique totale d'une supernova, rayonnée uniquement dans une bande d'énergie entre 20 keV et 20 MeV.

De plus, les variabilités observées dans le profil temporel des sursauts gamma correspondent à des échelles de temps t_{var} de quelques millièmes de seconde seulement, ce qui implique donc une taille de la source de rayonnement $c \times t_{var}$ d'au plus quelques milliers de kilomètres

(c représentant la vitesse de la lumière dans le vide). À partir de cette dimension caractéristique et des énergies mentionnées plus haut, on peut alors montrer que l’opacité aux photons gamma devient extrêmement élevée dans le cas d’un objet au repos. Les spectres des GRBs, qui semblent plutôt suggérer des milieux optiquement fins, ne peuvent donc être expliqués que si la source d’émission se déplace à des vitesses relativistes caractérisées par des facteurs de Lorentz $\Gamma \geq 100$, beaucoup plus importants que ceux typiquement observés dans les blazars ou les microquasars. Les sursauts gamma sont ainsi associés aux flots de matière les plus rapides observés dans l’Univers.

Ce dernier argument amène tout naturellement au concept de la “boule de feu” (ou “*fireball*” dans la littérature anglophone), le modèle le plus répandu à l’heure actuelle pour décrire le phénomène de GRB. Si une importante quantité d’énergie est initialement injectée dans un volume très petit au repos, le milieu devient tout d’abord optiquement épais (voir remarque précédente) et subit une expansion adiabatique sphérique. On montre alors que l’éjecta relativiste traverse deux phases bien distinctes. La première, dominée par la radiation, est une phase d’accélération au cours de laquelle une partie de l’énergie interne de cet éjecta est convertie en énergie cinétique. La seconde, au contraire dominée par la matière qui poursuit son expansion, voit le facteur de Lorentz de la source en mouvement y atteindre des valeurs constantes. Finalement, à des distances suffisamment grandes, le milieu devient optiquement fin, et de nouveaux processus peuvent alors entamer la conversion d’une partie de l’énergie cinétique de l’éjecta en rayonnement, et produire ainsi les fameux sursauts observés dans le domaine des rayons gamma.

5.2.2 Un scénario en trois temps

À partir des considérations mentionnées ci-dessus, on aboutit à un scénario théorique qui peut être décomposé en trois étapes résumées comme suit :

1. Tout d’abord, un évènement initial injecte au sein d’un très petit volume une quantité d’énergie phénoménale, qui entame alors une expansion sous la forme d’un éjecta ultra-relativiste.
2. Une fois éloigné de la source qui l’a produit, cet éjecta devient transparent, et certains mécanismes convertissent alors une partie de son énergie cinétique en rayonnement gamma.
3. À des distances encore plus grandes, l’éjecta est finalement décéléré par son interaction avec le milieu environnant, et produit l’émission transiente observée à plus grande longueur d’onde.

Ce scénario en trois temps est commun à tous les modèles de formation des GRBs. Généralement, ceux-ci s’accordent relativement bien quant à la description de la dernière étape (la mieux contrainte par les observations). Par contre, ils peuvent différer sur la compréhension des deux premières phases, comme nous allons le voir plus en détail ci-dessous.

1 : L’explosion initiale

Cette première étape est sans doute la moins bien contrainte des trois. Principalement deux types d’évènements sont aujourd’hui considérés. Le premier est associé à la destruction cataclismique d’une étoile très massive à la fin de son évolution. Si cette étoile est animée

d'une vitesse de rotation très élevée, elle s'effondre directement en un trou noir entouré d'un disque de débris, sans passer par le stade de supernova. On retient généralement ce scénario sous le nom de "*collapsar*", et à certains détails près que nous ne mentionnerons pas ici, le phénomène explosif alors observé est souvent qualifié de "*failed* supernova" (Woosley 1993) ou d'"hypernova" (Paczynski 1998). Il semble que ce modèle soit plus adapté pour produire les sursauts longs. D'ailleurs, nous montrerons à la section 5.3.3 que les observations des transients associés à cette classe de GRBs ainsi que les caractéristiques de leurs galaxies-hôtes semblent effectivement favoriser cette hypothèse.

Le deuxième type de progéniteur qui pourrait donner naissance à ces phénomènes résulte de la coalescence d'un système binaire formé par deux étoiles à neutrons (e.g., Paczynski 1991) ou par une étoile à neutron et un trou noir d'origine stellaire (e.g., Narayan et al. 1992; Mochkovitch et al. 1993). Bien que l'existence de ce genre d'évènement ne soit pas vraiment soutenu par les observations des transients effectuées jusqu'à présent, rien n'exclut qu'il puisse être à l'origine de la catégorie des sursauts courts, pour lesquels aucune contrepartie n'a pu être encore détectée.

2. L'émission prompte

Concernant la phase de l'émission prompte, pendant laquelle une partie de l'énergie de l'éjecta relativiste est rayonnée sous la forme des sursauts observés en gamma, plusieurs approches ont également été étudiées. Nous ne mentionnerons ici que la plus couramment utilisée : le modèle des chocs internes, proposé en 1994 par Rees & Meszaros (1994). Selon ce scénario, l'éjecta relativiste émis par la source à l'origine de l'explosion initiale est en fait composé d'une multitude de coquilles de matière, chacune caractérisée par un facteur de Lorentz Γ et une masse qui lui sont propres. Ces coquilles sont éjectées sur des échelles temporelles aussi faibles que l'échelle de temps dynamique du moteur central, soit quelques millisecondes seulement. La distribution des facteurs Γ étant initialement aléatoire et désordonnée, les couches les plus rapides rentrent en collision avec les plus lentes. Ce phénomène conduit à la formation d'ondes de chocs se propageant à l'intérieur de l'éjecta (d'où l'appellation de "chocs internes", voir aussi la figure 5.4), et les électrons accélérés derrière ces chocs rayonnent alors une émission de type synchrotron à des énergies de plusieurs centaines de keV. Cette phase se termine quand l'ensemble des couches est finalement "ordonné", les coquilles caractérisées par les facteurs de Lorentz les plus élevés étant situées au-devant de l'éjecta.

Dans le cadre de ce modèle, on peut tout d'abord montrer que les variations observées dans le profil des sursauts gamma peuvent être parfaitement reproduites à toutes les échelles temporelles de l'évènement (e.g., Daigne & Mochkovitch 1998). Les fluctuations des courbes de lumière reflètent alors directement les variabilités de l'activité du moteur initial. De plus, l'asymétrie observée sur chaque pic d'émission élémentaire est relativement bien reproduite avec les simulations hydrodynamiques (Daigne & Mochkovitch 2000). On peut enfin prédire de manière satisfaisante les propriétés spectrales des GRBs, ainsi que les corrélations observées entre certaines de ces propriétés et les caractéristiques temporelles de ces phénomènes, comme par exemple la relation entre la dureté des spectres et la durée des sursauts, ou l'évolution de la forme des pics élémentaires avec les différentes bandes d'énergie (Daigne & Mochkovitch 2000).

Notons qu'une deuxième approche, radicalement différente de la précédente, est actuelle-

ment discutée pour expliquer cette émission prompt des GRBs : le “*cannon-ball*”, ou modèle des “boulets de canon”. Ce dernier propose que chaque sursaut est en fait produit non plus par des chocs à l’intérieur d’un éjecta, mais plutôt par la projection de nodules de matière dans le milieu environnant, similaires à ceux observés dans les quasars et les microquasars. Cependant, cette théorie n’est défendue que par une minorité de personnes.

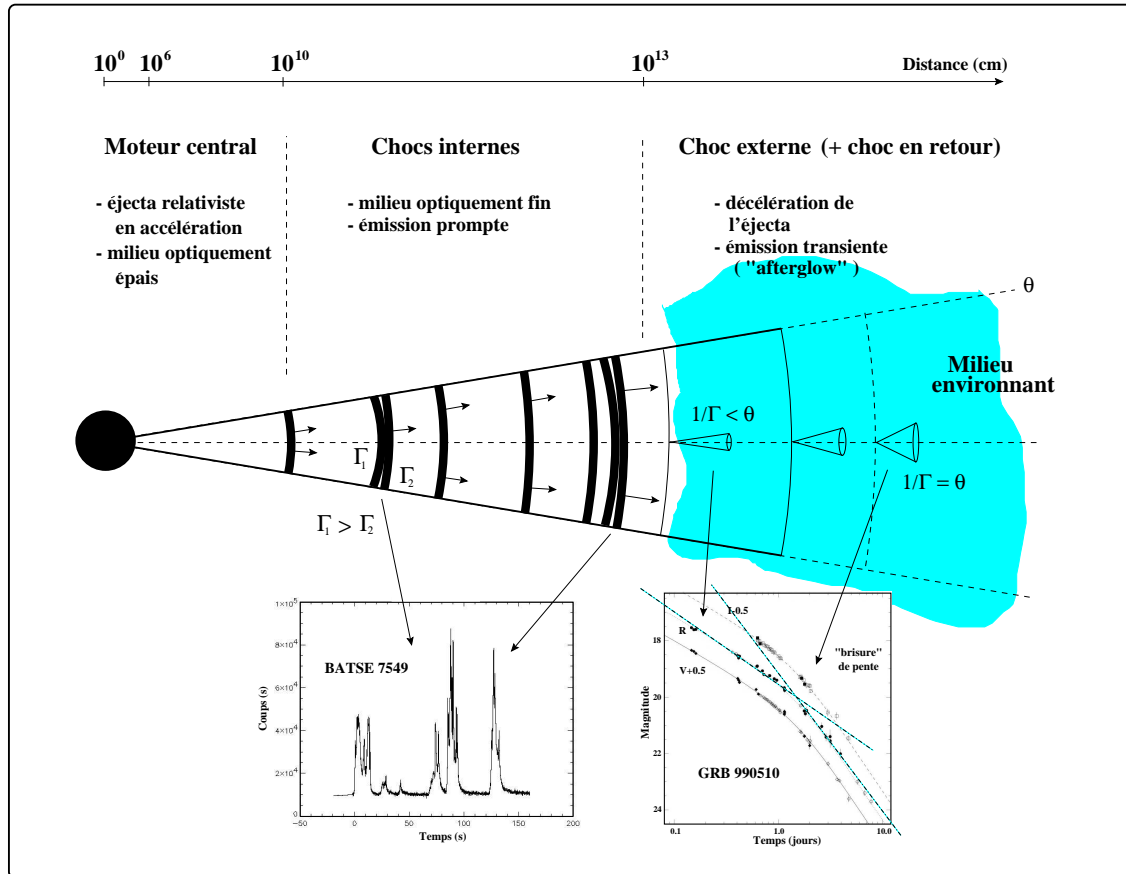


FIG. 5.4 – Illustration simplifiée de la formation des sursauts gamma et de leur transient dans le cadre du modèle de la boule de feu, des chocs internes et du choc externe accompagnant l’interaction avec le milieu ambiant. En médaillon : le profil temporel d’un GRB détecté par BATSE (Paciesas et al. 1999) et le transient optique du GRB 990510 (Harrison et al. 1999). Pour plus de clarté, les tailles caractéristiques de chaque élément ont été volontairement disproportionnées.

3. L’émission du transient

Cette dernière phase paraît être la mieux comprise des trois étapes que nous avons mentionnées plus haut. Elle est par exemple très bien expliquée dans le modèle proposé par Meszaros & Rees (1997). Selon ce scénario, l’éjecta relativiste une fois parvenu à grande distance du moteur central subit une décélération provoquée par son interaction avec le milieu environnant. Si son énergie cinétique est encore suffisamment élevée, l’interaction formée donne alors naissance à deux ondes de chocs, l’une formée en avant de l’éjecta et se propageant à travers l’environnement extérieur (on la qualifie de “choc externe”), la seconde appelée “choc en

retour” et évoluant en sens inverse. Les électrons accélérés derrière le premier de ces deux chocs rayonnent à nouveau en émission synchrotron, et produisent le transient observé aux plus grandes longueurs d’onde.

La modélisation du choc externe et des processus radiatifs qui en résultent permet de bien reproduire les propriétés spectrales et temporelles des contreparties de sursauts gamma détectées depuis les X jusqu’au domaine radio. Dans l’hypothèse d’un éjecta à symétrie non-sphérique (e.g., Rhoads 1997), elle prédit notamment la présence de la cassure qu’on observe dans la courbe de lumière des transients optiques quelques jours après le GRB qui leur a donné naissance. En effet, lors des premiers instants de l’émission transiente, la nature relativiste du milieu éjecté focalise l’émission observée sur la ligne de visée dans un angle d’ouverture $\sim 1/\Gamma$. Les photons détectés ne proviennent donc que d’une petite fraction de la surface émettrice. Mais à mesure que l’éjecta est ralenti par son interaction avec le milieu environnant, le facteur de Lorentz Γ diminue, ce qui a pour effet d’ouvrir progressivement le faisceau de l’émission initialement collimatée. Finalement, au moment où le facteur $1/\Gamma$ atteint l’angle d’ouverture géométrique de l’éjecta, on observe alors pour la première fois l’intégralité de la surface d’émission. Ce nouveau régime se traduit par une cassure achromatique dans l’évolution temporelle du flux émis à chaque longueur d’onde.

On notera d’ailleurs que la détermination du temps d’arrivée de ces cassures permet d’estimer les angles d’ouverture géométrique des éjecta. Pour un certain nombre de sursauts gamma de redshift connu, on a pu ainsi calculer l’énergie totale rayonnée pendant la phase de l’émission prompte. Les luminosités obtenues apparaissent remarquablement concentrées entre 5×10^{50} et 10^{51} erg (Frail et al. 2001). Elle sont visiblement beaucoup moins dispersées que les estimations déduites dans l’hypothèse d’une expansion isotrope de la source de rayonnement. Ce résultat pourrait suggérer un réservoir d’énergie plus ou moins standard pour les progéniteurs des sursauts.

5.3 Les sursauts gamma comme outils pour la cosmologie

De par leur luminosité extrême et leur provenance des confins de l’Univers observable, les sursauts gamma apparaissent aujourd’hui comme des outils d’exploration particulièrement prometteurs pour les années à venir. Nous allons maintenant discuter plus en détail du rôle fondamental des GRBs dans le contexte de la cosmologie observationnelle, et des différentes approches selon lesquelles ces sursauts peuvent être utilisés.

5.3.1 Les sursauts gamma pour mesurer la distance des galaxies lointaines

Une des questions majeures de la cosmologie moderne consiste à déterminer quand et comment les étoiles et les galaxies de notre Univers se sont formées. Puisque les mesures de temps, à l’échelle cosmologique, s’effectuent via des mesures de distance, ces dernières apparaissent donc véritablement cruciales pour retracer la formation et l’évolution des différents objets que l’on observe aujourd’hui. Comme nous allons le constater ci-dessous, cette remarque apparemment très naïve peut pourtant poser de sérieux problèmes aux arpenteurs du ciel.

La distance des galaxies se mesure par l’intermédiaire de la loi de Hubble et du décalage de leur distribution spectrale d’énergie vers les plus grandes longueurs d’onde qui en résulte.

Pour ce faire, la méthode la plus précise consiste à identifier des raies caractéristiques dans le spectre d'un objet donné, et à comparer les longueurs d'onde auxquelles ces raies sont observées avec celles correspondant à leur émission intrinsèque au repos. Cette approche permettant la détermination d'un redshift dit "spectroscopique" peut être utilisée dans de nombreux domaines spectraux, non seulement en optique, en UV et infrarouge proche, mais également dans les X ou dans le millimétrique (avec la raie de CO notamment). Cependant, la source observée doit être bien sûr suffisamment brillante pour pouvoir être étudiée en mode spectroscopique. Dans le domaine visible, les plus gros télescopes actuels ne permettent l'emploi intensif de cette technique que jusqu'à des magnitudes typiques $R \sim 25 \text{ mag}^3$ (on pourra également se reporter à la figure 6.4 du chapitre suivant). Au-delà de cette limite, on a alors généralement recouru à la méthode dite du redshift "photométrique". Celle-ci se base sur la détermination de la distribution spectrale d'énergie des objets à partir d'observations en filtres larges, et sur la reconnaissance de leur SED ainsi obtenue (et décalée en fonction du redshift recherché) à l'aide des spectres caractéristiques des galaxies de l'Univers local. Par exemple, cette technique est très souvent utilisée pour l'analyse des relevés profonds en optique et en infrarouge proche (e.g., Fernández-Soto et al. 1999), où les points de photométrie obtenus à travers les filtres les plus courants (i.e., B, V, R, I, Z, J, H , et K) permettent de retrouver globalement la forme du continuum des objets à ces longueurs d'onde. Elle peut être également employée sous une forme plus ou moins équivalente dans les domaines submillimétrique et radio (Carilli & Yun 1999, 2000; Yun & Carilli 2002), où l'indice spectral observé entre les flux à 350 GHz et 1.4 GHz dans le cas de certaines galaxies lumineuses semble effectivement corrélérer avec le redshift⁴.

L'avantage de cette approche du redshift photométrique tient au fait qu'elle peut être utilisée pour des galaxies très faibles (e.g., $R \sim 29 \text{ mag}$ dans le domaine visible). Cependant, on l'aura deviné, elle reste bien moins précise que la détermination d'une distance basée sur l'identification d'une raie spectrale. À $z \sim 1$, les incertitudes sur les redshifts photométriques optiques peuvent en effet facilement atteindre 15 à 20% (e.g., Chen et al. 2003; Labbé et al. 2003). Quant aux plus grandes longueurs d'onde, les différents gradients de température dans les galaxies fortement affectées par l'extinction des poussières peuvent provoquer d'importantes dégénérescences vis-à-vis de la relation entre l'indice spectral et le redshift, ce qui rend alors l'approche spectroscopique absolument inévitable (Blain et al. 2003).

C'est sur ce point particulier, entre autres, que les sursauts gamma peuvent être considérés comme de formidables outils pour le balisage des distances cosmiques. Grâce aux raies caractéristiques que l'on observe dans leur spectre ou celui de leur contrepartie à plus grande longueur d'onde, ils permettent en effet la détermination du redshift spectroscopique de leurs galaxies-hôtes *indépendamment de la magnitude apparente de celles-ci*. Trois approches différentes ont pu être abordées jusqu'à ce jour, nous les mentionnons ci-dessous.

³ Il faut toutefois noter que dans le cas de la recherche des galaxies très lointaines ($z \geq 6$), cette approche spectroscopique peut très bien être utilisée pour des luminosités apparentes beaucoup plus faibles que la limite $R \sim 25 \text{ mag}$ mentionnée ici (e.g., Cuby et al. 2003; Lilly et al. 2003). Les spectres de ces objets présentent alors un continuum difficilement détectable, mais certaines raies en émission suffisamment intenses peuvent être observées de manière isolée et conduire à la détermination d'un redshift.

⁴ On pourra également mentionner la technique récemment proposée par Wiklind (2003) pour obtenir le redshift photométrique de galaxies ultralumineuses à partir de leur rapport de flux $[450 \mu\text{m}/850 \mu\text{m}]$.

Les raies en absorption observées dans l'optique

Lorsqu'une contrepartie optique est identifiée suffisamment tôt après la détection d'un sursaut gamma, le transient ainsi repéré peut être observé en mode spectroscopique dans le visible ou le proche infrarouge. Vis-à-vis des milieux intra- et intergalactique situés sur sa ligne de visée, il agit alors comme une source de lumière située en arrière-plan ; il permet de sonder les différents absorbants traversés sur son passage, à la manière de ce que l'on fait couramment à l'aide des quasars à haut redshift.

Avec un bon rapport signal à bruit, ce genre de technique révèle en effet des séries de raies en absorption, creusées dans le continuum associé à la contrepartie du GRB (voir également la section 5.3.2). Dans la mesure où celles-ci proviennent d'environnements situés en avant-plan sur la ligne de visée du sursaut, cette approche ne permet d'obtenir en principe qu'une limite inférieure sur le redshift du GRB observé. Néanmoins, le premier milieu jouant le rôle d'absorbant pour le sursaut n'est autre que le milieu interstellaire de sa propre galaxie-hôte. Dans un spectre où plusieurs systèmes de raies sont mis en évidence, le plus lointain provient donc inévitablement de l'environnement proche du GRB, et permet ainsi d'obtenir le redshift spectroscopique de sa galaxie. Cette assertion a d'ailleurs été vérifiée dans le cas des quelques sursauts où l'on a pu comparer le redshift ainsi obtenu avec celui déduit des raies en émission détectées dans le spectre de leur galaxie-hôte (e.g., GRB 970508, Metzger et al. 1997; Bloom et al. 1998, voir figure 5.5).

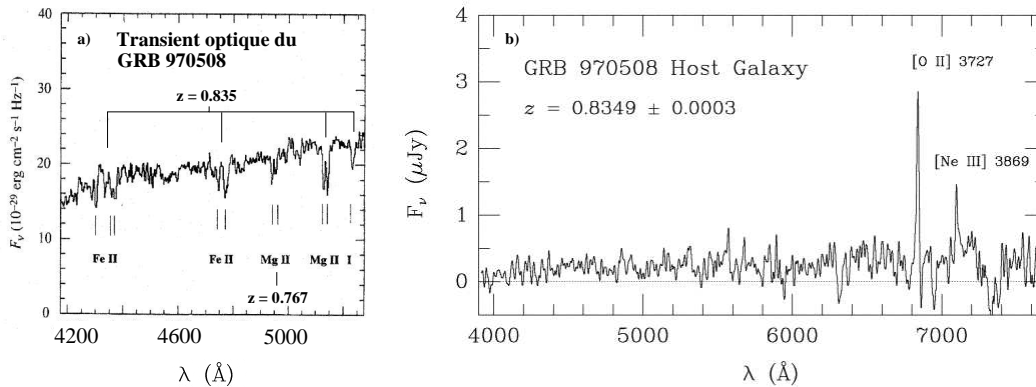


FIG. 5.5 – *a*) La première contrepartie optique d'un sursaut gamma observée en mode spectroscopique (GRB 970508, Metzger et al. 1997). Les raies détectées indiquent la présence de deux systèmes en absorption sur la ligne de visée, l'un situé à $z = 0.767$ et l'autre à $z = 0.835$. *b*) Le spectre optique de la galaxie-hôte associée à ce GRB (Bloom et al. 1998). Les raies en émission indiquent un redshift $z = 0.835$. Ces deux observations démontrent que l'absorbant le plus lointain sondé par le transient d'un GRB provient du propre milieu interstellaire de sa galaxies-hôte.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, cette approche est indépendante de la magnitude apparente de la galaxie dans laquelle se produit le sursaut gamma. En revanche, elle est directement fonction de la luminosité de la contrepartie optique au moment de l'observation. Puisque celle-ci résulte de l'interaction de l'éjecta relativiste du GRB avec le milieu interstellaire environnant, on peut dire que cette méthode reposant sur la détection des raies en absorption dépend donc de la densité de l'environnement proche du sursaut.

Grâce à cette technique, des redshifts spectroscopiques ont pu être déterminés pour des

galaxies aussi faibles que $R \sim 27$ mag (GRB 990510, $z = 1.62$, Vreeswijk et al. 2001, Fruchter et al. 2000) ou $R \sim 28$ mag (GRB 000301C, $z = 2.04$, Jensen et al. 2001, Fruchter & Vreeswijk 2001).

Les raies en émission observées dans les transients X

À plusieurs reprises, des raies en émission ont été également observées dans les spectres de contreparties X associées à des sursauts gamma (Piro et al. 1999, 2000; Antonelli et al. 2000; Yoshida et al. 2001). Très souvent, ces raies proviennent de l'élément du fer présent dans l'éjecta relativiste expulsé par les GRBs, mais des signatures correspondant au magnésium, au silicium, au soufre et au nickel ont été également mises en évidence (e.g., Reeves et al. 2002). Tout comme les raies détectées dans les spectres des transients optiques, elles peuvent être utilisées pour des mesures de redshift (voir les figures 5.6.a et 5.6.b). Elles présentent d'ailleurs l'avantage d'être directement associées à l'environnement même des sursauts, contrairement aux raies en absorption qui peuvent également provenir du milieu intergalactique et potentiellement induire certaines erreurs d'interprétation.

Cependant, en raison des multiples transitions caractéristiques des éléments lourds et des faibles contraintes qu'on obtient généralement sur le degré d'ionisation du milieu considéré, leur interprétation peut être assez délicate dans certaines situations. Pour le fer par exemple, la fameuse raie K_α , détectée vers 6.4 keV dans le cas de l'atome neutre, peut respectivement monter à des énergies d'environ 6.7 et 6.9 keV pour les ions hydrogénoïdes et héliumoïdes du même métal. La détermination des redshifts à partir de ces raies doit donc être effectuée avec beaucoup de prudence.

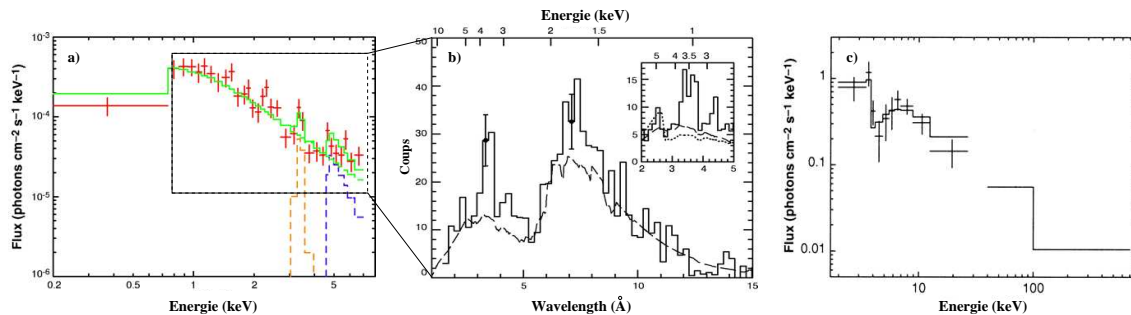


FIG. 5.6 – *a)* et *b)* Le spectre de la contrepartie X du GRB 991216 observée par Chandra (Piro et al. 2000). Les deux raies en émission détectées à 3.5 et 4.4 keV sont respectivement attribuées à la transition K_α d'un ion hydrogénoïde du fer à 6.9 keV, et à une recombinaison de ce même élément à 9.28 keV. On en déduit un redshift $z \sim 1.05$. *c)* Le spectre du sursaut GRB 990705 dans sa partie à basse énergie, observé par Beppo-SAX entre 6 s et 13 s après le début de l'évènement (Amati et al. 2000). La raie en absorption est interprétée comme une transition de seuil du fer K à 7.1 keV, dans un milieu fortement enrichi en métaux à $z \sim 0.86$.

Les raies transientes observées dans le spectre des sursauts

Une troisième méthode a également été proposée suite à l'identification d'une transition de seuil détectée dans la partie prompt du GRB 990705. Cette raie un peu particulière, repérée

en absorption vers 3.8 keV dans le spectre même du sursaut gamma aux basses énergies, a été observée transitoirement pendant les vingt premières secondes de l'évènement (voir la figure 5.6.c). Elle a été interprétée comme la signature d'une transition du fer K à 7.1 keV au sein d'un milieu fortement ionisé et très enrichi en métaux, associé à l'environnement proche du GRB. On a pu en déduire alors un redshift $z \sim 0.86 \pm 0.2$ (Amati et al. 2000).

Afin de confirmer cette interprétation et valider ainsi une nouvelle méthode pour déterminer la distance des GRBs, nous avons décidé d'effectuer *a posteriori* des observations spectroscopiques optiques de la galaxie-hôte de ce GRB 990705 à l'aide de l'instrument FORS du VLT. Le spectre que nous avons obtenu sera présenté à la section 6.2.4 du chapitre suivant (voir la figure 6.8). Nous pouvons cependant déjà mentionner que ces observations ont permis d'obtenir un redshift $z = 0.8424 \pm 0.0002$ pour le sursaut et sa galaxie (Le Floc'h et al. 2002b), appuyant ainsi les arguments précédemment proposés par Amati et al. (2000).

Même si cette approche n'a pu être utilisée jusqu'ici que dans le cas d'un seul et unique évènement, elle apparaît toutefois très encourageante pour les années à venir. Il faut en effet noter que ce GRB 990705 fait partie des sursauts gamma les plus brillants détectés à ce jour. On peut donc imaginer qu'avec les futures générations de détecteurs X et γ plus sensibles et plus performants que leurs prédécesseurs, ce type d'absorption transiente puisse être détecté de manière plus routinière dans les GRBs. Son principal avantage provient du fait que les redshifts peuvent être obtenus directement à partir des spectres des sursauts, sans avoir recours au suivi systématique de leur contrepartie transiente (optique ou X) sur lequel reposent les deux méthodes mentionnées précédemment. Elle pourrait donc être véritablement intéressante dans le cas des GRBs enfouis dans la poussière, ou dans le cas des sursauts à très haut redshift, pour lesquels la détection d'une contrepartie dans le visible peut s'avérer relativement difficile.

5.3.2 Les sursauts gamma pour sonder le milieu intergalactique

À ce jour, il semblerait que l'aspect le plus prometteur des sursauts gamma en tant qu'outils cosmologiques soit lié à l'utilisation de leurs transients comme sources de lumière pour étudier la physique des milieux inter- et intragalactique à haut redshift. Comme nous l'avons décrit plus haut, un transient optique peut être en effet suffisamment brillant pour permettre d'effectuer des observations spectroscopiques à plus ou moins haute résolution, s'il est repéré suffisamment tôt après la détection d'un GRB (Fiore et al. 2000; Möller et al. 2002; Savaglio et al. 2003; Castro et al. 2003). Le spectre obtenu se caractérise alors par un continuum en loi de puissance, intrinsèque à l'émission de la contrepartie optique du GRB, dans lequel se creuse une forêt de raies en absorption provenant des différents environnements situés sur la ligne de visée du transient. Ces raies sont décalées vers le rouge en fonction du redshift des absorbants, et c'est d'ailleurs ce type d'approche qui a été utilisée pour confirmer la nature cosmologique des sursauts longs (Metzger et al. 1997).

Cette technique a déjà été couramment employée à l'aide des quasars distants (e.g., Petitjean et al. 2000). Elle permet d'obtenir des informations très précieuses sur la nature et les propriétés physiques des absorbants à haut redshift (e.g., métallicité, densité de colonne, ...), et plus généralement sur l'évolution de l'enrichissement global du milieu intergalactique dans l'histoire passée de l'Univers. Pourquoi cette approche serait-elle donc plus intéressante avec des phénomènes aussi furtifs que les GRBs, alors que l'on connaît aujourd'hui des centaines de quasars (*a priori* "persistants" sur le plan du ciel!) dans l'Univers lointain ?

Tout d’abord, on pourra noter que la probabilité qu’un quasar distant soit fortuitement aligné avec une source en avant-plan est en fait très faible : la plupart du temps, les raies observées en absorption nous renseignent uniquement sur les régions périphériques et les halos des galaxies, là où les densités de colonne sont beaucoup moins importantes qu’au sein du milieu interstellaire (mais voir Møller et al. (2002) pour des associations entre des “*Damped Lyman α Systems*” et des galaxies à “cassure de Lyman”). En effet, la sélection des environnements étudiés grâce à ce type de technique (qu’elle soit d’ailleurs opérée avec les quasars ou les transients des GRBs) dépend essentiellement de la section efficace du gaz présent dans les parties externes des objets distants. Les sursauts gamma, en revanche, constituent un outil véritablement unique pour sonder en absorption les milieux denses du disque de leur galaxie-hôte, caractérisés par des densités de colonne beaucoup plus importantes (i.e., $N_H \geq 10^{21-22} \text{ cm}^{-2}$) que celles rencontrées dans l’espace intergalactique. Et de par cet aspect, ils apparaissent tout à fait complémentaires des quasars pour l’étude globale des absorbants à haut redshift (Barkana & Loeb 2003).

De plus, d’après les modèles théoriques sur l’histoire de la formation des premières populations stellaires dans l’Univers lointain (e.g., Gnedin & Ostriker 1997, on pourra voir aussi Abel et al. 2002), il semblerait que des sursauts gamma provenant de la destruction d’étoiles très massives puissent avoir été formés à des redshifts très élevés ($z \sim 10-20$, Lamb & Reichart 2000; Lloyd-Ronning et al. 2002; Bromm & Loeb 2002), à des époques où la fonction initiale de masse devait être d’ailleurs fortement biaisée vers les valeurs supérieures de sa distribution. Fossiles vivants de la fin des fameux “*dark ages*” et reliques des toutes premières étoiles, ces GRBs représenteraient alors un moyen unique pour sonder l’Univers à des distances extrêmes.

Grâce à leur luminosité particulièrement importante, et notamment la focalisation de leur rayonnement sous forme de jet relativiste, l’émission gamma de ces sursauts lointains pourrait être en effet repérée sans trop de difficultés par les satellites des hautes énergie actuellement en orbite (Lamb & Reichart 2000). De plus, on peut montrer que leurs transients optiques seraient facilement détectés depuis le sol (voir la figure 5.7). Ceci peut s’expliquer par un effet de dilatation du temps en fonction de la distance et du référentiel intrinsèque où se produit l’évènement observé depuis la Terre. Pour une durée fixée (dans notre référentiel !) entre la détection d’un sursaut aux énergies gamma et celle de son transient à plus grande longueur d’onde, on observe en effet ce dernier plus tôt dans son référentiel à mesure que le redshift augmente. Puisque l’émission typique des contreparties optiques est caractérisée par une loi de puissance décroissante avec le temps, cela signifie donc que la luminosité intrinsèque du transient, au moment de l’observation, est plus élevée si sa distance est plus grande. Et dans certains cas, cet effet peut compenser la simple dilution du flux avec l’éloignement⁵ (Lamb & Reichart 2000).

Même si de tels GRBs ont peut-être été déjà observés par nos satellites gamma (sans que l’on puisse vraiment le prouver !), les transients détectés à ce jour n’ont pas été repérés au-delà de $z = 4.5$ (Andersen et al. 2000), et n’ont donc pas encore permis de battre les records de distance détenus par les quasars lointains. De plus, l’émission de ces transients est inévitablement affectée par l’absorption Ly_α à 912 \AA lors de leur traversée du milieu intergalactique. Aussi, la détectabilité de contreparties associées à des GRBs très distants devient très réduite dans le domaine optique, ce qui nécessite donc des observations à plus grande longueur d’onde comme dans le proche infrarouge. Cependant, il faut souligner qu’une étude spectroscopique de tels

⁵ On tiendra compte également de la fameuse k -correction, uniquement dépendante de la distribution spectrale d’énergie du transient.

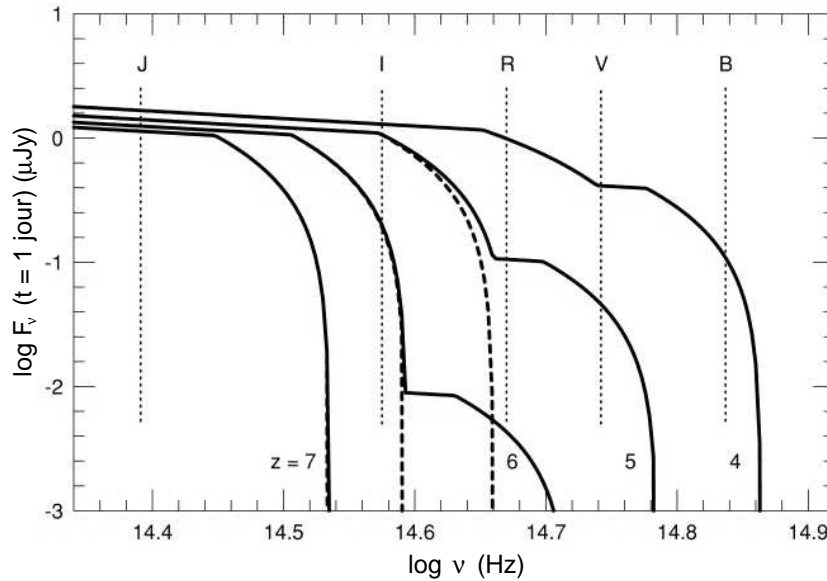


FIG. 5.7 – Distribution spectrale d'énergie prédite pour un transient un jour après la détection de son sursaut gamma associé, calculée entre la bande B ($\lambda \sim 0.44 \mu\text{m}$) et la bande J ($\lambda \sim 1.2 \mu\text{m}$) pour différents redshifts à partir de la SED de la contrepartie du GRB 970228 (Lamb & Reichart 2000). On a tenu compte de l'absorption de ce transient par la forêt Ly α sur la ligne de visée, en supposant une époque de ré-ionisation à $z = 7$ (lignes continues) ou à $4 \leq z \leq 5$ (lignes pointillées).

transients constituerait une source d'information inégalable sur l'époque de ré-ionisation de l'Univers. Si celle-ci était antérieure à l'apparition des premiers quasars, les GRBs seraient d'ailleurs peut-être l'unique approche permettant l'étude de l'apparition de la forêt Ly α à très hauts redshifts.

5.3.3 Les sursauts gamma et la formation d'étoiles

Comme nous l'avons noté à la section 5.2.2, seuls deux types de progéniteurs sont visiblement capables de produire des phénomènes aussi extrêmes que les sursauts gamma : d'une part, les étoiles très massives s'effondrant sur elles-mêmes de manière cataclismique à la fin de leur vie, d'autre part les systèmes binaires de trous noirs et/ou d'étoiles à neutrons en coalescence. Nous avons également mentionné que les fameux “*collapsars*” d'étoiles massives, du point de vue des simulations numériques, ne semblent pas capables de produire de GRBs courts mais pourraient en revanche expliquer la classe des sursauts longs. Maintenant que l'on observe régulièrement des contreparties X, optiques et radio associées à ce type de GRBs, y aurait-il certains indices observationnels qui pourraient venir étayer ces arguments ?

Tout d'abord, on peut remarquer que les galaxies dans lesquelles sont détectés ces transients semblent toutes caractérisées par des populations stellaires très jeunes, et continuent également à former de nouvelles étoiles. Nous étudierons les propriétés de ces objets au chapitre suivant, mais nous pouvons d'ores et déjà retenir qu'elles soutiennent clairement l'hypothèse d'une association des GRBs longs avec les “*collapsars*” plutôt qu'avec les coalescences de systèmes binaires. Ces derniers ne fusionnent en effet qu'après des périodes de 0.1 Gyr à 1 Gyr environ,

et on s’attend donc à les rencontrer plutôt dans des galaxies caractérisées par des populations stellaires vieilles. Les étoiles massives, au contraire, ont une durée de vie très courte (~ 50 Myr pour les étoiles de $8 M_{\odot}$, ~ 3 Myr pour les étoiles de $100 M_{\odot}$, voir par exemple Portinari et al. 1998) par rapport au temps caractéristique de la flambée qui les a fait naître. Les “*collapsars*” sont donc préférentiellement attendus dans des galaxies présentant une activité de formation stellaire soutenue.

De plus, la position des GRBs longs observés au sein de leur galaxie-hôte est également en accord avec l’idée d’une association entre cette catégorie de sursauts et la destruction cataclismique d’étoiles massives. Ces GRBs semblent en effet apparaître dans les disques ou les parties centrales des galaxies plutôt que dans leurs régions périphériques (Bloom et al. 2002, voir également la figure 5.8). S’ils résulteraient d’une coalescence de vieux systèmes binaires, ces derniers voyageraient pendant plusieurs centaines de millions d’années à travers le milieu interstellaire avant de finalement fusionner. On s’attendrait donc à observer les sursauts longs dans le halo, à des distances plus importantes du centre de leur galaxie-hôte (mais voir Belczynski et al. 2002 pour une analyse plus fine). C’est d’ailleurs ce que l’on remarque dans le cas des supernovae de type Ia (Farrah et al. 2002).

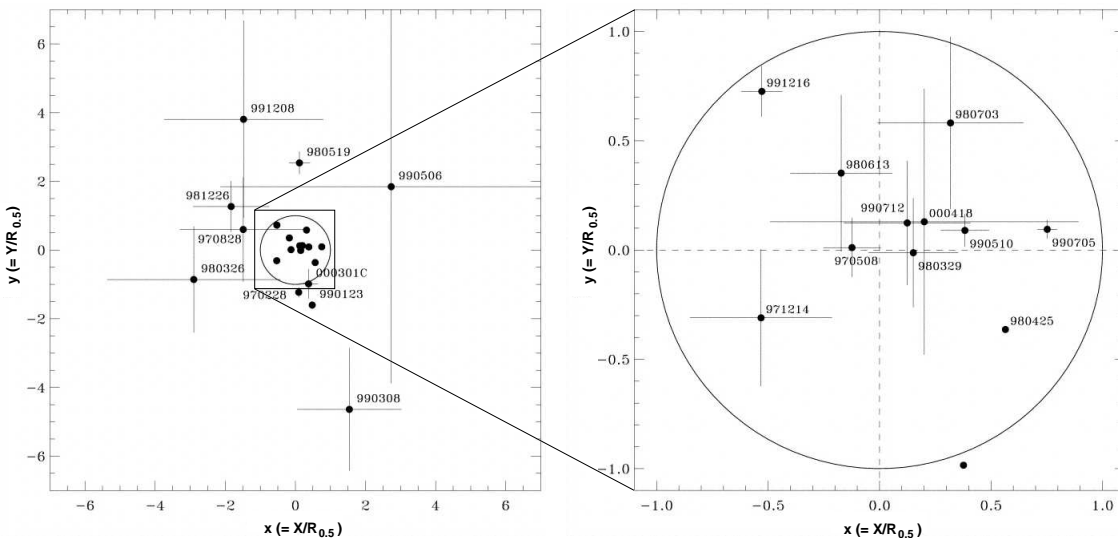


FIG. 5.8 – Positions relatives des transients de GRBs par rapport au centre de leur galaxie-hôte, déterminées pour un échantillon de sursauts longs et exprimées en fonction du rayon caractéristique $R_{0.5}$ de chaque galaxie (Bloom et al. 2002). Chaque point du diagramme est identifié par le numéro du GRB associé. La distribution de ces positions est en bon accord avec les prédictions effectuées dans le cas d’une population de progéniteurs résidant au sein d’un disque à brillance de surface variant de manière exponentielle depuis son centre.

Finalement, d’autres éléments plus directement liés aux caractéristiques des transients eux-mêmes viennent également appuyer l’hypothèse de cette connexion entre les GRBs longs et l’explosion d’étoiles massives. Certains indices pourraient même suggérer la présence de supernovae (SN) accompagnant la formation des sursauts gamma. La première indication quant à l’existence d’une telle association a été donnée par le GRB du 25 avril 1998 (GRB 980425), dont le transient optique semble avoir coïncidé avec une SN de type Ic apparue dans une galaxie spirale Sbc relativement proche ($z = 0.0085$, Fynbo et al. 2000, voir la figure 5.9.a).

Cette analyse, pourtant controversée en raison du très faible redshift observé, a récemment reçu un nouveau soutien après la détection indiscutable d'une supernova de même type (i.e., Ic), associée à la contrepartie du sursaut détecté le 29 mars 2003 (GRB 030329, Stanek et al. 2003, Kawabata et al. 2003, Hjorth et al. 2003). Deuxièmement, on a observé dans la courbe de lumière de certaines contreparties optiques la présence d'un regain de luminosité quelques dizaines de jours après le GRB (voir figures 5.9.b et 5.9.c). Plusieurs arguments ont alors été proposés, mais le plus en vogue actuellement attribue cette signature à la contribution d'une supernova sous-jacente, beaucoup plus faible que le transient optique directement associé au sursaut (Galama et al. 2000). Enfin, on pourra noter que des observations spectroscopiques conduites dans les X ont mis en évidence, dans le cas de plusieurs contreparties, des raies d'émission correspondant à des éléments lourds comme le fer (voir la section 5.3.1), avec des abondances typiques de celles observées dans les restes de supernovae (e.g., Reeves et al. 2002).

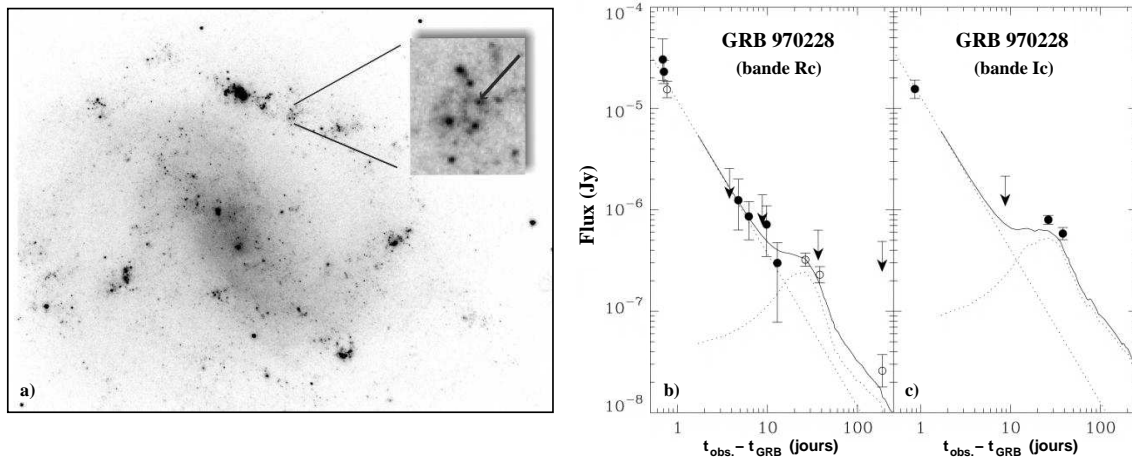


FIG. 5.9 – *a)* Localisation de la supernova 1998 bw dans une région de formation d'étoiles (indiquée par la flèche dans l'illustration en médaillon) à l'intérieur d'un bras spiral de la galaxie ESO 184-G82 à $z = 0.0085$. Cette supernova semble avoir été associée au GRB 980425 du 25 avril 1998 (Fynbo et al. 2000). *b)* et *c)* Courbes de lumière du transient optique correspondant au GRB 970228, obtenues dans les bandes Rc et Ic (Galama et al. 2000). Quelques dizaines de jours après le sursaut, on note la présence d'un plateau intermédiaire qui pourrait être expliqué par la contribution supplémentaire d'une supernova associée au GRB.

Tous les éléments que nous venons de décrire sont donc autant d'indications plus ou moins fortes supportant l'hypothèse d'un lien étroit entre la destruction d'étoiles massives et les GRBs appartenant à la classe des sursauts longs. Puisque ces étoiles massives sont caractérisées par des durées de vie très courtes et qu'elles sont donc censées disparaître au sein même des flambées stellaires où elles sont nées, les sursauts gamma deviennent alors d'extraordinaires outils cosmologiques pour sonder la formation d'étoiles dans l'Univers lointain. Comme les rayons gamma sont très peu sensibles à l'extinction par les poussières sur leur ligne de visée, les GRBs devraient par exemple permettre de tracer la formation stellaire indépendamment de ce type de biais qui affecte par exemple les relevés profonds conduits dans l'optique (Wijers et al. 1998; Blain & Natarajan 2000; Mirabel et al. 2000). L'évolution de leur taux d'apparition en fonction du redshift pourrait être alors directement convertie pour retracer l'histoire globale de cette formation d'étoiles.

De plus, ces sursauts gamma devraient ainsi permettre de dresser un échantillon de galaxies à formation stellaire d'une manière complètement originale et radicalement différente de l'approche généralement employée pour les sondages cosmologiques : la sélection opérée par les GRBs est en effet totalement indépendante d'une quelconque limitation en flux sur leurs galaxies-hôtes, et ne souffre donc pas des problèmes de sensibilité qui ont par exemple affecté jusqu'à présent les sondages en infrarouge, submillimétrique et radio. Si les sursauts sont bien associés à la mort d'étoiles massives, cette sélection serait au contraire directement fonction du taux de formation stellaire de ces objets, et ne dépendrait d'ailleurs pas de l'éventuelle contribution d'un noyau actif à la luminosité de chaque galaxie.

Les caractéristiques d'un tel échantillon nous renseigneraient alors sur la proportion d'étoiles produites dans tel ou tel type de sources, et permettraient en particulier de mieux contraindre la fraction de la formation stellaire enfouie dans la poussière à haut redshift. Au chapitre suivant, nous allons justement étudier dans ce but un échantillon de galaxies distantes sélectionnées à partir de transients associés à des sursauts longs. Et nous verrons toutefois que si les GRBs semblent effectivement provenir de galaxies caractérisées par la présence de flambées stellaires, leur utilisation comme traceur de la formation d'étoiles dans l'Univers n'est pas forcément aussi simple et directe.

Chapitre 6

Les galaxies-hôtes des sursauts gamma

Si la découverte des sursauts gamma remonte déjà à une trentaine d'années, ce n'est qu'après la détection de leurs premières contreparties optiques en 1997 que leur association avec des galaxies distantes a pu être fermement établie. L'étude de ces galaxies-hôtes constitue donc un sujet de recherche véritablement nouveau en astrophysique.

Un domaine d'exploration particulièrement récent !

Les incertitudes astrométriques associées à la détection des sursauts aux énergies gamma varient typiquement sur des échelles de plusieurs dizaines d'arcminutes carrées. De telles boîtes d'erreurs sont beaucoup trop importantes pour permettre une identification directe des galaxies dans lesquelles les GRBs se produisent. Dans les relevés profonds effectués à travers le visible, la densité d'objets sur le fond du ciel atteint en effet rapidement plusieurs milliers de sources par degré carré (Ellis 1997), et la sélection d'un sous-échantillon particulier de ces mêmes objets nécessite alors des localisations à une précision meilleure que quelques secondes d'arc. En conséquence, l'identification d'une galaxie associée à un sursaut gamma exige tout d'abord la détection d'une contrepartie de ce GRB à de plus grandes longueurs d'onde, et avec des instruments dont la résolution doit justement permettre d'atteindre de bonnes précisions astrométriques (i.e., $\sim 1''$).

D'un point de vue pratique, ces localisations se font le plus souvent grâce aux transients détectés dans les domaines optiques et radio (e.g., van Paradijs et al. 1997; Frail et al. 1997, on pourra également se reporter à van Paradijs et al. 2000 pour une revue). Certains GRBs ont pu être aussi positionnés de manière assez précise à partir de leur contrepartie X, notamment grâce aux observations du satellite Chandra (Piro et al. 2002, on pourra voir aussi Watson et al. 2002 pour des localisations obtenues avec XMM). Jusqu'à présent, une cinquantaine de sources transientes associées à des sursauts gamma appartenant à la catégorie des GRBs longs ont été ainsi détectées. Dans la plupart des cas, la présence d'une galaxie-hôte coïncidant avec la position de la contrepartie du sursaut a pu être révélée grâce à des observations profondes menées dans le visible après la disparition du transient. Comme le montre l'histogramme illustré à la figure 6.1, les redshifts de ces galaxies s'étalent sur une plage assez large entre $z = 0.17$ et $z = 4.5$, mais ils ne sont connus que pour une trentaine d'entre elles. Cet échantillon d'objets reste donc encore bien modeste par rapport aux milliers de sources déjà répertoriées dans l'Univers distant. Toutefois, comme nous l'avons précisé au chapitre précédent, il possède

une originalité remarquable dans le mode de sélection bien particulier qui le caractérise.

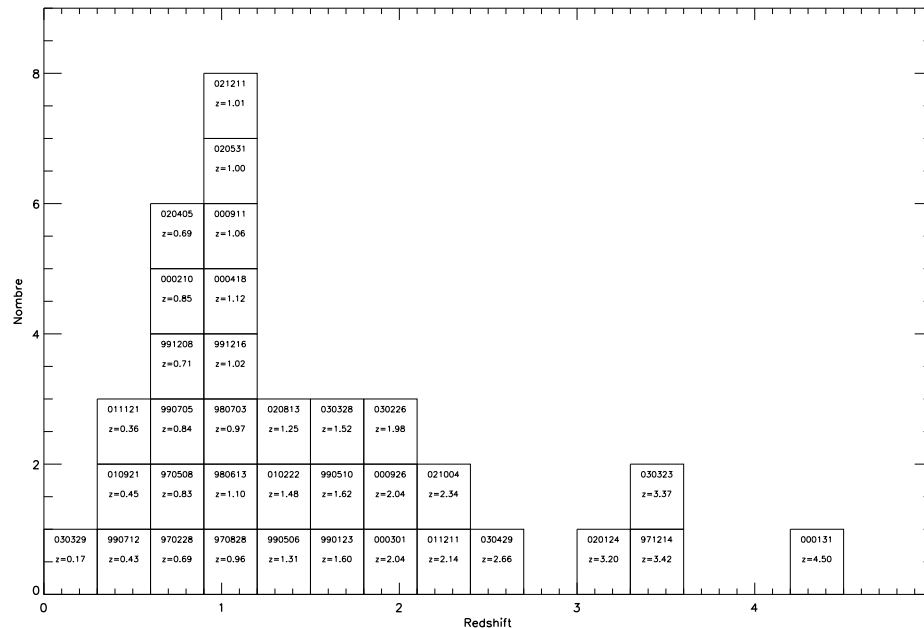


FIG. 6.1 – Histogramme des redshifts associés aux galaxies-hôtes des sursauts gamma dont la distance a pu être déterminée spectroscopiquement grâce aux méthodes exposées au chapitre précédent ou à partir des raies d’émission observées dans les galaxies elles-mêmes. Les éléments du diagramme mentionnent le numéro associé à chaque GRB ainsi que la valeur au pourcent près du redshift correspondant.

Au cours de ce chapitre, nous étudierons d’un point de vue statistique et multi-longueurs d’onde les propriétés physiques de ces galaxies-hôtes des sursauts gamma. En raison de leur nombre assez restreint, nous ne chercherons évidemment pas à traiter l’évolution de leurs caractéristiques en fonction du redshift. Nous considérerons plutôt l’ensemble de ces sources d’un point de vue global comme un échantillon particulier de galaxies distantes, que nous comparerons finalement aux autres populations d’objets rencontrées dans l’Univers lointain.

6.1 Programme d’observation

L’observation des transients de sursaut gamma et de leurs galaxies-hôtes connaît une véritable effervescence depuis 1997. Nos travaux de recherche dans ce domaine ont été conduits suivant une stratégie complémentaire aux activités menées par certains groupes très dynamiques comme le grand consortium européen GRACE conduit par E. van den Heuvel et J. Hjorth, la collaboration GHOST réunie autour de A. Fruchter (STScI) pour des programmes d’études avec le Télescope Spatial, ou encore l’équipe menée par G. Djorgovski et S. Kulkarni du “*California Institute of Technology*” (e.g., Djorgovski et al. 2001b) qui ont pu bénéficier d’un accès très rapide aux télescopes Keck d’Hawaï. Ces groupes se sont en effet spécialement concentrés sur l’étude des transients associés aux sursauts gamma grâce à des observations de type “*Target of Opportunity*”, et dans l’analyse au cas par cas de leurs galaxies-hôtes. Nous avons choisi en revanche une approche globale, tournée vers l’utilisation cosmologique des sursauts, pour

établir une synthèse des propriétés physiques caractérisant les sources sélectionnées à haut redshift par les GRBs. Nous avons, dans ce but, mené nos propres programmes d'observation, tout en intégrant à notre travail les résultats publiés par les autres groupes.

La campagne d'observations que nous avons effectuée a été réalisée suivant une approche multi-longueurs d'onde notamment à l'aide des télescopes de l'Observatoire Européen Austral (ESO) du Chili, l'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM ou encore l'interféromètre radio du GMRT ("*Giant Meter Radio Telescope*") à Puna en Inde. Une grosse partie de ces observations ont été réalisées directement par le personnel scientifique et technique responsable des télescopes, sans que nous ayons eu à nous déplacer sur les sites concernés. Cette approche (que l'on appelle communément le mode "service" ou encore le mode "queue") présente l'avantage de sélectionner les programmes d'une nuit donnée en fonction des conditions atmosphériques et selon les diverses contraintes relatives à la qualité du ciel initialement imposées par les astronomes "commanditaires" des observations. Elle est de plus particulièrement bien adaptée pour les projets (comme le nôtre) visant l'étude d'objets répartis sur une grande diversité d'ascensions droites, et qui ne peuvent donc être conduits uniquement sur quelques nuits consécutives.

Avant d'entrer dans une analyse détaillée qui sera présentée dans les sections suivantes, nous résumons ci-dessous les caractéristiques des différents programmes que nous avons menés jusqu'à présent, ainsi que leur état d'avancement en fonction des résultats que nous avons pu obtenir :

- **Programme d'imagerie dans le visible :**

Télescope utilisé : ESO-3.6m (Observatoire de La Silla – ESO)

Instrument + filtre : EFOSC-2, filtre *R* (Bessel)

Objet observé : galaxie-hôte du GRB 990506

Télescope utilisé : "*New Technology Telescope*" (Observatoire de La Silla – ESO)

Instrument + filtre : SuSI, filtre *R* (Bessel)

Objets observés : galaxies-hôtes des GRB 980308 et GRB 000131

Analyse : galaxie-hôte du GRB 990506 : Le Floc'h et al. 2003 (A&A, 400, 499)
galaxies-hôtes des GRB 980308 et GRB 000131 : pas de détection

- **Programme d'imagerie dans le proche infrarouge :**

Télescope utilisé : "*New Technology Telescope*" (Observatoire de La Silla – ESO)

Instrument + filtre : SofI, filtre K_s

Objets observés : galaxies-hôtes des GRB 990712, GRB 981226, GRB 990510

Télescope utilisé : "*Very Large Telescope*" (Observatoire de Paranal – ESO)

Instrument + filtre : ISAAC, filtre K_s

Objets observés : galaxies-hôtes des GRB 980308, GRB 000131, GRB 990510, GRB 000418, GRB 001011, GRB 000210, GRB 981226

Analyse : Le Floc'h et al. 2003 (A&A, 400, 499)

- **Programme de spectroscopie dans le visible :**

Télescope utilisé : “*Very Large Telescope*” (Observatoire de Paranal – ESO)

Instrument + grisme : FORS, 600RI, 600z

Objets observés : galaxies-hôtes des GRB 000418, GRB 981226, GRB 990705, GRB 000210, GRB 980703

Analyse : galaxie-hôte du GRB 990705 : Le Floc’h et al. 2002b (ApJ, 581, L81)

galaxie-hôte du GRB 000418 : voir section 6.3.2

autres : en cours

- **Programme d’observation dans le millimétrique :**

Télescope utilisé : Interféromètre du Plateau de Bure (IRAM)

Transition étudiée : $^{12}\text{CO}(2-1)$ et $^{12}\text{CO}(4-3)$

Objet observé : galaxie-hôte du GRB 000418

Analyse : pas de détection

- **Programme d’observation dans le domaine radio :**

Télescope utilisé : Interféromètre du GMRT (Puna - Inde)

Fréquence analysée : 620 MHz

Objet observé : galaxie-hôte du GRB 000418

Analyse : pas de détection ($1\sigma \sim 500 \mu\text{Jy}$)

Nous pouvons également mentionner notre implication dans un programme de “temps garanti” (PI : B. Forest) pour des observations de 16 galaxies-hôtes en infrarouge moyen à $8 \mu\text{m}$ et $24 \mu\text{m}$ qui devraient être en principe effectuées l’année prochaine avec le satellite SIRTf (“*Space InfraRed Telescope Facility*”).

Enfin, j’ai réalisé des observations spectroscopiques optiques de quelques objets avec l’instrument DEIMOS du Keck en collaboration avec H. Aussel (“*University of Hawaii*”). Les données n’ont pas encore été analysées.

6.2 Le point de vue de l’optique et de l’infrarouge proche

Dans cette première section, nous allons tout d’abord nous intéresser aux propriétés des galaxies-hôtes dans les domaines optique et proche infrarouge. Cette première analyse est basée sur des observations d’imagerie et de spectroscopie que nous avons obtenues au Chili sur les télescopes de l’ESO. Nous avons également complété ces données par une multitude d’informations récupérées de la littérature. La prise en compte de tous ces résultats complémentaires publiés par des groupes concurrents nous a demandé un travail d’homogénéisation particulièrement important (notamment vis-à-vis de la diversité des systèmes photométriques utilisés). Après une description de ces galaxies du point de vue de leur morphologie apparente, nous tenterons de caractériser certaines de leurs propriétés à partir de leurs couleurs, de leurs luminosités absolues ou encore des raies en émission détectées dans leurs spectres optiques.

6.2.1 Des galaxies aux morphologies très variées

Grâce à des campagnes d'observations profondes récemment menées avec le Télescope Spatial (e.g., Holland et al. 2000), un nombre relativement important des galaxies-hôtes répertoriées jusqu'à ce jour ont pu être observées dans le domaine visible à des résolutions angulaires élevées (FWHM $\sim 0.1''$). Ces observations ont notamment permis d'effectuer des analyses très détaillées sur la morphologie des objets dans lesquels apparaissent les GRBs. Nous avons par exemple utilisé des données publiques obtenues avec le HST dans le cas de la galaxie-hôte du GRB 990705. Nous y avons mis en évidence la présence d'une spirale géante située à $z \sim 0.84$ et observée quasiment de face (Le Floch et al. 2002b). Nous reparlerons des propriétés de cet objet un peu plus loin à la section 6.2.4. D'autres analyses au cas par cas ont été menées par Holland et al. (2001), Hjorth et al. (2002), Fynbo et al. (2002) et Jaunsen et al. (2003). Une approche plus statistique a été proposée par Vreeswijk (2002).

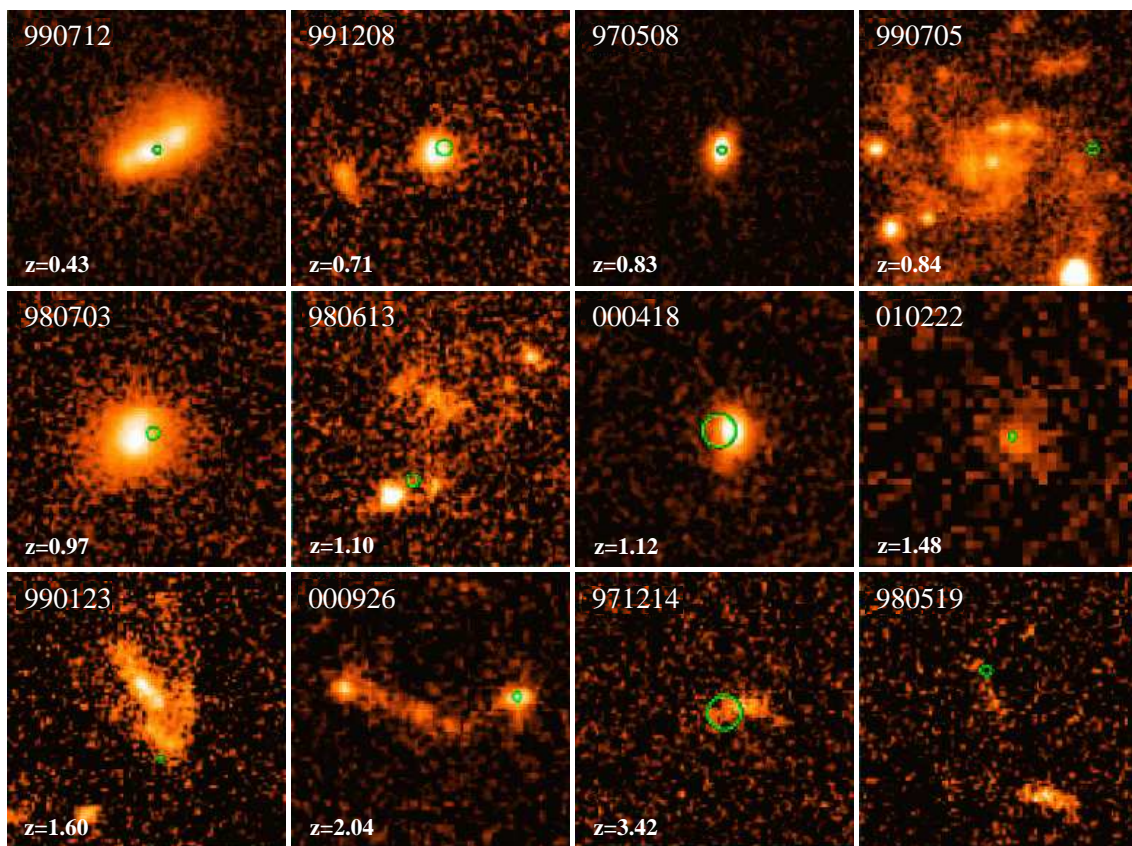


FIG. 6.2 – Observations optiques de quelques galaxies-hôtes obtenues avec le Télescope Spatial, ordonnées par redshift croissant de gauche à droite et de haut en bas. Les images ont un champ de vue de $2.5'' \times 2.5''$, excepté celle de la galaxie-hôte du GRB 000926 dont le champ est de $3.75'' \times 3.75''$. Pour chaque source, le redshift et le numéro du sursaut sont respectivement indiqués en bas et en haut de l'image correspondante. La position à 3σ du GRB dans sa galaxie est également mentionnée par un cercle vert. Le redshift de la galaxie associée au GRB 980519 n'est pas connu. D'après Vreeswijk (2002).

Sur la figure 6.2, adaptée du travail de Vreeswijk (2002), nous avons illustré quelques-unes de ces images obtenues avec le HST. Comme on peut le constater d'un point de vue purement

qualitatif, les galaxies-hôtes des sursauts gamma présentent une grande panoplie de morphologies diverses et variées. L'échantillon comprend en effet un certain nombre de sources isolées et particulièrement compactes, mais aussi des systèmes plus perturbés visiblement impliqués dans des interactions. La spirale géante associée au GRB 990705 et que nous avons précédemment mentionnée est clairement visible (une image de cet objet est également illustrée à la figure 6.8.c).

Ce large éventail de types morphologiques peut être plus ou moins quantifié en étudiant les profils de brillance de surface caractéristiques de ces galaxies, ou en déterminant par exemple leurs paramètres d'asymétrie et de concentration. Sur la figure 6.3, ces deux dernières quantités ont été représentées pour l'échantillon des galaxies-hôtes observées avec le HST, ainsi que pour un ensemble de sources détectées dans le relevé profond “*Hubble Deep Field North*” (ci-après, HDFN). Cette étude montre que les galaxies sélectionnées par les sursauts gamma présentent effectivement une très grande diversité morphologique, et la comparaison indique qu'elles sont de plus tout à fait typiques de celles des différentes classes d'objets observées dans le visible à haut redshift (Vreeswijk 2002). On peut donc en conclure que ces galaxies-hôtes, du point de vue de leur forme apparente, ne constituent pas une population de sources pouvant être distinguée des autres catégories de galaxies déjà connues dans l'Univers distant.

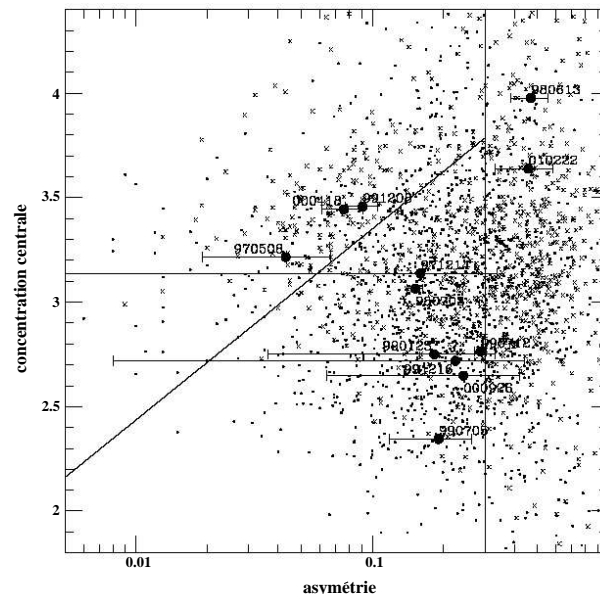


FIG. 6.3 – Diagramme Asymétrie/Concentration d'un échantillon de galaxies sélectionnées via les sursauts gamma (cercles noirs), comparé aux autres sources présentes dans le champ de ces galaxies-hôtes (points) et aux objets détectés dans le HDFN (croix). Le numéro des GRBs correspondants est indiqué dans la figure. Les deux lignes continues partagent grossièrement le diagramme en trois parties distinctes, les morphologies elliptiques et les objets compacts se trouvant en haut à gauche, les systèmes en interaction à droite, et les spirales dans la région inférieure gauche. D'après Vreeswijk (2002).

6.2.2 Des galaxies particulièrement bleues

Magnitudes observées en bande R

Dans le but d'analyser la distribution des luminosités caractéristiques de ces galaxies-hôtes, nous avons tout d'abord collecté à partir de la littérature l'ensemble de leurs magnitudes mesurées dans la bande R autour de $0.6 \mu\text{m}$. C'est en effet à ces longueurs d'onde que la plupart des observations d'imagerie profonde dédiées à leur étude dans le domaine visible ont été effectuées jusqu'à présent. Dans le cas de la galaxie associée au GRB 990506, nous avons également utilisé des données que nous avons obtenues par nous-mêmes à l'aide de l'instrument EFOSC-2 installé sur le télescope de 3.60 m à La Silla.

Pour les sources possédant un redshift déjà connu, une petite trentaine de ces magnitudes R ont été ainsi obtenues à ce jour. Celles-ci sont typiquement supérieures à $R \sim 22$ mag, et présentent un pic de distribution autour de $R \sim 25$ mag. Certaines galaxies-hôtes sont également très faibles ($26 \text{ mag} \leq R \leq 28 \text{ mag}$), et dans quelques cas, aucune source persistante coïncidant avec la position du GRB n'a pu être détectée jusqu'à $R \sim 29$ mag. La liste de ces magnitudes ainsi que les références des divers travaux que nous avons utilisés pour les obtenir sont mentionnées dans la Table A.1 de notre article "*Are the hosts of Gamma-Ray Bursts sub-luminous and blue galaxies ?*" inclus en Annexe (voir page 171).

De manière à pouvoir caractériser les propriétés des galaxies-hôtes par rapport à celles des autres sources de l'Univers distant, nous avons ensuite comparé ces magnitudes à celles des objets déjà catalogués à partir de différents relevés conduits dans le visible comme celui du HDFN (Williams et al. 1996) ou du "*Caltech Faint Galaxy Redshift Survey*" (Cohen et al. 2000). Les magnitudes R des galaxies détectées dans ces deux sondages profonds ont été respectivement tirées des études de Fernández-Soto et al. (1999) et Hogg et al. (2000). Les résultats de notre analyse sont illustrés sur la figure 6.4.a. Ils montrent que dans une tranche de redshift donnée, les luminosités optiques des galaxies-hôtes présentent une dispersion assez large et sont a priori représentatives de celles des objets couramment observés à haut redshift. Cette "normalité" de l'échantillon en terme de magnitude apparente rappelle d'ailleurs la diversité que nous avons constatée du point de vue de leurs morphologies, ces dernières apparaissant en effet typiques de celles des populations de galaxies de champ.

Magnitudes observées en bande K

Les observations des galaxies distantes en infrarouge proche peuvent également apporter de précieuses informations sur les caractéristiques physiques des objets à haut redshift. Elles permettent par exemple d'estimer l'importance des populations d'étoiles vieilles dont l'émission est généralement dominante dans ce domaine spectral, et renseignent par conséquent sur la masse des galaxies. De plus, en raison des variations de l'extinction en fonction de la longueur d'onde, l'importance relative des luminosités observées en optique et en infrarouge proche dans certaines sources lointaines peut fournir de précieuses indications sur leur contenu en poussières (e.g., Dey et al. 1999). Enfin, on notera que la sélection des objets distants à ces longueurs d'onde est relativement indépendante de la forme de la distribution spectrale d'énergie des galaxies jusqu'à de très hauts redshifts ($z \sim 2$) en raison d'une k -correction pratiquement invariable le long de la séquence de Hubble (voir ci-après).

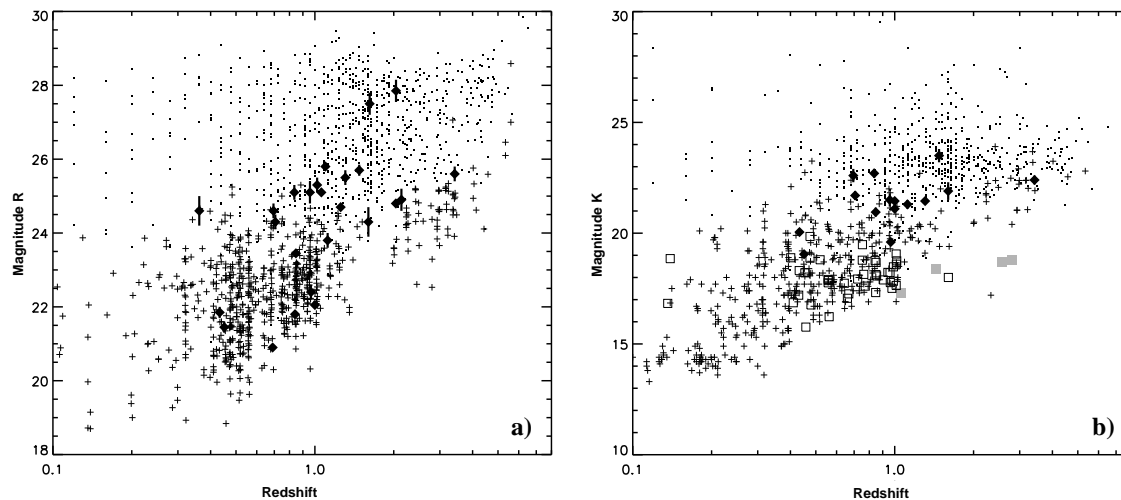


FIG. 6.4 – *a)* Magnitudes des galaxies-hôtes observées en bande R en fonction du redshift (losanges noirs), comparées à celles des sources du HDFN et du “*Caltech Faint Galaxy Redshift Survey*”. Les galaxies de champ avec un redshift spectroscopique sont indiquées par une croix, celles avec un redshift photométrique sont mentionnées par un point. *b)* Magnitudes des galaxies-hôtes observées en bande K en fonction du redshift, comparées à celles des sources du HDFN et des relevés du groupe d’Hawaï. La légende est la même qu’en *a)*. Les carrés vides représentent les magnitudes de galaxies sélectionnées dans les relevés à $15\ \mu\text{m}$, les carrés gris correspondent à des sources SCUBA. D’après Le Floc’h et al. (2003).

Dans ce contexte, nous avons effectué des observations de galaxies-hôtes dans la bande K à $2.2\ \mu\text{m}$ grâce au spectro-imageur ISAAC installé sur le “*Very Large Telescope*” (VLT) de l’ESO au Chili. Nous avons ensuite complété ces données grâce aux études qui ont été conduites à la même longueur d’onde par Chary et al. (2002) dans l’hémisphère Nord sur les télescopes Keck à Hawaï. Les magnitudes K que nous avons obtenues avec le VLT ainsi que l’ensemble de celles que nous avons pu collecter de la littérature sont rassemblés dans la Table 2 de notre article mentionné en annexe (voir page 162).

Comme nous l’avons fait précédemment pour les luminosités observées dans le visible, nous avons cherché à comparer ces magnitudes des galaxies-hôtes obtenues en bande K avec celles des sources généralement rencontrées dans les relevés profonds à ces mêmes longueurs d’onde. Les catalogues de référence que nous avons utilisés pour cette comparaison proviennent à nouveau du HDFN pour les galaxies les plus lointaines (Fernández-Soto et al. 1999), mais aussi des sondages effectués par le groupe d’Hawaï pour les sources de redshift intermédiaire (Songaila et al. 1994; Cowie et al. 1996). Nous avons également considéré les magnitudes K d’un échantillon de quelques sources sélectionnées à partir des relevés ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ (Aussel et al. 1999; Flores et al. 1999), et celles de quelques galaxies SCUBA possédant un redshift confirmé spectroscopiquement (Dey et al. 1999; Smail et al. 2002).

Les résultats de notre analyse sur ces luminosités en bande K sont illustrés sur la figure 6.4.b. À nouveau, les galaxies-hôtes des sursauts gamma apparaissent tout à fait typiques des autres objets détectés dans les relevés profonds en infrarouge proche. Mais on notera aussi qu’elles sont globalement moins brillantes que les contreparties des sources ISOCAM et SCUBA. Ces galaxies lumineuses et massives montrent en effet une tendance très nette à se

démarquer de la population des galaxies de champ. Cette distinction que nous remarquerons aussi logiquement à propos des magnitudes absolues (voir page 109) sera discutée plus en détail à la section 6.4.

Étude des couleurs $R - K$

Les magnitudes R et K que nous avons déterminées pour les différentes catégories d'objets mentionnées plus haut nous ont également permis d'analyser leurs couleurs entre les domaines optique et infrarouge proche. Les résultats que nous avons obtenus sont illustrés sur la figure 6.5. Comme nous allons le détailler ci-dessous, ces couleurs $R - K$ constituent en général, pour l'étude des galaxies distantes, un bon moyen de caractériser le type des populations stellaires qui dominent leur émission dans le cas où les effets d'extinction peuvent être négligés. Elles dépendent bien évidemment de la distribution spectrale d'énergie de chaque objet, mais varient aussi en fonction de leur redshift z comme une conséquence directe de l'effet Doppler cosmologique. Le flux d'une source lointaine placée à z_{em} et détectée à une longueur d'onde λ_{obs} correspond en effet à la radiation de cette source émise au repos à la longueur d'onde $\lambda_{em} = \lambda_{obs}/(1+z_{em})$. À une distance donnée, l'intensité finalement observée dépend donc également de la SED caractéristique de la source considérée. La prise en compte de cet effet purement intrinsèque à l'expansion cosmologique est couramment appelée la k -correction. Elle peut être exprimée sous la forme :

$$k(F_\lambda, z, R_\lambda) = 2.5 \log(1+z) - 2.5 \frac{\int_0^\infty F_\lambda(\frac{\lambda}{1+z}) R_\lambda(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty F_\lambda(\lambda) R_\lambda(\lambda) d\lambda},$$

avec F_λ la distribution spectrale d'énergie de la source exprimée par unité de longueur d'onde, et R_λ la caractéristique spectrale du filtre utilisé. On remarquera la présence du premier terme en $\log(1+z)$, qui traduit en fonction du redshift la diminution effective de la largeur de la bande passante dans laquelle l'objet émet le flux reçu dans le référentiel de l'observation.

De manière à pouvoir estimer ces effets de la k -correction vis-à-vis des magnitudes R et K observées pour nos objets, nous avons tout d'abord représenté sur la figure 6.6.a les distributions spectrales d'énergie caractéristiques des différents types de galaxies rencontrées dans l'Univers local, de l'optique au domaine de l'infrarouge proche. Pour les sources de type précoce (elliptique, types Sa et Sc), ces SEDs proviennent des travaux de Mannucci et al. (2001). En ce qui concerne les types plus tardifs (Scd et Irr), il n'existe par contre aucune représentation empirique des spectres au-delà de $1 \mu\text{m}$. Nous avons alors utilisé les SEDs optiques de Coleman et al. (1980), que nous avons prolongées par la composante spectrale du type Sc entre $1 \mu\text{m}$ et $2.2 \mu\text{m}$. Cette méthode peut être justifiée par le fait que l'émission infrarouge proche des galaxies peu affectées par l'extinction apparaît toujours dominée par les mêmes populations stellaires et varie donc très peu d'un type d'objet à l'autre (Pozzetti et al. 1996).

Les spectres caractéristiques ainsi obtenus nous ont ensuite permis de calculer les k -corrections correspondant aux filtres R et K en fonction du redshift z . Celles-ci sont illustrées sur la figure 6.6.b. Comme nous l'avons mentionné plus haut, on constate que la k -correction dans le filtre K varie indépendamment du type morphologique jusqu'à des redshifts assez élevés. C'est une conséquence directe de la similitude des SEDs sur le domaine des longueurs d'onde progressivement décalées dans cette bande K jusqu'à $z \sim 1.2$. La k -correction dans le

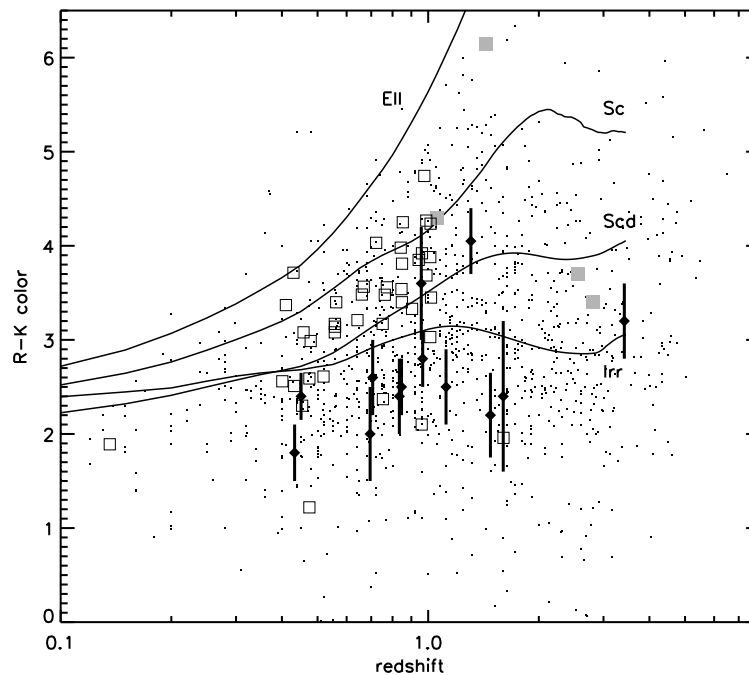


FIG. 6.5 – Couleurs $R - K$ observées pour les galaxies-hôtes des sursauts gamma, comparées à celles des sources du HDFN et des relevés du groupe d’Hawaï ainsi qu’à celles de quelques galaxies sélectionnées à partir des sondages ISO et SCUBA (Le Floch et al. 2003). La légende utilisée est la même que celle de la figure 6.4.b. On a également indiqué en fonction du redshift les couleurs que présenteraient les galaxies typiques de l’Univers local si elles étaient progressivement repoussées à des distances croissantes tout en conservant la même distribution spectrale d’énergie.

filtre R est par contre beaucoup plus importante et très dépendante de la classe de galaxies considérée. Ces différences s’expliquent par la diversité des SEDs au-dessous de $\lambda \leq 0.6 \mu\text{m}$.

À partir de ces k -corrections, nous avons finalement déterminé en fonction du redshift quelles seraient les couleurs $R - K$ observées pour les galaxies de l’Univers local si elles étaient simplement placées à plus grande distance sans tenir compte d’une quelconque évolution de leurs propriétés physiques. Ces variations des couleurs $R - K$ sont illustrées sur la figure 6.5 pour les types morphologiques elliptique, Sc, Scd et Irr. On remarque qu’à haut redshift, leurs différences sont beaucoup plus prononcées que celles observées à $z = 0$. Cette particularité qui n’est due, rappelons-le, qu’à un pur effet du décalage cosmologique, peut donc être considérée comme un bon moyen pour déterminer le type d’une galaxie dans l’Univers distant.

Une analyse de la figure 6.5 nous montre que les galaxies-hôtes des sursauts gamma sont caractérisées par des couleurs particulièrement bleues ($R - K \sim 2.5$, Le Floch et al. 2003), typiques de celles des petites galaxies faibles qui ont été mises en évidence dans les relevés profonds optiques ces dernières années (e.g., Ellis 1997). Comme de nombreux objets détectés à haut redshift, elles apparaissent d’ailleurs encore plus bleues que ne le seraient les galaxies irrégulières de l’Univers local si elles étaient placées à des distances équivalentes (Volonteri et al. 2000). Comme nous le détaillerons plus précisément à la section 6.4, ces couleurs bleues sont la signature caractéristique de populations stellaires plutôt jeunes et très peu affectées par l’extinction. Elles contrastent d’ailleurs fortement avec les couleurs plus rouges des galaxies sé-

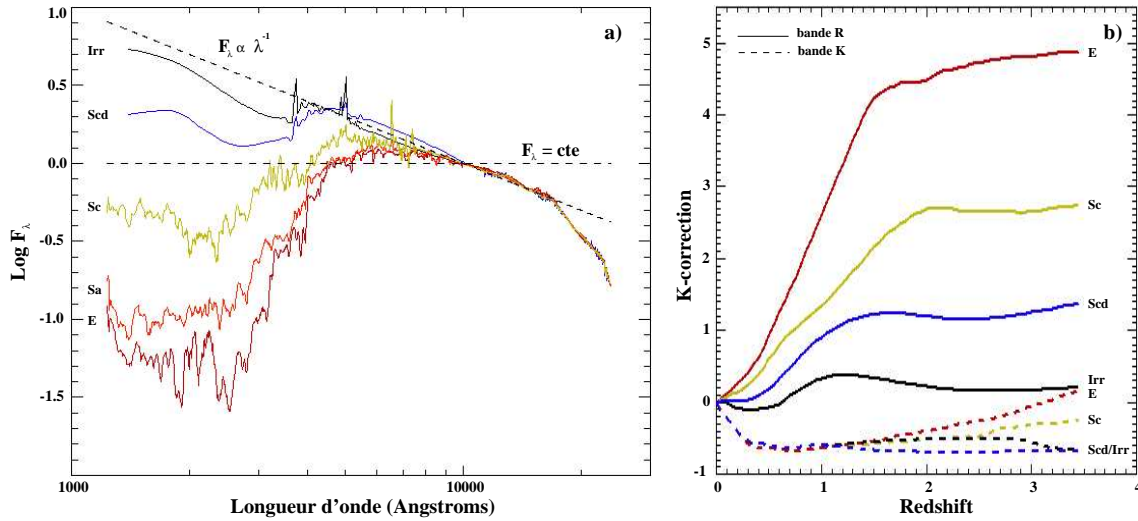


FIG. 6.6 – *a)* Distributions spectrales d'énergie caractéristiques des différents types de galaxies de l'Univers local, observées en optique et en infrarouge proche. *b)* *K*-corrections calculées pour les filtres *R* et *K* en fonction du redshift, dans le cas des types Irr, Scd, Sc et E illustrées en *a)*.

lectionnées à partir des relevés infrarouges ou submillimétriques, dominées par des populations d'étoiles vieilles et/ou sensiblement affectées par un rougissement dû aux poussières.

6.2.3 Des galaxies peu lumineuses

Pour conclure cette analyse sur les propriétés de notre échantillon dérivées à partir des données d'imagerie en optique et proche infrarouge, nous allons finalement nous intéresser aux magnitudes absolues de ces galaxies-hôtes en les comparant à nouveau à celles des autres objets typiquement rencontrés dans l'Univers distant. Nous nous placerons pour cela dans un Univers Λ CDM caractérisé par les paramètres $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\lambda = 0.7$. La constante de Hubble sera représentée par $h_{65} = H_0 (\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}) / 65$.

Considérons le cas d'une source à haut redshift. Le calcul de sa luminosité absolue à une longueur d'onde ou dans une bande spectrale donnée dépend bien entendu de sa distance mais nécessite également la prise en compte de l'effet de *k*-correction pour compenser le décalage cosmologique de sa SED en fonction du redshift. Comme nous l'avons vu précédemment, cet effet varie en fonction du type de chaque objet, mais peut être également dégénéré sur certaines plages de redshifts et certains domaines spectraux (i.e., bande *K* pour $0 \leq z \leq 1.2$). Pour le calcul de ces *k*-corrections, nous avons considéré l'hypothèse d'un type morphologique irrégulier dans le cas de la plupart des sources de notre échantillon. Cette décision a été motivée par les couleurs très bleues observées sur la figure 6.5 ainsi que par les morphologies caractéristiques révélées à partir des images HST (voir figure 6.2). Pour les quelques galaxies-hôtes un peu plus rouges ($R - K \geq 3.5$, figure 6.5), nous avons plutôt utilisé le spectre représentatif du type Scd.

Magnitudes absolues en bande K

Comme nous l'avons déjà constaté à partir de la figure 6.6.b, les incertitudes photométriques liées à ces k -corrections sont potentiellement beaucoup plus faibles dans la bande K que dans le domaine visible. De plus, l'émission intégrée des galaxies en infrarouge proche est bien souvent dominée par la contribution des populations d'étoiles vieilles, et la luminosité observée à ces longueurs d'onde est ainsi généralement considérée comme un bon indicateur de leur masse globale. C'est donc d'abord dans la bande K que nous avons calculé les magnitudes absolues des galaxies de notre échantillon. Les valeurs que nous avons obtenues sont listées dans la Table 2 de notre article mentionné en Annexe (voir page 162). Elles sont illustrées sur la figure 6.7.a, où nous avons également inclus les luminosités des sources sélectionnées dans les différents relevés que nous avons considérés à titre de comparaison pour l'analyse des magnitudes apparentes en bande K ¹ (voir page 105). Comme précédemment à la figure 6.4.b, elles nous apparaissent à nouveau très typiques des autres sources sélectionnées dans les relevés en infrarouge proche mais nettement moins lumineuses que les galaxies détectées dans les relevés infrarouges et submillimétriques. De plus, avec des magnitudes caractérisées par une valeur médiane $\overline{M_K} = -22.25$ pour $h_{65} = 1$, elles sont globalement dix fois moins brillantes que les sources caractéristiques de la transition observée dans la fonction de luminosité à haut redshift ($\overline{M_{K^*}} \sim -25$, Cowie et al. 1996; Kashikawa et al. 2003). Ce caractère sous-lumineux des galaxies-hôtes en bande K indique par conséquent que les sursauts gamma sont globalement détectés vers des objets plutôt jeunes et caractérisés par une population stellaire sous-jacente relativement peu massive.

Magnitudes absolues en bande B

Cette propriété concernant les luminosités des galaxies-hôtes en infrarouge proche se répercute tout naturellement aux longueurs d'onde optiques. À titre d'exemple, nous mentionnons ici le calcul des magnitudes absolues des sources de notre échantillon dans la bande B à $0.44 \mu\text{m}$. Le choix de cette bande provient du fait que l'émission détectée à cette longueur d'onde traduit relativement bien l'activité stellaire des galaxies peu affectées par l'extinction. Dans l'hypothèse d'une association entre les sursauts gamma et la formation d'étoiles, cette détermination des magnitudes B devient donc particulièrement intéressante. Nous en reparlerons d'ailleurs à la section 6.4.3, lors de l'interprétation plus détaillée de nos résultats.

Pour le calcul de ces magnitudes, deux approches différentes peuvent être utilisées, ce qui permet de s'assurer de la validité des estimations obtenues. La première méthode consiste à déterminer d'abord les magnitudes absolues en bande R à partir des magnitudes observées et des k -corrections discutées précédemment, puis à appliquer une couleur $B - R$ caractéristique des types morphologiques suggérés par les couleurs observées $R - K$. La seconde, quant à elle, repose sur la détermination directe de la luminosité à la longueur d'onde permettant de sonder la bande B au repos (i.e., $\lambda_B \times (1 + z)$), en utilisant par exemple les magnitudes obtenues avec d'autres filtres, ou encore les continus observés en spectroscopie, ou en faisant à nouveau une hypothèse sur la SED sous-jacente de la galaxie. Les valeurs que nous avons

¹ Dans le cas de ces sondages profonds, on notera que les k -corrections des galaxies du HDFN et des champs ISO/SCUBA ont été estimées en considérant le type morphologique suggéré par leurs couleurs $R - K$ à partir de la figure 6.5. Quant aux sources à plus bas redshift cataloguées par le groupe d'Hawaï, la dégénérescence de la k -correction en bande K jusqu'à $z \sim 1.2$ nous a simplement dispensés de devoir prendre en compte les variations de la SED propre à chaque objet.

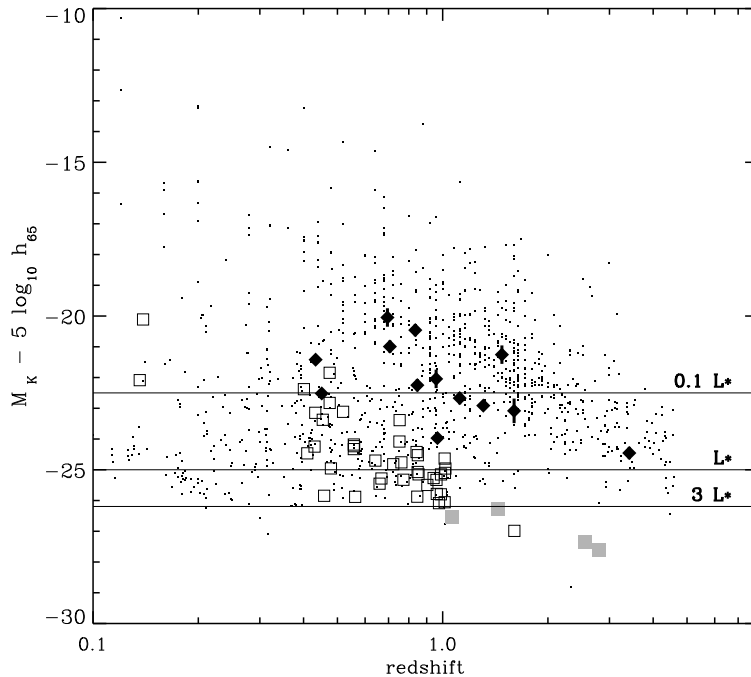


FIG. 6.7 – Magnitudes absolues des galaxies-hôtes en bande K en fonction du redshift (Le Floc'h et al. 2003). Elles ont été calculées pour une cosmologie Λ CDM avec les paramètres $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\lambda = 0.7$. À titre de comparaison, on a également représenté les magnitudes de certaines galaxies sélectionnées à partir des relevés en infrarouge proche, à $15 \mu\text{m}$ (ISO) et à $850 \mu\text{m}$ (SCUBA). La légende utilisée est la même que celle de la figure 6.4.b. Les lignes horizontales représentent les magnitudes correspondant à des luminosités de $0.1 L_*$, L_* et $3 L_*$ pour $M_{K*} = -25$ à $z \sim 1$ et $h_{65} = 1$.

ainsi déterminées sont indiquées dans la Table A.1 de notre article inclu en Annexe (voir page 171). Elles montrent effectivement que les galaxies-hôtes sont aussi caractérisées pour la plupart d'entre elles par des luminosités absolues relativement faibles en bande B .

6.2.4 Des galaxies qui forment des étoiles

Comme nous l'avons constaté précédemment, les galaxies-hôtes des sursauts gamma sont caractérisées entre autres par des couleurs très bleues, typiques de celles observées pour les populations stellaires très jeunes et les galaxies irrégulières de l'Univers local. Ces couleurs suggèrent donc la présence d'une certaine activité de formation d'étoiles plus ou moins importante dans les environnements associés à la formation des GRBs. Pour tenter de s'en convaincre de manière un peu plus détaillée, nous allons maintenant discuter des propriétés de ces galaxies déterminées à partir d'observations spectroscopiques dans le domaine visible.

Tous les spectres optiques de galaxies-hôtes obtenus à ce jour présentent des raies d'émission plus ou moins intenses superposées à un continuum à nouveau très bleu. Dans la plupart des cas, ces raies proviennent du doublet [OII] à $3726/3729 \text{Å}$, de l'oxygène [OIII] à $4959/5007 \text{Å}$ ou encore de la série de Balmer. Sur la figure 6.8, nous avons par exemple illustré le cas de la source associée au GRB 990705, avec une image HST de cet objet ainsi qu'un spectre déterminé à partir d'observations que nous avons conduites avec le spectro-imageur FORS du VLT à l'ESO

(Le Floc'h et al. 2002b). Une raie proéminente est détectée vers 7000\AA dans une région du spectre où la contamination par les raies du ciel est relativement négligeable. Compte tenu de la taille angulaire ($\sim 5''$) et de la morphologie spirale de la galaxie-hôte, cette raie isolée ne peut pas provenir des signatures H_α ou Ly_α . Les redshifts qu'on en déduirait (respectivement 0.05 et 4.65) ne seraient en effet pas réalistes. Elle ne peut donc avoir pour origine que le doublet d'oxygène à 3727\AA observé à un redshift $z \sim 0.8424$. À partir de cette détermination et d'un ajustement du continuum avec une SED de type Sc, nous avons pu alors estimer la luminosité de la galaxie vers 2800\AA au repos, pour finalement en déduire un taux de formation d'étoiles d'environ $5 M_\odot \text{yr}^{-1}$ en utilisant la calibration de Madau et al. (1998). Cette activité de formation stellaire est d'ailleurs tout à fait compatible avec celles typiquement observées dans les galaxies bleues sélectionnées à partir des relevés profonds (Lilly et al. 1995b).

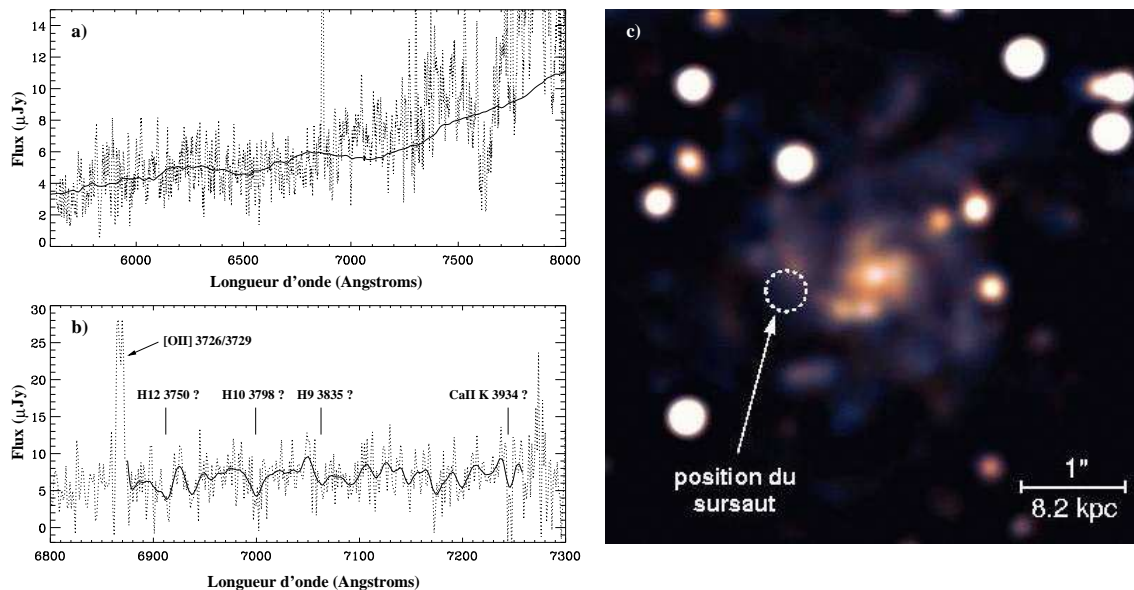


FIG. 6.8 – *a*) Le spectre optique de la galaxie-hôte associée au GRB 990705, obtenu avec le spectro-imageur FORS du VLT (pointillés). La ligne continue représente un ajustement du continuum avec une SED de type Sc (Mannucci et al. 2001) décalée au redshift de la galaxie à $z = 0.8424$. *b*) Un zoom autour de la raie d'oxygène [OII]/ 3727\AA observée vers 6870\AA . Le doublet est marginalement détecté. La ligne continue représente le spectre après lissage. *c*) Image de la galaxie-hôte obtenue avec la caméra STIS du HST. La position du sursaut gamma semble coïncider avec une région de formation d'étoiles dans un bras spiral. D'après Le Floc'h et al. (2002b).

Sur la figure 6.9, d'autres spectres de galaxies-hôtes, principalement obtenus au Keck par le groupe de Caltech, ont été représentés à titre de comparaison. Comme nous l'avons précisé plus haut, ils sont tous caractérisés par la présence de raies en émission. Les taux de formation stellaire qu'on peut en déduire varient typiquement entre 1 et $10 M_\odot \text{yr}^{-1}$ en fonction des indicateurs utilisés (i.e, continuum UV, flux [OII], raies de Balmer). Dans les cas où plusieurs raies de la série de Balmer sont détectées, on notera que l'estimation de l'extinction à partir du décrétement est généralement très faible ($A_V \leq 2 \text{ mag}$), comme le suggère d'ailleurs la couleur bleue du continuum.

Mentionnons cependant qu'aux redshifts typiquement rencontrés dans cet échantillon, les diagnostics spectroscopiques utilisés dans le domaine visible pour déterminer le type d'émission

caractéristique de l'activité de chaque galaxie (e.g., Rola et al. 1997) ne permettent plus, d'une manière générale, d'estimer une éventuelle contamination par les noyaux actifs.

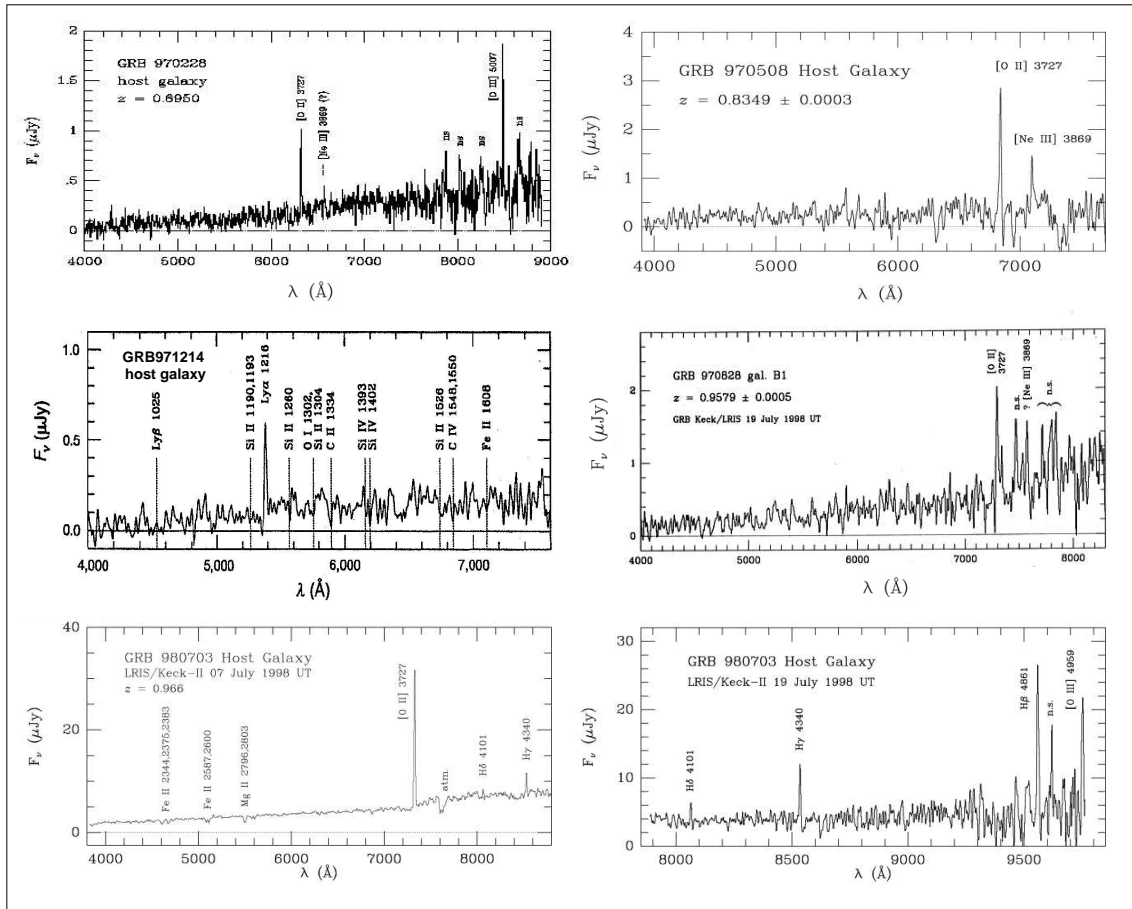


FIG. 6.9 – Spectres optiques des galaxies associées aux sursauts GRB970228 (Bloom et al. 2001), GRB970508 (Bloom et al. 1998), GRB971214 (Kulkarni et al. 1998), GRB970828 (Djorgovski et al. 2001a) et GRB980703 (Djorgovski et al. 1998), obtenus avec le spectro-imageur LRIS du Keck. On notera dans tous les cas la présence d'un continuum particulièrement bleu et des raies en émission plus ou moins proéminentes.

6.3 Les galaxies-hôtes et la formation stellaire enfouie

6.3.1 Observations dans les domaines submillimétrique et radio

Dans la première partie de cette thèse, nous avons mis en évidence le rôle nécessaire des observations dans l'infrarouge thermique pour caractériser l'activité des galaxies fortement affectées par la poussière. La comparaison de nos données ISOCAM avec des données obtenues dans le visible pour des sources lumineuses ou ultralumineuses nous a également montré que la connaissance des propriétés UV et optiques des galaxies n'était pas forcément suffisante pour estimer l'importance des effets d'extinction dans certaines de ces sources.

Cette remarque s'applique tout naturellement au cas des galaxies-hôtes associées aux sur-

sauts gamma. Les observations optique et proche infrarouge que nous avons présentées à la section précédente, même si elles ne semblent pas montrer d'évidence quant à la présence d'une extinction importante par les poussières, ne peuvent en effet permettre à elles-seules une caractérisation complète de leurs propriétés. Et c'est donc dans les domaines infrarouge, submillimétrique et radio qu'il faut aller chercher des indications sur la présence éventuelle d'une formation stellaire enfouie associée à ces objets.

En infrarouge moyen, les instruments au sol ne sont pas assez sensibles pour l'observation des galaxies distantes. Quant au satellite ISO, il a dû mettre fin à ses opérations peu de temps après la découverte des premiers transients de GRBs...! Des programmes d'observation ont alors été menés à $450\ \mu\text{m}$ et $850\ \mu\text{m}$ avec la caméra de bolomètres SCUBA installée sur le JCMT (Barnard et al. 2003; Berger et al. 2003), ainsi qu'à 1.4 GHz et 8.4 GHz grâce à l'interféromètre radio du VLA (Berger et al. 2001, 2003). Parmi les sources observées, quatre galaxies-hôtes ont pu être clairement identifiées avec des détections supérieures à 3σ :

- la galaxie du sursaut GRB 980703 : cette source située à $z = 0.97$ a été observée avec un flux $F_\nu \sim 68\ \mu\text{Jy}$ à 1.43 GHz. La pente β de son spectre radio est d'environ 0.32 (Berger et al. 2001). Elle n'a cependant pas été détectée dans le submillimétrique. En utilisant l'indice spectral de Carilli & Yun (2000) entre 350 GHz et 1.4 GHz, on peut en effet prédire à partir des observations VLA un flux $F_\nu \sim 1.3\ \text{mJy}$ à $850\ \mu\text{m}$, en dessous de la limite de confusion de SCUBA à cette longueur d'onde (i.e., $\sim 2\ \text{mJy}$). Son spectre optique est illustré sur la figure 6.9.
- la galaxie du sursaut GRB 000210 : située à une distance un peu plus faible que la précédente ($z = 0.85$), cette source a été observée avec un flux $F_\nu = 3.0 \pm 0.9\ \text{mJy}$ à $850\ \mu\text{m}$ (Barnard et al. 2003; Berger et al. 2003). Il semble qu'elle soit aussi marginalement détectée dans le domaine radio, avec un flux $F_\nu = 18 \pm 9\ \mu\text{Jy}$ à 8.46 GHz en accord avec ce que l'on peut prévoir à partir de l'indice de Carilli & Yun (2000). La particularité de cette galaxie-hôte, ou plutôt du GRB qui a permis de la sélectionner, tient au fait qu'aucun transient optique n'a pu être observé après le sursaut gamma, malgré la localisation précise de ce GRB grâce à la détection de ses contreparties X et radio (Piro et al. 2002). On peut alors penser que le transient optique a été en partie obscurci par les poussières présentes dans la galaxie-hôte.
- la galaxie du sursaut GRB 010222 : située à un redshift $z = 1.48$, cette source a été détectée à des flux relativement faibles avec SCUBA et le VLA ($\sim 2.5\ \text{mJy}$ à $850\ \mu\text{m}$, Frail et al. 2002, $\sim 25\ \mu\text{Jy}$ à 4.86 GHz, Berger et al. 2003). Elle a également été détectée à 1.3 mm grâce à l'instrument MAMBO installé sur le radio-télescope de l'IRAM à Pico Veleta (Frail et al. 2002). La contrepartie optique de la galaxie est malheureusement trop faible ($R \sim 25.7$) pour qu'un suivi spectroscopique puisse être effectué dans le visible.
- la galaxie du sursaut GRB 000418 : avec des détections relativement fortes (Berger et al. 2003) à la fois en radio ($\sim 70\ \mu\text{Jy}$ à 1.43 GHz, $\sim 45\ \mu\text{Jy}$ à 4.86 GHz et $\sim 50\ \mu\text{Jy}$ à 8.46 GHz, voir également la figure 6.10) et dans le submillimétrique ($\sim 3.2\ \text{mJy}$ à $850\ \mu\text{m}$, $\sim 40\ \text{mJy}$ à $450\ \mu\text{m}$), c'est probablement l'objet le plus intéressant parmi les quatre galaxies discutées ici. Cette source possède un redshift $z = 1.12$. Nous reviendrons plus en détail sur ses propriétés dans la discussion présentée un peu plus loin.

Observations dans la transition de la raie de CO à 115 GHz

Suite à l'identification de la galaxie-hôte du sursaut GRB 000418 à $450\ \mu\text{m}$ et $850\ \mu\text{m}$ par l'instrument SCUBA, nous avons conduit des observations millimétriques à l'interféromètre de l'IRAM au Plateau de Bure, dans l'espoir de détecter une émission du gaz moléculaire dans la raie du monoxyde de carbone (CO). Ces observations ont été effectuées pendant l'été, une saison durant laquelle les conditions atmosphériques ne permettent en général une bonne acquisition des données qu'uniquement dans la bande à 3 mm. Compte tenu du redshift $z = 1.12$ de la source étudiée, c'est donc la transition $^{12}\text{CO}(2-1)$ que nous avons tenté de détecter dans cette fenêtre.

Cependant, aucune émission associée à notre galaxie-hôte n'a pu être observée jusqu'à une limite de 0.2 mJy rms. Quelles contraintes sur la physique de cet objet peut-on en déduire ? Si on le compare à la galaxie HR 10 considérée comme un prototype des ULIRGs de l'Univers distant (e.g., Elbaz et al. 2002b), cette non-détection pourrait paraître étonnante à première vue. D'après Berger et al. (2003), les deux objets ont en effet des luminosités bolométriques comparables, et une importante quantité de gaz moléculaire a pu être observée dans le cas de HR 10 (Andreani et al. 2000) malgré sa distance plus éloignée ($z = 1.44$). Dans la mesure où les transitions CO ne bénéficient pas d'une k -correction négative contrairement à l'émission continuum submillimétrique (Combes et al. 1999), on aurait donc pu s'attendre à une détection significative dans le cas de notre objet.

Toutefois, le problème est bien sûr un peu plus subtil, et rien ne prouve par exemple que les rapports gaz/poussières soient identiques dans les deux galaxies. De plus, l'émission des transitions CO est également fortement dépendante de l'état d'excitation du milieu qui émet, ce qui semblerait avoir de sérieuses conséquences sur la détectabilité du gaz moléculaire dans les objets distants (Papadopoulos & Ivison 2002). Il est donc probablement illusoire de prétendre apporter une quelconque contrainte sur les caractéristiques physiques de la galaxie-hôte du sursaut GRB 000418 simplement à partir de notre non-détection de la raie CO dans cet objet.

Mentionnons enfin que des observations de cette même transition ont également été effectuées par un groupe indépendant en direction de la galaxie associée au GRB 010222. De même, aucune émission n'a pu être détectée dans ce cas (Carilli, communication privée).

6.3.2 Discussion

Ces détections à haut redshift dans le domaine radio et le submillimétrique montrent que les sursauts gamma peuvent apparaître dans des galaxies fortement lumineuses dans l'infrarouge thermique, et caractérisées par des luminosités bolométriques $L_{\text{bol}} \geq 10^{12} L_{\odot}$. Dans l'hypothèse selon laquelle les GRBs proviennent de la destruction cataclismique d'étoiles massives, ce résultat n'est évidemment pas surprenant. En attribuant l'intégralité de l'émission détectée par SCUBA et/ou le VLA à une activité de formation stellaire (i.e., on néglige donc l'éventuelle contribution d'un noyau actif), les flux observés suggèrent en effet des taux de formation d'étoiles de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de masses solaires par an !

Là où les choses deviennent intéressantes, c'est que les propriétés optiques de ces quelques galaxies-hôtes détectées à grandes longueurs d'onde semblent différentes de celles des sources sélectionnées à partir des relevés profonds conduits par le VLA, SCUBA ou ISOCAM (voir figures 6.5 et 6.7). À la section précédente, nous avons en effet montré que les galaxies associées

aux sursauts gamma sont caractérisées par des couleurs très bleues et des luminosités assez faibles dans le visible et le proche infrarouge (voir sections 6.2.2 et 6.2.3). Elles se distinguent très nettement des fameux EROs et des objets rouges et lumineux récemment détectés dans les sondages effectués à $15\ \mu\text{m}$ et $850\ \mu\text{m}$. Ces quelques détections radio/submillimétriques de galaxies-hôtes associées à des contreparties optiques plutôt bleues peuvent donc paraître pour le moins intrigantes. Les GRBs seraient-ils capables de mettre en évidence une classe de galaxies qui n'a pas encore été révélée par les relevés cosmologiques ?

À l'aide de l'instrument FORS installé sur le VLT, nous avons effectué des observations spectroscopiques de la galaxie-hôte du GRB 000418 détectée avec SCUBA et le VLA. Sur les images du HST, cette galaxie a une morphologie typique des naines bleues compactes (Guzman et al. 1997). Le spectre optique que nous avons obtenu est illustré sur la figure 6.10. Comme les autres spectres de galaxies-hôtes (e.g., Le Floc'h et al. 2002b; Djorgovski et al. 2001c), il présente un continuum très bleu qui contraste singulièrement avec celui observé dans les galaxies lumineuses et ultralumineuses de l'Univers local (e.g., Veilleux et al. 1995; Duc et al. 1997; Veilleux et al. 1999). De plus, on détecte très nettement les deux raies de Balmer $H\delta$ et $H\gamma$ en émission. Aux incertitudes photométriques près, la comparaison du décrement mesuré entre ces deux raies et le rapport théorique attendu dans le cas d'une recombinaison de type B ($H\delta/H\gamma = 0.49 \pm 0.01$ sur une plage de températures et de densités d'électrons relativement large, Osterbrock 1989) apparaît compatible avec une extinction quasiment nulle.

Dans la mesure où les objets à grand redshift détectés dans le submillimétrique sont nécessairement caractérisés par une forte émission des poussières, l'absence de signature d'extinction dans notre spectre VLT semble donc à nouveau pour le moins étonnante. On peut d'ailleurs noter que les propriétés visiblement antagonistes que nous observons ici (i.e, source lumineuse dans l'infrarouge mais bleue dans l'optique) ne sont pas uniquement propres au cas de la galaxie-hôte du GRB 000418, et que des caractéristiques tout à fait semblables ont été suggérées également à partir de la SED optique des quelques autres galaxies-hôtes détectées à grandes longueurs d'onde, comme celles du GRB 980703 (Djorgovski et al. 1998) et du GRB 000210 (Piro et al. 2002; Gorosabel et al. 2003).

Pourtant, les différentes observations optiques et submillimétriques/radio ne sont peut-être pas forcément si incompatibles. Elles pourraient suggérer que ces galaxies-hôtes sont en fait composées de deux sources distinctes, l'une présentant une intense activité de formation stellaire enfouie dans la poussière et responsable de l'excès d'émission à grandes longueurs d'onde, l'autre associée à une composante moins active, bleue, et caractérisée par un taux de formation d'étoiles et une luminosité dans l'optique beaucoup plus faibles. Ce type de configuration a déjà été observé dans l'Univers lointain pour le cas de certaines galaxies SCUBA (Ivison et al. 2001). Dans ces systèmes, la composante rouge d'où provient l'émission des poussières est cependant détectée en optique, alors que les images à haute résolution angulaire du HST ne semblent pas indiquer la présence d'un deuxième objet en interaction avec la source bleue des galaxies-hôtes. Notons que dans le cadre de cette interprétation, il serait particulièrement intéressant d'étudier la provenance exacte du sursaut, afin de déterminer si des transients optiques émis au sein de systèmes très enfouis peuvent être réellement détectés malgré les effets d'extinction. Nous discuterons un peu plus loin du biais potentiel apporté par la présence de poussières sur la ligne de visée d'un GRB (voir la section 6.4.2).

Une autre interprétation éventuelle consiste à supposer l'existence d'une source unique, caractérisée par un sursaut de formation d'étoiles extrêmement compact et enfoui dans la

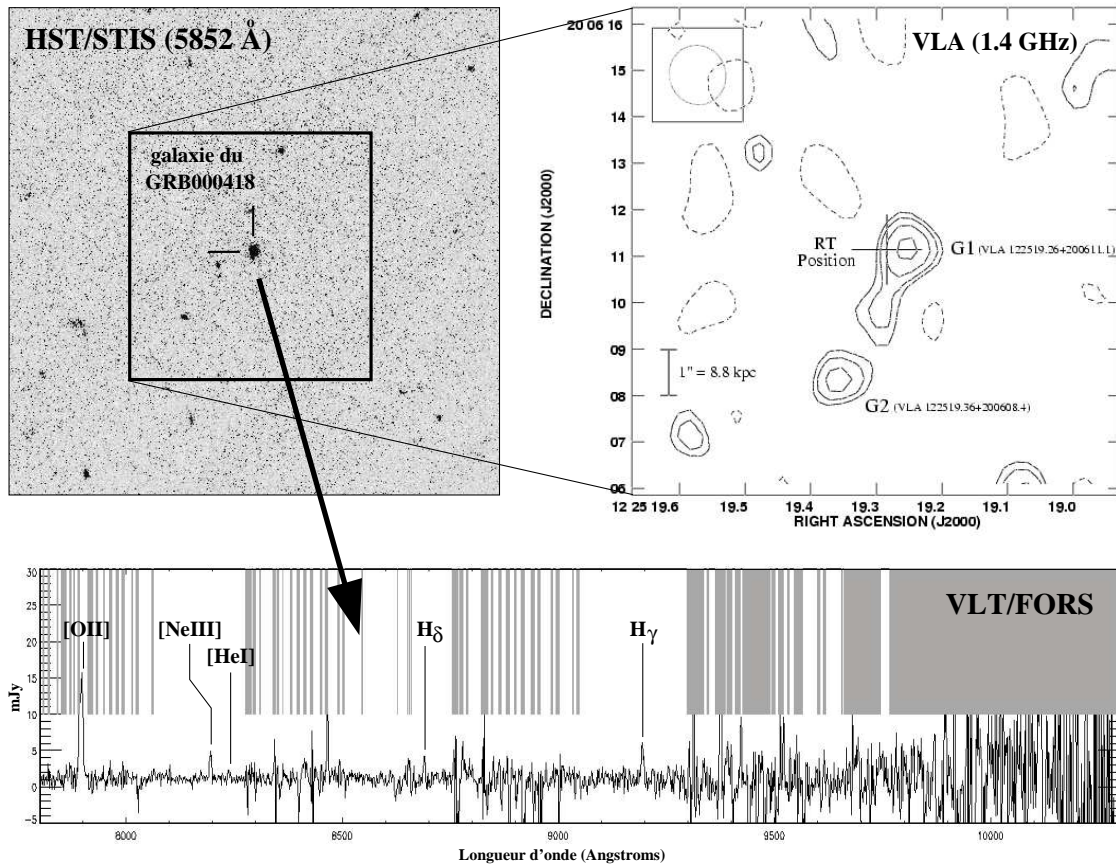


FIG. 6.10 – La galaxie-hôte du sursaut gamma GRB 000418 observée avec la caméra STIS du HST (image en niveaux de gris, Metzger et al. 2000) et à 1.4 GHz au VLA (image en contours, Berger et al. 2003). Notre spectre VLT est représenté en-dessous. Il est caractérisé par un continuum très bleu, et les raies d'émission [OII], [NeIII], [HeI] ainsi que les raies de Balmer H δ et H γ sont clairement détectées. Les parties grisées indiquent les régions du spectre contaminées par les raies du ciel.

poussière, à l'intérieur d'une galaxie bleue. Même s'il n'est bien sûr pas possible de trancher entre les deux explications proposées, cette hypothèse semble peut-être la plus intéressante. Il faut en effet remarquer que les flux submillimétriques des galaxies-hôtes détectées par SCUBA sont sensiblement plus faibles que ceux des sources sélectionnées à partir des relevés profonds à $850 \mu\text{m}$ (i.e., plutôt $\sim 5 \text{ mJy}$)². Il n'est donc pas absurde de penser que l'on sonde en fait deux populations finalement différentes : les objets des sondages SCUBA/VLA ne correspondent qu'aux cas les plus extrêmes et les plus lumineux (et donc les plus rouges) des galaxies actives de l'Univers distant, alors que les galaxies-hôtes détectées à grandes longueurs d'onde pourraient permettre d'explorer la zone de transition entre la population des objets bleus et les sources infrarouges. Comme nous allons le constater maintenant, cette interprétation reste toutefois assez fragile, car certains biais semblent sérieusement affecter notre échantillon.

² En dépit de la différence entre le redshift moyen de nos galaxies-hôtes (i.e., $z = 1$) et celui des galaxies SCUBA (i.e., $z \geq 2$), cette comparaison est justifiée au vu de la k -correction négative permettant, à un flux submillimétrique donné, une sélection en luminosité infrarouge indépendante de la distance pour $1 \leq z \leq 10$.

6.4 Une sélection biaisée ?

À la section précédente, nous avons détaillé les propriétés optique et proche infrarouge des galaxies-hôtes associées aux sursauts gamma, en les comparant à celles des autres sources typiquement observées à haut redshift à partir des relevés profonds. Nous avons montré que ces galaxies-hôtes sont caractérisées par des couleurs très bleues, des luminosités en moyenne relativement faibles, de petites masses, et des taux de formation d'étoiles visiblement assez modestes. Notre analyse est restée cependant assez descriptive dans son ensemble, et les conclusions que nous avons pu en tirer ne concernaient finalement que les caractéristiques de ces galaxies-hôtes considérées en tant qu'objet individuel de l'Univers distant. Nous allons maintenant tenter d'intégrer ces différents éléments dans le contexte plus global de l'évolution des galaxies à haut redshift, en tenant maintenant compte de l'influence du mode de sélection que nous avons utilisé pour dresser cet échantillon d'objets, et en examinant plus en détail ce que les propriétés des galaxies-hôtes peuvent nous apprendre de manière générale sur les sources à grand z . Nous verrons également si certaines contraintes sur la formation des sursauts gamma eux-mêmes peuvent être apportées.

Les galaxies lumineuses récemment détectées dans les relevés ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ (Aussel et al. 1999; Elbaz et al. 1999) ont permis de résoudre une fraction non négligeable du fond diffus extragalactique infrarouge (Elbaz et al. 2002a; Elbaz & Cesarsky 2003). Compte tenu de l'importance de celui-ci en terme d'intensité intégrée (comparée par exemple à celle du fond diffus optique, e.g., Hauser & Dwek 2001), et au vu de la proportion assez faible ($\leq 20\%$) de noyaux actifs au sein de cette population d'objets sélectionnés dans l'infrarouge moyen (Fadda et al. 2002, voir aussi Franceschini et al. 2002), les galaxies ISO semblent donc responsables d'une grosse partie de la formation stellaire qui s'est déroulée au cours de l'histoire de l'Univers. Caractérisées par des couleurs assez rouges, elles sont également particulièrement massives et lumineuses aux longueurs d'onde optique et proche infrarouge (Rigopoulou et al. 2002; Franceschini et al. 2003a), et visiblement différentes des sources bleues qui dominent le fond diffus dans le visible (Madau & Pozzetti 2000).

Dans l'hypothèse où les GRBs permettent de tracer l'activité de formation d'étoiles à grand z , la prédominance d'objets plus bleus et moins lumineux – à redshifts comparables – que les contreparties optiques de ces sources ISO dans notre échantillon de galaxies-hôtes peut alors paraître assez surprenante. Si nous avons vu que ces objets sélectionnés par les sursauts gamma présentaient bien des caractéristiques typiques de galaxies formant des étoiles, force est maintenant de constater qu'ils ne semblent pas vraiment représentatifs de *l'ensemble* des objets ayant participé à la formation stellaire dans l'Univers distant (Le Floch et al. 2003). Notre sélection serait-elle biaisée ?

Trois types d'arguments peuvent être avancés pour tenter d'expliquer cette apparente contradiction entre nos résultats et les caractéristiques auxquelles on aurait pu s'attendre. Le premier est d'origine purement statistique, alors que le deuxième repose sur les aspects observationnels de la sélection opérée pour dresser l'échantillon des galaxies-hôtes. Le dernier, quant à lui, est directement lié à la formation des GRBs, et pourrait remettre en cause l'hypothèse d'une association directe entre les taux de formation d'étoiles et les taux de production des sursauts gamma. Nous les discutons ci-dessous.

6.4.1 Un échantillon de galaxies trop restreint ?

La première raison à laquelle nous pouvons penser pour expliquer ce manque d'objets rouges et optiquement lumineux dans notre échantillon est tout simplement basée sur le nombre assez faible d'objets sélectionnés par les GRBs et que nous avons utilisés pour mener notre analyse. En terme de comptage, les galaxies bleues couramment détectées dans les relevés profonds optiques sont en effet beaucoup plus nombreuses que les sources observées dans les domaines infrarouge moyen, submillimétrique et radio. D'un point de vue statistique, on pourrait donc être tenté d'interpréter nos résultats en argumentant une probabilité très importante de rencontrer des galaxies bleues dans un échantillon aussi petit que le nôtre.

Cependant, il faut bien garder à l'esprit que la probabilité de former un sursaut gamma n'a absolument aucune raison de rester constante d'une galaxie à l'autre. La répartition des galaxies-hôtes en nombre et par type n'a donc pas lieu d'être similaire à celle des sources de l'Univers distant. En partant de l'hypothèse d'un lien direct entre la formation stellaire instantanée et la production des GRBs, et en tenant compte de la contribution globale des sources ISO à l'histoire de la formation d'étoiles sur la plage de redshifts dans laquelle sont observées la plupart de nos galaxies-hôtes, nous avons estimé qu'environ 5 ou 6 sources de notre échantillon devraient présenter des caractéristiques optiques assez semblables à celles des objets détectés à $15 \mu\text{m}$ (Le Floc'h et al. 2003). Puisque ce n'est visiblement pas le cas, il semble donc que le biais observé soit réellement intrinsèque à notre échantillon de galaxies, et non pas d'origine statistique.

6.4.2 Les transients optiques enfouis dans la poussière

Un aspect important de la sélection opérée par les GRBs n'a pas encore été discuté jusqu'à présent. Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, les incertitudes sur les positions des sursauts déterminées à partir des instruments gamma sont beaucoup trop importantes pour permettre leur localisation de manière précise sur le plan du ciel. Seule une détection de leur transient à plus grande longueur d'onde peut alors permettre d'obtenir des boîtes d'erreurs suffisamment faibles (i.e., $\sim 1''$) et conduire ainsi à l'identification de leur galaxie-hôte. Il serait donc plus rigoureux de parler d'une sélection par les transients des sursauts gamma plutôt que d'une sélection par les GRBs eux-mêmes.

Cette dernière remarque peut avoir des conséquences importantes sur les propriétés de notre échantillon. Si les GRBs ne sont en effet que peu affectés par la poussière, il n'en est pas de même pour les transients optiques très dépendants de l'extinction. Certes, des modèles théoriques prévoient que l'émission des X durs associés aux GRBs puisse détruire les grains de poussières dans l'environnement proche ($\sim 100 \text{ pc}$) d'un sursaut (Waxman & Draine 2000; Fruchter et al. 2001). Mais les régions responsables de l'émission infrarouge dans les galaxies lumineuses peuvent par exemple atteindre des dimensions caractéristiques de plusieurs centaines de parsecs, et présenter des extinctions se chiffrant en plusieurs dizaines de magnitudes (voir la première partie de cette thèse). Un transient produit au cœur d'une LIRG ou d'une ULIRG ne serait donc certainement pas détecté aux longueurs d'onde optiques.

Puisque la majorité des galaxies de notre échantillon ont été sélectionnées à partir de contreparties de sursauts gamma observées dans le visible, il semble donc évident que cet ensemble de sources soit naturellement biaisé vers des objets bleus peu affectés par l'extinction.

Et dans ce cas de figure, les quelques GRBs associés à des galaxies-hôtes détectées dans le submillimétrique ou le domaine radio n'auraient pas été formés dans des régions obscurcies et dominées par l'émission de la poussière, mais plutôt au sein de leurs composantes plus bleues révélées par les images optiques.

Un autre élément de réponse, lié à ce que l'on a appelé les "*dark GRBs*", vient également appuyer cette interprétation de la présence d'un biais lié à la sélection opérée par les transients optiques. Dans de très nombreux cas en effet, les observations conduites dans le visible suite à la détection d'un GRB n'ont repéré aucune contrepartie optique jusqu'à des limites de sensibilité relativement faibles, malgré des boîtes d'erreur assez petites sur la position du sursaut et des temps de réaction très courts après son identification aux hautes énergies (voir la figure 6.11). Ces non-détections peuvent être par exemple expliquées par des décroissances temporelles très rapides de la luminosité des transients. Elles se comprennent également dans le cas des GRBs à très haut redshift, dont l'émission dans le domaine optique est littéralement éteinte par l'absorption de Lyman sur la ligne de visée. Mais elles pourraient aussi indiquer l'existence de sursauts provenant de sites de formation stellaire fortement obscurcis par la poussière, et qui seraient donc détectables uniquement à partir des gamma, des X ou de la radio.

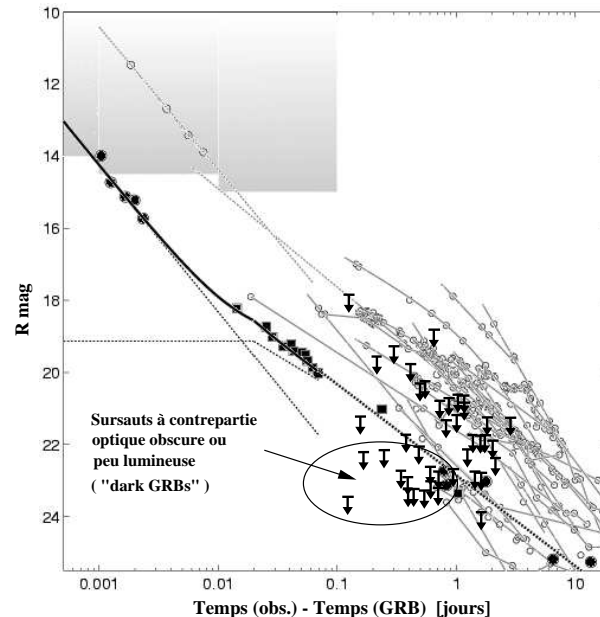


FIG. 6.11 – Illustration de la notion de "*dark GRBs*". Les points de mesure (cercles, rectangles) correspondent aux courbes de lumière des contreparties visibles de différents sursauts gamma, observées en bande R (Fox et al. 2003). Nous avons superposé à ce diagramme des magnitudes limites inférieures (flèches) indiquant des non-détections de transients associés à des GRBs localisés avec des précisions de seulement quelques arcminutes carrées (d'après les données de Lazzati et al. 2002). On notera que certains sursauts ont donc des contreparties optiques très peu lumineuses.

Ces GRBs sans contrepartie optique suggèrent donc qu'une sélection opérée par les transients visibles ne peut être réellement équivalente à une sélection effectuée à partir des sursauts eux-mêmes. Suivant cette hypothèse, les transients radio devraient alors constituer de meilleurs éléments pour construire un échantillon non biaisé par la poussière. Malheureusement à ce jour, la plupart des contreparties observées à ces longueurs d'onde ont été en fait également détec-

tées dans l'optique, ce qui ne résout donc pas notre problème. De plus, les rares galaxies-hôtes associées à des “*darks GRBs*” que l'on a justement pu identifier grâce à des transients radio ne semblent pas être caractérisées par une émission importante dans le submillimétrique (Barnard et al. 2003).

Pour se débarrasser de ce type de biais, il semble donc que la meilleure solution repose sur une sélection effectuée à partir des X. Jusqu'à ce jour et à quelques rares reprises, seul le satellite Chandra a pu localiser des transients de GRBs avec des précisions de l'ordre de la seconde d'arc (e.g., Piro et al. 2002, mais voir également les observations d'XMM-Newton : Watson et al. 2002). C'est donc la future mission spatiale SWIFT, purement dédiée à l'observation des transients de GRBs et prévue pour le début de l'année 2004, qui devrait permettre l'obtention d'un échantillon statistiquement significatif de galaxies-hôtes directement sélectionnées à partir de contreparties à ces hautes énergie. Affaire à suivre...

6.4.3 Biais liés à la formation des GRBs

Nous venons de mentionner un biais d'origine observationnelle, simplement lié à la méthode que nous avons utilisée pour construire notre échantillon de galaxies. Se pourrait-il également que certains effets de sélection proviennent directement des caractéristiques physiques des environnements où se forment les sursauts gamma ? Les milieux dans lesquels de tels événements peuvent se produire sont-ils réellement représentatifs de toutes les régions de formation stellaire rencontrées dans l'Univers ?

Sur la figure 6.12, nous avons représenté l'histogramme des magnitudes absolues de notre échantillon de galaxies-hôtes, calculées dans la bande B ($\lambda \sim 0.44 \mu\text{m}$) comme indiqué à la section 6.2.3 (voir page 110). Pour les objets peu affectés par l'extinction des poussières, l'émission observée à cette longueur d'onde peut être considérée comme un traceur relativement fiable de leur taux de formation d'étoiles. Dans l'hypothèse où les sources sélectionnées par les GRBs sont représentatives de celles responsables de la formation stellaire à haut redshift, notre histogramme devrait donc s'accorder avec la fonction Ψ décrivant par unité de magnitude ou de luminosité la contribution totale des galaxies à la densité d'énergie observée en bande B dans l'Univers lointain.

Cette fonction Ψ peut être obtenue à partir d'une pondération de la fonction de luminosité Φ des objets distants par cette même luminosité. Nous en avons déterminé plusieurs estimations à partir des données de la littérature (e.g., Wolf et al. 2003; Kashikawa et al. 2003). Nous avons ensuite reporté les différentes courbes ainsi calculées sur la figure 6.12. Une comparaison rapide avec notre histogramme semble montrer un décalage entre les deux distributions, et suggère que les galaxies-hôtes sont en moyenne moins lumineuses que les sources contribuant à la luminosité en bande B à haut redshift. Ces différences sont-elles significatives ? Est-ce à nouveau un effet lié à la taille de notre échantillon statistiquement trop petit ? Ou le décalage observé ne pourrait-il pas plutôt provenir d'une mauvaise connaissance de la pente de la fonction de luminosité au niveau des galaxies peu lumineuses ?

En fait, nous observons que la forme globale de la courbe Ψ , contrairement à celle de la fonction Φ , est assez peu dépendante du paramètre qui contraint la distribution de ces sources aux faibles luminosités. Ceci n'est donc pas suffisant pour expliquer le décalage observé. De plus, un test de Kolmogorov-Smirnov indique une probabilité de seulement $\sim 20\%$ pour que les deux distributions proviennent d'une même population d'objets. Même si cette estimation

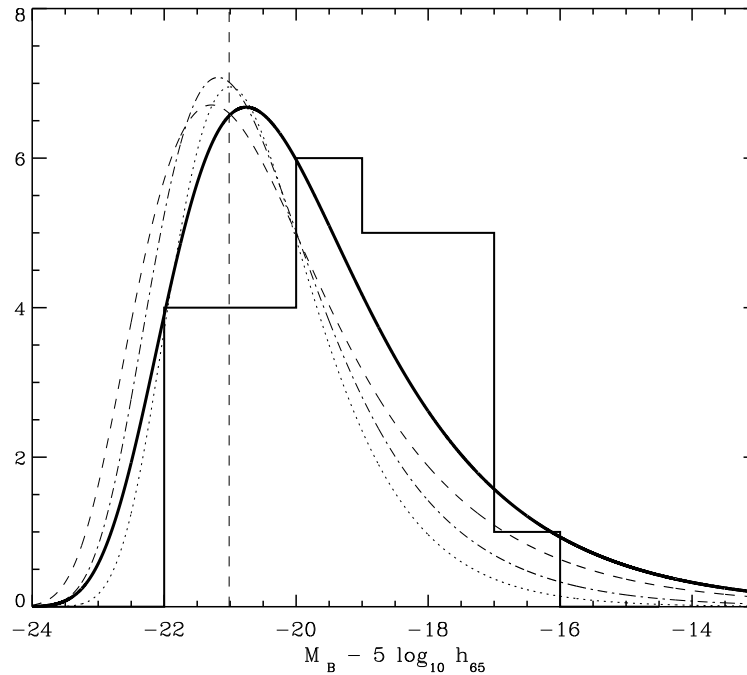


FIG. 6.12 – Histogramme des magnitudes absolues des galaxies-hôtes en bande B (Le Floc'h et al. 2003), calculées pour une cosmologie Λ CDM avec $(\Omega_m; \Omega_\lambda) = (0.3; 0.7)$. La ligne pointillée verticale représente la magnitude M_* ($h_{65} = 1$) pour les galaxies bleues à $z = 1$ (Wolf et al. 2003). Différentes fonctions de luminosité en bande B pondérées par la luminosité ont été indiquées en unité arbitraire à titre de comparaison. Elles sont tirées de Wolf et al. (2003) et Kashikawa et al. (2003) pour des sources respectivement situées à $0.8 \leq z \leq 1.2$ (tirets), $1 \leq z \leq 1.5$ (pointillés) et $1.5 \leq z \leq 2$ (tirets-pointillés). La courbe en trait plein est également tirée de Wolf et al. (2003) mais restreinte aux galaxies plus bleues que le type Sbc.

ne permet donc pas vraiment de conclure de manière ferme quant à une éventuelle disparité, elle montre clairement une certaine tendance à rencontrer les galaxies-hôtes parmi les objets les moins lumineux de l'Univers distant.

Les sources de faible luminosité sont généralement associées à des systèmes jeunes, peu évolués et donc pauvres en éléments lourds. Si ce décalage suggéré par notre histogramme se confirmait, notre résultat laisserait ainsi supposer que la formation des GRBs peut être favorisée dans des environnements plutôt sous-métalliques. D'ailleurs, les quelques galaxies-hôtes pour lesquelles des mesures de métallicité ont pu être effectuées jusqu'à ce jour présentent en effet des abondances d'oxygène variant entre un quart et un huitième de celle du Soleil (Price et al. 2002; Masetti et al. 2003). De plus, on pourra noter qu'une faible métallicité dans l'enveloppe d'une étoile massive réduit les effets de perte de masse et de moment angulaire dans les phases ultimes de son évolution. Un tel effet a non seulement pour conséquence de favoriser l'obtention d'un cœur lourd pouvant plus facilement donner lieu, dans l'hypothèse du "collapsar", à un trou noir et à un sursaut gamma (MacFadyen & Woosley 1999), mais il retarde également le freinage du vent relativiste une fois le GRB formé. Comparé à ce que l'on pourrait prévoir dans le cas d'étoiles massives à métallicité normale, cette dernière propriété permet ainsi un développement des chocs internes avec des profils temporels en meilleur accord avec les observations (Daigne & Mochkovitch 2001; Daigne 2003). Ces quelques éléments pourraient

donc indiquer la présence d'un biais non plus observationnel mais directement dépendant des processus physiques liés à la formation des sursauts.

Une autre indication quant à la présence de ce biais nous est indirectement donnée par la mesure de la largeur équivalente du doublet d'oxygène ionisé [OII]. Toute comme l'émission détectée en bande B dans le cas des galaxies bleues peu affectées par l'extinction, cette raie constitue un autre traceur de l'activité stellaire, dont la largeur équivalente obtenue après une normalisation par l'émission du continuum permet de rapporter le taux de formation d'étoiles mesuré à la masse de chaque objet. Puisque cette formation stellaire dans les galaxies-hôtes semble typique de celle des sources observées dans les relevés optiques (voir la figure 6.4), et puisque leur luminosité absolue et leur masse sont en revanche plus faibles que la moyenne (figure 6.7), on devrait donc en déduire des taux par unité de masse sensiblement plus élevés pour les objets associés aux GRBs que pour les galaxies du champ.

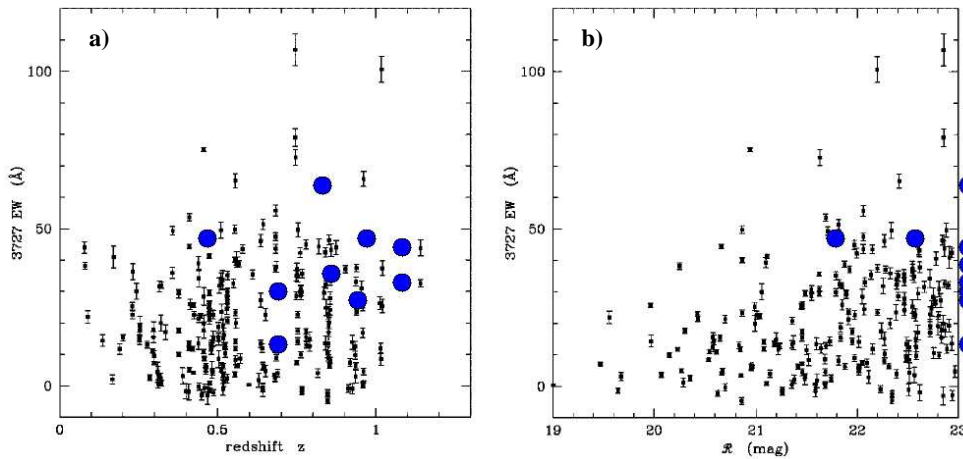


FIG. 6.13 – Largeurs équivalentes de la raie d'oxygène II à 3727\AA pour un échantillon de galaxies-hôtes (cercles pleins) et les sources du “*Caltech Faint Galaxy Redshift Survey*” (croix, Hogg et al. 1998), représentées en fonction du redshift (a) et de la magnitude observée en bande R (b). Dans ce dernier cas, on a attribué la valeur limite $R=23$ mag pour les galaxies plus faibles que cette magnitude. D'après Djorgovski et al. (2001c).

Même si des problèmes de statistique nous empêchent à nouveau d'affirmer la moindre conclusion avec certitude, il semble que ce genre d'effet soit effectivement observé à partir des spectres obtenus au Keck par le groupe de Caltech (Djorgovski et al. 2001c, voir aussi la figure 6.13). Leur résultat suggère donc à nouveau la tendance que pourraient avoir les sursauts gamma à se former préférentiellement dans des galaxies très jeunes, peu massives et pauvres en métaux. Et si ces galaxies expérimentent de plus leurs premiers épisodes de flambée de formation stellaire, on ne peut d'ailleurs pas exclure d'autres effets liés par exemple à la fonction initiale de masse qui serait biaisée vers les étoiles les plus massives et favoriserait ainsi la formation des GRBs !!

Il semble donc qu'une étude plus approfondie des propriétés de ces galaxies-hôtes, avec notamment un échantillon d'objets plus significatif, soit véritablement cruciale pour pouvoir établir plus clairement le lien entre la formation d'étoiles et les sursauts gamma. Si les tendances que nous venons de mentionner se confirmaient de manière plus nette, elles remettraient en cause la possibilité d'utiliser l'évolution du taux de production des GRBs au cours du temps

comme un estimateur direct de l'histoire de la formation stellaire dans l'Univers. Mais en tant qu'outils de sélection, les sursauts gamma resteraient toutefois parfaitement adaptés à la recherche des premières flambées d'étoiles formées dans des environnements primitifs à très haut redshift.

Perspectives

Comme on l'aura compris à partir des analyses que nous avons présentées au chapitre précédent, les galaxies à grand redshift qui ont pu être jusqu'à présent identifiées grâce aux sursauts gamma restent encore trop peu nombreuses pour permettre d'établir des conclusions statistiquement fiables sur le mode de sélection opéré par les GRBs. Il serait donc particulièrement audacieux de prétendre apporter, à partir de nos résultats, de quelconques contraintes sur l'évolution globale des galaxies dans l'Univers distant ou sur la physique associée à la formation des sursauts.

Avec un taux de détection estimé à environ une centaine de transients par an, la mission SWIFT dédiée aux suivis X et optique des GRBs et prévue pour le début de l'année 2004 devrait cependant pouvoir palier à cette insuffisance très prochainement. On peut d'ailleurs noter que la performance des détecteurs de ce satellite devrait permettre en principe une sélection des galaxies-hôtes directement à partir des transients détectés dans les X. La comparaison des propriétés physiques de ces galaxies avec celles des objets identifiés à partir des transients optiques pourra donc nous apporter de très riches informations sur les effets comparés de l'extinction vis-à-vis de ces deux types de sélection.

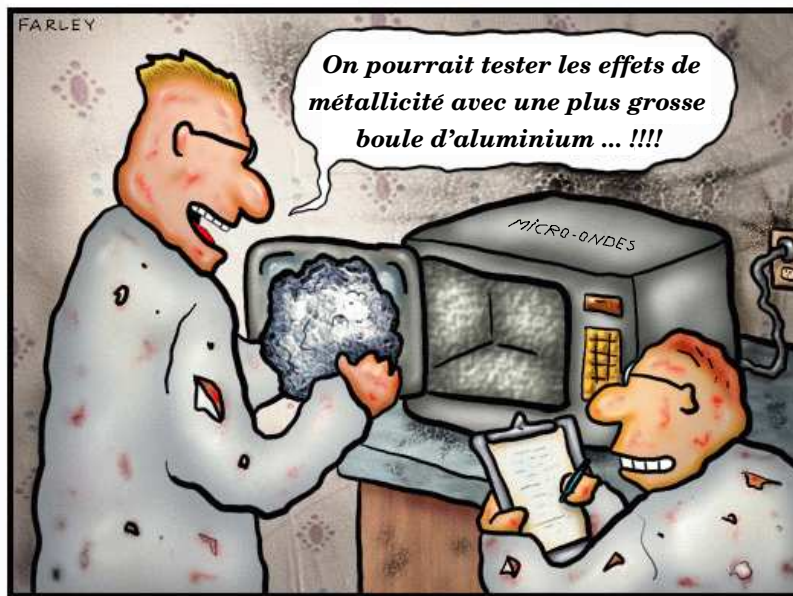
De plus, avec la mise en place de nombreux petits télescopes automatisés et adaptés au repérage des objets transitoires, l'identification des contreparties optiques des sursauts sera obtenue de manière beaucoup plus rapide que les performances aujourd'hui réalisées dans ce domaine. C'est par exemple dans ce but que sont actuellement développés les télescopes robotisés comme TAROT, ou REM prochainement installé à l'Observatoire de La Silla au Chili. La découverte de ces transients quelques heures ou quelques minutes seulement après les détections aux énergies gamma sera alors suivie par des analyses spectroscopiques sur des sources encore assez brillantes pour permettre des observations à haute résolution spectrale. De telles stratégies observationnelles constitueront ainsi un outil particulièrement efficace pour sonder avec précision le milieu interstellaire des galaxies-hôtes et le milieu intergalactique en absorption. À titre d'exemple à nouveau, mentionnons qu'un spectromètre à bande large ($0.3\ \mu\text{m}$ à $1.9\ \mu\text{m}$) et moyenne résolution appelé "*X-shooter*", spécialement dédié à cette thématique, est actuellement développé par un consortium européen dans le cadre des instruments de seconde génération destinés à équiper le VLT de l'ESO. La France est très présente dans ce projet, puisqu'un département de l'Observatoire de Paris-Meudon (GEPI, PI : F. Hammer) devrait avoir en charge la préparation du système de réduction des données ainsi que le développement de l'unité d'acquisition de l'instrument basée sur une optique intégrale de champ.

D'autre part, nous avons signalé que certains effets liés à la métallicité des progéniteurs associés aux sursauts gamma devraient être probablement pris en compte pour mieux comprendre la sélection des galaxies définie par les GRBs. Il conviendrait donc d'étudier plus en

détail l'abondance en éléments chimiques des objets de notre échantillon. Lors du prochain semestre, nous proposerons à ce titre un nouveau programme d'observations spectroscopiques au VLT. Il sera complémentaire à celui que nous avons déjà conduit jusqu'à présent, et sera plus particulièrement ciblé sur la détection des raies [OIII] (4959/5007Å) et H β (4861Å) nécessaires à la détermination de la métallicité du gaz et du milieu interstellaire dans les galaxies (e.g., Kobulnicky et al. 1999). Compte tenu des redshifts des sources de notre échantillon, ces signatures spectrales sont décalées vers le rouge aux alentours de 1 μ m, ce qui demande alors un traitement méticuleux de la contribution des raies d'émission de l'atmosphère.

Nous avons aussi mis en évidence, parmi les sources sélectionnées à partir des sursauts gamma, une absence remarquée de galaxies rouges, massives et lumineuses, similaires à celles que l'on a découvert à partir des relevés conduits par ISOCAM et SCUBA. Une connaissance plus précise de la physique de ces derniers objets pourrait donc être également nécessaire afin de mieux comprendre ce résultat. Leurs analogues de l'Univers local, comme les LIRGs et les ULIRGs à bas redshift, sont à ce titre des galaxies très intéressantes. Si la présence des sources très bleues que nous avons ainsi observées parmi les galaxies-hôtes ne provient que d'un biais observationnel (i.e., les transients sont peut-être absorbés par les poussières dans les galaxies infrarouges), une meilleure compréhension de la structure du milieu interstellaire et des régions de formation d'étoiles au sein des LIRGs pourra alors contraindre avec plus de détails la fraction de sursauts ainsi manqués en raison des phénomènes d'extinction. Si le biais est au contraire intrinsèquement lié à la physique de la formation des GRBs, il sera sans doute utile de mieux comprendre les processus déclenchant les sursauts de formation stellaire dans les galaxies infrarouges, ou de mieux connaître leur fonction initiale de masse si celle-ci s'avère être différente de celle des galaxies normales. Enfin, si la connexion entre les sursauts gamma et les supernovae se confirme, les galaxies locales hébergeant ces dernières pourront certainement nous apprendre beaucoup sur les biais susceptibles d'affecter notre échantillon. Elles partagent d'ailleurs certaines caractéristiques avec nos objets, comme leurs couleurs bleues et leurs petites masses (Melchior & Combes, en préparation ; voir également Kauffmann et al. 2003a,b). On pourra d'ailleurs noter le déficit apparent de supernovae dans les LIRGs à bas redshift, comparé à ce que l'on pourrait attendre au vu de leur important taux de formation d'étoiles (Mannucci et al. 2003). Ce résultat est attribué à une très forte extinction par les poussières ($A_v \geq 30$ mag) et pourrait expliquer également l'absence des transients optiques de GRBs dont les galaxies lumineuses à grand redshift.

De notre côté, nous attendons beaucoup du satellite infrarouge SIRTf qui devrait être très prochainement lancé. Les observations à ces longueurs d'onde sont en effet nécessaires pour pouvoir proprement caractériser les propriétés des galaxies actives dans leur ensemble. Dans le cas des galaxies lumineuses de l'Univers proche, il est clair que ces observations permettront d'analyser les caractéristiques des sursauts de formation stellaire et des noyaux actifs enfouis dans la poussière avec beaucoup plus de détails que ce qui a pu être fait jusqu'ici avec ISOCAM et les instruments au sol. Quant à l'Univers distant, on a vu par exemple le cas de quelques objets à haut redshift, associés à des GRBs et détectés avec SCUBA et le VLA. La sensibilité bien meilleure de SIRTf devrait nous permettre de mieux étudier l'émission de la poussière dans ces objets particuliers. À plus long terme enfin, c'est véritablement la combinaison entre des instruments comme ALMA dans le millimétrique et le NGST dans l'infrarouge moyen qui devrait nous donner la possibilité de mieux comprendre les propriétés de l'Univers distant d'un point de vue multi-longueurs d'onde.



Malgré les restrictions budgétaires, la recherche sur l'origine des sursauts gamma se poursuit comme elle peut....

(adapté de D.Farley)

Annexe (publications)

A&A 367, 487–497 (2001)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20000569
 © ESO 2001

**Astronomy
&
Astrophysics**

Mid-Infrared observations of NGC 1068 with the Infrared Space Observatory[★]

E. Le Floch^{1,2}, I. F. Mirabel^{1,3}, O. Laurent^{1,4}, V. Charmandaris⁵, P. Gallais¹, M. Sauvage¹,
 L. Vigroux¹, and C. Cesarsky⁶

¹ CEA/DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique, 91191 Gif-sur-Yvette, France

² European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Casilla 19001, Santiago, Chile

³ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, cc 67, suc 28., 1428 Buenos Aires, Argentina

⁴ Max Planck Institut für extraterrestrische Physik, Postfach 1312, 85741 Garching, Germany

⁵ Cornell University, Astronomy Department, Ithaca, NY 14853, USA

⁶ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str, 85748 Garching bei München, Germany

Received 31 October 2000 / Accepted 22 December 2000

Abstract. We report on Mid-Infrared (MIR) observations of the Seyfert 2 galaxy NGC 1068, obtained with ISOCAM in low-resolution spectro-imaging mode. The spatial resolution ($\sim 5''$) allows us to disentangle the circumnuclear starburst regions from the emission of the active galactic nucleus (AGN). The global spatial distribution of the Unidentified Infrared Bands (UIBs) is similar to the cold dust component, traced by the $450\ \mu\text{m}$ emission and the gaseous component obtained from the $^{12}\text{CO}(1-0)$ map. However, a shift between the maximum of the UIB and $450\ \mu\text{m}$ emission is clearly seen in our maps. The UIBs in the MIR ($5-16\ \mu\text{m}$) originate almost exclusively from the starburst regions in the galactic disk with an emission peaking at the extremity of the stellar/gaseous bar at a distance of 1 kpc from the AGN. The spectrum of the nucleus is characterized *over the whole 5–16 μm range* by a strong continuum which can be fitted with a power law of index $\alpha = -1.7$. Moreover, the high [NeIII]/[NeII] ratio ($\gtrsim 2.5$) in the nuclear region argues for a hard radiation field from the AGN. Observations indicate that the AGN in NGC 1068 contributes less than $\sim 5\%$ to the total integrated UIB emission even though its hot dust continuum contributes as much as 75% to the total MIR flux. On the contrary, the nuclear contribution to the cold dust emission decreases considerably at submillimeter wavelengths and does not represent more than 25% of the total integrated emission at $450\ \mu\text{m}$.

Key words. galaxies: active – galaxies: individual: NGC 1068 – galaxies: seyfert – galaxies: ISM – infrared: galaxies

1. Introduction

Due to its proximity ($D = 14.4$ Mpc, $1''$ on the sky corresponds to a physical separation of only 72 pc, Tully 1988), NGC 1068 has become one of the best known active galaxies. It harbors the closest Seyfert 2 nucleus, it has been extensively observed from UV to radio wavelengths, and therefore it is regarded as a favorite target for high resolution observations. As a result, NGC 1068 is now the prototypical galaxy where one can test both models of emission due the presence of a central black hole (especially in

the MIR; see Pier & Krolik 1992; Efstathiou et al. 1995; Granato et al. 1997), as well as models describing the kinematics of circumnuclear starbursts associated with a bar, which are often encountered around active nuclei (e.g. Schinnerer et al. 2000 and references therein).

The presence of a massive black hole in the central region of this galaxy is supported by the observation of a radio jet which originates from an unresolved region of 60 mas (Muxlow et al. 1996). Moreover, X-ray observations of the central region suggest large obscuration (e.g. Iwasawa et al. 1997; Matt et al. 1997) presumably due to a thick torus invoked in the unified scheme (Antonucci 1993). Evidence for such a dusty torus and obscuring material around the nucleus have been recently reported in the Near-Infrared (NIR) using adaptive optics (e.g. Rouan et al. 1998) and in the radio using VLBA observations (Gallimore et al. 1997). The precise localization of the central black hole is now accurately defined,

Send offprint requests to: E. Le Floch,
 e-mail: elefloch@cea.fr

[★] Based on observations with the ISO satellite, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) and with the participation of ISAS and NASA.

in particular by the spatial coincidence of 1) the peak of the $12.4 \mu\text{m}$ intensity (Braatz et al. 1993), 2) the OH and H_2O maser emission (Gallimore et al. 1996), 3) the center of the UV-optical polarization map (Capetti et al. 1995), and 4) the apex of the conical shape of the narrow line region (NLR) observed by HST (Macchetto et al. 1994).

Besides the contribution of the Seyfert nucleus, an important fraction of the bolometric luminosity of NGC 1068 ($L_{\text{bol}} = 3 \cdot 10^{11} L_{\odot}$, Telesco et al. 1984) is also attributed to a circumnuclear star-forming ring of 3 kpc in diameter (Telesco & Decher 1988). Using the CO rotational line transitions as tracers of the cold molecular gas, the ring can be resolved into two distinct spiral arms (Helfer & Blitz 1995) along which a string of several massive and clumpy HII regions is observed (Bland-Hawthorn & Sokolowski 1991a, 1991b). These spiral arms originate from the ends of a gaseous and stellar bar observed at NIR wavelengths (Scoville et al. 1988; Thronson et al. 1989). The same overall structure can also be seen in the cold/dense molecular gas via the HCN(1-0) emission (Tacconi et al. 1994) as well as in more recent high resolution CO imaging of the galaxy (Schinnerer et al. 2000). A study of the kinematics of the gas suggests that the molecular gas motions are explained in terms of Lindblad resonances associated with a barred potential, in combination with a warp of the gaseous disk in the ring (Schinnerer et al. 2000). The bar as well as other gaseous features associated with cold dust emission in the spiral arms are also revealed in the Far-Infrared (FIR; Papadopoulos & Seaquist 1999).

MIR observations appear to be particularly enlightening in studying NGC 1068 since the UV photons from the starburst and AGN activity are absorbed by dust and re-emitted in the MIR. Moreover, the lower extinction ($A_{15 \mu\text{m}} \sim A_V/70$, Mathis 1990) allows us to probe deeper into the regions which are obscured by large amounts of dust. After describing the ISO observations and data reduction in Sect. 2, we present, in Sect. 3, the details on the MIR morphology of the circumnuclear environment as well as the AGN/starburst spectral properties. We discuss the impact of these new data in Sect. 4.

2. Observations and data reduction

NGC 1068 was observed with the ISOCAM camera (Cesarsky et al. 1996a) on-board the Infrared Space Observatory (Kessler et al. 1996). The data were obtained in low-resolution spectro-imaging mode, using the Continuously Variable Filter (CVF), resulting in a full coverage of the $5.1\text{--}16.3 \mu\text{m}$ wavelength range with a spectral resolution between 30 and 40. The pixel size is $3''$ providing a total field of view of $96'' \times 96''$ (see Fig. 1) with a full-width at half-maximum (FWHM) for the point spread function (PSF) between $4''$ and $6''$ from 5.2 to $16.3 \mu\text{m}$. The data reduction and analysis were performed using the CAM Interactive Analysis (CIA¹) following the standard

¹ CIA is a joint development by the ESA astrophysics division and the ISOCAM consortium.

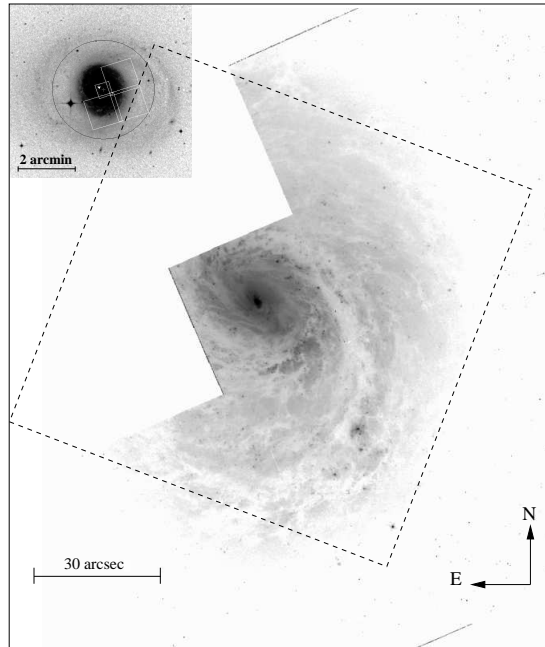


Fig. 1. An optical V-band image of the central region of NGC 1068 taken with HST. The field of view observed by ISOCAM is marked with the dashed square. One should note that even though it is not obvious from the above low contrast picture, the disk of the galaxy extends to 7.1 by 6.0 arcmin. The inset at the upper right corner shows a Digitized Sky Survey image of the same band with the footprint of the HST/WFPC2 marked on it

techniques described in Starck et al. (1999) which include the correction for the dark current, the cosmic-rays and the memory effect of the detector. We also corrected the frames from the jitter effects which are due to the combination of 1) the satellite motion, 2) the continuous translation of the source on the detector as a function of the observed wavelength, which is an intrinsic feature of the ISOCAM CVF, and 3) the discontinuous shift of the target when changing from one CVF sector to another. This correction was performed by translating each resampled frame with respect to a common astrometric reference.

Several ghost images produced by multiple reflections between the detector and the filter plane are particularly present in CVF observations containing a bright point-like source (Okumura et al. 1998). The primary ghost which results from the first reflection is clearly observed in our CVF images (see Fig. 2a). Its overall shape is characterized by a ring structure corresponding to the defocussed pupil image. Nevertheless, the surface brightness of the most luminous ghost is weak and represents only $\sim 7\%$ of the average surface brightness of the central region ($40''$ in diameter). Moreover, as seen in Figs. 5–16 in Okumura et al. (1998) which presents a ghost pattern similar to that

E. Le Floch et al.: Mid-infrared observations of NGC 1068 with ISOCAM

489

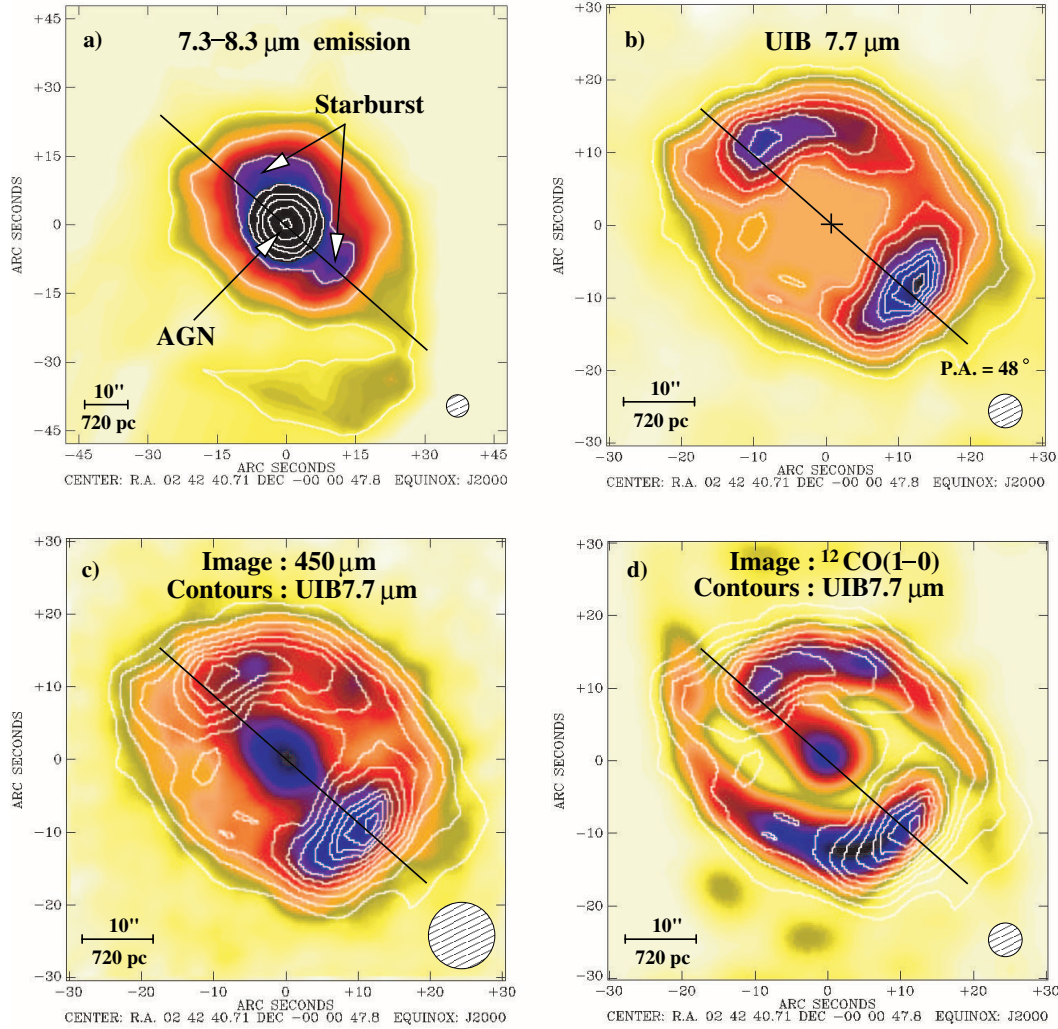


Fig. 2. **a)** A Mid-Infrared image of NGC 1068 covering the wavelength range of 7.3–8.3 μm with exponential contours at the same wavelength. North is up and east is to the left. The contour levels are 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128 and 256 mJy arcsec^{-2} . Note the strength of the continuum emission of the unresolved nucleus, and the ghost effect which can be seen to the south. **b)** An ISOCAM image of the circumnuclear star-forming regions, obtained by mapping the UIB feature at 7.7 μm after the removal of the underlying continuum with contours at the same wavelength. The contour levels are 0.75, 1, 1.25, 1.5, 1.75, 2, 2.25, 2.50, 2.75, 3 and 3.25 mJy arcsec^{-2} . We indicate the location of the nucleus with a cross (+), as well as the position angle of the stellar and gaseous bar (solid line). **c)** A SCUBA map at 450 μm of the cold dust distribution (Papadopoulos & Seaquist 1999) with contours of the MIR image presented in **b)**. **d)** Same ISOCAM contours as in **b)**, superimposed on the molecular gas distribution traced by the $^{12}\text{CO}(1-0)$ emission line convolved to the ISOCAM spatial resolution of $\sim 5''$ (Schinnerer et al. 2000). The FWHM of the PSF for each image as well as the image scale indicated by a bar of 720 pc (10'') in length, are respectively included at the right and left corners at the bottom of each panel

of our observation, the ghost image is located essentially outside of the strong point-like source. Thus we conclude that the ghost did not affect significantly the photometry of the central region and therefore did not introduce a systematic bias in our analysis of the data.

The surface brightness of the PSF of the nucleus averaged over a region of $15'' \times 15''$ is one order of magnitude greater than the surrounding starburst regions (see Fig. 2a), so special care had to be taken in order to study the MIR spectral properties of the whole galaxy, and to

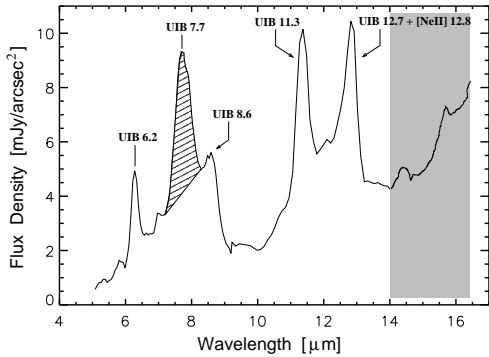


Fig. 3. Spectrum of the starburst regions after removing the AGN contribution. It has been obtained over a region of $15''$ in diameter, centered on the MIR peak of emission located South-West of the nucleus ($\alpha = 02^{\text{h}}42^{\text{m}}39.9^{\text{s}}$, $\delta = -00^{\circ}00'55.3''$, J2000) and it is very similar to the MIR spectra of the other circumnuclear star forming regions of NGC 1068. A proper removal of the AGN contribution could not be performed beyond $14 \mu\text{m}$ (grey part of the plot, see details in Sect. 2). The flux of the UIB at $7.7 \mu\text{m}$ is estimated by integrating the hatched area between 7.3 and $8.3 \mu\text{m}$

correctly interpret the morphology of the environment surrounding the nucleus. The first method used was to subtract the contribution of the bright unresolved nucleus. This was done using a set of experimental PSFs created by observing stars during the calibration phase of the camera. An iterative method, which selected the best available PSF fit, was applied and the nuclear emission was subsequently removed. This subtraction of the central unresolved point source revealed two areas of strong MIR emission located in the circumnuclear ring which correspond to massive star-forming regions. Extensive tests showed that the use of experimental PSFs resulted in images with no observable artifacts up to $14 \mu\text{m}$. Beyond this limit, proper removal of the nuclear contribution was problematic since the experimental PSFs were obtained with various broadband filters, and their large profiles beyond $14 \mu\text{m}$ could not reproduce anymore that of the AGN observed with the CVF. The use of theoretically calculated PSFs was also envisioned but the results were of lower quality and consequently this method was not followed.

A second approach was to isolate the emission from MIR spectral features such as the various Unidentified Infrared Bands (UIBs) and to produce images of the spatial distribution of those features across the galaxy. This was done by identifying the spectral band of interest, which for the brighter UIB at $7.7 \mu\text{m}$ was between 7.3 and $8.3 \mu\text{m}$, in all observed positions (pixels) on the galaxy and subtracting the underlying continuum emission (see Fig. 3 for an illustration of the method). We have computed the flux density between 7.3 and $8.3 \mu\text{m}$ in order to facilitate the comparison between the surface brightness of the UIB map and the original map including the continuum (see Figs. 2a and 2b). Since it has now been

widely demonstrated (see e.g. Laurent et al. 2000a, and references therein) that UIB emission is preferentially associated with regions of star formation and is markedly depleted in regions where a very hard radiation field is present such as those near an AGN, the spatial distribution of the UIB emission should trace the starburst regions of NGC 1068 quite accurately. Indeed, a picture similar to the one given by the PSF subtraction was obtained with this method, providing confidence on the reliability of the results. Consequently, this mapping of the spatial distribution of the UIB emission was used to produce the final picture of the starburst regions (cf. Fig. 2b) and to analyze their morphology. In the central region ($15'' \times 15''$), the flux variation between each individual pixel resulting from the non-perfect correction of the jitter effect creates artificial noise and prevents us from estimating accurately the UIB emission. Furthermore, the [NeVI] emission line at $7.7 \mu\text{m}$ does contaminate the UIB emission at that wavelength (Lutz et al. 2000). To address this problem in a region of $15'' \times 15''$ around the nucleus, where no UIBs were detected, we used as a template the starburst spectrum of Fig. 3 in order to estimate an upper limit for the $7.7 \mu\text{m}$ UIB emission based on the detectability of the $6.2 \mu\text{m}$ feature. The structures we detect applying this method are consistent with the $10.8 \mu\text{m}$ observations of Telesco & Decher (1988). In particular, the agreement between the position angles of the different MIR spots suggests that the orientation angle of the ISOCAM data is well defined. This is also supported by the fact that no such angular uncertainties were ever reported in ISOCAM deep surveys where they would have been easily observed, because of the large number of detections on large spatial scales.

Due to their good spatial resolution, our observations also allowed us to analyze the different spectral energy distributions (SEDs) of the nuclear environment as well as the MIR emission in the ring surrounding it. Whereas the spectrum of the star-forming regions was obtained after the removal of the contribution from the unresolved point source, via the PSF subtraction method described earlier, the spectrum of the nucleus was directly measured in the CVF data and estimated over a central region of 700pc in diameter. The only correction applied was to account for the varying size of the PSF at different wavelengths. The ISO-SWS spectrum of the nuclear region over an aperture of $14'' \times 20''$ for $2.5\text{--}12 \mu\text{m}$ and $14'' \times 27''$ for $12\text{--}27.5 \mu\text{m}$ presented by Lutz et al. (2000) is similar in shape and intensity to the ISOCAM spectrum of the AGN in Fig. 4, while the intensity offset between the two spectra is less than 20%. Our observations are also consistent to a 20% level with the $8\text{--}13 \mu\text{m}$ spectrum published by Roche et al. (1984). Ground based observations with broad band filters obtained by Rieke & Low (1975) and more recently by Bock et al. (2000) show also a general agreement with our data since the differences are lower than 30% and 15% respectively.

The relative photometric uncertainty on the AGN spectrum is mainly produced by 1) the non-perfect

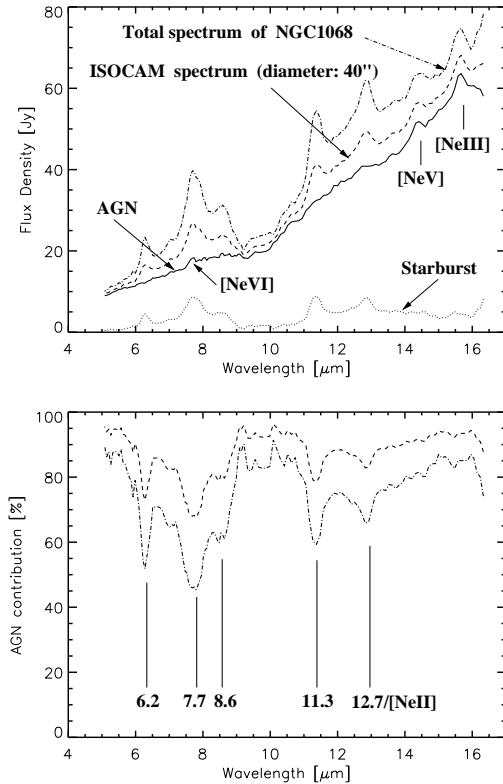


Fig. 4. *Top:* Decomposition of the total MIR spectrum of NGC 1068 integrated over a region 40'' in diameter (*dashed line*) into the emission from the nucleus, which is dominated by the AGN continuum (*solid line*) and the one originating from the circumnuclear starburst regions (*dotted line*). An estimate of the total integrated emission of NGC 1068 based on a comparison with *B*-band photometry (*dashed-dotted line*, cf. Sect. 4.1). *Bottom:* Fraction, in percent, of the unresolved nuclear flux to the ISOCAM MIR emission within 40'' in diameter (*dashed line*) and to the total MIR emission (*dashed-dotted line*)

correction of the detector memory effect, estimated at 10% and 2) by the error on the PSF aperture correction which can reach 10% at longer wavelengths. The relative uncertainty varies from 10% at 5 μm up to 15% at 16 μm . We estimate that the absolute uncertainty of our photometric measurements is 20% for the AGN spectrum. This value is fully consistent with the different MIR observations of the central region of NGC 1068 obtained using a large variety of instruments. For the starburst spectrum presented in Fig. 3, the photometry can be strongly affected by a residual AGN contribution at wavelengths above 14 μm . Nevertheless, the shape of the UIBs is very similar to that observed in other starburst galaxies (Laurent et al. 2000a). Based on our experience with ISOCAM data we estimate that an uncertainty of 30% for the absolute photometry constitutes a conservative upper limit for the

starburst contribution, which is typical for well detected extended sources.

3. The central region of NGC 1068 in the Mid-Infrared

3.1. Morphology of the circumnuclear environment

The images obtained by mapping the different UIB features at 6.2, 7.7, 8.6 and 11.3 μm are consistent with one another. In Fig. 2b, we map the spatial distribution of the 7.7 μm feature, which is one of the strongest UIBs. One of the main advantages in using the 7.7 μm feature is that contrary to the UIBs at 8.6 and 11.3 μm , its intensity is not affected by the silicate absorption at 9.7 μm (see the MIR spectrum of Arp 220 in Charmandaris et al. 1999). It is also preferred to the feature at 6.2 μm because of its higher flux, providing a better signal to noise ratio when subtracting the underlying continuum emission. As we discuss in the following section, the 7.7 μm feature is considered as a powerful indicator of star forming environments (e.g. Genzel et al. 1998; Rigopoulou et al. 1999). The two starburst regions detected with ISOCAM are located North-East and South-West of the nucleus, in agreement with the spots of MIR emission observed at 10.8 μm by Telesco & Decher (1988). They are roughly extending on both sides of the extremities of the stellar bar ($R \sim 1.5 \text{ kpc}$, $\text{PA} \sim 48^\circ$, Scoville et al. 1988). This concentration near the ends of the bar may be the result of density waves that compress and shock the gas present in the spiral structure, which in turn triggers the star-forming activity (Telesco & Decher 1988; Tacconi et al. 1994; Schinnerer et al. 2000).

While the MIR observations allow us to map the hot dust and the UIB emission, the FIR emission reveals the distribution of the cold dust in the galaxy. FIR observations of NGC 1068 show that, in general, the cold dust is spatially correlated with the emission of the CO/HI gas (Papadopoulos & Seaquist 1999). The extended FIR emission, which is attributed to a dust component with temperature of $T \sim 10 \text{ K}$, seems to be associated with regions of high HI column density. More concentrated and warmer dust ($T \sim 30 \text{ K}$) though, is found in the inner starburst and it follows the distribution of the molecular gas. In Fig. 2c, the ISOCAM 7.7 μm image is overlaid on the cold dust distribution traced by the 450 μm FIR image obtained with SCUBA (Papadopoulos & Seaquist 1999). The two images have been translated with respect to each other, so that the positions of the unresolved nucleus coincide. Comparing the ISOCAM and SCUBA data, a striking shift between the dominant peaks of emission in the Mid and Far-Infrared is apparent. This shift can not be a residual in the MIR data due to the contamination from the AGN continuum since the same morphology is also observed in the other UIB maps at 6.2, 8.6 and 11.3 μm , even though the point-like emission of the AGN is different at these different wavelengths. A systematic error in

the orientation angles of either the ISOCAM or SCUBA maps given the observed performance of both instruments over the years is highly unlikely. Furthermore, it does not seem possible to exactly overlay all the features of both maps with a simple rotation.

Since the inner regions of NGC 1068 rotate counterclockwise, the shift may indicate that the main features of the circumnuclear ring detected with ISOCAM lead by $\sim 5''$ (~ 360 pc) those observed by SCUBA. We mentioned already that the spots of emission revealed at submillimeter wavelengths could be attributed to large amounts of cold dust heated by the local interstellar radiation field. On the contrary, the UIB emission traces recent star-forming regions located at the extremities of the bar. This type of ISM morphology and formation of shocks in spiral arms have been predicted by theoretical models (e.g. Athanassoula & Bureau 1999), where one observes that density enhancements in the gas coincide with the leading edges of rotating primary bars. Strong UIB emission along the leading edges of barred structures has also been observed by ISOCAM in other galaxies such as NGC 1097 (Roussel et al. 1999) and Centaurus A (Mirabel et al. 1999). Finally, we note that the UIB emission observed in NGC 1068 correlates well with the star formation spots revealed in H α (Bland-Hawthorn & Sokolowski 1991a, 1991b), as well as the Br γ emission which also peaks at the extremities of the stellar bar (Davies et al. 1998).

The comparison between the UIB emission detected by ISOCAM and the distribution of molecular gas obtained with the IRAM interferometer (Schinnerer et al. 2000) is presented in Fig. 2d. The $^{12}\text{CO}(1-0)$ emission clearly resolves the central region into two spiral arms extending from a molecular bar. In the South-Western knot, the molecular gas correlates well with the cold dust (see Fig. 2 of Papadopoulos & Seaquist 1999), and therefore slightly follows behind the MIR peak observed with ISOCAM. In the northern spiral structure, we also observe the same configuration with the MIR emission remaining enclosed near the extremity of the bar whereas the molecular gas and the cold dust are more extended along the arm. This implies that a large fraction of the molecular gas available for the star-formation process has not yet been converted into stars. The shift between the MIR and CO/FIR emission observed in both spiral arms may indicate, again, that the formation of young stars which heat the UIB emitting grains requires the presence of shocks and density enhancements rather than merely large amounts of gas. It is unclear from our data whether a bar of hot dust is present since the PSF of the AGN contaminates the central field of view where such a bar would be expected. Nevertheless, the comparison with the CO and FIR observations presented earlier, suggests that a possible hot dust bar could lead the stellar/FIR bar and it would appear at the place where shocks are being formed in the leading edge of the gaseous bar.

3.2. Spectral properties

3.2.1. The starburst energy distribution

The MIR SEDs of the circumnuclear starburst regions show no spatial variation and the spectrum of the South-West peak is presented in Fig. 3. It is typical of MIR spectra detected in star forming regions and can be decomposed into two main components (e.g. Tran 1998; Laurent et al. 2000a):

1) A very steeply rising continuum as a function of wavelength, which becomes important at 10–16 μm . This is the most prominent characteristic of MIR spectra observed in galaxies showing evidence of intense starburst activity (Laurent et al. 2000a). It is attributed to the Very Small Grains (VSG, Désert et al. 1990) and is produced in H II regions, where dust is heated by massive hot young stars. It is thus considered as a good indicator to trace regions of massive star formation activity usually obscured in the visible (Mirabel et al. 1998). An example of a MIR spectrum from a pure HII Galactic region can be seen in Cesarsky et al. 1996b.

2) The family of the Unidentified Infrared Bands, which are centered at 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 and 12.7 μm , and are clearly visible in our spectra. They are attributed to C=C and C-H vibrations in Polycyclic Aromatic Hydrocarbon molecules (PAH, Léger & Puget 1984; Alamandola et al. 1985). These molecules are transiently heated by the stellar radiation field of massive stars and they are found in photo-dissociation regions (PDRs) surrounding HII regions. As a result, these UIB features are associated with star formation activity and they are typically found in MIR spectra of galaxies which form stars in either quiescent or more active manner (Helou et al. 2000).

Often, several ionic emission lines are also observed in the MIR spectra. The most ubiquitous one is the 12.8 μm [NeII] line ($E_p = 22$ eV) which is present in almost all spectra of star forming regions, even though at the spectral resolution of ISOCAM ($\lambda/\Delta\lambda = 40$), it is blended with a UIB feature at 12.7 μm . It has been noted that in most ISOCAM spectra of regions with low level of star formation activity, the intensity in the 12.7 μm feature is smaller than the one at 11.3 μm (Boulanger et al. 1996; Cesarsky et al. 1996c). The fact that in NGC 1068 we observe the opposite is a strong indication that despite the blending the ionic line provides most of the flux. Another line, detected at 7 μm , is attributed to the emission of the [ArII] line at 6.99 μm which has been clearly identified in starburst galaxies with ISO-SWS (Sturm et al. 2000; Förster Schreiber et al. 2000). It has a rather low ionizing potential ($E_p = 16$ eV) and as a consequence is produced essentially in starburst environments. The [ArII] line is seen only at weak levels in NGC 1068 by Lutz et al. (2000), possibly because of the dilution of the starburst spectral signature by the AGN, due to the extended size of the SWS aperture.

3.2.2. The nuclear Mid-Infrared spectrum

The 5–16 μm spectrum of the nuclear region is displayed in Fig. 4. The difference, compared to the MIR SED found in the starburst regions, is striking and its overall spectral shape is consistent with that found in other AGNs observed in the MIR (Lutz et al. 1998). It is characterized by a strong continuum commonly attributed to the very hot dust which is present in the torus of molecular gas surrounding the nucleus as described in the unified scheme (see Krolik 1999, and references therein). Similarly rising continua can also be observed in nearby resolved HII regions (Contursi et al. 2000). The MIR spectra of AGNs though are much flatter, and show an important continuum emission even at short wavelengths (3–6 μm), because of dust particles heated to nearly their evaporation temperature ($T \sim 1000$ K for silicates and $T \sim 1500$ K for graphites) by the AGN. Since we know that NGC 1068 hosts an AGN, our spectrum thus confirms that a telltale sign of its presence is the high continuum level between 5 and 6 μm (Laurent et al. 2000a).

Highly ionized emission lines such as [NeV] at 14.3 μm ($E_p = 97$ eV) and [NeVI] at 7.6 μm ($E_p = 126$ eV) are seen in our spectrum. These lines are clearly visible in the high spectral resolution spectrum obtained by ISO-SWS (Lutz et al. 2000), which provides confidence that our detections are not due to other faint UIBs, often observed very close to these forbidden lines (Förster Schreiber et al. 2000). Although the [NeV] and [NeVI] emission lines are also observed in supernova remnants (SNRs), the very weak MIR continuum associated with SNRs (Oliva et al. 1999) can not account for the MIR spectrum of the nucleus of NGC 1068. The [NeIII] line is also clearly visible at 15.6 μm , contrary to [NeII] at 12.8 μm which is hardly detected. An effort was made to measure the [NeIII]/[NeII] ratio, which is often used to quantify the strength of a radiative field. However, subtracting the underlying continuum was not straightforward and only an upper limit could be estimated for the [NeII] intensity. We obtained a rather high [NeIII]/[NeII] ratio ($\gtrsim 2.5$), compared to what has been generally found in starburst galaxies ([NeIII]/[NeII] $\lesssim 1$, Thornley et al. 2000). This ratio is consistent with the value of 2.3 obtained with the ISO-SWS spectroscopic observations (Lutz et al. 2000) and argues for a harder radiation field in the nucleus.

Other than the continuum and the Neon forbidden lines, we also note the absence of the family of UIBs in the nuclear MIR spectrum. This depletion is often interpreted as the destruction of PAH molecules by the extremely intense X-ray radiation field of the AGN (Voit 1991; Allain et al. 1996). In principle, a comparison between the surface brightness of the starburst and the AGN can be carried out in order to estimate the level of the UIB contribution in the nuclear spectrum. However, as seen earlier, the noise associated with the AGN continuum is already higher than the average surface brightness of the star formation regions observed in the disk around the circum-

nuclear starburst (see Fig. 2b). This prevents us from examining whether the lack of UIBs in the AGN spectrum is really due to a physical absence of the PAHs, or rather to a very low emission from the UIBs in the central regions which could originate from 1) foreground emission from the disk, 2) weak star formation or 3) the AGN. Nevertheless, even if the UIBs are present in the AGN spectrum at a faint level, their intensity is much lower than the UIB emission from the circumnuclear starburst presented in Fig. 2b. Measuring the upper limit for UIB emission from a region of $15'' \times 15''$ centered on the nucleus of the galaxy, we estimate that at least $\sim 95\%$ of the UIB emission of NGC 1068 originates outside the nucleus. Thus the UIB features provide a reliable tracer of star formation unrelated to the AGN activity. This issue, regarding the possible destruction of UIBs in the central regions of the AGNs could be addressed in the future using more sensitive infrared spectrographs, such as the IRS on board SIRTf (Houck et al. 2000).

4. Discussion

4.1. NGC 1068: A key object to distinguish an AGN from a starburst

The proximity of NGC 1068 coupled with the good spatial and spectral resolution of our data allows us to clearly disentangle both the spatial distribution and the spectral properties of the AGN from the emission of the surrounding starburst regions. Similar differences in spectral characteristics have already been reported in other nearby prototypes such as Centaurus A (Mirabel et al. 1999) which, at a distance of 3.5 Mpc, is the closest radio galaxy to Earth. Such objects may be used as templates to distinguish AGN from starburst emission and evaluate the fraction of their respective contribution in spectra of more distant galaxies where the angular resolution is not sufficient to spatially separate the sources of the two components. Diagnostics based on this approach have been developed recently in the MIR by Genzel et al. (1998) and Laurent et al. (2000a). As we have already mentioned, the striking difference of the relative strength of UIBs observed in various radiation fields appears to be a canonical feature in the MIR SED in nearby objects: UIB emission is not detected in AGNs whereas it is very pronounced in regions of massive star formation. This is clearly demonstrated by the very distinct spatial separation between starburst regions and AGN visible in our 7.7 μm map of NGC 1068 (see Fig. 2).

The spatial resolution of ISOCAM does not allow us to study the distribution of the MIR emission near the extended NLR observed with high resolution MIR imaging (Braatz et al. 1993; Bock et al. 1998; Bock et al. 2000; Alloin et al. 2000). Nevertheless, those high resolution images have shown that nearly 70% of the MIR flux originates from within a region of $1''$ around the nucleus, which spatially coincides with the ionization cone. This implies that the integrated nuclear emission observed

by ISOCAM in Fig. 4 is produced essentially by hot dust located in the ionization cone and not in the torus. Hence one would expect that UIBs are also absent in those regions extending up to 70 pc ($1''$) from the nucleus. Moreover, the MIR SEDs of these regions rise from 7.9 to $10\ \mu\text{m}$ (Bock et al. 2000). This further suggests that in the range of 6–9 μm no strong UIBs are present, since if they were the spectrum would have been flatter. Consequently, the radiation field produced by the AGN must be able to heat the dust at $T \gtrsim 150\ \text{K}$ (Lumsden et al. 1999) and to destroy UIBs at distances of several tens of parsecs from the nucleus as predicted by Voit (1992). Recently, MIR observations at 11 and $20\ \mu\text{m}$ of the central $6'' \times 6''$ region of NGC 1068 revealed even more extended emission $4''$ away from the AGN which follows the radio jet structure (Alloin et al. 2000). This resolved MIR emission which extends up to $\sim 300\ \text{pc}$ from the central region including the NLR and the torus ($0.6'' \times 0.9''$) contributes about 5% of the total MIR emission at $11.2\ \mu\text{m}$ and should contribute to the ISOCAM spectrum of the AGN, but only at faint levels. The observed MIR spectral differences between star forming regions and the NLR could be used in combination with the NLR emission line ratio proposed by Genzel et al. (1998) to identify AGNs with optically thick tori in MIR.

Another noticeable feature in the nuclear spectrum of NGC 1068 spectrum is the weak silicate absorption at $9.7\ \mu\text{m}$. Based on a screen model (dust absorption law of Dudley & Wynn-Williams 1997) applied to a power law of spectral index $\alpha = -1.7$, the best fit of the nuclear spectrum leads to a visual extinction of only $A_v = 7\ \text{mag}$ (see also Fig. 10 of Laurent et al. 2000a). This is consistent with the value ($\tau_{9.7} = 0.51$; $A_v \sim 7.5\ \text{mag}$) inferred by Roche et al. (1984). One may wonder why the silicate absorption at $9.7\ \mu\text{m}$ is fairly weak in our spectrum ($A_v = 7\ \text{mag}$) which is in rather sharp contrast with the strong extinction, $A_v \sim 40\ \text{mag}$, derived for the very hot dust ($\sim 1000\ \text{K}$) seen through the obscuring torus using polarimetry techniques on NIR emission lines (Young et al. 1995) and on Near and Mid-Infrared imaging (Lumsden et al. 1999). This apparent contradiction already mentioned by several authors (e.g. Braatz et al. 1993; Efstathiou et al. 1995; Bock et al. 1998) can be explained by the fact that we observe an extended MIR emission. High resolution images have shown that $\sim 70\%$ of the MIR flux originates from optically thin dust in this region which is unaffected by extinction and also dilutes the more obscured MIR emission from the torus. Recently, Bock et al. (2000) have clearly confirmed the absence of silicate absorption in the regions of the ionization cone whereas the unresolved nuclear region presents a clear dip at $10\ \mu\text{m}$. Furthermore, Maiolino et al. (2001) have shown observational evidence that dust in the environment of the AGN should have different properties from the dust found in the Galactic diffuse interstellar medium. This dust would be characterized by a deficiency of small dust grains less than $3\ \mu\text{m}$ in size, such as the silicate particles responsible for the absorption feature

at $9.7\ \mu\text{m}$. The weakness of silicate absorption could then be explained in terms of both a small intrinsic absorption in the ionization cone, from where a large fraction of the MIR emission originates, as well as a smaller fraction of silicates in the dusty torus.

Since in NGC 1068 our data allow the separation of the starburst and AGN components, we can investigate the reliability of MIR activity diagnostic tools as a function of the amount of extinction affecting the AGN component. To do so, we apply an increasing extinction (in a screen model and assuming a standard Galactic extinction law) to the AGN component before combining it to the starburst component. As the extinction increases, one notes that not only does the silicate feature at $9.7\ \mu\text{m}$ become deeper, but also the continuum at shorter wavelengths (5–10 μm) decreases significantly, becoming less important than the UIB emission (Laurent et al. 2000b). According to the recent discovery by Maiolino et al. (2001), the depletion of silicate particles in the AGN torus will produce the same extinction to the continuum but without a deep silicate absorption feature. Since, as we mentioned in the previous section, this hot continuum is used as an AGN indicator, the total spectrum of the galaxy integrated over a region $40''$ in diameter would show prominent UIB features, leading to an “apparent” starburst-classified galaxy. We note however that in the case of NGC 1068, the additional extinction should be applied only to the torus emission which contributes only 30% to the MIR nuclear emission. Therefore in this galaxy the hot dust emission would never be completely suppressed by a strong absorption in the torus.

A point which should be noted is that only the inner part of the galaxy ($96'' \times 96''$) has been observed with ISOCAM and that the MIR contribution of the outer disk is not taken properly into account (see Fig. 1). If one were to use a *B*-band image of the galaxy (Schild et al. 1985) as a tracer of star formation in the galaxy, nearly 60% of it occurs outside the area of $40''$ in diameter, where the strong circumnuclear starburst revealed by the MIR band emission and the CO barred spiral pattern are found. Even though the radial scale length of the dust should be smaller than that of the blue light, since the MIR emission of the disk is very likely UIB rich (see Roussel et al. 1999, 2000), one would expect that the starburst characteristics in the MIR will increase if we take the whole galaxy into account. This is an important effect which should be considered when one extrapolates these results to distant galaxies (Laurent et al. 1999). Only 20% of the total blue light is emitted from regions outside the area mapped by ISOCAM. Using the UIB map (Fig. 2b) we compute that the fraction of $7.7\ \mu\text{m}$ emission from the region outside the inner starburst ring ($40''$ in diameter) compared to the total integrated UIB emission on the ISOCAM field of view is 53%. A photometric calculation over the same areas on a *B*-band image gives 55% suggesting that the *B*-band light and the UIB emission have similar scale lengths in the disk of NGC 1068. Consequently we can use the blue light and the high signal to noise UIB measurements within

the inner $40''$ of the galaxy to apply a correction for the unaccounted 60% of the MIR flux from the spatially extended UIB emission (see Fig. 4). Doing so, we have implicitly assumed that the extended disk emission of quiescent star formation does not differ strongly from the starburst emission along the ring observed with ISOCAM. Helou et al. (2000) have recently shown that among 28 galaxies with diverse properties ($R(60/100) \sim 0.28\text{--}0.88$), the MIR spectral shape from 5.7 to $11.6\ \mu\text{m}$ varies only weakly. Hence, our proportional correction factor applied to the starburst spectrum should give us a consistent result in the UIB region under $12\ \mu\text{m}$ even though some uncertainties are still present at longer wavelengths ($12\text{--}16\ \mu\text{m}$). One can further check the consistency of this photometric correction for the extended size of NGC 1068, by comparing the observed IRAS $12\ \mu\text{m}$ flux density of the galaxy to the one we can calculate using the ISOCAM SED and the transmission of the IRAS $12\ \mu\text{m}$ filter. The value we find using our CVF data is $36.8\ \text{Jy}$ for the integrated emission before correction ($40''$ in diameter), and $43.6\ \text{Jy}$ for the total integrated emission after correction ($200''$ in diameter). One notes that even though the correction of the starburst UIB emission is important (60%), the overall MIR flux at $12\ \mu\text{m}$ is largely dominated by the AGN and as result does not change by a large factor (see Fig. 4). The value we find for the equivalent IRAS $12\ \mu\text{m}$ filter after the correction is slightly more than the observed $12\ \mu\text{m}$ IRAS flux density, which was quoted as $39.7\ \text{mJy}$ in Moshir et al. (1990) and $36.1\ \text{Jy}$ in Soifer et al. (1989) assuming 10% of flux uncertainty. This suggests that the correction of 60% (20% of the MIR flux is outside of the ISOCAM field of view) cannot be much larger at $8\text{--}15\ \mu\text{m}$ and therefore the spectrum shown in Fig. 4 represents a good estimate of the total MIR emission of NGC 1068.

4.2. AGN/starburst flux ratio

In NGC 1068, the total MIR spectrum integrated over a region of $40''$ in diameter has been decomposed into the contribution of the unresolved AGN, and the residual which is attributed to the circumnuclear starburst emission. In Fig. 4, we present the fraction of the MIR flux coming from the nuclear region with respect to the total MIR emission detected from that galaxy as a function of wavelength. One can notice that *the nuclear region contributes $\sim 85\text{--}95\%$ over most of the ISOCAM MIR spectrum* but it decreases to $\sim 70\text{--}80\%$ at the wavelengths corresponding to the PAH emission (note how the 6.2 , 7.7 , 8.6 , 11.3 and $12.7\ \mu\text{m}$ features anti-correlate with the UIB emission of the starburst spectrum of Fig. 3). Of course this fraction must be viewed as an upper limit since the disk of NGC 1068 is larger than the field we imaged in the MIR. However, in the spectrum corrected for this effect the AGN contribution still dominates the total emission but at a lower level. The highest starburst contribution to the continuum flux density (50%) occurs at $7.7\ \mu\text{m}$. It is interesting to note that we can use this spectral behaviour

to disentangle the AGN from the starburst contribution using only broad band imaging since the contrast of the AGN is enhanced at $5\ \mu\text{m}$ and $10\ \mu\text{m}$ compared to the starburst regions. Recently, Krabbe et al. (2000) have shown that ground-based MIR observations at $10.5\ \mu\text{m}$ (N -band) are reliable in identifying obscured AGNs previously only detected in hard X-rays ($2\text{--}10\ \text{keV}$). The N -band filter is rather wide though (8 to $13\ \mu\text{m}$) and integrates the UIBs at 8.6 , 11.3 and part of the $7.7\ \mu\text{m}$ feature. If one is to find obscured AGNs using their MIR spectral properties, then using the M band filter ($4.2\text{--}5.5\ \mu\text{m}$) would be a better choice since at these wavelengths both the UIB contamination is relatively faint and the extinction caused by silicate particles is negligible. This dominance of the nucleus in the MIR contrasts strongly with what is observed in the optical and FIR wavelengths. Using the SCUBA data, we have estimated that the contribution of the nucleus does not represent more than 25% of the total emission at $450\ \mu\text{m}$. Moreover, the spatial distribution of the SCUBA image shows that the cold dust emission is mainly associated with the starburst regions.

Finally, considerable efforts have been recently devoted to examine whether luminous infrared galaxies (LIGs) are mainly powered by AGN or starburst activity (see Sanders & Mirabel 1996 for a review). A recent spectroscopic MIR survey (Lutz et al. 1998) has shown that starbursts dominate the energy budget in 85% of the objects below $3\ 10^{12}\ L_{\odot}$, whereas AGNs seem to be always present in ultraluminous galaxies with $L_{\text{IR}} > 3\ 10^{12}\ L_{\odot}$. At $z = 0.1$, $3\ \text{kpc}$ corresponds to approximately $2''$ ($q_0 = 0.5$, $H_0 = 75\ \text{km s}^{-1}\ \text{Mpc}^{-1}$), and represents the typical scale of the circumnuclear starburst in NGC 1068. Thus, at higher redshifts, the angular resolution of ISO (as well as the one of SIRTf in the future) is not sufficient for a spatial AGN/starburst discrimination. However, deep ISOCAM imaging surveys of distant galaxies have revealed a significantly higher detection rate in the LW3 band ($15\ \mu\text{m}$) than in LW2 ($6.75\ \mu\text{m}$) and the nature of those objects resembles more that of starburst galaxies (Aussel et al. 1999; Elbaz et al. 1999). It has been suggested though that this result may also be due to an extreme absorption since recent X-ray observations indicate that a large number of high redshift objects harbor active nuclei (Mushotzky et al. 2000). As such, our MIR spectral imaging of the nearby prototypical Seyfert 2 galaxy NGC 1068, may be used as a template to investigate the observational bias on LIG deep counts at cosmological distances.

5. Conclusions

Based on the ISOCAM data presented in the previous sections we conclude that:

- 1) The MIR emission of the Seyfert 2 galaxy NGC 1068 is dominated at $\sim 75\%$ by an unresolved point source, probably arising from hot dust heated by the radiation field from the AGN. The MIR spectrum associated with the AGN is characterized by a strong continuum and by

a non-detection of Unidentified Infrared Bands (UIBs). Recent MIR high resolution imaging suggests that the intense and hard radiation from the AGN is probably able to heat the dust and destroy the PAHs not only in the inner torus but also at large distance in the narrow line region. The AGN MIR spectrum also exhibits [NeV] and [NeVI] emission lines, indicative of the hard radiation field.

2) More than 95% of the UIBs and at least 75% of the FIR emission at $450\ \mu\text{m}$ originate from a circumnuclear starburst ring of 3 kpc diameter and from the disk of the galaxy.

3) The UIB map, which traces the young massive stars, shows a spatial distribution which is in general agreement with the molecular gas and the cold dust emission. However, the two peaks of UIB emission observed in the circumnuclear arms of NGC 1068 display a small spatial shift of $\sim 5''$ ($\sim 360\text{ pc}$) towards the leading edge of the arms at the extremity of the gaseous/stellar bar where shocks and density enhancements have been predicted by theoretical models of barred spiral galaxies.

Acknowledgements. We are particularly grateful to L. Tacconi, and P. Papadopoulos, for providing their published data displayed in Fig. 2, and to the valuable comments of an anonymous referee. IFM acknowledges partial support from CONICET, Argentina.

References

- Alamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1985, *ApJ*, 290, L25
- Allain, T., Leach, S., & Sedlmayr, E. 1996, *A&A*, 305, 602
- Alloin, D., Pantin, E., Lagage, P. O., & Granato, G. L. 2000, *A&A*, 363, 926
- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Athanassoula, E., & Bureau, M. 1999, *ApJ*, 622, 599
- Aussel, H., Cesarsky, C., Elbaz, D., & Starck, J. L. 1999, *A&A*, 342, 313
- Bland-Hawthorn, J., & Sokolowski, J. 1991a, *ApJ*, 375, 78
- Bland-Hawthorn, J., & Sokolowski, J. 1991b, *PASP*, 103, 906
- Bock, J. J., Marsh, K. A., Ressler, M. E., & Werner, M. W. 1998, *ApJ*, 504, L5
- Bock, J. J., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *AJ*, 120, 2904
- Boulanger, F., Reach, W. T., Abergel, A., et al. 1996, *A&A*, 315, 325
- Braatz, J. A., Wilson, A. S., Gezari, D. Y., Varosi, F., & Beichman, C. A. 1993, *ApJ*, 409, L5
- Capetti, A., Macchetto, F. D., Axon, D. J., Sparks, W., & Boksenberg, A. 1995, *ApJ*, 452, L87
- Cesarsky, C., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996a, *A&A*, 315, L32
- Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., et al. 1996b, *A&A*, 315, L309
- Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., et al. 1996c, *A&A*, 315, L305
- Charmandaris, V., Laurent, O., Mirabel, I. F., et al. 1999, *Ap&SS*, 266, 99
- Contursi, A., Lequeux, J., Cesarsky, D., et al. 2000, *A&A*, 362, 310
- Davies, R. I., Sugai, H., & Ward, M. J. 1998, *MNRAS*, 300, 388
- Désert, F.-X., Boulanger, G., & Puget, J.-L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Dudley, C. C., & Wynn-Williams, C. G. 1997, *ApJ*, 488, 720
- Efstathiou, A., Hough, J. H., & Young, S. 1995, *MNRAS*, 277, 1134
- Elbaz, D., Cesarsky, C., Fadda, D., et al. 1999, *A&A*, 351, L37
- Förster Schreiber, N. M., Laurent, O., Sauvage, M., et al. 2000, *A&A*, in preparation
- Gallimore, J. F., Baum, S. A., O'Dea, C. P., Brinks, E., & Pedlar, A. 1996, *ApJ*, 462, 740
- Gallimore, J. F., Baum, S. A., & O'Dea, C. P. 1997, *Nature*, 388, 852
- Granato, G. L., Danese, L., & Franceschini, A. 1997, *ApJ*, 486, 147
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, *ApJ*, 498, 579
- Houck, J. R., et al. 2000, in *ISO beyond the Peaks: the 2nd workshop on analytical spectroscopy*, in press [[astro-ph/0003226](#)]
- Helfer, T., & Blitz, L. 1995, *ApJ*, 450, 90
- Helou, G., Lu, N., Werner, M., Malhotra, S., & Silbermann, N. 2000, *ApJ*, 532, L21
- Iwasawa, K., Fabian, A. C., & Matt, G. 1997, *MNRAS*, 289, 443
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27
- Krabbe, A., Böker, T., & Maiolino, R. 2000, *ApJ*, submitted [[astro-ph/0010119](#)]
- Krolik, J. 1999, in *Active Galactic Nuclei, Princeton Series in Astrophysics* (Princeton University Press)
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 1999, in *XIXth Moriond Astrophysics Meeting: Building the Galaxies: From the Primordial Univers to the Present*, p. 79 [[astro-ph/0005377](#)]
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000a, *A&A*, 359, 887
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000b, in *ISO beyond the Peaks: the 2nd workshop on analytical spectroscopy*, in press [[astro-ph/0003288](#)]
- Léger, A., & Puget, J.-L. 1984, *A&A*, 137, L5
- Lumsden, S., Moore, T., Smith, C., et al. 1999, *MNRAS*, 303, 209
- Lutz, D., Spoon, H. W. W., Rigopoulou, D., Moorwood, A. F. M., & Genzel, R. 1998, *A&A*, 505, L103
- Lutz, D., Sturm, E., Genzel, R., et al. 2000, *ApJ*, 536, 697L
- Macchetto, F. D., Capetti, A., Sparks, W., Axon, D. J., & Boksenberg, A. 1994, *ApJ*, 435, L16
- Maiolino, R., Marconi, A., Salvati, M., et al. 2001, *A&A*, 365, 28
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
- Matt, G., Guainazzi, M., Frontera, F., et al. 1997, *A&A*, 325, L13
- Mirabel, I. F., Vigroux, L., Charmandaris, V., et al. 1998, *A&A*, 333, L1
- Mirabel, I. F., Laurent, O., Sanders, D. B., et al. 1999, *A&A*, 341, 667
- Moshir, M., Kopan, G., Convrow, T., et al. 1990, *Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog - Version 2*
- Mushotzky, R. F., Cowie, L. L., Barger, A. J., & Arnaud, K. A. 2000, *Nature*, 404, 459
- Muxlow, T. W. B., Pedlar, A., Holloway, A. J., Gallimore, J. F., & Antonucci, R. R. J. 1996, *MNRAS*, 278, 854

- Okumura, K., Pérault, M., & Longval, Y. 1998, Technical report, http://www.iso.vilspa.esa.es/users/exp1_lib/CAM_list.html: Ghosts in ISOCAM images
- Oliva, E., Moorwood, A. F. M., Drapatz, S., Lutz, D., & Sturm, E. 1999, *A&A*, 343, 943
- Papadopoulos, P. P., & Seaquist, E. R. 1999, *ApJ*, 514, L95
- Pier, E., & Krolik, J. H. 1992, *ApJ*, 401, 99
- Rieke, G. H., & Low, F. J. 1975, *ApJ*, 199, L13
- Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R., et al. 1999, *AJ*, 118, 2625
- Roche, P., Aitken, D., Phillips, M., & Whitmore, B. 1984, *MNRAS*, 207, 35
- Rouan, D., Rigaut, F., Alloin, D., et al. 1998, *A&A*, 379, 687
- Roussel, H., Vigroux, L., Sauvage, M., et al. 1999, in *The Universe as seen by ISO, ESA-SP 427*, March 1999, 957
- Roussel, H., Vigroux, L., Sauvage, M., et al. 2000, *A&A*, in preparation
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Schild, R., Tresch-Fienberg, R., & Hushra, J. 1985, *AJ*, 90, 441
- Schinnerer, E., Eckart, A., Tacconi, L. J., et al. 2000, *ApJ*, 533, 850
- Scoville, N., Matthews, K., Carico, D., & Sanders, D. 1988, *ApJ*, 327, L61
- Soifer, B. T., Boehmer, L., Neugebauer, G., & Sanders, D. B., *AJ*, 98, 766
- Starck, J. L., Abergel, A., Aussel, H., et al. 1999, *A&AS*, 134, 135
- Sturm, E., Lutz, D., Tran, D., et al. 2000, *A&A*, 358, 481
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Blietz, M., et al. 1994, *ApJ*, 426, L77
- Telesco, C. M., Becklin, E. E., & Wynn-Williams, C. G. 1984, *ApJ*, 282, 427
- Telesco, C. M., & Decher, R. 1988, *ApJ*, 334, 573
- Thornley, M. D., Förster Schreiber, N. M., Lutz, D., et al. 2000, *ApJ*, 539, 641
- Thronson, H., Tacconi, L., Kenney, J., et al. 1989, *ApJ*, 343, 158
- Tran, D. 1998, Ph.D. thesis, University of Paris XI, France
- Tully, R. B. 1988, *Nearby Galaxies Catalogue* (Cambridge Univ. Press, New York)
- Voit, M. 1991, *ApJ*, 379, 122
- Voit, M. 1992, *MNRAS*, 258, 841
- Young, S., Hough, J. H., Axon, D., Bailey, J., & Ward, M. 1995, *MNRAS*, 272, 513

A&A 391, 417–428 (2002)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20020784
 © ESO 2002

**Astronomy
&
Astrophysics**

Extended mid-infrared emission from VV 114: Probing the birth of a ULIRG[★]

E. Le Floch¹, V. Charmandaris², O. Laurent^{1,3}, I. F. Mirabel^{1,4}, P. Gallais¹, M. Sauvage¹,
 L. Vigroux¹, and C. Cesarsky⁵

¹ CEA/DSM/DAPNIA Service d'Astrophysique, 91191 Gif-sur-Yvette, France

² Cornell University, Astronomy Department, Ithaca, NY 14853, USA

³ Max Planck Institut für extraterrestrische Physik, Postfach 1312, 85741 Garching, Germany

⁴ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, cc 67, suc 28. 1428 Buenos Aires, Argentina

⁵ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str, 85748 Garching bei München, Germany

Received 4 March 2002 / Accepted 22 May 2002

Abstract. We present our 5–16 μm spectro-imaging observations of VV 114, an infrared luminous early-stage merger of two galaxies VV 114E and VV 114W, taken with the ISOCAM camera on-board the *Infrared Space Observatory*. We find that only 40% of the mid-infrared (MIR) flux is associated with a compact nuclear region of VV 114E, while the rest of the emission originates from a rather diffuse component extended over several kpc in the regions between VV 114E and VV 114W. This is in stark contrast with the very compact MIR starbursts usually seen in luminous and ultraluminous infrared galaxies. A secondary peak of MIR emission is associated with an extra-nuclear star forming region of VV 114W which displays the largest H α equivalent width in the whole system. Comparing our data with the distribution of the molecular gas and cold dust, as well as with radio observations, it becomes evident that the conversion of molecular gas into stars can be triggered over large areas at the very first stages of an interaction. This extended star formation along with the extreme nuclear starburst observed in VV 114E can easily lead to the heating of dust grains found in the tidally disturbed disks of the progenitor galaxies and subsequently traced via their MIR emission. The presence of a very strong continuum at the 5–6.5 μm range in the spectrum of VV 114E indicates that an enshrouded active galactic nucleus (AGN) may contribute to ~40% of its MIR flux. We finally note that the relative variations in the UV to radio spectral properties between VV 114E and VV 114W provide evidence that the extinction-corrected star formation rate of similar objects at high z , such as those detected in optical deep surveys, cannot be accurately derived from their *rest-frame* UV properties.

Key words. galaxies: active – galaxies: starburst – galaxies: ISM – galaxies: individual: ARP 236 – galaxies: individual: VV 114 – infrared: galaxies

1. Introduction

The first all-sky survey at far-infrared (FIR) wavelengths performed by IRAS in 1983 led to the discovery of a large number of galaxies with $L_{\text{IR}} \geq 10^{11} L_{\odot}$, the so-called luminous infrared galaxies (see Rieke & Low 1972; Soifer et al. 1989). Ever since, extensive work has been devoted to better understand the nature of these objects that emit the bulk of their energy in the 8–1000 μm domain, and it is now widely accepted that the brightest of these sources are formed during the collisions of massive gas-rich late type galaxies (see Sanders & Mirabel 1996, and references therein). In such galactic

encounters, as the tidal interactions strip angular momentum from the interstellar matter, large concentrations of molecular gas are indeed driven by viscous accretion to the few central 100 pc of the merging galaxies (Solomon et al. 1997; Combes 2001), feeding at high rates powerful circumnuclear starbursts and/or supermassive black holes (Sanders et al. 1988). The huge amounts of dust accumulated into the central regions lead to a significant absorption of the UV and optical radiation which in turn is thermally reprocessed at longer wavelengths, and is thus responsible for the luminous phase in the infrared. Several key problems though, such as the time evolution and duration of the infrared burst during the merger event, as well as the identification of the dominant sources heating the dust (stars, AGN) are still not fully answered. Observations of colliding galaxies at different merging stages are therefore of a prime importance to better understand how the AGN and starburst phenomena are related (see Mihos & Hernquist 1996).

Send offprint requests to: E. Le Floch, e-mail: e1efloch@cea.fr

[★] Based on observations with the ISO satellite, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) and with the participation of ISAS and NASA.

The interest in the study of these objects was further increased over the past few years when it became evident that they also played a critical role in galaxy evolution *over cosmological look-back times*. Luminous infrared galaxies of the local Universe are indeed excellent analogs to the high-redshift dusty objects recently discovered in deep mid-infrared and submillimeter surveys (e.g. Elbaz et al. 1999; Hughes et al. 1998). They are thus considered as the low- z counterparts of a population of dust-enshrouded sources that were formed at an epoch when interactions and mergers among galaxies were much more frequent than today (Le Fèvre et al. 2000). Consequently, investigating the properties of colliding galaxies and the formation mechanisms of sources luminous in the infrared (IR) at low redshift can provide valuable insights on the evolution of galaxies in the distant Universe.

VV 114 (= Arp 236 = IC 1623), located at a distance of 80 Mpc¹ ($1'' = 390$ pc), is one of such interacting systems undergoing vigorous starburst activity. Its infrared luminosity is $L_{\text{IR}} = 10^{11.6} L_{\odot}$ (Soifer et al. 1987), making it a LIRG² and one of the brightest objects of the IRAS Bright Galaxy Sample. It appears to be an early-stage merger of two galaxies (see Fig. 1) that are aligned east-west with a projected nuclear separation of ~ 6 kpc and therefore referred in the literature as VV 114E and VV 114W (Knop et al. 1994). The global properties of the system are summarized in Table 1. At optical wavelengths, VV 114 shows a highly disturbed morphology with very faint tidal tails extending over 25 kpc from the center (Arp 1966). The western component, VV 114W, is more extended than the eastern one, and dominates the emission in the visible. Three peaks of intensity are clearly visible in the V band and their optical spectrum indicates an emission typical of H II regions with an average visual extinction $A_v = 1.7$ mag (Knop et al. 1994). While the brightest peak to the North (knot 1) probably coincides with the dynamical center of VV 114W (Doyon et al. 1995), the maximum of star formation traced by the H α line is displaced and it occurs in the secondary peak (knot 2) which has an H α equivalent width six times larger than knot 1, and is located $5''$ to the southeast in the overlap region of the two galactic disks (Knop et al. 1994).

The near-infrared (NIR) morphology and spectral properties of VV 114 present a remarkable contrast with what is observed in the visible. Medium resolution NIR spectra of both components display strong recombination lines of hydrogen and helium as well as deep CO bands at $2.3 \mu\text{m}$, indicating vigorous and widespread star formation in both galaxies (Doyon et al. 1995). However, whereas the JHK colors of VV 114W are still consistent with the presence of numerous H II regions, the continuum emission from VV 114E which is nearly invisible at $0.44 \mu\text{m}$ (B band), becomes brighter as the wavelength increases. Its red colors indicate large concentrations of dust ($A_v \sim 4$ mag, Doyon et al. 1995) obscuring a luminous source

which is unveiled at $2 \mu\text{m}$ and dominates the whole emission of the system in the near-infrared (Knop et al. 1994). High resolution K -band images of this eastern core taken with HST/NICMOS reveal a double-nucleus (see Fig. 2 in Scoville et al. 2000) with the two near-infrared sources separated by $1.6''$ (~ 630 pc). The NICMOS data clearly show numerous compact H II regions and star clusters distributed along a spiral arm in the overlap of the merger, which suggests an enhancement of the starburst activity in this area (Scoville et al. 2000), in agreement with the H α observations (Knop et al. 1994).

The presence of a powerful starburst in VV 114 is also suggested by its huge amount of molecular gas ($5.1 \times 10^{10} M_{\odot}$, see Yun et al. 1994), which makes this merger one of the most gas-rich systems in the local Universe. The CO emission is distributed along a bar-shaped structure joining VV 114E and VV 114W, with a peak of intensity centered between the two merging galaxies and its irregular kinematics suggest that the gas has not yet settled (Yun et al. 1994). Submillimeter observations performed with SCUBA on the JCMT have also detected an extended dust emission over $30''$ (12 kpc), which correlates well with the spatial distribution of the CO emission (Frayser et al. 1999) and peaks just $5''$ southwest of VV 114E. The flux observed at 450 and $850 \mu\text{m}$ is in excess of that expected from the IRAS data and suggests the presence of a cool ($T \sim 20\text{--}25$ K) and massive ($10^8 M_{\odot}$) dust component (Frayser et al. 1999). Finally, VV 114 also exhibits a strong radio continuum emission, with a ratio of FIR to radio radiation typical of that observed in the IRAS Bright Galaxy Sample (Condon et al. 1990). Its 1.49 GHz emission globally follows the distribution seen in the visible and it extends along the overlap region between the east and western components. A local maximum of the radio emission is seen to coincide with the brightest H α emission in the overlap region, while VV 114E displays a double-peak radio morphology similar to that observed at $2.2 \mu\text{m}$ (Condon et al. 1990, 1991). The spatial coincidence of these two sources at NIR and radio wavelengths combined with the similarity of the two nuclei in terms of the NIR/radio flux ratio and the CO kinematics suggest that VV 114E itself may have experienced an earlier merger.

Since observations in the mid-infrared (MIR) are less affected by absorption than in the visible ($A_{15 \mu\text{m}} \sim A_v/70$, see Mathis 1990), they provide a powerful tool to probe deeper into the dust-enshrouded regions of galaxies, and allow one to trace the reprocessed emission of dust heated by UV radiation. Recent high resolution MIR images of VV 114 obtained at Keck by Soifer et al. (2001) led to a significant improvement in our understanding of that system – discussed in detail in the following sections – despite the fact that ground-based observations generally suffer from the low transparency of the atmosphere at these wavelengths. We thus used the high sensitivity and the good spatial and spectral resolution of the ISOCAM camera to gain a new insight in the mid-infrared properties of VV 114. After describing the ISO observations and data reduction in Sect. 2, we present our analysis on the distribution of the MIR emission in Sect. 3.1 and the spectral properties of VV 114 in Sect. 3.2. We discuss our results in Sect. 4 and summarize our conclusions in Sect. 5.

¹ Throughout the paper, we adopt $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $q_0 = 0.5$ to facilitate comparison with earlier work.

² We define LIRGs as galaxies with $10^{11} L_{\odot} \leq L_{\text{IR}} \leq 10^{12} L_{\odot}$, and ULIRGs as ultraluminous sources with $L_{\text{IR}} \geq 10^{12} L_{\odot}$. We keep the more general expression of “luminous infrared galaxies” for those with $L_{\text{IR}} \geq 10^{11} L_{\odot}$.

Table 1. Global properties of VV 114.

Parameter	Value
α (J2000.0) VV 114E ^a	01 ^h 07 ^m 47.5
δ (J2000.0) VV 114E ^a	-17°30'25"
Distance ^b	80 Mpc
L_{IR}^c	$10^{11.6} L_{\odot}$
$f_{25\mu\text{m}} / f_{60\mu\text{m}}^c$	0.18
$M_{\text{H}_2}^d$	$5.1 \times 10^{10} M_{\odot}$
$L_{\text{IR}} / M_{\text{H}_2} (L_{\odot} / M_{\odot})^d$	7.8

^a Coordinates refer to the northeastern nucleus of VV 114E.

^b We use $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $q_0 = 0.5$

^c From Soifer et al. (1987).

^d Based on Yun et al. (1994).

2. Observations, reduction and analysis

2.1. The data

VV 114 was observed with the ISOCAM camera (Cesarsky et al. 1996), a 32×32 pixel array on-board the Infrared Space Observatory (Kessler et al. 1996). The data were obtained on 6 January 1998 in low-resolution spectro-imaging mode with the Continuously Variable Filter (CVF) covering the full 5.1–16.3 μm wavelength range with a spectral resolution between 30 and 40. We used a 2.1 s integration per CVF frame spending a total of 2.5 hrs on source. The pixel size was $1.5''$ creating a field of view of $48'' \times 48''$, and the full-width at half-maximum (*FWHM*) of the point spread function (PSF) varied between $4''$ and $5''$. In order to better study the low surface brightness of the MIR emission with a better signal to noise ratio than what can be achieved with the CVF, we also retrieved from the ISO archive³ a $15 \mu\text{m}$ ISOCAM image of the galaxy obtained using the wide *LW3* (12–18 μm) filter. This 3×3 raster map was also obtained using a pixel size of $1.5''$, a $6''$ step in both axes, and as a result it covered a $1' \times 1'$ field encompassing the whole optical extent of the galaxy (see Fig. 1).

The data were reduced using the CAM Interactive Analysis (CIA⁴) software following the standard procedure described in detail by Starck et al. (1999). In brief we performed: 1) the subtraction of the dark current, taking into account the observing time parameters, 2) the cosmic-ray removal by applying a wavelet transform method, and 3) the correction of detector memory effects using the Fouks-Schubert's method (Coulais & Abergel 2000). The sky was subtracted using the emission-free regions of the detector outside the galaxy. The differential pixel-to-pixel response of the array was corrected using flat-field images taken as part of the ISOCAM calibration. Finally, the effects of jitter were also corrected. These effects result from the combination of the satellite tracking motion ($\sim 1''$ in amplitude), the continuous translation of the source on the detector as a function of the observed wavelength, which is

³ The ISO archive is available at www.iso.vilspa.esa.es/ida/

⁴ CIA is a joint development by the ESA astrophysics division and the ISOCAM consortium.

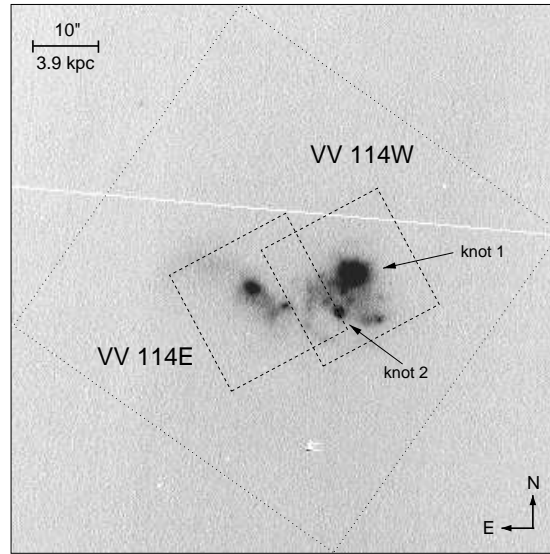


Fig. 1. An *I*-band image of VV 114 obtained from the CFHT archive. The two interacting galaxies, as well as the regions knot 1 and 2 of Knop et al. (1994) are marked. The field of view of the ISOCAM $15 \mu\text{m}$ *LW3* image is shown with the dotted square, while the two NICMOS pointings by Scoville et al. (2000) which were used to construct the mosaic presented in Fig. 2 are indicated with the dashed line. The scale and orientation of the frame are also displayed.

an intrinsic feature of the ISOCAM CVF optics, and the discontinuous shift of the target when changing from one CVF sector to another. To perform the jitter correction, all frames were resampled with a smaller pixel size and aligned with one another using the brightest peak of MIR emission observed in each frame.

2.2. Astrometry

Due to the absolute pointing uncertainty of the satellite, the rather small field of view of our MIR images and the lack of bright stars in the field, special care had to be taken to define the proper astrometry of our observations. For this purpose, we used the diffraction-limited images of VV 114 recently obtained by Soifer et al. (2001) with the MIRLIN mid-infrared camera (Ressler et al. 1994) on the Keck II telescope. These high resolution data indicate that 1) the maximum of intensity detected at $12.5 \mu\text{m}$ originates from the core of VV 114E, 2) the double-nucleus morphology of VV 114E observed at NIR and radio wavelengths is also present in the mid-infrared, and 3) both nuclei (referred as VV 114E_{NE} and VV 114E_{SW}) have approximately the same flux at $12.5 \mu\text{m}$ (see Fig. 1a of Soifer et al. 2001). Given their small angular separation of $1.6''$, these two sources can not be directly resolved in our data and therefore we set the peak observed in the ISOCAM images between the two (see Fig. 2b). We note that Soifer et al. (2001) reported sub-arcsec scale discrepancies regarding the spatial

coincidence of these two nuclei as seen at NIR, MIR and radio wavelengths. These potential misalignments though are much smaller than the *FWHM* of the ISOCAM PSF and do not significantly affect our astrometry and analysis. We did not make any modification to the roll angle of our maps since it is unlikely to suffer from systematic errors given its observed performance over the ISO mission. In fact no uncertainties in the rotation angle were ever reported in ISOCAM deep surveys where they would have been easily observed due to the large number of detections over large spatial scales. We estimate that our final absolute astrometry is accurate to $\sim 0.5''$.

2.3. Photometry

The $15\ \mu\text{m}$ image of VV 114 (see Figs. 2a and 2b), taken with the *LW3* filter, shows that the MIR emission can be roughly decomposed into a bright peak at the nuclear region of VV 114E and a more extended component towards VV 114W. This diffuse emission, which was not detected in the MIRLIN images of Soifer et al. (2001), has an average surface brightness of $1.3\ \text{mJy arcsec}^{-2}$. It is not particularly pronounced at the optical center of the western galaxy, but it presents a peak of $2.2\ \text{mJy arcsec}^{-2}$ along the interacting region between the two galaxies (marked as knot 2 by Knop et al. 1994, see also Fig. 1). Even though the authors set a slightly higher upper limit of $1\ \text{mJy arcsec}^{-2}$ for it, this difference can be understood as due to the higher sensitivity and larger pixel size of our ISOCAM maps.

In the analysis of our data on VV 114E, a substantial effort was devoted to determine whether the MIR ISOCAM profile can be attributed only to the double nucleus at its center, or if emission from an additional component associated with an extended circumnuclear region is also present. For this purpose, we modeled the observed profile with a combination of two point sources simulating the two nuclei of VV 114E observed by Soifer et al. (2001). As a basis for our model we used a series of theoretical PSFs calculated for the specific configuration of ISOCAM and for various offsets of the PSF maximum relative to the pixel centers on the grid of the detector (Okumura 1999). Taking into account 1) the pixel scale, 2) the orientation angle of our maps, and 3) the position angle of the two nuclei as well as their angular separation of $1.6''$, we thus obtained a collection of simulated profiles for each wavelength of the CVF. We then applied an iterative fitting method using a χ^2 test to select the best simulation available. Since the relative contribution of VV 114E_{NE} and VV 114E_{SW} is not accurately known over the entire wavelength range of the CVF, we assumed that the two sources contribute the same level of emission throughout the $5\text{--}16\ \mu\text{m}$ range, and compared the result with the extreme situation where all emission originates from VV 114E_{SW}. In both cases we found that for the best simulated profile, the fit can not account for all emission from VV 114E. The observed MIR excess is present over the whole $5\text{--}16\ \mu\text{m}$ range and can be attributed to the contribution from an extended component surrounding the two nuclei over an area of a few 100 pc. Before attempting to quantitatively separate this extended emission from the one originating

from the two nuclei, we wanted to ensure that the former is not artificially produced by a wrong correction of the jitter effect in our data. To achieve this, we used the recorded telemetry information of the telescope, and simulated how the profile of a single PSF would widen if no jitter correction was applied. We found that the effect is noticeable only at short wavelengths, and that the error on the measured flux is negligible (less than 1%) provided that an aperture of at least 3×3 pixel is used. We therefore chose to measure the intensity from the double nucleus by integrating the flux over a fixed aperture of 3×3 pixels ($4.5'' \times 4.5''$). Using the best simulated profiles obtained with the χ^2 method described earlier, we found that the excess due to the extended emission around the nucleus of VV 114E in the aforementioned aperture is very small at long wavelengths ($\sim 10\%$ beyond $12\ \mu\text{m}$), but varies between 30 and 60% at $5\ \mu\text{m}$ depending on the assumed relative contribution of the two nuclei. Finally, we restituted the spectral energy distribution of the double nucleus by applying an aperture correction to take account of the spatial extent of the PSF. This correction was computed assuming a $4.5'' \times 4.5''$ aperture and a *single point source* at the center of VV 114E. Using our simulations described above, it can be shown indeed that the fraction of flux found outside of the above apertures is only weakly sensitive to the fact that VV 114E has two nuclei separated by $\sim 1.6''$.

We also compared our observed spectral energy distribution (SED) with the broad-band photometry of the central region of VV 114E as derived by Soifer et al. (2001). This was performed by integrating our spectrum over the appropriate wavelength ranges, using the profile of the MIRLIN filters. Our ‘‘MIRLIN equivalent’’ broad band fluxes in all five bands are in good agreement with those observed by Soifer et al. (2001) with an averaged uncertainty of 10%. This consistency indicates that our assumptions and analysis resulted in a reliable MIR spectrum from the nucleus of VV 114E. Furthermore, our data indicate that VV 114E accounts for only 40% of the total MIR flux of VV 114 detected by ISOCAM. This also follows the observation by Soifer et al. (2001) that a substantial fraction of the IRAS $12\ \mu\text{m}$ flux⁵ is not detected in their data, and may originate from a more diffuse component, which is in fact detected by ISOCAM. Integrating over the full spatial extent of VV 114E we find that the total extended emission in VV 114E accounts for 35% of the flux beyond $12\ \mu\text{m}$, and reaches 50 to 70% at shorter wavelengths. To examine the spatial distribution of that diffuse component, we used the high signal to noise $15\ \mu\text{m}$ image and removed the contribution of the double nucleus by subtracting the best simulations selected with our χ^2 test as mentioned above. This revealed a secondary peak of emission $3''$ west of the double nucleus of VV 114E, which is totally inconspicuous in the images dominated by the strong flux emitted by the core of the eastern galaxy. The maximum of its surface brightness is $\sim 2\ \text{mJy arcsec}^{-2}$, and interestingly it coincides spatially with the peak of CO emission (Yun et al. 1994). Yet, the reality of this feature remains somewhat uncertain since it depends on the simulated profile used for the removal of the double nucleus. Moreover, it does not have any

⁵ See Appendix A for a discussion on the IRAS measurements.

counterpart at NIR or radio wavelengths, and may likely result from an artifact in our PSF subtraction.

Finally using our MIR spectrum, we calculated the equivalent flux densities corresponding to the typical ISOCAM broad-band filters for several components of VV 114. Taking account of the filter transmission curves, we integrated the SED from the CVF to obtain energy fluxes in W m^{-2} . The conversion to derive the flux densities in mJy was performed assuming an intrinsic spectral shape $f_\nu = \text{cte}$. The total intensity for the two galaxies was obtained by integrating the MIR emission over the full spatial extent of the galactic disks as seen in our data. We note that within 1σ of our photometric uncertainty, the flux measured by the *LW10* filter, an equivalent to the $12\mu\text{m}$ IRAS filter, accounts for nearly 100% of the IRAS flux, the exact value of which we discussed in Appendix A. The flux from the central region of VV 114E was derived as explained earlier, and the one from the peak of the extended emission located southeast of VV 114W was measured over a region of $5''$ in diameter centered on knot 2 ($\alpha = 01^{\text{h}}07^{\text{m}}46.7^{\text{s}}$, $\delta = -17^\circ30'27''$, J2000). Our results are presented in Table 2. The 1σ -rms noise in our images created from the CVF by integrating over the $5\text{--}8.5\mu\text{m}$ (equivalent *LW2* filter) and $12\text{--}16\mu\text{m}$ wavelength range are 150 and $230\mu\text{Jy arcsec}^{-2}$ respectively. Clearly, these images are not as deep as the one obtained directly with the broad-band *LW3* filter in which we measured a noise level of $70\mu\text{Jy arcsec}^{-2}$. This was to be expected since the bandpass of the CVF is much narrower than the width of the broad-band filters. The relative photometric uncertainty on the MIR SED varies from 10% at $5\mu\text{m}$ up to 15% at $16\mu\text{m}$. The major sources of errors are due to the non-perfect correction of the detector memory effect. Based on our experience with ISOCAM data, we estimate that an uncertainty of 25% for the absolute photometry constitutes a conservative upper limit, which is typical for well detected extended sources.

2.4. Mapping of the UIB emission

As we will discuss in more detail in Sect. 3.2, it is widely accepted that the various Unidentified Infrared Bands (UIBs) detected in MIR spectra of galaxies are produced in photo-dissociation regions (PDRs) and consequently are directly associated with the regions of star formation in galaxies (see Rigopoulou et al. 1999; Laurent et al. 2000; Helou et al. 2000). Their spatial distribution could then be used to depict more accurately the regions undergoing star forming activity even in areas where extinction from dust is high. We thus extracted the UIB emission from our CVF spectral cube and produced images of their spatial distribution across VV 114, following the same method as in Le Floch et al. (2001). We identified the 6.2 , 7.7 and $11.3\mu\text{m}$ bands in all observed positions (pixels) on the galaxy and subtracted the underlying continuum emission (see Fig. 3 for an illustration of the method). Since on galactic scales the relative strength of the different UIBs does not vary substantially, we co-added the corresponding images to produce a single higher signal to noise map of the integrated UIB emission. We decided not to include the $8.6\mu\text{m}$ feature which is highly sensitive to the strength of the $9.7\mu\text{m}$ silicate absorption

band. The $12.7\mu\text{m}$ feature was also excluded since it is contaminated by the [NeII] line at $12.8\mu\text{m}$ (see Sect. 3.2.1).

3. Results

3.1. Spatial distribution of the MIR emission

In Fig. 2a, we overlay in contours this UIB map on a $15\mu\text{m}$ image of VV 114 obtained with the *LW3* filter while in Figs. 2b and c, we present a mosaic of the two $1.1\mu\text{m}$ *J*-band images of VV 114 taken with HST/NICMOS⁶ superimposed with the contours of the $15\mu\text{m}$ and UIB emission respectively. One can see that the UIB emission seems to be more closely restricted to the active regions of the galaxy than the widespread distribution of hot dust seen in the $15\mu\text{m}$ image. This apparent lack of UIB features in the outskirts of VV 114 is most probably due to a lower sensitivity of our UIB maps.

The power of infrared to probe deeper into the embedded regions of galaxies is particularly enlightening in the case of VV 114E, the activity of which becomes apparent in the thermal MIR even though it is rather inconspicuous in the optical. We clearly see that this source dominates the MIR emission of VV 114 (see Fig. 2a), and roughly accounts for 40% of the total flux observed. The fact that VV 114E has an *LW3* to *K*-band ratio of ~ 16 which is larger than the $1\text{--}10$ range of values found in late type galaxies (Boselli et al. 1997), suggests a higher than average hot dust content compared to its stellar mass. Strong UIB features are also seen in its spectrum (see Fig. 2c) further confirming that an important fraction of the flux coming from the central regions of the eastern galaxy originates from a powerful circumnuclear starburst (see also Sect. 3.2.2). Our findings support similar conclusions derived by Doyon et al. (1995) based on NIR spectroscopic observations. Note that the intense star forming activity in the inner core of VV 114E had also been inferred from the strong 8.4GHz radio emission (Condon et al. 1991), which coincides with the bright NIR peaks (Knop et al. 1994), as well as the large quantity of molecular gas in the vicinity of VV 114E (Yun et al. 1994).

Contrary to VV 114E, the MIR emission from VV 114W is weaker and more diffuse. Surprisingly, there is no enhancement of the MIR flux near its nucleus. Instead, the dust emission seen with ISOCAM peaks $5''$ to the southeast, close to the bright H II region denoted as knot 2 by Knop et al. (1994). This secondary peak at knot 2 is even more pronounced in our UIB map and is also visible in the $3.2\mu\text{m}$ image of Soifer et al. (2001) which sampled emission from the weaker $3.3\mu\text{m}$ UIB feature. Knot 2 also coincides with a local maximum of the radio emission at 1.49GHz (Condon et al. 1990), and has an H α equivalent width of 430\AA , six times wider than what is observed in the nucleus of VV 114W, a clear evidence of massive extranuclear star formation activity (Knop et al. 1994). A large number of young star clusters and compact H II regions were also detected in the NIR throughout the same

⁶ Individual frames are available at the NASA Extragalactic Database hosted in the web server of IPAC, see also Scoville et al. (2000).

Table 2. ISOCAM broad-band photometry of VV 114.

Source	ISOCAM flux in broad-band filters (mJy)						
	<i>LW2</i> (5–8.5 μm)	<i>LW3</i> (12–18 μm)	<i>LW4</i> (5.5–6.5 μm)	<i>LW6</i> (7–8.5 μm)	<i>LW7</i> (8.5–10.7 μm)	<i>LW9</i> (14–16 μm)	<i>LW10</i> ^a (8–15 μm)
VV 114E (nucleus)	136	351	96	242	105	379	198
VV 114W (knot 2)	28	88	13	62	35	85	58
VV 114 (diffuse)	256	241	111	296	180	186	264
VV 114 (total)	420	680	220	600	320	650	520

^a equivalent to IRAS 12 μm filter.

Note: Fluxes in the *LW3* filter were measured directly in the *LW3* broad-band image retrieved from the ISO archive. Equivalent fluxes in the other filters were obtained from the CVF data, those of VV 114E (nucleus) and VV 114W (knot 2) being derived from their MIR SED respectively presented in Figs. 3 and 4. The diffuse emission was deduced after subtracting the contributions of VV 114E (nucleus) and knot 2 to the total fluxes measured over the full spatial extent of the merger.

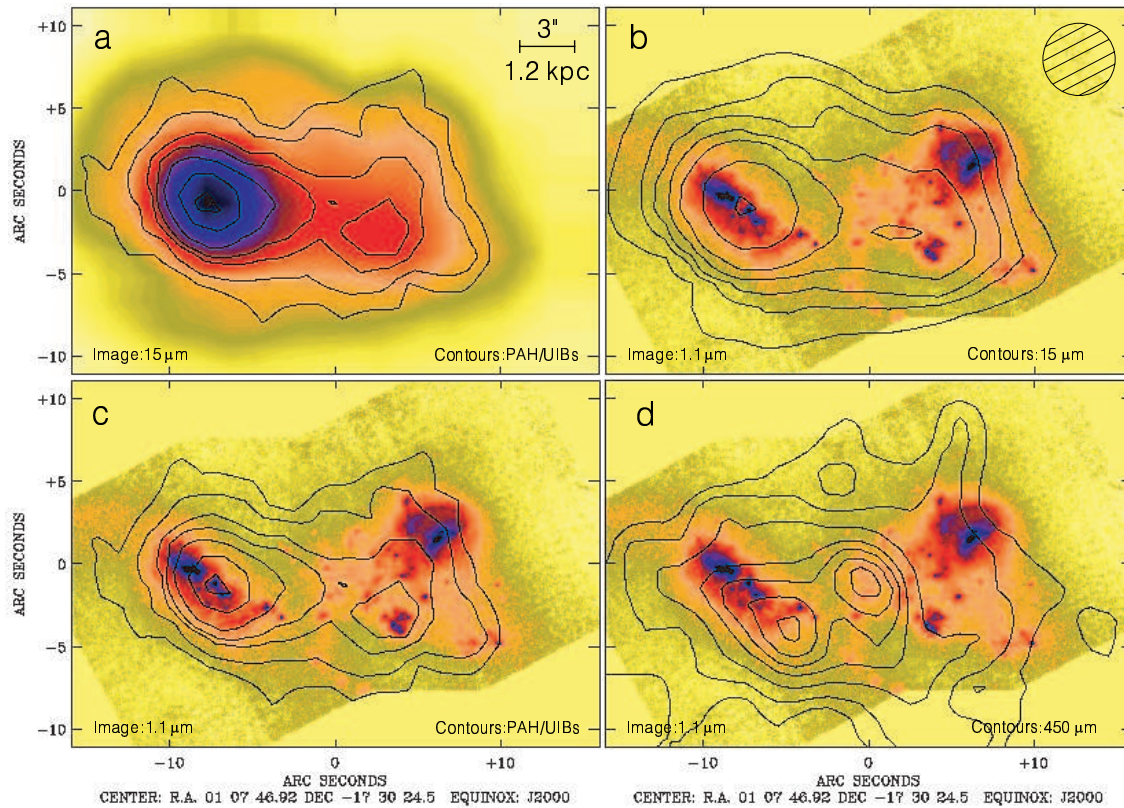


Fig. 2. **a)** The ISOCAM 15 μm image of VV 114 taken with *LW3* (12–18 μm) filter with an overlay of the integrated UIB emission at 6.2, 7.7 and 11.3 μm (see Sect. 2.4). The image scale is displayed with a bar of 1.2 kpc (3'') at the top-right corner. **b)** The HST/NICMOS *J*-band image of VV 114 from Scoville et al. (2000) with the overlay of the *LW3* 15 μm image presented in **a)**. The contour levels are 0.45, 0.65, 0.90, 1.35, 2.10, 4.45 and 8.45 mJy arcsec^{-2} . We have also indicated the *FWHM* of the ISOCAM PSF at 12 μm . Note that the warm dust emission is much more extended than the nuclei of the galaxies. **c)** The same *J*-band image presented in **b)** but overlaid with the UIB contours of **a)**. Note how the secondary UIB peak is not found in VV 114W but instead it coincides with knot 2 of Knop et al. (1994). **d)** An overlay of the SCUBA 450 μm emission detected by Frayer et al. (1999) onto the NICMOS image presented in **b)** and **c)**. The contours are 150, 225, 338, 450, 525, 600 and 675 mJy beam^{-1} while the beam size is $\sim 6''$. We observe that, similar to the CO emission, most of the cold dust is found in the area between the galaxies suggesting that there is a considerable reservoir of gas to fuel the star formation activity in the system.

area (Scoville et al. 2000). As a whole though, VV 114W has an $LW3/K$ ratio ~ 11 slightly higher than that of normal galaxies, and accounts for $\sim 35\%$ of our observed total MIR flux.

Another striking feature in our maps is the spatial extent of the diffuse MIR emission. This is clearly noticeable in the $15\ \mu\text{m}$ image of VV 114 (see Fig. 2b). Its distribution is rather smooth with an elliptical shape surrounding the central regions of the two merging galaxies over more than 10 kpc. This is in stark contrast to what is observed in most LIRGs and ULIRGs which typically harbor very compact circumnuclear starbursts responsible for nearly 80–100% of the energy emitted in the mid-infrared (i.e. Soifer et al. 2000, 2001; Charmandaris et al. 2002b). As was already noted by Soifer et al. (2001) though, VV 114 is an exception to this trend since its $12\ \mu\text{m}$ and NIR curves-of-growth are quite similar. We explore the implications of this finding in Sect. 4.

At kpc scales, the diffuse and extended emission from hot dust particles as seen in our data closely follows the distribution of the molecular gas detected in the CO interferometric map of Yun et al. (1994). The CO emission reveals a fairly extended and massive molecular gas complex at the center of the merger, distributed along a bar joining the two galaxies. Two tail-like features extend from the extremities of this bar, one to the North of VV 114W, and the other to the South of VV 114E. This morphological correspondence between CO and MIR emission in tails or spiral arms has already been observed both in normal and in interacting galaxies and AGN (Mirabel et al. 1999; Wilson et al. 2000; Le Floch et al. 2001) and is to be expected as the molecular gas is the fuel of star formation which in turn heats the dust to emit in the MIR.

Recently, submillimeter observations of VV 114 by Frayer et al. (1999) at $450\ \mu\text{m}$ and $850\ \mu\text{m}$ with SCUBA have also revealed a cold dust emission centered in the overlap regions between the two interacting components and extended over 12 kpc. As we can see from Fig. 2d, despite the large SCUBA beam ($6''$ at $450\ \mu\text{m}$) the cold dust follows the same overall distribution as our ISOCAM maps, but the two peaks of the $450\ \mu\text{m}$ emission are slightly displaced relative to the MIR. This can be interpreted by temperature gradients within the dust reservoir which is heated by both the nucleus of VV 114E and the star-forming source at knot 2. The distribution of the cold dust seen at $850\ \mu\text{m}$ also correlates well with the CO emission given the uncertainty ($\pm 2''$) of the SCUBA map, and seems to peak in the overlap region of the merging galaxies just to the southwest of VV 114E. However, determining the location where the bolometric luminosity of VV 114 mainly originates is not straight forward. According to the models of the FIR emission presented in Fig. 2 of Frayer et al. (1999), most of the energy output in this merger is radiated between 60 and $200\ \mu\text{m}$. We note that the emission probed by SCUBA only accounts for less than one tenth of the total luminosity and is similar to the contribution of the MIR emission traced by ISO at $15\ \mu\text{m}$. This suggests that the 60– $200\ \mu\text{m}$ emission is probably concentrated between the peaks of the MIR and submillimeter emission, and thus the bolometric luminosity of the system should be more closely associated with the eastern component of VV 114.

3.2. Spectral properties

3.2.1. The Mid-infrared SED of VV 114W

The spectral shape of the MIR emission throughout the extent of VV 114W was found rather constant across the entire disk as well as on the overlap region towards the eastern component, varying only in intensity. In Fig. 3 we present the spectrum of a $5''$ -diameter aperture centered on the brightest peak of emission in VV 114W. As mentioned earlier, this is the location of the so-called knot 2, which has the widest $H\alpha$ equivalent width of the galaxy. The MIR spectrum is typical of what is observed in other galaxies which are actively forming stars (i.e. Laurent et al. 2000 and references therein). As it is known, the spectrum can be decomposed mainly into the contribution of the Unidentified Infrared Bands (UIBs) clearly detected at 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 and $12.7\ \mu\text{m}$, and that of a steeply rising continuum longward of $10\ \mu\text{m}$. The UIBs are generally attributed to C=C and C-H vibrations in Polycyclic Aromatic Hydrocarbon molecules (PAHs, see Léger & Puget 1984; Li & Draine 2001) which are stochastically heated by UV and optical radiation, and since they are typically found in PDRs they are often used to trace quiescent or more active star formation (Helou et al. 2000). The rising continuum on the other hand, is the most prominent feature detected in MIR spectra of galactic H II regions and galaxies harboring intense star forming activity. It is thought to be produced by small dust particles with radius less than 10 nm (Very Small Grains – VSGs – see Désert et al. 1990), which are heated up to temperatures ~ 200 – $1000\ \text{K}$ by the strong radiation field from hot young stars, and therefore it is considered as a good tracer of massive star formation activity. The presence of this continuum in our spectrum – though as we will see rather weak compared to VV 114E – confirms that vigorous star formation is underway in the overlap region of the merger, where the streaming motions and shocking of gas clouds due to the interaction are probably the strongest. This is in contrast to what one observed in the MIR spectra of quiescent spiral galaxies where the contribution from the VSGs is generally much lower (Roussel et al. 2001). The overall extinction in the area, as measured by the relative strength of the 6.2 and $11.3\ \mu\text{m}$ UIB features (see Sect. 3.2.2 for a description of the method used), is small and the ISOCAM star formation activity indicator as traced by the $LW3/LW2$ color ratio is just above ~ 1.4 (see Laurent et al. 2000).

Several ionic emission lines are also visible in the spectrum. At $7\ \mu\text{m}$, we detect [ArII], which has a rather low ionization potential ($E_p = 16\ \text{eV}$) and is typically found in starburst environments (Sturm et al. 2000). Given our low spectral resolution, the $12.8\ \mu\text{m}$ [NeII] line ($E_p = 22\ \text{eV}$) is blended with the $12.7\ \mu\text{m}$ UIB feature and its strength can not be accurately determined. However, ISOCAM CVF observations of many regions with moderate star forming activity and low extinction (i.e. Boulanger et al. 1996) indicate that the 12.7 and $11.3\ \mu\text{m}$ UIB features scale with one another. The fact that the $12.7\ \mu\text{m}$ emission in VV 114W is fairly strong suggests that a considerable fraction of the feature flux is due to the [NeII] line. This would be expected given the high $H\alpha$ flux of knot 2, a clear evidence of massive extranuclear star formation activity.

424

E. Le Floc'h et al.: Mid-infrared observations of VV 114 with ISOCAM

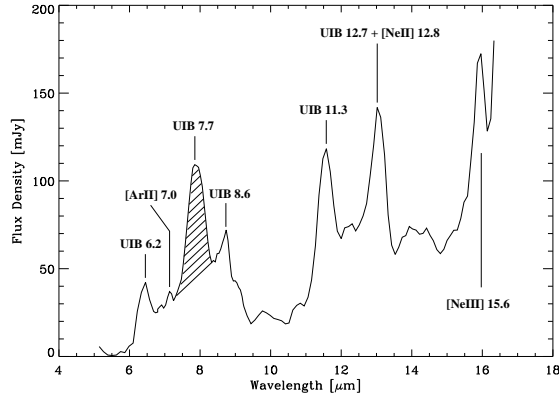


Fig. 3. Mid-infrared spectrum of knot 2 in VV 114W obtained with an aperture of $5''$ in diameter, centered on the peak of emission located near the bright H II region southeast of the nucleus of VV 114W ($\alpha = 01^{\text{h}}07^{\text{m}}46.7^{\text{s}}$, $\delta = -17^{\circ}30'27''$, J2000). The flux of the UIB feature at $7.7 \mu\text{m}$ used to create the UIB map presented in Fig. 2b was measured integrating the hatched area as illustrated in the figure. A similar technique was applied to the other features at 6.2 and $11.3 \mu\text{m}$.

The [NeII] line has also been clearly observed with the larger aperture of ISO-SWS (Thornley et al. 2000), which provides further confidence on the reliability of our detection. We finally observe an apparent bright feature at $15.6 \mu\text{m}$, which we attribute to [NeIII]. The profile of that feature as well as the fact that this line was also observed with ISO-SWS, lead us to believe that our detection is reliable, even though the obvious memory effects of the detector make a determination of its flux problematic.

3.2.2. The MIR spectrum of the nuclear region in VV 114E

As discussed in Sect. 2.3, the MIR emission from the central region of the eastern galaxy is dominated by the contribution of its nucleus over the full wavelength range of the CVF. In Fig. 4 we present the spectrum of the central $4.5'' \times 4.5''$ ($1.7 \text{ kpc} \times 1.7 \text{ kpc}$) region of VV 114E, after correcting it via a scaling factor that takes into account the extended flux of the PSF lying outside the aperture. As in VV 114W, we clearly detect the presence of the UIB features as well as the [NeII] and [NeIII] lines. However, comparing the spectra of the two galaxies, we note that in VV 114E the relative strength of the 8.6 and $11.3 \mu\text{m}$ features compared to the UIBs at 6.2 , 7.7 and $12.7 \mu\text{m}$ is much lower, which implies a higher silicate absorption at $9.7 \mu\text{m}$ in the eastern galaxy. The latter is also suggested by the $15 \mu\text{m}$ to $9.7 \mu\text{m}$ flux ratio, which for VV 114E is ~ 8 , nearly 4 times that of normal galaxies (see Xu et al. 2000). The increased extinction towards VV 114E is also apparent as the fraction of the total flux originating from VV 114E reaches 65% of the total shortward of $9 \mu\text{m}$ and longward of $12 \mu\text{m}$, but falls to only 50% near the silicate band (see Table 2 and Fig. 5). To estimate the extinction in the central region of VV 114E, we reproduced the relative strength of the UIB

Table 3. Extinction in the central region of VV 114E.

Extinction law	A_v	τ at $10 \mu\text{m}$
Draine (1989)	4 mag	0.33
Mathis (1990)	11 mag	0.60
Dudley & Wynn-Williams (1997)	5 mag	0.28
Lutz (1999)	6 mag	0.83
Li & Draine (2001)	5 mag	0.41

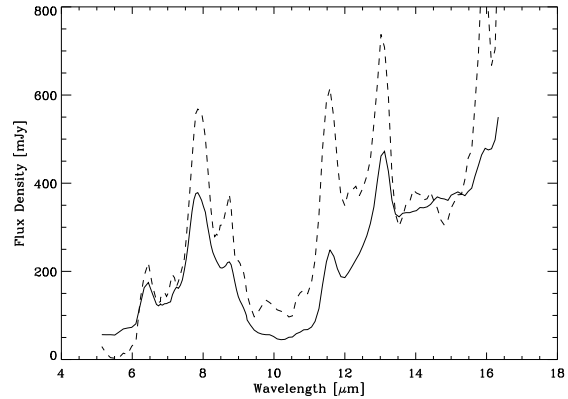


Fig. 4. The mid-infrared spectrum of the central region of VV 114E using an aperture of $4.5'' \times 4.5''$, taking into account the variable size of the PSF. For comparison, we have reproduced the spectrum of VV 114W (dashed-line) normalized to the rest frame $14\text{--}15 \mu\text{m}$ continuum. Note the difference in the slope of spectra as well as the higher extinction in VV 114E.

features at 6.2 and $11.3 \mu\text{m}$ using the observed spectrum of the M 51 disk extinguished by a screen model with different extinction laws. This approach is justified since in unobscured star forming regions, UIB features in the $5\text{--}13 \mu\text{m}$ range are known to present canonical spectral properties between one another (Dale et al. 2001; Roussel et al. 2001). The various extinction laws were chosen to explore the effects of a variable strength in the $9.7 \mu\text{m}$ silicate band, and they also differ in their level of extinction between 4 and $8 \mu\text{m}$. The results obtained are summarized in Table 3. In spite of the apparent variations between the different measurements, all values of τ are lower than 1, which is consistent with an optically thin medium and making the screen model a reasonable assumption.

We note that we measure a lower extinction than Soifer et al. (2001) who derived $\tau \sim 0.7$ for the southwestern nucleus of VV 114E and $\tau \sim 2\text{--}3$ for the northeastern nucleus using the extinction law of Li & Draine (2001) at $10 \mu\text{m}$. Our lower measurements are expected since our larger ISOCAM beam samples a more diffuse optically thin dust component surrounding the two nuclei of VV 114E.

More intriguing is that VV 114E displays a rather significant continuum at short MIR wavelengths ($5\text{--}6 \mu\text{m}$). This “bump” is absent in pure starburst spectra, but has already been observed between $3\text{--}6 \mu\text{m}$ in the SEDs of active galactic nuclei (Lutz et al. 1998; Mirabel et al. 1999; Laurent et al. 2000; Le Floc'h et al. 2001) and it has been proposed as a MIR diagnostic for an AGN (Laurent et al. 2000). According to the

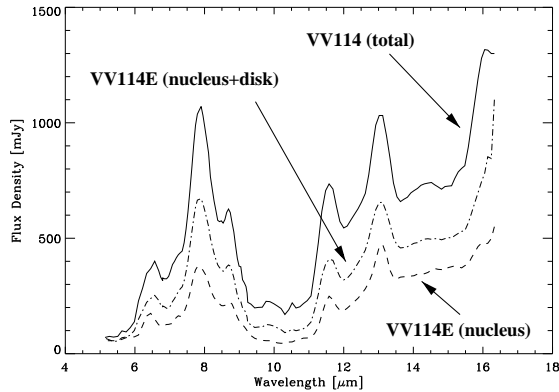


Fig. 5. The total MIR spectrum of VV 114 (solid line) integrated over the full spatial extent of the merger. The 5–16 μm SED of the nucleus of VV 114E (dashed-line) and the spectrum of the whole eastern galaxy (disk+nucleus, dashed-dotted line) are also reproduced to show their relative contribution to the total emission.

unified scheme of AGNs, such a continuum is thought to be produced by very hot dust particles heated to nearly their sublimation temperature ($T \sim 1000$ K for silicate and $T \sim 1500$ K for graphite) within the torus of molecular gas surrounding the nucleus (Krolik 1999). The elevated continuum at $5 \mu\text{m}$ in our spectrum would be consistent with emission from an enshrouded AGN. One should note however, that no other telltale signs of an active nucleus such as the [NeVI] and [NeV] lines have been detected on that galaxy, despite the rather modest nuclear extinction of the nucleus. Could it be that this “bump” is due to an ultracompact starburst instead? We discuss this possibility in the following section.

4. Discussion

4.1. VV 114: The early stage of a future ULIRG

As we mentioned earlier, ULIRGs are formed when gravitational instabilities occurring during galactic collisions, force large concentrations of gas to the central regions of the merging disks, fueling circumnuclear starbursts or enshrouded active nuclei (see Mihos & Hernquist 1996). Observations of ULIRGs in the near and mid-infrared have revealed that a large fraction (30–100%) of the infrared energy emitted by these objects is often contained in very compact nuclear regions with linear scales of a few 100 pc (Scoville et al. 2000; Soifer et al. 2000, 2001). Moreover, Gao & Solomon (1999) have shown a strong correlation between the CO luminosity and the nuclear separation of merging galaxies, as well as an anti-correlation between that distance of the nuclei and the $L_{\text{IR}}/M_{\text{H}_2}$ ratio. In this context, one would expect that the ultraluminous phase would appear as the final result of the merging, once the two progenitors have nearly formed a single object. However, it has been recently reported that a population of ULIRGs may consist of widely separated (≥ 10 kpc) pairs of galaxies in a rather early phase of interaction (Murphy et al. 2001; Dinh et al. 2001; Meusinger et al. 2001). This finding implies that our

interpretation on the mechanisms stimulating star formation during interactions needs to be re-examined. More specifically, Murphy et al. (2001) have suggested that galaxies which have sufficiently large reservoirs of molecular gas and experience more than one close encounter before their final merger, may undergo multiple stages of ultraluminous activity ($L_{\text{IR}} \gtrsim 10^{12} L_{\odot}$) triggered at each encounter of their disks while remaining in the LIRG stage during the in-between periods.

Several observational evidence lead us to believe that VV 114 is in fact in such a “quiescent LIRG” phase. The first one is the moderate separation (~ 6 kpc in projection) between the two interacting galaxies, and the very extended molecular gas distribution as revealed by the CO observations. The gas kinematics are also characterized by large velocity gradients and non-rotational signatures dominated by inflow/outflow radial motions, and even the distribution of the stellar light in the central regions has not yet settled into an $r^{-1/4}$ profile (Yun et al. 1994; Scoville et al. 2000). Yet, despite the early stage of its evolution, VV 114 is already one of the brightest infrared objects in the local Universe (Soifer et al. 1987), and harbors compact nuclear and extranuclear starbursts with strong MIR emission. We note that such spots of star formation in the overlap region of interacting galaxies are not uncommon when the progenitors are late type galaxies (Mirabel et al. 1998; Gallais et al. 1999; Xu et al. 2000). Another characteristic of VV 114, yet unusual in LIRGs, is the similar curves-of-growth at 2.2 and $12.5 \mu\text{m}$ in the central 1 kpc region of VV 114E (Soifer et al. 2001). What could be the cause for this behavior? A possible explanation might be related to the fact that even though the system is highly IR luminous, it is dynamically young with its two gas rich components still violently interacting. This would imply that not only the old stellar population but large quantities of dust grains coupled to the gas originally associated with the disks of VV 114E and VV 114W before their interaction, have not yet relaxed and they are distributed around the galaxies following loops and tails in the gaseous component. The strong ionization field resulting mainly from the massive starbursts in VV 114E as well as in the overlap region, would then permeate this extended volume of gas and dust, and could cause the dust grains of smaller size to be heated sufficiently in order to emit in the thermal MIR.

The large-scale spatial coincidence between the CO and MIR emission shows that the conversion of molecular gas into stars is still ongoing, not only in compact regions where the gravitation potential is responsible for fueling the starburst with gas, but also in more extended areas where shocks and density enhancements induced by the dynamical perturbations of the collision may also trigger a star forming activity. Taking into account the estimated age of the collision ($\sim 3\text{--}4 \times 10^8$ yrs, Yun et al. 1994) and the huge reservoir of gas still available ($5.1 \times 10^{10} M_{\odot}$), it is very likely that the star formation process will continue for a least a few 10^8 yrs before the two galaxies finally coalesce. As suggested by Yun & Scoville (1995) to illustrate how the gas density and IR luminosity efficiency anti-correlate with nuclear separation in merging systems, VV 114 could evolve into a more advanced merger like Mrk 273, to finally terminate in a ULIRG similar to Arp 220.

4.2. Is there a buried AGN in VV 114E?

The question of whether AGN or compact starbursts are responsible for the production of the bulk of the luminosity of LIRGs/ULIRGs is a pertinent one. The fact that both phenomena usually co-exist makes quantifying their contribution rather problematic (see Laurent et al. 2000 for a discussion). Recently, large scale surveys conducted at MIR wavelengths with ISO (Lutz et al. 1998) have provided evidence that roughly 70% of the energy budget in the Universe would originate from star forming activity, though it has been suggested from submillimeter surveys that the contribution from AGNs could be actually more important (McMahon et al. 1999).

The colors of VV 114E are very red indicating a significant absorption of UV and optical light by large concentrations of dust and thus one may wonder whether or not an active nucleus, hidden in the visible, could be lurking in it. A priori though, several observational evidence argue against it. Not only the cold IRAS color of VV 114 ($f_{25\mu\text{m}}/f_{60\mu\text{m}} = 0.18$) indicates a predominant star formation activity, but also the two nuclei of VV 114E show extended emission at both NIR (Knop et al. 1994; Doyon et al. 1995) and radio (Condon et al. 1991) wavelengths, which suggests that the observed continuum has a stellar origin. Moreover, the NIR spectroscopy of VV 114E indicates that the gas is photo-ionized by young OB stars rather than an AGN-like engine (Doyon et al. 1995), which reinforces the idea that the bulk of the infrared emission from the galaxy may be attributed to an episode a vigorous star formation.

However, using a $J-H$ vs. $H-K$ color diagram, it can be shown that the very central region of VV 114E exhibits near-infrared colors similar to that observed in warm LIRGs (Scoville et al. 2000). Furthermore, models fitting the NIR SED of VV 114E indicate that 50% of the K -band continuum observed in the two nuclei originates from hot dust emission heated to temperature ~ 800 K (Doyon et al. 1995). Unfortunately, even the radio data of Condon et al. (1991) are not conclusive for the two nuclei of VV 114E as no high resolution radio spectral indexes which could be used to identify a synchrotron or a flat thermal origin of their emission are available. Finally, as it was shown by Soifer et al. (2001) as well as from ISOCAM data, only a fraction of the MIR emission seen by IRAS is associated with the nuclear region of VV 114. Consequently the IRAS colors do not characterize the nuclear activity in this galaxy and can not be used to exclude a dust-enshrouded active nucleus in VV 114E.

In fact, our MIR spectra of VV 114E do reveal a strong emission at $5\mu\text{m}$, and a rather flat $5-16\mu\text{m}$ continuum compared to typical template ISOCAM spectra of H II regions (Laurent et al. 2000). The specific signatures of PDRs, H II regions and AGNs in the mid-infrared have been thoroughly studied by Genzel et al. (1998) and Laurent et al. (2000) who, using the UIB to continuum flux ratio of MIR templates to characterize each of the different types of activity, have both developed diagnostics to distinguish between starbursts and active nuclei in galaxies. Up to now, the type of MIR spectrum seen from VV 114E has only been found in AGNs and it is thus considered as a solid indicator for the presence of an active nucleus which is dominant in the MIR. Using the classification scheme

of Laurent et al. (2000) it appears that an AGN could be contributing up to 40% of the MIR flux in the eastern galaxy of VV 114. Such a result supports the strength of MIR observations to unveil dusty and hidden AGNs which can not be detected at other wavelengths.

Recently, it has been proposed to combine the $3.3\mu\text{m}$ PAH emission with the $3.4\mu\text{m}$ carbonaceous dust absorption to distinguish between AGN and starburst activity in luminous galaxies (Imanishi & Dudley 2000; Imanishi 2002). This technique could be particularly powerful in detecting buried active nuclei in LINER- or starburst-classified LIRGs/ULIRGs. It would be of great benefit if this new diagnostic could be applied to VV 114E so that we obtain a better view on the $2-5\mu\text{m}$ window properties of that merger. Establishing the link between what is observed in the K and L band and the short ($4-6\mu\text{m}$) MIR wavelengths, which were observed by ISO and will also be covered by SIRTf in the near future, is clearly essential in order to better constrain the origin of the different contributions and processes at work in this system.

4.3. Implications for high redshift surveys

Characterizing the physical properties of sources in the distant Universe is one of the key issues to discriminate between various models of galaxy formation. It has become increasingly accepted that understanding the properties of galaxies such as VV 114 may provide a valuable insight for this goal. As discussed earlier, this system consists indeed of two galaxies for which the presence of dust is the cause of their dramatically different SEDs. Most of the bolometric luminosity originates from VV 114E which also dominates the FIR emission from the system but is completely obscured by dust in the far- and near-UV (Goldader et al. 2002). On the other hand, the western galaxy, VV 114W, is bright in the UV and visible and contributes only modestly to the global infrared emission. These “antagonistic” features have important consequences for the detection as well as the apparent morphology of high redshift galaxies. If we were to place VV 114 at $z \geq 1$, the spatial resolution of the deep surveys at optical wavelengths (e.g. HDF, Williams et al. 1996) would not allow us to disentangle the two components involved. One therefore would have to rely only on its integrated properties. Goldader et al. (2002) have shown that VV 114 could be easily observed at $z \sim 1.5$ in the optical window, unlike the more luminous ULIRGs such as Arp 220 which are too faint in the UV. Due to the strong UV emission of VV 114W it would be detected even at $z \sim 3$ with color, luminosity and size closely resembling those of Lyman-break galaxies. Yet, the eastern component, which as we have seen is the most energetically active, would be invisible since its UV emission is completely absorbed and re-emitted at longer wavelengths due to its high dust content (see Figs. 3 and 4 of Goldader et al. 2002). Obviously this will provide a highly distorted and unrealistic view of the system since we will be clearly unaware of the component which is responsible for the bulk of its bolometric luminosity. This would be similar to what has been observed by Ivison et al. (2001) in the SCUBA source SMMJ14011+0252, which is located at $z = 2.56$ and harbors

faint unobscured companions within an otherwise large and opaque star-forming system.

What evidence do we have though that VV 114 is representative of the high redshift galaxies? Firstly we do know that mergers and interactions were more frequent in the early Universe (Le Fèvre et al. 2000). Secondly the sources detected at $15\ \mu\text{m}$ in ISOCAM deep MIR surveys (Aussel et al. 1999; Elbaz et al. 1999) are mostly LIRGs rather than ULIRGs (Elbaz et al. 2002). Finally, similarly to what is observed in VV 114, in most of the luminous infrared mergers at low- z the MIR flux – and possibly the FIR as well – is found to originate mostly from one component of the merging system (Dinh et al. 2001; Charmandaris et al. 2002a,b). The above observations suggest that indeed galaxies such as VV 114 could be very relevant in probing galaxy evolution at high redshift.

5. Conclusions

Using our ISOCAM MIR observations of the luminous infrared merger VV 114, we conclude that:

- 1) Nearly 65% of the MIR emission detected in VV 114 is associated with its eastern component VV 114E. Even though most of the flux from VV 114E seems to originate from the central 1 kpc region, we also observe a diffuse and extended component associated with the galactic disk which is not detected in the ground-based MIR images of the system. This is in stark contrast with other LIRGs/ULIRGs which typically show a compact MIR emission. The global $5\text{--}16\ \mu\text{m}$ SED of the eastern component suggests that most of its mid-infrared luminosity is powered by vigorous starburst activity.
- 2) Almost 100% of the IRAS $12\ \mu\text{m}$ flux of the merger has been retrieved by ISOCAM and can be found within an area of 6 kpc in diameter.
- 3) The MIR emission from the western component VV 114W is more diffuse and does not peak at its nucleus. Rather, it displays a local maximum near knot 2, a bright H II region located in the overlap area of VV 114E and VV 114W.
- 4) The spectrum of VV 114E displays an elevated continuum at $5\ \mu\text{m}$ which is typically observed in MIR spectra of active nuclei as it is thought to originate from very hot dust ($\sim 1000\text{--}1500\ \text{K}$) heated by the intense radiation field encountered in the vicinity of AGNs. It could therefore reveal the presence of an AGN which, inconspicuous even at optical and radio wavelengths, contributes up to 40% of the MIR emission from the nucleus of VV 114E.
- 5) At kpc scales, we note a generally good agreement between the spatial distributions of the hot dust as seen in the MIR, the cold dust observed at submillimeter wavelengths as well as the molecular gas traced with the CO line. The displacement among their peaks of emission may result from temperature gradients of the dust in the overlap region of the two galaxies.
- 6) A LIRG similar to VV 114 placed at high- z would be easily detected in optical deep surveys. Yet, the derived properties, and especially its estimated extinction, would be those of VV 114W since the eastern galaxy, which dominates the FIR/bolometric luminosity is obscured in the UV and visible. Consequently, any correlation between the *rest-frame* UV slope

of its continuum and its bolometric luminosity would be inaccurate as they would trace different components of the system.

Acknowledgements. We have greatly appreciated the assistance of R. Gastaud (Saclay) for his help on the reduction and the analysis of the ISOCAM data. We would like to thank D. Frayer (Caltech) for providing us with his SCUBA maps and N. Scoville (Caltech) for making the reduced HST/NICMOS images of VV 114 publicly available. ELF wishes to express extensive thanks to P.-A. Duc (Saclay) for fruitful discussions on numerous aspects related to this work and his careful reading of the manuscript. VC would like to acknowledge B.T. Soifer, G. Neugebauer and J. Mazzarella (Caltech) for their advice on the comparison and interpretation of ISO data with previous work as well as the support of JPL contract 960803. IFM acknowledges partial support from CONICET, Argentina. Finally, we warmly thank our referee, R. Maiolino, for carefully reviewing the paper and particularly drawing our attention on the origin of the bolometric luminosity of VV 114. Guest User, Canadian Astronomy Data Center, which is operated by the Dominion Astrophysical Observatory for the National Research Council of Canada's Herzberg Institute of Astrophysics.

Appendix A: What is the IRAS $12\ \mu\text{m}$ flux of VV 114?

Since the analysis of our data revealed an extended MIR emission surrounding VV 114 we were very interested in comparing our measurements with the IRAS $12\ \mu\text{m}$ flux of the galaxy. Our goal was to accurately calculate what fraction of the IRAS flux was also detected by ISOCAM. The two most commonly quoted values for the $12\ \mu\text{m}$ IRAS flux are $0.98 \pm 0.041\ \text{Jy}$, from the BGS sample presented by Soifer et al. (1989), and the more recent $0.6782 \pm 10\%\ \text{Jy}$, based on the Faint Source Catalogue of Moshir et al. (1990). Recently though, Soifer et al. (2001) using the SCANPI utility provided by IPAC re-measured the $12\ \mu\text{m}$ IRAS flux of the galaxy over an aperture of 2 arcmin in diameter and found that it was $1.1\ \text{Jy}$.

Since the IRAS Si:As detectors used for the $12\ \mu\text{m}$ survey were 0.75×4.5 arcmin in size, we felt that it was quite likely that the measured emission from VV 114 could be contaminated by another companion galaxy. Indeed, observing the field around VV 114 we noticed that there were several sources in its proximity with one of them, IC 1622, being just 3.1 arcmin to the southwest, and having a recession velocity of $6343\ \text{km s}^{-1}$ just $300\ \text{km s}^{-1}$ higher than VV 114 (see Fig. 107 of Hibbard et al. 2002). IC 1622 has integrated B and V magnitudes which are just 1 mag fainter than VV 114 and since its 1.4 GHz radio continuum flux is $7.4\ \text{mJy}$ (Condon et al. 1998) it should clearly form stars and emit in the MIR. The possible MIR/FIR contribution of IC 1622 was also noted by Condon et al. (1990) due to the observed offset of the IRAS centroid from the radio position of VV 114.

We proceeded by reexamine in detail the five individual IRAS scans passing near VV 114. All scans were running from the southeast to northwest direction. We noticed that the profiles of the spectra for 4 of the scans display a “bump” approximately 2.5 arcmin from the nominal position of VV 114. The only scan which does not display this feature is scan #3 and this is the nearest scan to the galaxy, reaching to a minimum angular distance of less than 0.5 arcmin. Integrating the line

profile for only this scan we find that the zero crossing flux value is 0.63 Jy. The above evidence lead us to believe that the “real” 12 μm flux of the galaxy, as seen by IRAS, is better represented by the point source profile fit to it as measured by the Faint Source Catalogue and hence ISOCAM has indeed detected, within our photometric uncertainties, nearly 100% of the IRAS flux.

References

- Arp, H. 1966, *ApJS*, 14, 1
- Aussel, H., Cesarsky, C., Elbaz, D., & Starck, J. L. 1999, *A&A*, 342, 313
- Boselli, A., Lequeux, J., Contursi, A., et al. 1997, *A&A*, 324, L13
- Boulanger, F., Reach, W. T., Abergel, A., et al. 1996, *A&A*, 315, 325
- Cesarsky, C., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996, *A&A*, 315, L32
- Charmandaris, V., Stacey, G. J., & Gull, G. 2002a, *ApJ*, 571, 282
- Charmandaris, V., Laurent, O., Le Floch, E., et al. 2002b, *A&A*, 391, 429
- Combes, F. 2001, Fueling the AGN. In Lectures on the Starburst-AGN Connection, INAOE, ed. D. Kunth, & I. Aretxaga [astro-ph/0010570]
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Condon, J. J., Helou, G., Sanders, D. B., & Soifer, B. T. 1990, *ApJS*, 73, 359
- Condon, J. J., Huang, Z.-P., Yin, Q. F., & Thuan, T. X. 1991, *ApJ*, 378, 65
- Coulais, A., & Abergel, A. 2000, *A&AS*, 141, 533
- Dale, D. A., Helou, G., Contursi, A., Silbermann, N. A., & Kolhatkar, S. 2001, *ApJ*, 549, 215
- Désert, F.-X., Boulanger, G., & Puget, J.-L. 1990, *A&A*, 237, 215
- Dinh, V. T., Lo, K. Y., Kim, D. C., Gao, Y., & Gruendl, R. A. 2001, *ApJ*, 556, 141
- Doyon, R., Nadeau, D., Joseph, R. D., et al. 1995, *ApJ*, 450, 111
- Draine, B. T. 1989, in Proc. 22nd ESLAB Symp. on IR Spectroscopy in Astronomy, ed. B. H. Kaldeich, ESA SP-290, 93
- Dudley, C. C., & Wynn-Williams, C. G. 1997, *ApJ*, 488, 720
- Elbaz, D., Cesarsky, C., Fadda, D., et al. 1999, *A&A*, 351, L37
- Elbaz, D., Cesarsky, C., Chanical, P., et al. 2002, *A&A*, 384, 848
- Frayser, D. T., Ivison, R. J., Smail, I., Yun, M. S., & Armus, L. 1999, *AJ*, 118, 139
- Gallais, P., Laurent, O., Charmandaris, V., et al. 1999, in The Universe as seen by ISO, ESA SP-427, p. 880
- Gao, Y., & Solomon, P. M. 1999, *ApJ*, 512, L99
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, *ApJ*, 498, 579
- Goldader, J. D., Meurer, G., Heckman, T. M., et al. 2002, *ApJ*, 568, 651
- Helou, G., Lu, N., Werner, M., Malhotra, S., & Silbermann, N. 2000, *ApJ*, 532, L21
- Hibbard, J. E., Rupen, M. P., & van Gorkom, J. H. 2002, in Gas and Galaxy Evolution, ed. J. E. Hibbard, M. P. Rupen, & J. H. van Gorkom, ASP Conf. Ser., 240, 659
- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, *Nature*, 394, 241
- Imanishi, M., & Dudley, C. C. 2000, *ApJ*, 545, 701
- Imanishi, M. 2002, *ApJ*, 569, 44
- Ivison, R. J., Smail, I., Frayer, D., Kneib, J.-P., & Blain, A. 2001, *ApJ*, 561, L45
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27
- Knop, R. A., Soifer, B. T., Graham, J. R., et al. 1994, *AJ*, 107, 920
- Krolik, J. 1999, in Active Galactic Nuclei, Princeton Series in Astrophysics (Princeton University Press)
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000, *A&A*, 359, 887
- Le Floch, E., Mirabel, I. F., Laurent, O., et al. 2001, *A&A*, 367, 487
- Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, *MNRAS*, 311, 565
- Léger, A., & Puget, J.-L. 1984, *A&A*, 137, L5
- Li, A., & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 554, 778
- Lutz, D., Spoon, H. W. W., Rigopoulou, D., Moorwood, A. F. M., & Genzel, R. 1998, *A&A*, 505, L103
- Lutz, D. 1999, in The Universe as seen by ISO, ESA SP-427, p. 623
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
- McMahon, R. G., Priddey, R. S., Omont, A., Snellen, I., & Withington, S. 1999, *MNRAS*, 309, 1
- Meusinger, H., Stecklum, B., Theis, C., & Brunzendorf, J. 2001, *A&A*, 379, 845
- Mihos, J. C., & Hernquist, L. 1996, *ApJ*, 464, 641
- Mirabel, I. F., Vigroux, L., Charmandaris, V., et al. 1998, *A&A*, 333, L1
- Mirabel, I. F., Laurent, O., Sanders, D. B., et al. 1999, *A&A*, 341, 667
- Moshir, M., Kopar, G., Conrow, T., et al. 1990, IRAS Faint Source Catalogue, ver. 2.0.
- Murphy, T. W., Soifer, B. T., Matthews, K., & Armus, L. 2001, *ApJ*, 559, 201
- Okumura, K. 1999, in ISO beyond point sources: Studies of extended infrared emission, ESA SP-455, 47
- Ressler, M. E., Werner, M. W., van, Cleve, J., & Choa, H. 1994, *Exp. Astron.*, 3, 277
- Rieke, G. H., & Low, F. J. 1972, *ApJ*, 176, L95
- Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R., et al. 1999, *AJ*, 118, 2625
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001, *A&A*, 372, 427
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., & Helias, J. H. 1988, *ApJ*, 325, 74
- Scoville, N. Z., Evans, A. S., Thompson, R., et al. 2000, *AJ*, 119, 991
- Soifer, B. T., Sanders, D. B., Madore, B. F., Neugebauer, G., & Danielson, G. E. 1987, *ApJ*, 320, 238
- Soifer, B. T., Boehmer, L., Neugebauer, G., & Sanders, D. B. 1989, *AJ*, 98, 766
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *AJ*, 119, 509
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2001, *AJ*, 122, 1213
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144
- Starck, J. L., Abergel, A., Aussel, H., et al. 1999, *A&AS*, 134, 135
- Sturm, E., Lutz, D., Tran, D., et al. 2000, *A&A*, 358, 481
- Thornley, M. D., Förster Schreiber, N. M., Lutz, D., et al. 2000, *ApJ*, 539, 641
- Williams, R. E., Brett, B., Dickinson, M., et al. 1996, *AJ*, 112, 1335
- Wilson, C. D., Scoville, N. Z., Madden, S. C., & Charmandaris, V. 2000, *ApJ*, 542, 120
- Xu, C., Gao, Y., & Mazzarella, J., et al. 2000, *ApJ*, 541, 644
- Yun, M. S., Scoville, N. Z., & Knop, R. A. 1994, *ApJ*, 430, L109
- Yun, M. S., & Scoville, N. Z. 1995, *ApJ*, 451, L45

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 581:L81–L84, 2002 December 20
 © 2002. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

VERY LARGE TELESCOPE AND *HUBBLE SPACE TELESCOPE* OBSERVATIONS OF
 THE HOST GALAXY OF GRB 990705^{1,2}

E. LE FLOC'H,³ P.-A. DUC,³ I. F. MIRABEL,^{3,4} D. B. SANDERS,^{5,6} G. BOSCH,⁷ I. RODRIGUES,³
 T. J.-L. COURVOISIER,^{8,9} S. MEREGHETTI,¹⁰ AND J. MELNICK¹¹

Received 2002 September 6; accepted 2002 November 11; published 2002 November 27

ABSTRACT

We present Very Large Telescope spectroscopic observations of the GRB 990705 host galaxy and highlight the benefits provided by the prompt phase features of gamma-ray bursts (GRBs) to derive the redshifts of the latter. In the host spectrum, we indeed detect an emission feature that we attribute to the [O II] $\lambda\lambda 3726, 3729$ doublet and derive an unambiguous redshift $z = 0.8424 \pm 0.0002$ for this galaxy. This is in full agreement with the value $z \sim 0.86 \pm 0.17$ previously derived using a transient absorption edge discovered in the X-ray spectrum of GRB 990705. This burst is therefore the first GRB for which a reliable redshift was derived *from the prompt phase emission itself*, as opposed to redshift determinations performed using putative host galaxy emission lines or interstellar absorption lines in the GRB afterglows. Deep and high-resolution images of the host of GRB 990705 with the Space Telescope Imaging Spectrograph camera on board the *Hubble Space Telescope* reveal that the burst occurred in a nearly face-on Sc spiral galaxy typical of disk-dominated systems at $0.75 \leq z \leq 1$. Assuming a cosmology with $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, and $\Omega_\lambda = 0.7$, we derive an absolute B magnitude $M_B = -21.75$ for this galaxy and a star formation rate $\text{SFR} \approx 5\text{--}8 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Finally, we discuss the implications of using X-ray transient features to derive GRB redshifts with larger burst samples and especially examine the case of short and dark long GRBs.

Subject headings: galaxies: individual (GRB 990705 host) — galaxies: spiral — galaxies: starburst — gamma rays: bursts

1. INTRODUCTION

Since the discovery of their X-ray, optical, and radio transient counterparts, the cosmic gamma-ray bursts (GRBs) have been regarded as one of the most promising tools to probe the star formation in the early universe (Totani 1997; Wijers et al. 1998; Mirabel, Sanders, & Le Floch 2000; Blain & Natarajan 2000). There is indeed increasing evidence that the long and soft GRBs originate from the core collapse of massive stars within starburst regions of distant galaxies (e.g., Bloom, Kulkarni, & Djorgovski 2002). Since they are likely detectable up to very high redshifts (Lamb & Reichart 2000), GRBs could soon open

a new window to sample the star-forming activity at cosmological look-back times and ultimately provide a new glimpse of galaxy evolution.

The possibility to detect emission and/or absorption features in the spectra of GRBs and their afterglows is among the most outstanding benefits of the high- z galaxy selection by these events. Such detections can indeed be done independently of the GRB host luminosities and have already enabled spectroscopic redshifts of very faint galaxies to be derived (e.g., Vreeswijk et al. 2001). This perspective strongly contrasts with the deep survey observations, which can only provide photometric redshifts for the faintest sources. Nonetheless, the correct GRB redshift identifications from the lines detected in *afterglow* spectra are not always straightforward. Absorption features observed in the optical continuum of GRB counterparts may indeed originate from foreground absorbers (e.g., Metzger et al. 1997), while the interpretation of the emission lines detected in the X-ray afterglows has already led to some misidentifications of host redshifts (i.e., GRB 970828; Yoshida et al. 1999; Djorgovski et al. 2001).

In this context, the GRB 990705 event is of remarkable interest. Using data from the *BeppoSAX* satellite, Amati et al. (2000) reported the discovery of a transient absorption edge at $\sim 3.8 \text{ keV}$ in the prompt X-ray emission of this burst, which they interpreted as the GRB intrinsic signature of an iron-enriched absorbing medium at $z \sim 0.86$ (see also Lazzati et al. 2001). This has been so far the only GRB for which a feature allowing a possible redshift determination was observed during the *prompt emission* of the burst itself. Following this event, an optical and near-infrared follow-up by Masetti et al. (2000) led to the discovery of a red and rapidly decaying afterglow localized behind the Large Magellanic Cloud (LMC), while deep optical images of the burst location performed with the *Hubble Space Telescope* (*HST*; Holland et al. 2000b) and the

¹ Based on observations with the Very Large Telescope, obtained at the European Southern Observatory in Chile under proposal 68.B-0250(B).

² Based on observations with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope*, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555.

³ CEA/DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique, Orme des Merisiers, Batiment 709, F-91191 Gif-sur-Yvette, France; elefloch@cea.fr, paduc@cea.fr, fmirabel@cea.fr, irapuan@cea.fr.

⁴ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Casilla de Correo 67, Sucursal 28, 1428 Buenos Aires, Argentina.

⁵ Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822; sanders@ifa.hawaii.edu.

⁶ Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Giessenbachstrasse Postfach 1603, D-85740 Garching, Germany.

⁷ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque s/n, La Plata 1900, Argentina; guille@lahuan.fcaglp.unlp.edu.ar.

⁸ *International Gamma-Ray Astrophysical Laboratory* Science Data Center, Chemin d'Ecogia 16, CH-1290 Versoix, Switzerland; thierry.courvoisier@obs.unige.ch.

⁹ Observatoire de Genève, Chemin des Maillettes 11, 1290 Sauverny, Switzerland.

¹⁰ Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica, Sezione di Milano "G. Occhialini," via Bassini 15, I-20133 Milan, Italy; sandro@mi.iasf.cnr.it.

¹¹ European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago 19, Chile; jmelnick@eso.org.

Very Large Telescope (VLT; Saracco et al. 2001) revealed an $R \sim 22.2$ mag underlying host galaxy.

In this Letter, we report on VLT observations carried out to derive the spectroscopic redshift of this host galaxy and which allowed us to confirm the redshift of GRB 990705 derived by Amati et al. (2000). We also analyze public *HST* data of the host.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The spectroscopic observations of the GRB 990705 host galaxy were performed on 2001 December 21 and 22 (burst trigger + ~ 900 days) with the FORS2 instrument installed on the VLT UT4/Yepun at ESO. Spectra were obtained under moderate seeing conditions ($\sim 1''$) using a medium-resolution grism (600R1) in combination with a $1''$ width slit and totaling an integration time of 1.5 hr. We thus covered an effective wavelength range $\sim 5600\text{--}8000$ Å with an instrumental resolution ~ 4.5 Å. The slit was positioned on the sky so as to cover the outer region of the galaxy where the burst occurred. The galaxy spectra were flux-calibrated using spectroscopic standard stars.

The *HST* observations of the GRB 990705 host galaxy¹² were taken and reduced by Holland et al. (2000a, 2000b) as part of the Survey of the Host Galaxies of Gamma-Ray Bursts using the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) camera. Images were obtained with the 50 CCD (clear [CL], pivot $\lambda_0 = 5835$ Å) and F28X50LP (long-pass [LP], pivot $\lambda_0 = 7208$ Å) apertures, respectively, on 2000 July 25 and 2000 August 25 (i.e., ~ 400 days after the burst). The respective total exposure times were 8851 and 8202 s in the CL and LP apertures. We deconvolved the images following a multiresolution wavelet decomposition (Starck, Murtagh, & Bijaoui 1998) and the use of point-spread functions (PSFs) obtained from the combination of foreground stars in the images.

The photometry measurements were performed on the data before deconvolution to preserve reliable flux and noise estimates. We corrected the CL and LP aperture data from absorptions $A_{\text{CL}} = 0.36$ mag and $A_{\text{LP}} = 0.28$ mag assuming the extinction curve of Cardelli, Clayton, & Mathis (1989) and the Galactic+LMC extinction $E(B-V) = 0.12$ obtained by Dutra et al. (2001). Moreover, we carried out a careful analysis using a multiresolution transform method to subtract from the images the multiple LMC foreground stars superposed on the plane of the galaxy.

3. RESULTS

3.1. Redshift of the GRB 990705 Host Galaxy

The final VLT spectrum is shown in Figure 1. An emission feature is clearly detected at ~ 6868 Å in a region of the spectrum where the residuals from the sky line subtraction are negligible. Attributing this feature, respectively, to $\text{H}\alpha$ or $\text{Ly}\alpha$ would imply redshifts $z = 0.05$ and $z = 4.66$, which is inconsistent with the spiral morphology and the angular size of the galaxy (see § 3.2). The line can thus only be due to $[\text{O II}] \lambda\lambda 3726, 3729$. It is actually not resolved in our spectrum, but its width is in fact consistent with that of the $[\text{O II}]$ doublet. Note that the low signal-to-noise ratio longward of 7300 Å does not allow us to detect $\text{H}\delta$ and $\text{H}\gamma$. From the $[\text{O II}]$ line, we derive a secure heliocentric redshift $z = 0.8424 \pm 0.0002$ for the host galaxy and GRB 990705. This is in full agreement with the value $z \sim 0.86 \pm 0.17$ obtained by Amati et al. (2000) from the transient feature

¹² See also http://www.ifa.au.dk/~hst/grb_hosts/data/grb990705/index.html.

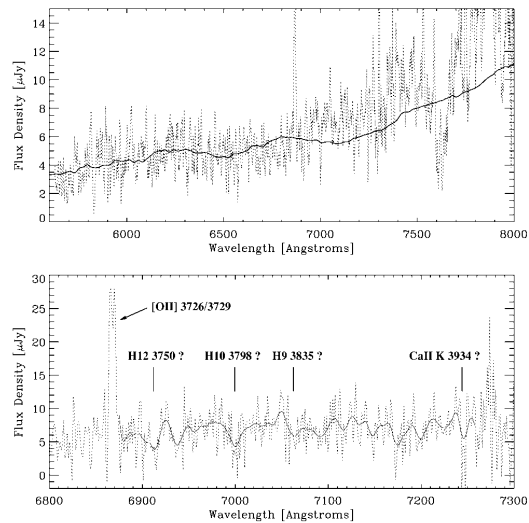


FIG. 1.—*Top*: Dereddened VLT spectrum smoothed by 5 pixels (dotted line), overlaid with the template of a local Sc galaxy shifted to $z = 0.8424$ (solid line). *Bottom*: Zoom of the $\sim 6800\text{--}7300$ Å range (dotted line), with the smoothed continuum (solid line) superposed to emphasize the possible detection of several stellar absorption lines as indicated.

observed in the GRB prompt emission and also appears consistent with the redshift $z = 0.843$ already mentioned by Lazzati et al. (2001). Assuming a standard cosmology with $H_0 = 65$ km s^{-1} Mpc^{-1} , $\Omega_m = 0.3$, and $\Omega_\Lambda = 0.7$, we thus measure for the host of GRB 990705 a luminosity distance $d_l = 5.8$ Gpc and a projected scale of 8.2 proper kpc (or 15.2 comoving kpc) per arcsecond on the sky. Because of the extended and rather diffuse emission of the galaxy (see § 3.2), we did not obtain a secure estimate of the $[\text{O II}]$ integrated flux lying outside of the slit, and thus we could not derive its $[\text{O II}]$ total luminosity. We roughly measured, although with large uncertainties, an observed $[\text{O II}]$ equivalent width $\text{EW} \approx 40$ Å, i.e., ≈ 20 Å in the rest frame.

In addition to the $[\text{O II}]$ emission doublet, we tentatively detect several stellar absorption features at a similar redshift such as $\text{H}12$ ($\lambda 3750$), $\text{H}10$ ($\lambda 3798$), $\text{H}9$ ($\lambda 3835$), and Ca II K ($\lambda 3934$). The reliability of these features is yet questionable given the low signal-to-noise ratio in the continuum. Finally, in spite of the poor sky subtraction longward of 7300 Å, there is a hint for a break in the continuum around 7400 Å (see Fig. 1). This suggests the presence of the rest-frame 4000 Å break, as indicated by the comparison of our spectrum with the template of an Sc galaxy (Mannucci et al. 2001) shifted to $z = 0.84$, and provides further support to our redshift determination.

3.2. Structural Parameters of the Galaxy

High-resolution *HST* images reveal that the host is a face-on Sc spiral galaxy. In Figure 2, we show a pseudo-true-color image of that source, constructed by registering the deconvolved CL and LP data. Two primary spiral arms following an “ $m = 2$ ” wave density mode clearly extend from the northern and southern sides of the central bulge, while other secondary arms are also observable. The disk spreads over a region of $\sim 3''$ in diameter, with a half-light radius $R_{0.5} \sim 7.5$ kpc ($0''.9$) in the range of those characterizing the disk-dominated galaxies at $0.75 \leq z \leq 1$ (Lilly et al. 1998).

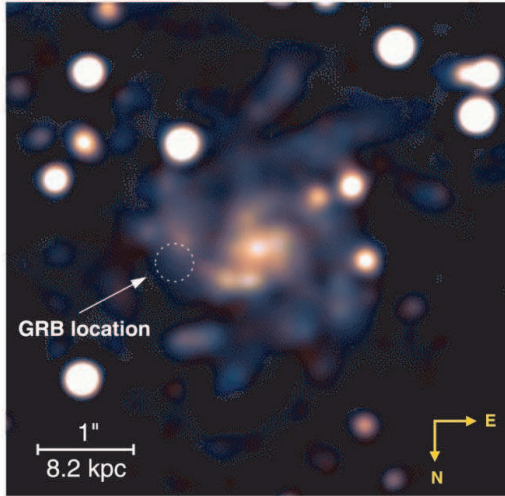


FIG. 2.—Pseudo-true-color image of the GRB 990705 host galaxy, resulting from the combination of the drizzled and deconvolved images taken through the CL and LP apertures. The 3σ error location of the GRB 990705 event as derived by Bloom et al. (2002) is indicated by the dashed circle. Note that the GRB occurred in the outskirts of a star-forming region within one of the primary spiral arms.

After subtracting the foreground stars, we performed photometry within a $2''$ radius aperture centered on the host nucleus using the STIS zero points of Gardner et al. (2000). Dereddened AB magnitudes $M_{AB}(\text{CL}) = 22.45 \pm 0.10$ and $M_{AB}(\text{LP}) = 22.0 \pm 0.1$ were respectively derived from the CL and LP images, the uncertainties being dominated by the subtraction residuals of the stars projected ahead of the galaxy.

An attempt was made to fit the surface brightness profile of the galaxy using a “bulge+exponential disk” decomposition. Disentangling between the two contributions in distant sources requires not only a proper correction from the PSF effects (e.g., Moth & Elston 2002) but also a sufficient sensitivity up to $\sim 10\text{--}15$ kpc in the averaged profile of the disk to reliably constrain the scale length of the exponential component (see, e.g., Fig. 1 of Rigopoulou et al. 2002). Because of the diffuse and extended emission of the galaxy and the presence of the foreground stars, this was hardly achieved in our data. With large uncertainties, we suggest, however, that the host galaxy is dominated by a large exponential disk (scale length $\sim 5\text{--}6$ kpc), with a rather small bulge contribution leading to a bulge-to-total light ratio $B/T \approx 0.10\text{--}0.15$. We also estimated the central surface brightness of the disk component in the dereddened LP data

$\mu_0(\text{LP})$, which was then converted into a rest-frame B_{AB} magnitude by applying a cosmological dimming term and a k -correction color factor as follows:

$$\mu_0(B_{AB}) = \mu_0(\text{LP}_{AB}) - 2.5 \log(1+z)^3 + (B_{\text{obs}} - \text{LP})_{AB}.$$

Since the LP aperture samples the almost rest-frame B emission at the redshift of the host, the color term should be rather small. Using the spectral energy distribution (SED) of a local Sc spiral galaxy shifted to $z = 0.84$ (see § 3.3), we derive a k -correction ~ 0.1 mag and finally obtain a value $\mu_0(B_{AB}) \approx 20.8$. This is actually less than the canonical Freeman (1970) value $\mu_0(B_{AB}) = 21.6$ observed in local disks but is consistent with those found in higher z spirals (Lilly et al. 1998). It is therefore in agreement with the observed global trend for the disk central surface brightness to significantly increase with redshift up to ~ 1 (Lilly et al. 1998).

3.3. Absolute B Magnitude and Star Formation Rate

At $z = 0.84$, the rest-frame B emission of the galaxy is shifted to $\sim 8100 \text{ \AA}$. The dereddened continuum of the host of GRB 990705 and the CL–LP color derived from the STIS images are, however, consistent with the SED of a local Sc spiral galaxy (Mannucci et al. 2001) shifted to $z = 0.84$ assuming no evolution. To estimate the luminosity at B_{rest} , we thus extrapolated the continuum of our spectrum using the template of Mannucci et al. (2001) and found a flux density $F_\nu(\lambda = 8100 \text{ \AA}) \approx 12 \mu\text{Jy}$. Given the assumed cosmology and the luminosity distance of the galaxy, this implies a rest-frame absolute B -band magnitude $M_B \approx -21.75$, corresponding to a $2L_*$ galaxy at $z \sim 1$ (Lilly et al. 1995).

Using a similar method, we also measured the continuum luminosity at $\lambda_{\text{rest}} = 2800 \text{ \AA}$ to estimate the level of UV-unobscured star formation activity. From the Sc template SED, we estimate a flux $\sim 1.8 \mu\text{Jy}$ at the corresponding $\lambda_{\text{obs}} = 5152 \text{ \AA}$ and deduce a UV luminosity $L_{\text{UV}} \sim 4 \text{ ergs s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ at the redshift of the host. Following the calibration of Madau, Pozzetti, & Dickinson (1998) and assuming a Salpeter (1955) or Scalo (1986) initial mass function, we finally derive star formation rates $\text{SFR} \approx 5 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ or $\text{SFR} \approx 8 M_\odot \text{ yr}^{-1}$, which are fairly common values for star-forming galaxies at $z \sim 1$ (Lilly et al. 1995).

4. DISCUSSION AND CONCLUSION

The general properties of the GRB 990705 host have been summarized in Table 1. According to its morphology, star formation activity, and absolute luminosity, we find that it is typical of the (disk) galaxies in the field at similar redshifts.

Taking account of the cumulative surface density distribution of sources with $R \leq 22.8$, Masetti et al. (2000) had estimated a probability of only 0.006 for the burst and the underlying

TABLE 1
PROPERTIES OF THE GRB 990705 HOST GALAXY

Parameter	Measure
α (J2000.0) (host nucleus)	$05^{\text{h}}09^{\text{m}}54.^{\text{s}}.8$
δ (J2000.0) (host nucleus)	$-72^{\circ}07'54''$
Foreground extinction $E(B-V)$	0.12
Spectroscopic redshift	0.8424 ± 0.0002
CL aperture (dereddened) magnitude ($\lambda_0 = 5835 \text{ \AA}$)	22.45 ± 0.10
LP aperture (dereddened) magnitude ($\lambda_0 = 7208 \text{ \AA}$)	22.00 ± 0.10
Half-light radius $R_{0.5}$	~ 7.5 kpc
Central surface brightness $\mu_0(B_{AB})$	~ 20.8
Absolute M_B magnitude ($H_0 = 65$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$)	≈ -21.75
UV-unobscured star formation rate	$\sim 5\text{--}8 M_\odot \text{ yr}^{-1}$

galaxy being hazardously superposed on the sky by projection effect and had thus suggested a secure identification of this galaxy with the host of GRB 990705. Our spectroscopic observations reveal that the redshift of the spiral is consistent with the one derived by Amati et al. (2000) for the GRB itself, providing further convincing evidence for a true association between the two. Among the current sample of GRB host galaxies, the host of GRB 990705 has been so far the only case clearly identified with a large disk-dominated spiral structure at high redshift, the others being classified as either compact, irregular, or interacting systems (see, e.g., Fig. 2 of Bloom et al. 2002). With an absolute magnitude $M_b \approx -21.75$ ($H_0 = 65$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\lambda = 0.7$), it lies furthermore within the brightest sources of the GRB host sample, which is mostly characterized by subluminescent systems.

With a larger sample of GRB hosts, the redshift-dependent proportion of large disks similar to the host of GRB 990705 relative to subluminescent blue galaxies could provide indications of the fraction of star formation taking place in massive spirals and thus inform us of the cosmological evolution of the disk-dominated systems. This perspective appears promising since such massive and spiral objects are believed to be responsible for an important fraction of the extragalactic infrared background (Rigopoulou et al. 2002). They could thus harbor star-forming regions enshrouded in dusty environments, which are not sampled by the blue faint galaxy population.

We finally stress the remarkable result obtained by Amati et al. (2000), who derived a reliable estimation of the burst redshift interpreting a transient edge observed in the GRB X-ray spectrum as an iron absorption at $z = 0.86 \pm 0.17$. They showed that intrinsic GRB properties, such as the redshift and the physical conditions of the GRB-surrounding medium, can be derived from the burst detection itself, without the need of any afterglow to be detected and followed up.

Even though GRB 990705 is the only burst in which such a transient edge has been observed so far, which raises the question of whether particular ionizing states of the circumburst environment are required to detect these absorptions, this burst lies among the brightest GRBs ever detected with the

BeppoSAX satellite (Amati et al. 2000). This suggests that these transient edges could be a more common feature of GRB spectra. Future satellites equipped with more sensitive X-ray detectors, such as the ECLAIRS experiment (Barret 2002), could be entirely dedicated to studying the GRB prompt emission and may provide a systematic detection of these absorption lines. Larger samples of GRB redshifts could be derived, an achievement indeed required to estimate the star formation history in the universe from the GRB occurrence rate.

Furthermore, compelling key results could be obtained toward the class of short GRBs or specific subclasses of long GRBs, such as the so-called dark bursts. The latter, exhibiting X-ray and radio afterglows without any detected optical counterparts, could pinpoint not only GRBs with optical afterglows either locally absorbed by dust or characterized by steep and rapid decays with time but also very high redshift GRBs whose optical emission may be suppressed by the Gunn-Peterson H I trough along their line of sight. The use of transient features in X-ray spectra to derive GRB redshifts could thus provide a new approach to probe very distant GRBs in the early universe. In the case of short GRBs, their distance scale and physical origin are simply still unknown since no detailed follow-up of their afterglows has been possible so far (but see Castro-Tirado et al. 2002). The clues of their formation mechanism directly observed in the GRB prompt emission would undoubtedly improve our current understanding of these particular events.

This work largely benefited from the input of public *HST* data taken as part of the Survey of the Host Galaxies of Gamma-Ray Bursts by Holland et al. (2000a). We wish to thank especially J. Greiner for his careful reading of the manuscript as well as F. Masset, P. Goldoni, and F. Daigne for fruitful discussions on this work. We also acknowledge the referee for his/her useful comments. We made extensive use of publicly available software with material credited to the Space Telescope Science Institute and prepared for NASA under contract NAS5-26555. This work was partially supported by CONICET/Argentina and Fundacion Antorchas.

REFERENCES

- Amati, L., et al. 2000, *Science*, 290, 953
 Barret, D. 2002, in *GRB and Afterglow Astronomy* (New York: AIP), in press (astro-ph/0205346)
 Blain, A. W., & Natarajan, P. 2000, *MNRAS*, 312, L35
 Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002, *AJ*, 123, 1111
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
 Castro-Tirado, A. J., et al. 2002, *A&A*, 393, L55
 Djorgovski, S. G., et al. 2001, *ApJ*, 562, 654
 Dutra, C. M., Bica, E., Clariá, J. J., Piatti, A. E., & Ahumada, A. V. 2001, *A&A*, 371, 895
 Freeman, K. C. 1970, *ApJ*, 160, 811
 Gardner, J. P., et al. 2000, *AJ*, 119, 486
 Holland, S., et al. 2000a, *GCN Circ.* 698 (<http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn/gcn3/698.gcn3>)
 ———, 2000b, *GCN Circ.* 753 (<http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn/gcn3/753.gcn3>)
 Lamb, D. Q., & Reichart, D. E. 2000, *ApJ*, 536, 1
 Lazzati, D., et al. 2001, *ApJ*, 556, 471
 Lilly, S. J., Tresse, L., Hammer, F., Crampton, D., & Le Fèvre, O. 1995, *ApJ*, 455, 108
 Lilly, S. J., et al. 1998, *ApJ*, 500, 75
 Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, *ApJ*, 498, 106
 Mannucci, F., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 745
 Masetti, N., et al. 2000, *A&A*, 354, 473
 Metzger, M. R., et al. 1997, *Nature*, 387, 878
 Mirabel, I. F., Sanders, D. B., & Le Floch, E. 2000, in *ASP Conf. Ser.* 215, *Cosmic Evolution and Galaxy Formation*, ed. J. Franco, E. Terlevich, O. López-Cruz, & I. Aretxaga (San Francisco: ASP) (astro-ph/0004022)
 Moth, P., & Elston, R. J. 2002, *AJ*, 124, 1886
 Rigopoulou, D., et al. 2002, *ApJ*, in press (astro-ph/0207457)
 Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
 Saracco, P., et al. 2001, *GCN Circ.* 1010 (<http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn/gcn3/1010.gcn3>)
 Scalo, J. M. 1986, *Fundam. Cosmic Phys.*, 11, 1
 Starck, J. L., Murtagh, F., & Bijaoui, A. 1998, *Image Processing and Data Analysis* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
 Totani, T. 1997, *ApJ*, 486, L71
 Vreeswijk, P. M., et al. 2001, *ApJ*, 546, 672
 Wijers, R. A. M. J., Bloom, J. S., Bagla, J. S., & Natarajan, P. 1998, *MNRAS*, 294, L13
 Yoshida, A., et al. 1999, *A&AS*, 138, 433

A&A 400, 499–510 (2003)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20030001
 © ESO 2003

**Astronomy
&
Astrophysics**

Are the hosts of gamma-ray bursts sub-luminous and blue galaxies?★,★★,★★★

E. Le Floch¹, P.-A. Duc^{1,2}, I. F. Mirabel^{1,3}, D. B. Sanders^{4,5}, G. Bosch⁶, R. J. Diaz⁷, C. J. Donzelli⁸, I. Rodrigues¹,
 T. J.-L. Courvoisier^{9,10}, J. Greiner⁵, S. Mereghetti¹¹, J. Melnick¹², J. Maza¹³, and D. Minniti¹⁴

¹ CEA/DSM/DAPNIA Service d'Astrophysique, 91191 Gif-sur-Yvette, France

² CNRS URA 2052, France

³ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, cc 67, suc 28. 1428 Buenos Aires, Argentina

⁴ Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, USA

⁵ Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, 85740 Garching, Germany

⁶ Facultad de Cs. Astronómicas y Geofísica, Paseo del Bosque s/n, La Plata, Argentina

⁷ Observatorio Astronómico de Córdoba & SeCyT, UNC, Laprida 854, Cordoba 5000, Argentina

⁸ IATE, Observatorio Astronómico & CONICET, Laprida 854, Cordoba 5000, Argentina

⁹ INTEGRAL Science Data Center, Ch. d'Ecogia 16, 1290 Versoix, Switzerland

¹⁰ Geneva Observatory, Ch. des Maillettes 11, 1290 Sauverny, Switzerland

¹¹ Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica, Sezione di Milano "G. Occhialini", via Bassini 15, 20133 Milan, Italy

¹² European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Santiago, Chile

¹³ Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago, Chile

¹⁴ Department of Astronomy, Pontificia Universidad Católica, Av. Vicuña Mackenna 4860, Santiago, Chile

Received 3 December 2002 / Accepted 19 December 2002

Abstract. We present *K*-band imaging observations of ten gamma-ray burst (GRB) host galaxies for which an optical and/or radio afterglow associated with the GRB event was clearly identified. Data were obtained with the Very Large Telescope and New Technology Telescope at ESO (Chile), and with the Gemini-North telescope at Mauna Kea (Hawaii). Adding to our sample nine other GRB hosts with *K*-band photometry and determined redshifts published in the literature, we compare their observed and absolute *K* magnitudes as well as their *R* – *K* colours with those of other distant sources detected in various optical, near-infrared, mid-infrared and submillimeter deep surveys. We find that the GRB host galaxies, most of them lying at $0.5 \lesssim z \lesssim 1.5$, exhibit very blue colours, comparable to those of the faint blue star-forming sources at high redshift. They are sub-luminous in the *K*-band, suggesting a low stellar mass content. We do not find any GRB hosts harbouring *R*- and *K*-band properties similar to those characterizing the luminous infrared/submillimeter sources and the extremely red starbursts. Should GRBs be regarded as an unbiased probe of star-forming activity, this lack of luminous and/or reddened objects among the GRB host sample might reveal that the detection of GRB optical afterglows is likely biased toward unobscured galaxies. It would moreover support the idea that a large fraction of the optically-dark GRBs occur within dust-enshrouded regions of star formation. On the other hand, our result might also simply reflect intrinsic properties of GRB host galaxies experiencing a first episode of very massive star formation and characterized by a rather weak underlying stellar population. Finally, we compute the absolute *B* magnitudes for the whole sample of GRB host galaxies with known redshifts and detected at optical wavelengths. We find that the latter appear statistically even less luminous than the faint blue sources which mostly contributed to the *B*-band light emitted at high redshift. This indicates that the formation of GRBs could be favoured in particular systems with very low luminosities and, therefore, low metallicities. Such an intrinsic bias toward metal-poor environments would be actually consistent with what can be expected from the currently-favoured scenario of the “collapsar”. The forthcoming launch of the SWIFT mission at the end of 2003 will provide a dramatic increase of the number of GRB-selected sources. A detailed study of the chemical composition of the gas within this sample of galaxies will thus allow us to further analyse the potential effect of metallicity in the formation of GRB events.

Key words. galaxies: starburst – galaxies: evolution – cosmology: observations – gamma rays: bursts

Send offprint requests to: E. Le Floch, e-mail: e1efloch@cea.fr

* Based on observations with the Very Large Telescope, obtained at the European Southern Observatory in Chile under proposal 67.B-0611(A).

** Based on observations with the Gemini-North Telescope, obtained at Mauna Kea (Hawaii) under proposal GN-2001A-Q-58.

*** Appendix A is only available in electronic form at <http://www.edpsciences.org>

1. Introduction

In the past few years, a variety of high redshift star-forming sources such as the Lyman- and Balmer-break galaxies (e.g. Steidel et al. 1999) or the SCUBA and ISO dusty starbursts (Barger et al. 1998; Aussel et al. 1999; Elbaz et al. 1999) were discovered at different wavelengths from a broad range of observing techniques. However, each of these methods of detection strongly suffers from its own selection effects (e.g., dust extinction, flux limitation or colour selection at the observed wavelength), and the connection between the various populations of distant objects currently known is still poorly understood (e.g., Webb et al. 2003).

In the goal to trace the star-forming activity and the evolution of high redshift galaxies with reduced biases, an alternative approach using the cosmological gamma-ray bursts (GRBs) as probes of star formation was recently proposed (e.g., Wijers et al. 1998; Mirabel et al. 2000; Blain & Natarajan 2000). Since the discovery of X-ray/optical/radio transient counterparts to long-duration GRBs, the “collapsar” model (Woosley 1993; MacFadyen & Woosley 1999) linking these events to the cataclysmic destruction of massive stars has indeed received a strong support from a growing number of evidence. These include the presence of dust extinction in the X-ray and optical transients (e.g., Galama & Wijers 2001), the spectral energy distribution and morphology of GRB hosts consistent with compact, irregular or merger-driven starbursts (e.g., Hjorth et al. 2002; Sokolov et al. 2001; Djorgovski et al. 1998), and the GRB localizations within their hosts suggesting a population of disk-residing progenitors (Bloom et al. 2002b). Moreover, the iron emission lines detected in their X-ray afterglows (e.g., Piro et al. 2000) and the late-time brightenings observed in the light-curves of several GRB optical transients (e.g., Galama et al. 2000) have been interpreted as the signature for the presence of an underlying supernova occurring with the GRB explosion, and thus provided further clues for the “collapsar” scenario. Because of the short-lived nature of massive stars, and because gamma-rays do not suffer from intervening columns of gas and dust, GRBs could thus be used to sign-post the instantaneous star formation in the Universe independently of the effects of dust extinction.

In this perspective, it is especially crucial to establish whether GRB-selected galaxies are really representative of the star-forming sources in the field at similar redshifts (Schaefer 2000), or whether they may form a particular category of new objects or any sub-sample of an already-known population of galaxies. Physical properties of the circum-burst environment could play a crucial role in the formation of these cataclysmic events. For example, GRBs could be favoured in low-metallicity regions of star formation (MacFadyen & Woosley 1999), and we would expect to detect these phenomena preferentially in dwarf and sub-luminous galaxies. On the other hand, their association with the destruction of massive stars may imply that GRBs are mostly observed in environments experiencing powerful episodes of star formation such as the luminous starburst galaxies.

Here we report on our GRB host imaging program carried out in the near-infrared (NIR) at European Southern

Observatory (ESO) and Gemini Observatory. This program complements the *K*-band data of GRB host galaxies already obtained in the northern hemisphere (e.g., Chary et al. 2002). Observations performed in the NIR present multiple interests. They first allow to probe the light emitted by the old star populations, which provides a good indication of the stellar mass of galaxies. For high redshift sources, the relative importance of the NIR versus optical emission can moreover be used to roughly estimate the level of dust obscuration. Finally, the selection of distant objects in the NIR is nearly insensitive to the spectral energy distribution (SED) of galaxies up to very high redshift ($z \sim 2$) because of an invariant *k*-correction along the Hubble sequence.

We describe our observations and data reduction in Sect. 2, and present our results in Sect. 3. We discuss these new data in Sect. 4 and finally conclude in Sect. 5. Additional information on the GRB host optical properties are mentioned in Appendix A (only available in electronic form at <http://www.edpsciences.org>).

2. Observations, reduction and analysis

Observations were performed using the ESO facilities in Chile and the Gemini-North telescope in Hawaii. Ten GRB host galaxies, most of them located in the southern hemisphere and selected for having had an optical and/or radio bright afterglow, were imaged at near-infrared wavelengths. Our sample of sources is listed in Table 1 together with a log of the observations.

2.1. Near-infrared observations

The NIR data were obtained with the Infrared Spectrometer And Array Camera (ISAAC) on the Very Large Telescope (VLT) at Paranal, the Son OF ISAAC (SOFI) installed on the New Technology Telescope (NTT) at La Silla, and with the Adaptive Optics Hokupa’a/QUIRC instrument on Gemini-North at Mauna Kea. Observations were carried out between March 2000 and September 2001 under photometric conditions. A K_s filter (2.0–2.3 μm) was used for the ISAAC and SOFI data, while the observations on Gemini were performed with a K' filter (1.9–2.3 μm). The focal lens configurations resulted in a respective pixel size of $0''.148$, $0''.297$ and $0''.02$ for the ISAAC, SOFI and Hokupa’a images. The seeing remained rather stable during the observations of one given source, though it varied between $0''.6$ and $1''.5$ from one night to another. Individual frames were obtained as a co-addition of 12 single exposures of 10 seconds each. The series of acquisition for each object were then carried out in a jitter mode, with a dither of the frames following either a random pattern characterized by typical offsets $\sim 30''$ on the sky for the ISAAC and SOFI images, or a regular grid with shifts of $5''$ for the Hokupa’a data. For the ISAAC observations, we reached a total on-source integration time of 1 hour per object.

Data reduction was performed following the standard techniques of NIR image processing. To estimate the thermal background contribution of each frame, a “sky” map was generated using a median-average of the 9 jittered images directly

Table 1. Summary of observations.

Source [¶]	GRB	$T_{\text{obs}} - T_{\text{grb}}$ (†) (days)	On-Source Time (s)	Seeing (")
<i>ISAAC observations</i>				
GRB J115450.1–264035	990506	701	3600	1.05
GRB J182304.6–505416	001011	173	3600	0.70
GRB J122519.3+200611	000418	422	3600	1.50
GRB J015915.5–403933	000210	509	3600	1.20
GRB J232937.2–235554	981226	893	3600	0.85
GRB J061331.1–515642	000131	599	3600	0.75
GRB J133807.1–802948	990510	697	3600	1.05
<i>SOFI observations</i>				
GRB J223153.1–732429	990712	403	5520	0.60
GRB J122311.4+064405	990308	362	4200	0.75
<i>Hokupa'a/QUIRC observations</i>				
GRB J070238.0+385044	980329	1000	4320	0.15‡

Notes:

¶ Host galaxies, named after their selection criteria (GRB) and their equatorial coordinates given in the standard equinox of J2000.0.

|| Official designation of the gamma-ray burst which led to the selection of the corresponding host galaxy.

† Number of days between the GRB event and the date of our observations of the host galaxy.

‡ Resulting from the Hokupa'a Adaptive Optics correction.

preceding and following a given acquisition. The corresponding “sky” was then scaled to the mode of the object frame and subsequently subtracted. This method allowed us to remove in the meantime the contributions of the bias and dark current. Finally, the differential pixel-to-pixel response of the arrays was corrected using flat-field images taken as part of the instrument calibration plans. For the ISAAC and Hokupa'a data, these flat-fields were obtained by observing a blank-field of the sky during twilights, while a white screen within the dome of the NTT was used for the SOFI observations. For the latter, we noticed that the low spatial frequencies of the detector sensitivity were not properly taken into account with the dome images. They were therefore corrected using a low-order polynomial 2D-fit of the array response, a method often referred as the “illumination correction technique”. Photometric calibrations were performed using the NICMOS standard stars from Persson et al. (1998).

2.2. Photometry

Each galaxy was observed more than 150 days after the date of its hosted GRB event (see Col. 3 of Table 1). Assuming the least favourable case of a bright GRB optical transient (R mag ~ 20 at GRB + 2 days) with a break in the light-curve occurring ~ 2 days after the burst and a slow decay with time (temporal index $\beta \sim -1.5$), we estimate that all GRB counterparts should have been fainter than R mag ~ 35 at the time of the observations. Taking account of a power law spectrum $F_{\nu} \propto \nu^{-1}$ for the modelling of the afterglow emission, we set a lower limit K mag ≈ 33 . In our data, the flux contribution of any extra light from the fading afterglows should therefore be completely negligible relative to the emission of the host galaxies.

Our final images are presented in Fig. 1. For each observation, the astrometry was performed using foreground stars of the USNO catalog, and the GRB hosts were identified within $1''$ of the positions of the GRB transients. Among the ten sources of our sample, six host galaxies are clearly detected in our K_s -band data. Using the task *phot* within the IRAF package¹, we measured their total magnitude in an aperture of $5''$ in diameter centered on the source, with the exception of GRB 990506 host which lies only $\sim 1.8''$ from another extended object. Since this host galaxy has a very compact morphology at optical wavelengths ($FWHM \sim 0.14''$), as revealed by the high resolution HST images (Holland et al. 2000c), we assumed that we get a good estimation of its overall emission within an aperture of $\sim 1.5''$ in diameter, inside which $\sim 95\%$ of the total flux would be included if the light profile is Gaussian. Given our typical uncertainty on the photometry (~ 0.2 mag) and taking account of the prescriptions mentioned in the ISAAC Data Reduction Guide², we found the $K - K_s$ colour terms to be negligible in the final conversions to K magnitudes.

The foreground Galactic extinctions in the direction of our targets were derived from the DIRBE/IRAS dust maps of Schlegel et al. (1998) assuming the $R_V = 3.1$ extinction curve of Cardelli et al. (1989). The final dereddened magnitudes of our sources are given in Table 2, together with their redshifts obtained from various papers of the literature. To increase the size of our sample, we also added in our analysis nine other GRB hosts with a determined K -band photometry already published by other authors (see caption of Table 2 for references). Including our results, the number of GRB host galaxies

¹ <http://iraf.noao.edu/iraf/web/>

² <http://www.eso.org/instruments/isaac/drg/html/drg.html>

502

E. Le Floc'h et al.: Are the GRB hosts sub-luminous and blue galaxies?

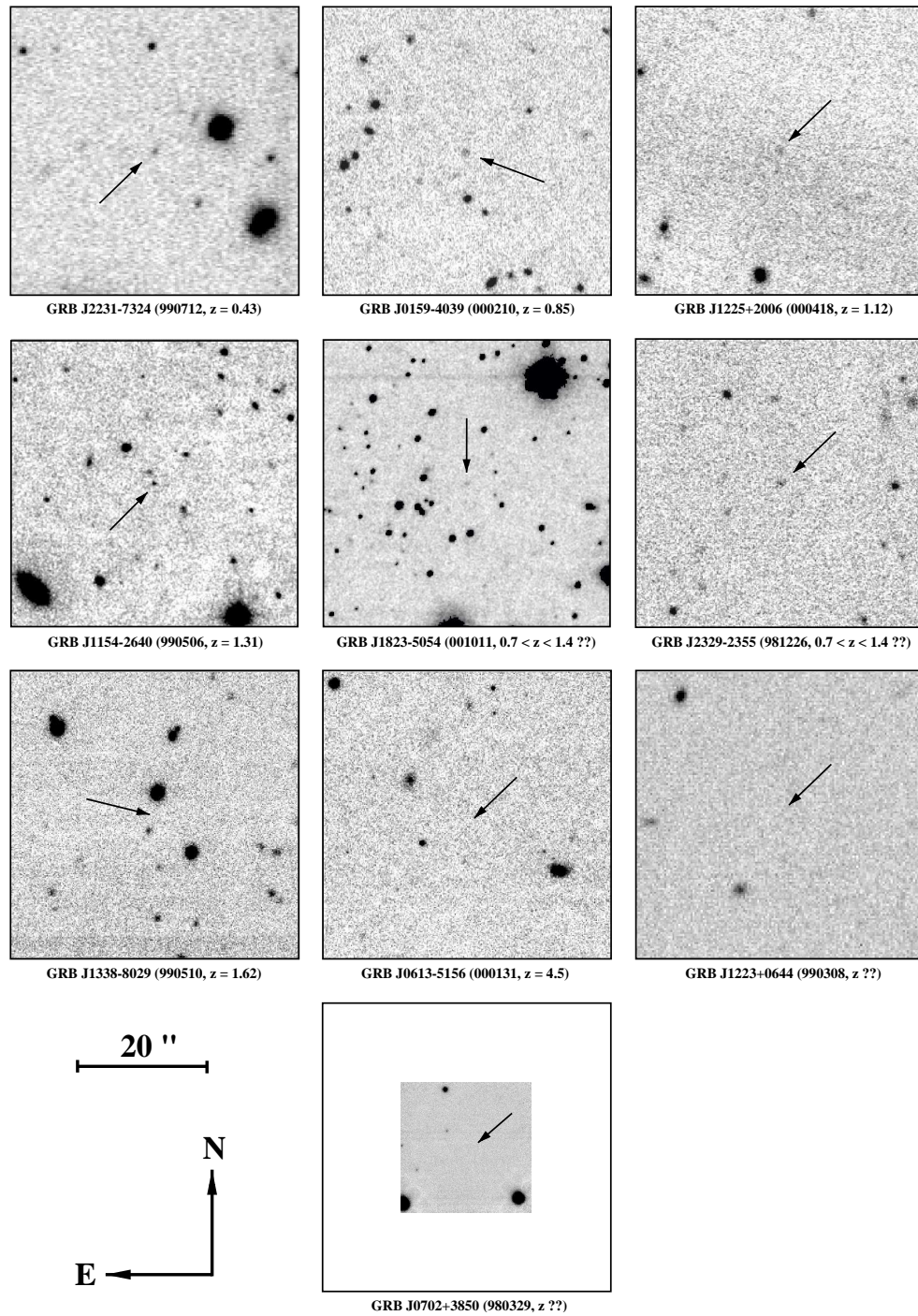


Fig. 1. Near-infrared images of the gamma-ray burst host galaxies listed in Table 1. Observations were performed with a K filter, except in the case of the GRB 980329 host for which a K' filter was used. Each frame has a field of view of $45'' \times 45''$ and an orientation with the North to the top and the East to the left. From the top to the bottom and the left to the right, they were tentatively ordered with increasing distance of the host from Earth. The GRB 981226 and GRB 001011 host galaxies have been assigned a plausible redshift range as described in Sect. 3.1, while references for the other redshifts are given in Table 2. In the last four images, the targets were not detected.

Table 2. Properties of GRB host galaxies.

Source	GRB	Redshift		Photometry			
		z	Ref.	K mag	References	$R - K$ colour [‡]	Abs. K mag. [¶]
GRB J225559.9+405553	010921	0.45	1	19.05 ± 0.1	1	2.40 ± 0.25	-22.50
GRB J145212.5+430106	010222	1.48	2	$23.5 \pm 0.0^\dagger$	3	2.20 ± 0.30	-21.25
GRB J182304.6-505416	001011			21.45 ± 0.2	this work	3.75 ± 0.45	
GRB J122519.3+200611	000418	1.12	4	21.3 ± 0.2	this work	2.50 ± 0.40	-22.65
GRB J015915.5-403933	000210	0.85	5	20.95 ± 0.2	this work	2.50 ± 0.30	-22.25
GRB J061331.1-515642	000131	4.5	6	≥ 22.5	this work		
GRB J163353.5+462721	991208	0.71	7	21.7 ± 0.2	8	2.60 ± 0.40	-21.00
GRB J223153.1-732429	990712	0.43	9	20.05 ± 0.1	this work	1.80 ± 0.30	-21.40
GRB J133807.1-802948	990510	1.62	9	≥ 22.5	this work		
GRB J115450.1-264035	990506	1.31	4	21.45 ± 0.2	this work	4.05 ± 0.35	-22.90
GRB J122311.4+064405	990308			≥ 21.5	this work		
GRB J152530.3+444559	990123	1.60	10	21.9 ± 0.4	8, 11	2.40 ± 0.80	-23.10
GRB J232937.2-235554	981226			21.1 ± 0.2	this work	3.40 ± 0.50	
GRB J235906.7+083507	980703	0.97	12	19.6 ± 0.1	8	2.80 ± 0.30	-23.95
GRB J070238.0+385044	980329			≥ 23.0	this work		
GRB J115626.4+651200	971214	3.42	13	22.4 ± 0.2	8	3.20 ± 0.40	-24.45
GRB J180831.6+591851	970828	0.96	14	21.5 ± 0.3	14	3.60 ± 0.60	-22.05
GRB J065349.4+791619	970508	0.83	15	22.7 ± 0.2	8	2.40 ± 0.40	-20.45
GRB J050146.7+114654	970228	0.69	16	22.6 ± 0.3	8, 17	2.00 ± 0.50	-20.05

Notes:

‡ For all sources except the GRB 981226 and GRB 001011 hosts, the $R - K$ colours were estimated using the R magnitudes given in Table A.1 of Appendix A. The R -band photometry for the host galaxy of GRB 981226 has been derived from Saracco et al. (2001b), Frail et al. (1999) and Holland et al. (2000b), while that of the GRB 001011 host is taken from Gorosabel et al. (2002).

¶ Defined as $M_K + 5 \log_{10} h_{65}$ assuming a Λ CDM Universe with $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$ ($h_{65} = H_0$ (km s⁻¹ Mpc⁻¹) / 65).

† Estimated from an extrapolation of the afterglow K -band light curve (Frail et al. 2002).

References: (1) Price et al. (2002c); (2) Jha et al. (2001); (3) Frail et al. (2002); (4) Bloom et al. (2002a); (5) Piro et al. (2002); (6) Andersen et al. (2000); (7) Castro-Tirado et al. (2001); (8) Chary et al. (2002); (9) Vreeswijk et al. (2001); (10) Kulkarni et al. (1999); (11) Bloom et al. (1999); (12) Djorgovski et al. (1998); (13) Kulkarni et al. (1998); (14) Djorgovski et al. (2001); (15) Bloom et al. (1998a); (16) Bloom et al. (2001); (17) Fruchter et al. (1999a).

detected in the NIR by October 2002 thus amounts to 15 sources³ out of the ~ 35 GRBs which were so far localized with a sub-arcsecond error box (Greiner 2002).

3. Results

The GRB host galaxies span a broad range of redshifts (see Table A.1 of Appendix A), but the current sample of these GRB-selected sources is actually too small to study the evolution of their characteristics with different lookback times. On the other hand, it can be particularly interesting to consider these objects as a whole sample of high- z sources, and compare their properties with other field galaxies selected by different observing techniques. In this section, we compare the observed and absolute magnitudes of the GRB host galaxies at different wavelengths (e.g., B -, R -, K -band) as well as their

³ We did not consider the case of GRB 980613. In spite of the K -band detection of its complex host-environment by Djorgovski et al. (2000), the K magnitude of its true host (component H, see Hjorth et al. 2002) has not been determined so far.

$R - K$ colours, with those of high redshift sources detected in the optical, NIR, mid-infrared and submillimeter deep surveys.

3.1. “ $K-z$ ” and “ $R-z$ ” diagrams

The Hubble “ $K-z$ ” diagram of the GRB host galaxies is illustrated in Fig. 2. The spectroscopic redshifts of the GRB 981226 and GRB 001011 hosts have not been so far determined. Based on their K magnitude and $R - K$ colour (see Sect. 3.2), we estimate that these objects could be located in the $0.7 \lesssim z \lesssim 1.4$ redshift range. To allow comparisons with other sources in the field, we overplotted the K magnitudes of galaxies reported from various surveys. Nearby sources were taken from the Hawaii K -band galaxy survey ($\bar{z} = 0.35$, Cowie et al. 1994; Songaila et al. 1994), while galaxies at intermediate redshift ($\bar{z} = 0.8$) were derived from the Hawaii Deep Surveys by Cowie et al. (1996). Those at higher z ($\bar{z} = 1.5$) were taken from the catalog of photometric redshifts in the Hubble Deep Field (HDF, Fernández-Soto et al. 1999). We also indicated the K magnitudes of the ISO sources observed in the CFRS and HDF with flanking fields as given by Flores et al. (1999),

504

E. Le Floch et al.: Are the GRB hosts sub-luminous and blue galaxies?

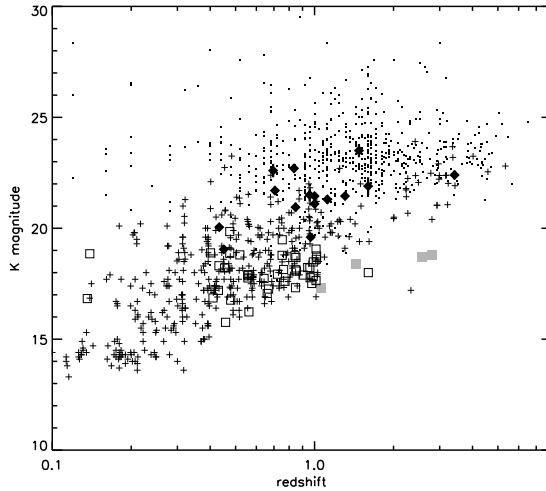


Fig. 2. Observed K magnitudes of the GRB host galaxies versus redshift (*filled diamonds*) derived from Table 2. The GRB 001011 and GRB 981226 hosts are indicated assuming an arbitrary redshift $z = 1$. Photometric uncertainties are reported with vertical solid lines. The K magnitudes of NIR-selected field sources with spectroscopic (*crosses*) and photometric (*dots*) redshifts are given for comparison (see Sect. 3.1 for references). We also indicate the K -band photometry of the NIR counterparts to high redshift ISO galaxies (*open squares*) and SCUBA sources with determined spectroscopic redshifts (*filled squares*).

Hogg et al. (2000) and Cohen et al. (2000), as well as those of the NIR counterparts to the SCUBA sources with confirmed spectroscopic redshifts, obtained by Smail et al. (2002a) and Dey et al. (1999). The K -band luminosities of these SCUBA galaxies were de-magnified from gravitational amplification for the lensed cases.

The comparison suggests that in the NIR, the GRB host galaxies do not particularly distinguish themselves from the field sources selected in optical/NIR deep surveys. No particular bias of detection toward the luminous sources is in fact apparent. There is however a significant contrast between their K magnitudes and those of the ISO and SCUBA sources which, like the GRB hosts, are birthplaces of massive star formation. These differences of magnitudes and the implications on their absolute luminosities will be more firmly established in Sect. 3.3 and discussed in Sect. 4.

To further address the nature of galaxies selected by GRBs relative to other field sources at high redshift, we also present in Fig. 3 the Hubble “ $R-z$ ” diagram for the sample of GRB hosts detected at optical wavelengths. Their R magnitudes are given in Table A.1. They were obtained from various papers of the literature and homogenized following the method described in Appendix A. This sample is significantly larger than the one selected in the K -band. In addition to the hosts which have not been imaged in the NIR yet, there is indeed a number of GRB host galaxies which were both observed at optical and NIR wavelengths, but only detected in the visible. This can be explained from the fact that the GRB hosts display

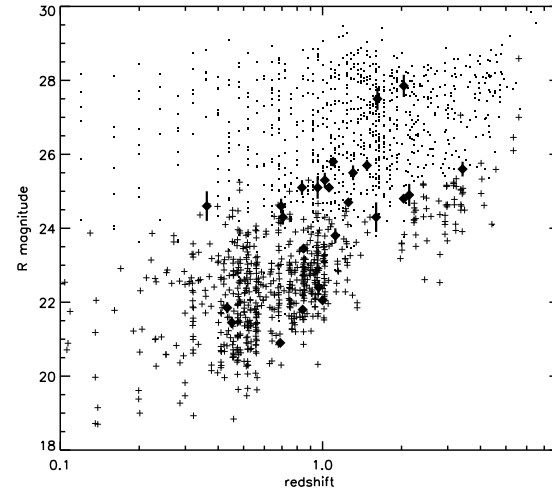


Fig. 3. Observed R magnitudes of the GRB host galaxies versus redshift (*filled diamonds*) derived from Table A.1. The uncertainties are indicated with vertical solid lines. The largest ones reflect, for a given object, the scatter of the various magnitudes given in the literature (see Appendix A). The R magnitudes of optically-selected field sources with spectroscopic (*crosses*) and photometric (*dots*) redshifts are given for comparison (see Sect. 3.1 for references).

blue colours (see Sect. 3.2) and that, for the faintest sources at $R \sim 26-29$, optical deep observations are generally more sensitive than NIR images to detect blue objects. It is also the reason why the scatter in the optical magnitudes appears larger than in the K -band.

In this “ $R-z$ ” diagram, we have also indicated the R magnitudes of optically-selected galaxies from the Caltech Faint Galaxy Redshift Survey (Hogg et al. 2000) and the Hubble Deep Field (Fernández-Soto et al. 1999). For the latter, the R -band photometry was derived from the V and I magnitudes of the catalog assuming a linear interpolation between the mean wavelengths of the V -band (F606 WFPC filter, 6031 Å) and the I -band (F801 WFPC filter, 8011 Å). The conversion from the standard AB magnitudes to the Vega system used throughout this paper was obtained using the calibrations of Fukugita et al. (1995) and Allen (2000).

Again, the GRB hosts in the visible appear just typical of the other optically-selected galaxies at high redshift (see Fig. 3). Yet, it is worth mentioning a particular feature of the GRB host sample, which is clearly apparent in this “ $R-z$ ” diagram. Whereas most of field sources at $R \text{ mag} \gtrsim 25$ have a redshift only determined with *photometric* techniques, the GRB hosts have an accurate *spectroscopic* redshift identification. These redshifts were derived using the emission and/or absorption features detected in the X-ray/optical spectra of GRBs and their afterglows. Such a method is independent of the GRB host luminosities, and only depends on the possibility to rapidly perform spectroscopy of the GRB transient before it has begun to fade. This advantage of GRBs for the selection of high- z sources lies in stark opposition with the deep survey approach. Note that it is particularly apparent in the “ $R-z$ ” diagram, but

it is not that exceptional at NIR wavelengths (see Fig. 2). As mentioned previously, it is due to the blue colours of GRB hosts, which thus allow the faintest of these hosts detected in the K -band to be spectroscopically observed in the visible.

3.2. Colours

So far, the various works related to the understanding of the high redshift Universe have made an extensive use of the integrated $R - K$ colours of galaxies as an indicator of their nature. These colours provide indeed a crucial information on the importance of the old stellar populations – as traced by the NIR emission – relative to the contribution of young stars dominating the optical light. For example, unobscured star-forming galaxies are typically blue objects ($R - K \sim 2-3$) while old elliptical sources at $z \gtrsim 1$ exhibit extremely red colours ($R - K \gtrsim 5$). Furthermore, large $R - K$ colours in distant sources can also suggest dust obscuration, and may thus sign-post powerful dust-enshrouded starburst galaxies.

In Table 2, we indicate the observed $R - K$ colours for the K -selected sub-sample of GRB host galaxies. The corresponding diagram showing these colours versus redshift is presented in Fig. 4. As in the “ $K-z$ ” relation displayed in Fig. 2, we also plotted the $R - K$ colours of optically-selected sources taken from the HDF (Fernández-Soto et al. 1999), and those of the ISO and SCUBA sources already considered in the previous section. The R magnitudes of the ISO galaxies from the CFRS were derived using an interpolation between the V and I magnitudes of Flores et al. (1999). Those of the HDF ISO detections and SCUBA sources were taken from the papers mentioned in Sect. 3.1.

In this diagram, we also indicate the hypothetical colours of typical present-day galaxies if they were moved to higher redshift assuming no evolution of their physical properties. These galactic templates were chosen to be mostly representative of the local Hubble sequence, and include both early-type (E/Sc) and late-type (Scd/Irr) sources. To compute the evolution of their $R - K$ colours with redshift, we used the optical/NIR templates of Mannucci et al. (2001) for the E and Sc types, and the optical Scd and Irr SEDs of Coleman et al. (1980). For the latter, the extrapolation to the near-infrared was derived using the NIR portion of the Mannucci et al. Sc template. This decision was justified from the prescriptions of Pozzetti et al. (1996), which show that the NIR continuum emission of *dust-free* galaxies longward of $1 \mu\text{m}$ always appears dominated by the same stellar populations, and therefore does not vary much from one type to another.

As it can be seen in Fig. 4, the GRB hosts exhibit rather blue colours that are typical of the faint blue galaxy population in the field at $z \sim 1$. Besides, we note that most of them appear even bluer than the colours predicted from the SED of local irregular galaxies. This is similar to what has been already noticed for a large fraction of blue sources detected in the optical deep surveys (Volonteri et al. 2000). Such blue colours originate from the redshifted blue continuum of the OB stars found in HII regions. They are characteristic of unobscured star-forming galaxies, which is not surprising in the scenario linking GRBs

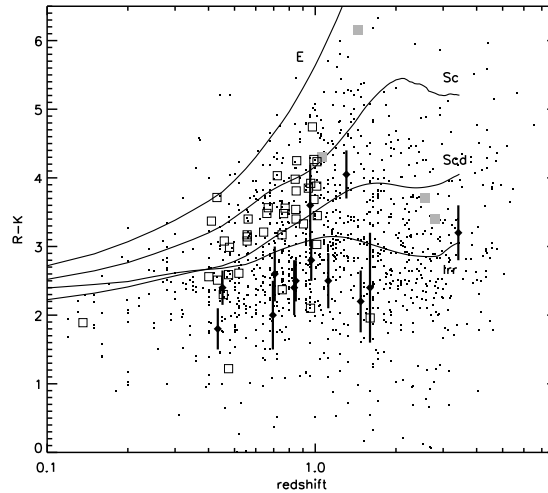


Fig. 4. Observed $R - K$ colours versus redshift for the sample of GRB host galaxies listed in Table 2 (filled diamonds). The estimated uncertainties are indicated with vertical solid lines. The colours and redshifts for optically-selected field sources (dots) were derived from the HDF source catalog of Fernández-Soto et al. (1999). Solid curves indicate the observed colours of local E, Sc, Scd and Irr galaxies if they were moved back to increasing redshifts (see text for explanations). We also indicated the colours of the ISO sources from the HDF (open squares) and those of SCUBA galaxies with confirmed redshifts (filled squares). See Sect. 3.2 for references.

to massive star formation. It is moreover in full agreement with the results of Sokolov et al. (2001) who found that the optical SEDs of the GRB host galaxies are consistent with those of the blue starbursts observed in the nearby Universe.

3.3. Absolute K magnitudes

We computed the absolute K magnitudes for the sample listed in Table 2, using the optical and NIR galaxy templates described in Sect. 3.2 to derive the k -corrections. For all but two sources, the latter were obtained assuming an SED typical of Irr-type objects as suggested by their blue $R - K$ colours (see Sect. 3.2). In the case of the GRB 990506 and GRB 970828 hosts, we rather used an Scd-type template as indicated by their redder SEDs (see Fig. 4). Luminosity distances were computed assuming a Λ CDM Universe with $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$. We parametrized the Hubble constant using $h_{65} = H_0 (\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}) / 65$.

The absolute K magnitudes are reported in Table 2 and illustrated in the Hubble diagram of Fig. 5. Again, we also compared the GRB host galaxies with other field sources quoted from the catalogs mentioned in Sect. 3.1. For the galaxies of the HDF, the k -corrections used to compute these magnitudes were derived assuming the best spectral type estimations of Fernández-Soto et al. (1999). For the lower-redshift samples taken from the NIR Hawaii Surveys and for the ISO sources, we arbitrarily assumed an Irr galaxy template relying on the fact that k -corrections are hardly type-dependent up to $z \sim 1.5$

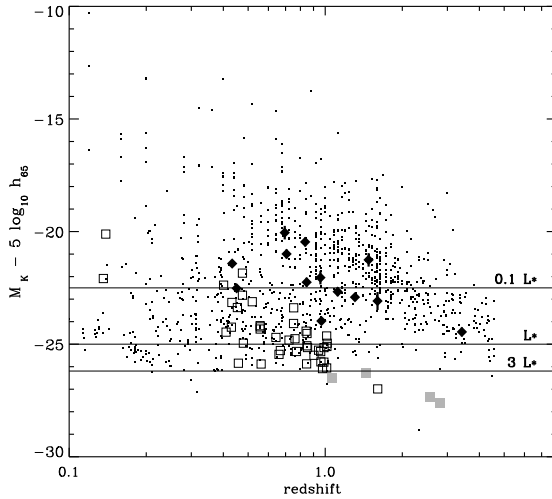


Fig. 5. Absolute K magnitudes of the GRB host galaxies listed in Table 2, compared to optically/NIR-selected field sources and ISO/SCUBA galaxies in a Λ CDM Universe ($\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$). Legend, photometry and redshift catalogs are similar to those used for Fig. 2, except for the NIR-selected objects with *spectroscopic* redshifts which are also indicated by dots in this plot. Horizontal lines indicate the magnitudes of $0.1 L_*$, L_* and $3 L_*$ galaxies assuming $M_* = -25$.

in K . The absolute K magnitudes of the SCUBA galaxies were determined assuming the SED suggested by their $R - K$ colour (see Fig. 4).

We also indicated the absolute magnitudes of galaxies with luminosities of $0.1 L_*$ ($M = -22.5$), L_* ($M = -25$) and $3 L_*$ ($M = -26.2$), assuming $M_* = -25$. This value was roughly estimated from the Schechter parametrizations of the K -band luminosity function for high redshift galaxies, taken from Cowie et al. (1996)⁴ and Kashikawa et al. (2003)⁵. Both were determined assuming a *matter-dominated* Universe with $\Omega_m = 1$. Nevertheless, the differences in comoving distance between a Universe with $H_0 = 50$; $\Omega_m = 1$ and one characterized by $H_0 = 65$; $\Omega_m = 0.3$; $\Omega_\Lambda = 0.7$ imply absolute magnitude variations of only $\Delta m = 0.4$ on the $0.7 \leq z \leq 3$ redshift range. Therefore, it should not significantly affect our qualitative comparison.

With a median-averaged $\overline{M_K} = -22.25$ (corresponding to $\overline{L} \sim 0.08 L_*$), the GRB host galaxies are significantly sub-luminous in the K -band. We also note a large difference with the luminosities of massive starbursts probed with ISO and SCUBA, as it was already noticed in Sect. 3.1. Since the NIR emission of galaxies gives a good indication on their mass, the low K -band luminosities of GRB hosts indicate that GRBs, so far, were not observed toward massive objects.

⁴ $M_* = -25 + 5 \log_{10} [H_0 (\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}) / 50]$, $\alpha = -1.3$.

⁵ $M_* = -25.9 + 5 \log_{10} [H_0 (\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}) / 50]$, $\alpha = -1.35$.

4. Discussion

Our analysis described in Sect. 3 indicates that the GRB host galaxies are characterized by rather blue colours (see Fig. 4), sub- L_* luminosities in the K band and low masses (see Fig. 5). Their morphology is moreover consistent with that of compact, irregular or merging systems (Bloom et al. 2002b). Their spectra clearly exhibit prominent emission lines such as [OII], [NeIII] and the Balmer hydrogen lines (e.g., Djorgovski et al. 1998; Le Floc'h et al. 2002), and their optical SED is similar to that of starburst galaxies observed in the local Universe (Sokolov et al. 2001). All together, our results and those already published in the literature are therefore in agreement with GRBs tracing star-forming sources at cosmological distances.

We may now wonder whether the GRB-selected objects are actually representative of the *whole ensemble* of starburst galaxies at high redshift, or in other words, whether GRBs can really be used as unbiased probes of star formation.

4.1. Is there any bias in the current sample of GRB hosts?

Our results indicate that the GRB host galaxies significantly differ from the luminous and dusty starbursts which were discovered in the infrared and submillimeter deep surveys with ISO and SCUBA. This is clearly illustrated in Fig. 5 which shows that, contrary to the GRB hosts, these dusty star-forming objects are also luminous at optical and NIR wavelengths. As can be seen in Fig. 4, they moreover appear statistically much redder, indicating either the presence of underlying old stellar populations or an evidence for dust obscuration. Is this distinction between these galaxies and the GRB hosts simply due to the limited size of our sample, or does it reveal other biases affecting the GRB-selection?

The ISO starbursts have been shown to resolve $\sim 50\%$ of the total energy produced by the Cosmic Infrared Background (CIRB, Elbaz et al. 2002). They trace therefore a significant fraction of the global activity of star formation which occurred in the Universe. Within the $0.5 \leq z \leq 1.5$ redshift range where the ISO sources and most of the GRB host galaxies are located, we estimated the fraction of GRBs which should be observed toward these dusty galaxies assuming GRBs trace the star formation. To this purpose, we assumed that the respective contributions to the CIRB and the Optical Extragalactic Background (OEB) produced at this epoch roughly originate from two distinct populations of star-forming sources, namely the faint blue galaxies and the luminous dusty starbursts (e.g., Rigopoulou et al. 2002). Given that the CIRB and the OEB are more or less equivalent in terms of bolometric luminosity (e.g., Hauser & Dwek 2001), and taking into account the contribution of the ISO sources to the CIRB, we found that approximately 25% of the GRB host galaxies should belong to the class of infrared dusty starbursts such as those detected with ISO. Within the sub-sample of GRB hosts observed in the K -band and located at $0.5 \leq z \leq 1.5$, ~ 5 – 6 sources would thus be expected to exhibit K luminosities $\geq 0.5 L_*$, while none of them actually satisfies this criterion.

Further evidence supporting the lack of GRB-detections in reddened dusty starbursts is suggested by the very blue colours of GRB hosts. It has been recently shown that a significant fraction of the Extremely Red Objects (EROs, $R - K \gtrsim 5$) should be composed of dust-reddened sources responsible for a star formation density greater than the estimates from UV-selected galaxies at $z \sim 1$ (Smail et al. 2002b). With a similar argument as aforementioned, we would expect to find several EROs among the GRB host sample, while all of the GRB host galaxies display $R - K$ colours bluer than ~ 4 .

This lack of luminous ($L \gtrsim L_*$) and red ($R - K \gtrsim 4$) galaxies among the GRB hosts could be explained by the existence of the so-called “dark” bursts. Lacking counterparts at optical/NIR wavelengths in spite of a rapid and deep search of afterglows during the few hours following their detection at high energy, a fraction of these bursts could be hidden behind optically-thick columns of dust and gas, and thus would be obscured in the visible. Indeed, the spatial scale of dust-enshrouded regions of star formation in luminous infrared galaxies can easily reach ~ 1 kpc (Soifer et al. 2001). Even if the beamed emission of GRBs can destroy dust grains on distances up to ~ 100 pc from the burst location (Fruchter et al. 2001b), the resulting column density on the GRB line of sight would still be high enough to prevent the production of a detectable afterglow in the visible. Such GRBs could thus only be observed via the emission of their afterglows in the X-rays and, possibly, through their synchrotron emission at radio wavelengths. Since most of the currently known GRB hosts were selected using GRB optical transients, it may therefore indicate that the sample is likely biased toward galaxies harbouring unobscured star-forming activity.

In this hypothesis, we would have the rough picture in which most of GRBs with detectable optical transients mainly probe the dust-free starbursts hosted in sub-luminous blue galaxies, while the bursts occurring within the most dusty sources appear optically dark. Naturally, intermediate cases should also exist, as illustrated by the VLA detection of the GRB 980703 host galaxy (Berger et al. 2001b). Assuming that the radio/far-infrared correlation still holds for high redshift sources, this host pinpointed by an optical transient of a GRB occurring at $z = 0.97$ could be indeed a dusty galaxy luminous in the infrared. In fact, we note that its $R - K$ colour ~ 2.8 and its absolute K magnitude ~ -24.0 would be consistent with this source being similar to the NIR counterparts of the ISO dusty starbursts (see Figs. 4 and 5). Other intermediate examples of dusty galaxies probed with optically bright GRB afterglows were also reported from the faint detections of the GRB 000418 and GRB 010222 hosts at submillimeter wavelengths (Berger et al. 2001a; Frail et al. 2002).

A possible method to reliably probe the dusty star formation with GRBs could be the use of optically-dark bursts yet harbouring detectable afterglows at radio wavelengths. However, the observations of four sources pinpointed with such optically-dark and radio-bright GRBs by Barnard et al. (2003) have not revealed these galaxies to be especially bright in the submillimeter. These particular bursts do not seem therefore to preferentially select obscured sources. This indicates that GRBs occurring within dust-enshrouded star-forming regions

could probably be dark at both optical/NIR and radio wavelengths, which might be understood if GRB radio transients can not be easily generated within the densest environments of dusty galaxies (Barnard et al. 2003).

It is therefore likely that the census of dust-enshrouded star formation with GRBs will require a follow-up of the bursts characterized by both optically- and radio-dark transients. The use of their X-ray afterglows will thus be needed to correctly localize these GRBs on the sky. To this purpose, the forthcoming GRB-dedicated SWIFT mission will enable to derive the positions of hundreds of GRBs with a sub-arcsecond error box from the sole detections of their afterglows in the X-rays. This should ultimately provide a statistically-significant sample of star-forming galaxies selected from high energy transients of GRBs, thus less affected by dust extinction than the current sample of GRB hosts. The study of these sources with the *Space InfraRed Telescope Facility* (SIRTF) will moreover allow to characterize their dust content by directly observing the thermal emission of these galaxies in the mid-infrared. Since the SIRTF instruments will be able to detect the rest-frame infrared emission of dusty starbursts up to $z \sim 2.5$, the parallel use of SWIFT and SIRTF will therefore open new perspectives to use GRBs as probes of the dusty star formation at high redshift.

On the other hand, we note that this apparent selection effect toward blue and sub-luminous sources may simply reflect an intrinsic property of the GRB host galaxies themselves. For example, GRBs could be preferentially produced within young systems experiencing their first episode of massive star formation, thus explaining the low mass of their underlying stellar populations and their apparent blue colors. A larger statistics and a better understanding of the possible observational bias associated with the GRB selection, as previously mentioned, will be however required to further investigate this hypothesis.

4.2. Are GRB hosts representative of the faint blue galaxy population at high redshift?

In the previous section, we have argued that the current sample of GRB hosts could be biased toward unobscured star-forming galaxies, and that such a bias could be related to the existence of the dark bursts. Since the long-duration GRBs are believed to trace the star-forming activity at high redshift, this sample of dust-free GRB-selected sources should be therefore more or less representative of the population of faint blue galaxies which were discovered in the optical deep surveys.

These faint blue sources in the field are indeed believed to produce the bulk of the OEB (Madau & Pozzetti 2000) and to be responsible for most of the unobscured star formation in the early Universe. Since the B -band emission is a good tracer of star-forming activity in dust-free sources, the absolute B magnitude histogram of the GRB host sample, in this case, should closely follow the function of the B -band luminosity *weighted by luminosity* for blue galaxies at high redshift. The latter may indicate indeed, for a given bin of magnitude, the relative fraction of *total* star formation to which galaxies in this range of luminosity contributed *as a whole*. It should be therefore

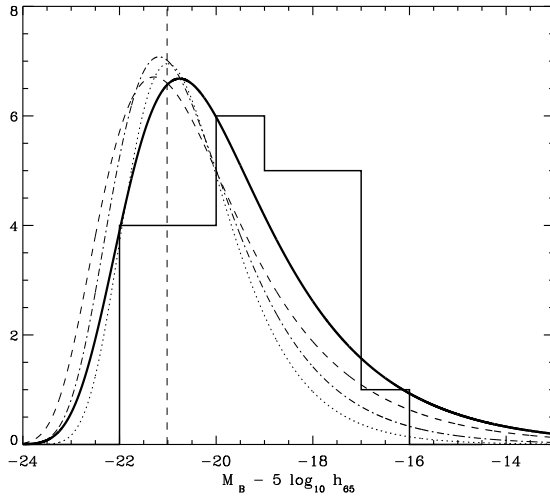


Fig. 6. Histogram of the absolute B magnitudes for the sample of GRB host galaxies, estimated following the method described in Appendix A and assuming a Λ CDM Universe with $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$. Various functions of the B -band luminosity *weighted by luminosity* at high redshift have been overplotted in arbitrary units for comparison. They were taken from Wolf et al. (2003) for the $0.8 \lesssim z \lesssim 1.2$ redshift range (*dashed line*), and Kashikawa et al. (2003) for sources at $1 \lesssim z \lesssim 1.5$ (*dotted line*) and $1.5 \lesssim z \lesssim 2$ (*dashed-dotted line*). The thick solid line is also taken from Wolf et al. (2003) but restricted to galaxies bluer than Sbc type objects. The vertical dashed line depicts the M_s parameter of this last Schechter parametrization.

proportional to the fraction of GRB occurrence emerging from such galaxies.

Such a comparison is shown in Fig. 6. We computed the absolute magnitudes of the GRB host galaxies in the *rest-frame* B -band following the method described in Appendix A. To estimate the contribution of distant sources to the overall star-forming activity at similar redshifts, we used the results of the COMBO-17 Survey by Wolf et al. (2003), who derived the Schechter-parametrized luminosity functions for various types of galaxies up to $z \sim 1.2$, in a Λ CDM Universe with $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$. We also used the observations of Kashikawa et al. (2003) from the Subaru Deep Survey who constrained the global function of the B -band luminosity for sources up to $z \sim 3.5$, in a flat Universe with $\Omega_m = 1$. As explained in Sect. 3.3, the comoving distance variations between the two different cosmologies do not affect that much our comparisons. Assuming $M_{B^*} \sim -21 + 5 \log_{10} h_{65}$ for the blue galaxies at $z \sim 1$ (Wolf et al. 2003), it is clear that the GRB host galaxies are sub-luminous sources in the B -band. There is however an apparent and surprising trend for the GRB hosts to be, on average, even less luminous than the blue galaxies which mostly contributed to the energy density in the rest-frame B -band at $z \sim 1$. This apparent shift is unlikely due to the weak constraint which has been obtained so far on the faint end slope (usually referred to as the parameter α in the Schechter parametrization) of the B -band luminosity function at high redshift. There are indeed noticeable discrepancies in this slope between the results

of Kashikawa et al. ($-1.2 \lesssim \alpha \lesssim -0.9$) and those by Wolf et al. ($-1.5 \lesssim \alpha \lesssim -1.3$), but the implied variations on the B -band luminosity function *weighted by luminosity* are not that significant (see Fig. 6). To quantify the observed shift, we performed a Kolmogorov-Smirnov test on the data sets of GRB hosts and high redshift sources bluer than Sbc type objects. We obtained only a rather small probability ($\sim 17\%$) that the two distributions originate from the same population of galaxies. Could this shift be due to intrinsic properties of GRB host galaxies, and reveal that only particular environments favour the formation of GRB events?

In the “collapsar” scenario, GRBs are produced by the accretion of a helium core onto a black hole resulting from the collapse of a rapidly-rotating iron core. Since a low metallicity in the stellar envelope reduces the mass loss and inhibits the loss of angular momentum by the star, the formation of GRBs could be favoured in metal-poor environments (MacFadyen & Woosley 1999). As such, we could expect GRBs to be preferentially observed toward starbursts with very low luminosities. Interestingly, evidence for a low-metallicity host galaxy has been in fact recently reported toward the X-Ray Flash XRF 020903 (Chornock & Filippenko 2002). The influence of such intrinsic parameters could therefore not only explain the trend observed in Fig. 6, but it would also provide further arguments for the lack of GRB host detections toward luminous reddened starbursts as discussed in the previous section.

Of course, one must remain very cautious regarding this interpretation, because of the small size of our sample. Moreover, the influence of metallicity in the formation of a GRB should be only localized in the close vicinity of the burst, whereas important gradients in the chemical composition of galaxies are commonly observed. However, we note that such gradients of metallicity are not present in local dwarfs (see Hidalgo-Gómez et al. 2001 and references therein), which suggests that the average metallicity observed toward the sub-luminous GRB hosts should give a good estimation of the chemical properties characterizing the environments where the GRBs occurred. A detailed investigation of the gas metallicity within GRB host galaxies compared to other optically-selected sources has never been performed so far. Such a study will be definitely required to better address this issue.

5. Conclusions

Using our K -band observations of GRB host galaxies in combination with other optical and NIR data of the literature, we conclude that:

- 1) Most of the GRB hosts discovered so far belong to the population of faint and blue star-forming galaxies at high redshift. They have low masses as suggested by their faint luminosity in the near-infrared. They are also sub-luminous sources at optical wavelengths. Most of them are characterized by intrinsic $R - K$ colours even bluer than those displayed by the starburst galaxies observed in the nearby Universe.
- 2) The lack of GRB detection toward luminous starbursts and/or reddened sources such as those observed in the infrared and submillimeter deep surveys seems to indicate a possible bias of the currently-known GRB host sample against this

type of objects. This could be explained by the fact that the selection of GRB host galaxies, so far, had to rely on the identification of optical GRB afterglows likely probing unobscured star-forming galaxies. The follow-up of optically-dark and radio-dark GRBs, and the use of their X-ray afterglows to obtain their localization with a sub-arcsecond error box will be likely necessary to probe dust-enshrouded star-forming galaxies in the early Universe with these particular phenomena. On the other hand, the hypothesis that such a bias of selection is purely intrinsic to the GRB host properties can not be rejected, assuming that GRBs preferentially occur within young and blue starbursts.

3) The observed GRB host galaxies seem to be statistically less luminous than the faint blue sources which mostly contributed to the *B*-band light emitted at high redshift. This could reveal an intrinsic bias of the GRB selection toward star-forming regions with very low luminosities, and might be explained taking account of particular environmental properties (e.g., metallicity) favouring the formation of gamma-ray burst events. In this context, this could also indicate that GRBs can not be used as unbiased probes of star formation. A larger statistics of the GRB host absolute *B* magnitudes and a detailed study of the chemical composition of the gas within GRB host galaxies will be however required to further confirm this result.

Note added in proof: A mistake in Table A.1 of Appendix A has been brought to our attention regarding the *R* magnitude quoted for the host galaxy of GRB 011121. The value in our table does not reflect the total emission of this source, but its contribution to the flux measured in a small aperture of 1'' in diameter centered on the position of the optical transient. The correct magnitude of the galaxy should be revised to $R = 18.95$ mag (dereddened from foreground Galactic extinction, Greiner et al. 2003, A&A, submitted). We found that this new value does not modify the general conclusions of our work.

Acknowledgements. We would like to specially thank the teams of the NTT and ESO-3.6 m at La Silla for their kind and efficient assistance during the observations in visitor mode. We have also appreciated the work of the ESO-Paranal and Gemini-North staff regarding the acquisition of the VLT and Gemini data in service mode. We acknowledge F. Mannucci for publicly providing his optical/NIR spectral templates via a user-friendly web interface, as well as A. Fernández-Soto for maintaining his HTML access to the HDF photometric redshift catalog. We are grateful to C. Lidman for his advice in the NIR data reduction techniques, as well as H. Aussel, L. Cowie, D. Elbaz, R. Chary, F. Combes, E. Feigelson and C. de Breuck for useful discussions related to this work. We finally thank our referee, S. A. Eales, for interesting comments and suggestions on this paper. This research project was partially supported by CONICET/Argentina and Fundacion Antorchas. DM is supported by FONDAP Center for Astrophysics 15010003.

References

Allen, C. W. 2000, *Allen's Astrophysical Quantities*, 4th edition, ed. A. N. Cox
 Andersen, M. I., Hjorth, J., Pedersen, H., et al. 2000, A&A, 364, L54
 Aussel, H., Cesarsky, C. J., Elbaz, D., & Starck, J. L. 1999, A&A, 342, 313

Barger, A. J., Cowie, L. L., Sanders, D. B., et al. 1998, *Nature*, 394, 248
 Barnard, V. E., Blain, A. W., Tanvir, N. R., et al. 2003, MNRAS, 338, 1
 Berger, E., Cowie, L., Aussel, H., et al. 2001a, GRB Circular Network, 1182
 Berger, E., Kulkarni, S. R., & Frail, D. A. 2001b, ApJ, 560, 652
 Blain, A. W., & Natarajan, P. 2000, MNRAS, 312, L35
 Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., & Frail, D. A. 1998a, ApJ, 507, L25
 Bloom, J. S., Frail, D. A., Kulkarni, S. R., et al. 1998b, ApJ, 508, L21
 Bloom, J. S., Odewahn, S. C., Djorgovski, S. G., et al. 1999, ApJ, 518, L1
 Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., & Kulkarni, S. R. 2001, ApJ, 554, 678
 Bloom, J. S., Berger, E., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., & Frail, D. A. 2002a, ApJ, in press [astro-ph/0212123]
 Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002b, AJ, 123, 1111
 Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., Price, P. A., et al. 2002c, ApJ, 572, L45
 Burud, I., Rhoads, J., Fruchter, A., & Hjorth, J. 2001, GRB Circular Network, 1213
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
 Castro, S., Galama, T., Harrison, F., et al. 2002 [astro-ph/0110566]
 Castro-Tirado, A. J., Sokolov, V. V., Gorosabel, J., et al. 2001, A&A, 370, 398
 Chary, R., Becklin, E. E., & Armus, L. 2002, ApJ, 566, 229
 Chornock, R., & Filippenko, A. V. 2002, GRB Circular Network, 1609
 Cohen, J. G., Hogg, D. W., Blandford, R., et al. 2000, ApJ, 538, 29
 Coleman, G. D., Wu, C.-C., & Weedman, D. W. 1980, ApJS, 43, 393
 Cowie, L. L., Gardner, J. P., Hu, E. M., et al. 1994, ApJ, 434, 114
 Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., & Cohen, J. G. 1996, AJ, 112, 839
 Dey, A., Graham, J. R., Ivison, R. J., et al. 1999, ApJ, 519, 610
 Djorgovski, S. G., Frail, D. A., Kulkarni, S. R., et al. 2001, ApJ, 562, 654
 Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., & Bloom, J. S. 2000 [astro-ph/0008029]
 Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., et al. 1998, ApJ, 508, L17
 Dutra, C. M., Bica, E., Clariá, J. J., Piatti, A. E., & Ahumada, A. V. 2001, A&A, 371, 895
 Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Fadda, D., et al. 1999, A&A, 351, L37
 Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Chantal, P., et al. 2002, A&A, 384, 848
 Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, ApJ, 513, 34
 Flores, H., Hammer, F., Désert, F. X., et al. 1999, A&A, 343, 389
 Fox, D. W., Kulkarni, S. R., & Weissman, W. P. 2002, GRB Circular Network, 1427
 Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., et al. 1999, ApJ, 525, L81
 Frail, D. A., Bertoldi, F., Moriarty-Schieven, G. H., et al. 2002, ApJ, 565, 829
 Fruchter, A. S., Pian, E., Thorsett, S. E., et al. 1999a, ApJ, 516, 683
 Fruchter, A. S., Thorsett, S. E., Metzger, M. R., et al. 1999b, ApJ, 519, L13
 Fruchter, A., Hook, R., & Pian, E. 2000a, GRB Circular Network, 757
 Fruchter, A., Vreeswijk, P., Hook, R., & Pian, E. 2000b, GRB Circular Network, 752
 Fruchter, A. S., Pian, E., Gibbons, R., et al. 2000c, ApJ, 545, 664
 Fruchter, A., Burud, I., Rhoads, J., & Levan, A. 2001a, GRB Circular Network, 1087
 Fruchter, A., Krolik, J. H., & Rhoads, J. E. 2001b, ApJ, 563, 597
 Fruchter, A., & Vreeswijk, P. 2001, GRB Circular Network, 1063
 Fukugita, M., Shimasaku, K., & Ichikawa, T. 1995, PASP, 107, 945
 Galama, T. J., Tanvir, N., Vreeswijk, P. M., et al. 2000, ApJ, 536, 185
 Galama, T. J., & Wijers, R. A. M. J. 2001, ApJ, 549, L209

510

E. Le Floch et al.: Are the GRB hosts sub-luminous and blue galaxies?

- Garnavich, P., Stanek, K., Wyrzykowski, L., et al. 2003, *ApJ*, 582, 924
- Gorosabel, J., Fynbo, J. U., Hjorth, J., et al. 2002, *A&A*, 384, 11
- Greiner, J. 2002, Well-localized GRB web site, <http://www.mpe.mpg.de/~jcg/grb.html>
- Hauser, M. G., & Dwek, E. 2001, *ARA&A*, 39, 249
- Hidalgo-Gómez, A. M., Olofsson, K., & Masegosa, J. 2001, *A&A*, 367, 388
- Hjorth, J., Holland, S., Courbin, F., et al. 2000, *ApJ*, 534, L147
- Hjorth, J., Thomsen, B., Nielsen, S. R., et al. 2002, *ApJ*, 576, 113
- Hogg, D. W., Pahre, M. A., Adelberger, K. L., et al. 2000, *ApJS*, 127, 1
- Holland, S., & Hjorth, J. 1999, *A&A*, 344, L67
- Holland, S., Andersen, M., Hjorth, J., et al. 2000a, GRB Circular Network, 753
- Holland, S., Thomsen, B., Andersen, M., et al. 2000b, GRB Circular Network, 749
- Holland, S., Thomsen, B., Andersen, M., et al. 2000c, GRB Circular Network, 731
- Holland, S., Fynbo, J. P. U., Hjorth, J., et al. 2001, *A&A*, 371, 52
- Holland, S. T., Soszyński, I., Gladders, M. D., et al. 2002, *AJ*, 124, 639
- Jensen, B. L., Fynbo, J. U., Gorosabel, J., et al. 2001, *A&A*, 370, 909
- Jha, S., Pahre, M. A., Garnavich, P. M., et al. 2001, *ApJ*, 554, L155
- Kashikawa, N., Takata, T., Ohya, Y., et al. 2003, *AJ*, 125, 53
- Klose, S., Stecklum, B., Masetti, N., et al. 2000, *ApJ*, 545, 271
- Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., Ramaprakash, A. N., et al. 1998, *Nature*, 393, 35
- Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., Odewahn, S. C., et al. 1999, *Nature*, 398, 389
- Kulkarni, S. R., Goodrich, R., Berger, E., et al. 2002, GRB Circular Network, 1428
- Le Floch, E., Duc, P.-A., Mirabel, I. F., et al. 2002, *ApJ*, 581, L81
- Levan, A. J., Fruchter, A. S., Burud, I., & Rhoads, J. E. 2002, GRB Circular Network, 1518
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
- Madau, P., & Pozzetti, L. 2000, *MNRAS*, 312, L9
- Mannucci, F., Basile, F., Poggianti, B. M., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 745
- Metzger, M., Fruchter, A., Masetti, N., et al. 2000, GRB Circular Network, 733
- Mirabel, I. F., Sanders, D. B., & Le Floch, E. 2000, in *Cosmic Evolution and Galaxy Formation*, ASP Conf. Ser., 215, ed. J. Franco, E. Terlevich, O. Lopez-Cruz, & I. Aretxaga [astro-ph/0004022]
- Odewahn, S. C., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., et al. 1998, *ApJ*, 509, L5
- Park, H. S., Williams, G. G., Hartmann, D. H., et al. 2002, *ApJ*, 571, L131
- Persson, S. E., Murphy, D. C., Krzeminski, W., Roth, M., & Rieke, M. J. 1998, *AJ*, 116, 2475
- Piro, L., Garmire, G., Garcia, M., et al. 2000, *Science*, 290, 955
- Piro, L., Frail, D. A., Gorosabel, J., et al. 2002, *ApJ*, 577, 680
- Pozzetti, L., Bruzual, A. G., & Zamorani, G. 1996, *MNRAS*, 281, 953
- Price, P. A., Berger, E., Kulkarni, S. R., et al. 2002a, *ApJ*, 573, 85
- Price, P. A., Bloom, J. S., Goodrich, R. W., et al. 2002b, GRB Circular Network, 1475
- Price, P. A., Kulkarni, S. R., Berger, E., et al. 2002c, *ApJ*, 571, L121
- Price, P. A., Kulkarni, S. R., Berger, E., et al. 2002d [astro-ph/0208008]
- Rigopoulou, D., Franceschini, A., Aussel, H., et al. 2002, *ApJ*, 580, 789
- Sahu, K. C., Vreeswijk, P., Bakos, G., et al. 2000, *ApJ*, 540, 74
- Saracco, P., Chincarini, G., Covino, S., et al. 2001a, GRB Circular Network, 1010
- Saracco, P., Chincarini, G., Covino, S., et al. 2001b, GRB Circular Network, 1032
- Schaefer, B. E. 2000, *ApJ*, 533, L21
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W., & Kneib, J.-P. 2002a, *MNRAS*, 331, 495
- Smail, I., Owen, F. N., Morrison, G. E., et al. 2002b, *ApJ*, 581, 844
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2001, *AJ*, 122, 1213
- Sokolov, V. V., Fatkhullin, T. A., Castro-Tirado, A. J., et al. 2001, *A&A*, 372, 438
- Songaila, A., Cowie, L. L., Hu, E. M., & Gardner, J. P. 1994, *ApJS*, 94, 461
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, *ApJ*, 519, 1
- Volonteri, M., Saracco, P., Chincarini, G., & Bolzonella, M. 2000, *A&A*, 362, 487
- Vreeswijk, P. M., Fruchter, A., Ferguson, H., & Kouveliotou, C. 2000, GRB Circular Network, 751
- Vreeswijk, P. M., Fruchter, A., Kaper, L., et al. 2001, *ApJ*, 546, 672
- Vreeswijk, P. M., Galama, T. J., Owens, A., et al. 1999a, *ApJ*, 523, 171
- Vreeswijk, P. M., Rol, E., Hjorth, J., et al. 1999b, GRB Circular Network, 496
- Webb, T. M., Eales, S., Foucaud, S., et al. 2003, *ApJ*, 582, 6
- Wijers, R. A. M. J., Bloom, J. S., Bagla, J. S., & Natarajan, P. 1998, *MNRAS*, 294, L13
- Wolf, A., Meisenheimer, K., Rise, H.-W., et al. 2003, *A&A*, in press [astro-ph/0208345]
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273

Appendix A: Absolute B magnitudes of GRB host galaxies

The dereddened R magnitudes of the GRB host galaxies with determined redshifts are given in Table A.1. They were estimated in the Vega system taking account of *most of* the published papers and GRB Coordinates Network circulars directly or indirectly reporting on optical observations of fading GRB afterglows and their hosts. When several R magnitudes of a given source were available in the literature, the various measurements were weighted according to their photometric uncertainty, and subsequently averaged to get a final homogenized value. In some cases, we also relied on the host contribution derived from the fit of the R -band optical transient light-curve when the latter was clearly well constrained. The R magnitude of the GRB 990506 host galaxy was measured from an R -band image that we obtained using the EFOSC2 instrument on the ESO 3.6-m telescope at La Silla.

The redshifts given in Table A.1 have also been taken from the literature. In most cases, they were determined from emission lines directly observed in the spectra of the hosts. For the other sources, they were derived as the redshifts of the furthest absorbing medium observed in absorption within the spectra of the GRB optical transients. We made the assumption that the first interstellar medium illuminated by the background afterglow is indeed that of its host galaxy itself. We note that this hypothesis has been confirmed in several cases where the derived redshift could have been confirmed with emission lines from the host.

These redshifts and R magnitudes were subsequently used to derive the absolute B magnitudes given in Column (1) of Table A.1, assuming a Λ CDM Universe with $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$. For each host, the k -correction for the R -filter and rest-frame $B - R$ colour used for this computation were estimated taking account of the type of SED suggested by its $R - K$ and/or optical colours when available (see Table 2 and Fig. 4), otherwise assuming a blue continuum with a spectral slope $F_\nu \propto \nu^{-1}$.

To better establish the validity of our results, we also estimated, for most of the hosts, the absolute B magnitudes from the observed flux density at the redshifted B -band wavelength. For each case, this flux density was derived interpolating the various broad-band filter magnitudes given in the literature (see Table A.1 for references) including the K magnitudes given in Table 2. The final results are indicated in Column (2) of Table A.1. To compare the two methods, we computed the difference between the estimations given in the two columns, and found a mean value $\langle M_{B(1)} - M_{B(2)} \rangle = 0.07$ and a dispersion $\sigma(M_{B(1)} - M_{B(2)}) = 0.18$.

Le Floc'h et al.: Are the GRB hosts sub-luminous and blue galaxies?

Table A.1. Optical (R and B -band) properties of GRB host galaxies

Source	GRB	Redshift		Photometry			$M_B + 5 \log_{10} h_{65}$ (¶)	
		z	Ref.	$E(B - V)^\dagger$	R mag	References	(1)	(2)
GRB J194641.9-193605	020813	1.25	1	0.109	24.70 ± 0.20	2	-19.30	
GRB J151455.8-192454	020531	1.00	3	0.140	22.05 ± 0.20	4	-21.35	
GRB J135803.1-312222	020405	0.69	5	0.050	20.90 ± 0.20	5	-21.50	
GRB J111518.0-215656	011211	2.14	6	0.036	24.90 ± 0.30	7	-20.55	
GRB J113429.6-760141	011121	0.36	8	0.508	24.60 ± 0.40	9	-16.15	-16.25
GRB J225559.9+405553	010921	0.45	10	0.145	21.45 ± 0.15	10, 11	-19.75	-19.95
GRB J145212.5+430106	010222	1.48	12	0.023	25.70 ± 0.15	13, 14	-18.75	-18.50
GRB J170409.7+514711	000926	2.04	15	0.024	24.80 ± 0.10	15	-20.50	
GRB J021834.5+074429	000911	1.06	16	0.120	25.10 ± 0.10	16	-18.80	-18.85
GRB J122519.3+200611	000418	1.12	17	0.033	23.80 ± 0.20	18, 19	-19.90	-19.85
GRB J162018.6+292636	000301	2.04	20	0.052	27.85 ± 0.30	21	-17.45	
GRB J015915.5-403933	000210	0.85	22	0.017	23.45 ± 0.10	22	-19.50	-19.50
GRB J050931.3+111707	991216	1.02	23	0.633	25.30 ± 0.20	24	-18.15	
GRB J163353.5+462721	991208	0.71	25	0.016	24.30 ± 0.20	25, 26	-18.30	-18.30
GRB J223153.1-732429	990712	0.43	27	0.032	21.85 ± 0.15	28, 29, 30	-19.35	-19.50
GRB J050954.5-720753	990705	0.84	31	0.122	21.80 ± 0.10	31, 32, 33	-21.65	-21.75
GRB J133807.1-802948	990510	1.62	27	0.118	$27.50 \pm 0.30^\ddagger$	34	-17.20	
GRB J115450.1-264035	990506	1.31	17	0.065	25.50 ± 0.20	this work	-19.75	-19.45
GRB J152530.3+444559	990123	1.60	35	0.016	24.30 ± 0.40	26, 36, 37, 38	-20.40	-20.05
GRB J235906.7+083507	980703	0.97	39	0.058	22.40 ± 0.20	26, 40, 41, 42	-20.90	-20.80
GRB J101757.8+712725	980613	1.10	43	0.090	25.80 ± 0.10	44	-17.85	-17.90
GRB J115626.4+651200	971214	3.42	45	0.016	25.60 ± 0.20	26, 45, 46	-21.30	-21.30
GRB J180831.6+591851	970828	0.96	47	0.038	25.10 ± 0.30	47	-18.85	-18.35
GRB J065349.4+791619	970508	0.83	48	0.049	25.10 ± 0.20	26, 48, 49	-17.85	-17.75
GRB J050146.7+114654	970228	0.69	50	0.234	24.60 ± 0.20	50, 51, 52	-17.85	-17.80

Notes:

† : foreground Galactic extinction. For all cases excepted GRB 990705, it has been estimated from the DIRBE/IRAS dust maps of Schlegel et al. (1998). For GRB 990705 which occurred behind the Large Magellanic Cloud, we used the results of Dutra et al. (2001).

‡ : derived from the V magnitude of Fruchter et al. (2000a) assuming a spectral slope $F_\nu \propto \nu^{-1}$.

¶ : the absolute B magnitudes were derived assuming a Λ CDM Universe with $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$. Column (1) gives the estimations which were obtained by applying proper k -corrections and $B - R$ colours to the observed R magnitudes. The results given in Column (2) were derived from the observed flux density at the redshifted B -band wavelength.

References: (1) Price et al. 2002b ; (2) Levan et al. 2002 ; (3) Kulkarni et al. 2002 ; (4) Fox et al. 2002 ; (5) Price et al. 2002d ; (6) Holland et al. 2002 ; (7) Burud et al. 2001 ; (8) Garnavich et al. 2002 ; (9) Bloom et al. 2002c ; (10) Price et al. 2002c ; (11) Park et al. 2002 ; (12) Jha et al. 2001 ; (13) Frail et al. 2002 ; (14) Fruchter et al. 2001a ; (15) Castro et al. 2002 ; (16) Price et al. 2002a ; (17) Bloom et al. 2002a ; (18) Metzger et al. 2000 ; (19) Klose et al. 2000 ; (20) Jensen et al. 2001 ; (21) Fruchter & Vreeswijk 2001 ; (22) Piro et al. 2002 ; (23) Vreeswijk et al. 1999b ; (24) Vreeswijk et al. 2000 ; (25) Castro-Tirado et al. 2001 ; (26) Sokolov et al. 2001 ; (27) Vreeswijk et al. 2001 ; (28) Fruchter et al. 2000b ; (29) Hjorth et al. 2000 ; (30) Sahu et al. 2000 ; (31) Le Floc'h et al. 2002 ; (32) Saracco et al. 2001a ; (33) Holland et al. 2000a ; (34) Fruchter et al. 2000a ; (35) Kulkarni et al. 1999 ; (36) Fruchter et al. 1999b ; (37) Holland & Hjorth 1999 ; (38) Bloom et al. 1999 ; (39) Djorgovski et al. 1998 ; (40) Bloom et al. 1998b ; (41) Holland et al. 2001 ; (42) Vreeswijk et al. 1999a ; (43) Djorgovski et al. 2000 ; (44) Hjorth et al. 2002 ; (45) Kulkarni et al. 1998 ; (46) Odewahn et al. 1998 ; (47) Djorgovski et al. 2001 ; (48) Bloom et al. 1998a ; (49) Fruchter et al. 2000c ; (50) Bloom et al. 2001 ; (51) Fruchter et al. 1999a ; (52) Galama et al. 2000.

A&A 391, 429–440 (2002)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20020879
 © ESO 2002

**Astronomy
&
Astrophysics**

Mid-infrared observations of the ultraluminous galaxies IRAS 14348-1447, IRAS 19254-7245, and IRAS 23128-5919[★]

V. Charmandaris¹, O. Laurent^{2,3}, E. Le Floch^{h2}, I. F. Mirabel^{2,4}, M. Sauvage², S. C. Madden², P. Gallais²,
 L. Vigroux², and C. J. Cesarsky⁵

¹ Cornell University, Astronomy Department, Ithaca, NY 14853, USA

² CEA/DSM/DAPNIA Service d'Astrophysique, 91191 Gif-sur-Yvette, France

³ Max Planck Institut für extraterrestrische Physik, PO Box 1312, 85740 Garching, Germany

⁴ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Conicet, cc 67, suc 28. 1428 Buenos Aires, Argentina

⁵ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str, 85748 Garching bei München, Germany

Received 1 March 2002 / Accepted 30 May 2002

Abstract. We present a study of the three ultraluminous infrared galaxies IRAS 14348-1447, IRAS 19254-7245, and IRAS 23128-5919, based on mid-infrared (MIR) spectro-imaging (5–18 μm) observations performed with ISOCAM. We find that the MIR emission from each system, which consists of a pair of interacting late type galaxies, is principally confined to the nuclear regions with diameters of 1–2 kpc and can account for more than 95% of their IRAS 12 μm flux. In each interacting system, the galaxy hosting an active galactic nucleus (AGN) dominates the total spectrum and shows stronger dust continuum (12–16 μm) relative to the Unidentified Infrared Band (UIB) emission (6–9 μm), suggestive of its enhanced radiation field. The MIR dominant galaxy also exhibits elevated 15 $\mu\text{m}/\text{H}\alpha$ and 15 $\mu\text{m}/\text{K}$ ratios which trace the high extinction due to the large quantities of molecular gas and dust present in its central regions. Using only diagnostics based on our mid-infrared spectra, we can establish that the Seyfert galaxy IRAS 19254-7245 exhibits MIR spectral features of an AGN while the MIR spectrum of the Seyfert (or LINER) member of IRAS 23128-5919 is characteristic of dust emission principally heated by star forming regions.

Key words. galaxies: active – galaxies: individual: IRAS 14348-1447 – galaxies: individual: IRAS 19254-7245 – galaxies: individual: IRAS 23128-5919 – galaxies: interactions – infrared: galaxies

1. Introduction

It is currently widely accepted that the majority of the most luminous galaxies ($L_{\text{bol}} > 10^{11} L_{\odot}$) in the local universe ($z < 0.3$) are luminous in the infrared, and include the ultraluminous infrared galaxies (ULIRGs, $L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$) which emit the bulk of their energy at infrared wavelengths (Houck et al. 1984; Soifer et al. 1989; Sanders & Mirabel 1996 and references therein). In those systems most of the infrared emission seems to originate from their dusty nuclear regions. Even though one of the principal heating mechanisms for the lowest luminosity ($\lesssim 10^{11} L_{\odot}$) infrared galaxies is the stellar radiation field of young massive stars, it is still unclear if the star formation is also the dominant heating source for ULIRGs or whether one needs to invoke an active galactic nucleus (AGN) and its strong radiation field as the central engine responsible for the heating of the

dust (see Joseph 1999; Sanders 1999). The presence of large quantities of molecular gas has long been detected in the central regions of most ULIRGs (e.g. Sanders & Mirabel 1985; Sanders et al. 1991) leading to high extinction of both their UV and optical radiation. As a result, since it appears that most galaxies do harbor a super-massive, though often quiescent, black hole (Richstone et al. 1998), one would expect to find in their galactic nucleus observational evidence for a mixture of AGN (Sanders et al. 1988) and/or strong compact starburst regions (Condon et al. 1991) fueled by the high concentration of molecular gas (Bryant & Scoville 1999). Observations in the mid-infrared (MIR), which are less affected by absorption than shorter wavelengths ($A_{15\mu\text{m}} \sim A_V/70$, Mathis 1990), thus provide a powerful probe of galactic central regions (Soifer et al. 2000, 2001).

As we discussed in Laurent et al. (2000), the integrated MIR emission in active galaxies is produced mainly by the interstellar dust which is heated directly by the ionization field from young stars or an AGN. This is in contrast to late type galaxies where the MIR (5–20 μm) energy budget is dominated by the reprocessed emission of star forming regions in their disk and accounts for $\sim 15\%$ of their luminosity

Send offprint requests to: V. Charmandaris,
 e-mail: vassilis@astro.cornell.edu

[★] Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, Netherlands and the UK) and with participation of ISAS and NASA.

(Dale et al. 2001; Helou et al. 2001; Roussel et al. 2001). However, the main difficulty in assessing the importance of the underlying physics in galactic nuclei, where the spatial resolution is typically poor, is in separating the contribution of star forming regions and the active nucleus from the integrated MIR emission. The development, application, and general utility of MIR diagnostics in nuclei of galaxies has already been demonstrated by Roche et al. (1991) and more recently by Genzel et al. (1998); Laurent et al. (2000), as well as by Dudley (1999); Imanishi & Dudley (2000). This was mainly accomplished with the advent of ISOCAM and SWS on board ISO, with high spatial and spectral resolution, as well as improved sensitivity in the 3 to $\sim 40\mu\text{m}$ wavelength range, thus allowing us to study the nature of the heating sources in ULIRGs. More specifically it has been shown by Lutz et al. (1998), Laurent et al. (1999b), Laurent et al. (2000), Tran et al. (2001) that a nearby galaxy hosting a dominant AGN is clearly different in the MIR from a starburst or a late type spiral. The most striking difference is that the rather featureless MIR spectrum in AGN lacks the emission bands at 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 and $12.7\mu\text{m}$, which are seen in late type galaxies and are attributed to Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs) – also often called Unidentified Infrared Bands (UIBs). One may consider that this is simply due to the fact that its elevated MIR continuum of the AGN overwhelms any UIB feature emission (Pier & Krolik 1992; Barvainis 1987). It seems inevitable that as the AGN heats its dusty torus at $T \sim 1000\text{K}$ and the dust grains approach sublimation temperatures, the more fragile molecules responsible for the UIB emission could be partly destroyed by a photo-thermo-dissociation mechanism (Leger et al. 1989). Obviously this picture is more complicated in distant galaxies since due to limited spatial resolution the contribution of the star forming regions surrounding an AGN would progressively enter into the beam and dilute any AGN MIR signature (see Laurent et al. 1999b). When sufficient spatial resolution is available to directly view the active nucleus, as is often the case in Seyfert 1 galaxies, the non-thermal emission from the AGN will dominate the spectrum. Consequently, the spectrum can then be fitted by a power law and has a “bump” in the $4\text{--}5\mu\text{m}$ range. A $5\text{--}11\mu\text{m}$ study of a large sample of Seyfert galaxies with ISO by Clavel et al. (2000) confirmed this picture, concluding that Seyfert 2 galaxies have weaker MIR continuum. However, a detailed analysis of the MIR spectra and images of the prototypical Seyfert 2 galaxy NGC 1068 by Le Floc’h et al. (2001) showed that if sufficient spatial resolution is available and the AGN is extremely strong, even in the case of a Seyfert 2 one can isolate the emission of the central engine from the star forming regions which surround it. In that case the MIR spectrum of the Seyfert 2 would also be a power law with the addition of a weak PAH emission.

Despite this progress, several questions concerning the extent and spectral characteristics of the MIR emission in active nuclei, as well as the correlation between MIR and optical activity have not been fully examined. Could broad band MIR photometry be used to probe the physical characteristics of AGNs? In the present paper we try to address some of these issues by studying the MIR spectral energy distribution (SED) of three ultraluminous IRAS galaxies. Each IRAS source,

the properties of which are presented in Table 1, consists of a merging pair of galaxies with different levels of nuclear activity. The targets were specifically selected as MIR bright and harboring an optically classified AGN. In Sect. 2, we describe the observations and in Sect. 3 we present the details of our study and analysis of the data for each system. A discussion followed by concluding remarks is presented in Sect. 4. Throughout this paper we assume a Hubble constant $H_0 = 75\text{ km s}^{-1}\text{ Mpc}^{-1}$ and $q_0 = 1/2$.

2. Observations and data reduction

Our MIR observations were obtained using ISOCAM, a 32×32 pixel array (Cesarsky et al. 1996a) on board the ISO satellite (Kessler et al. 1996). Each system was observed with broad band filters ranging from 5 to $18\mu\text{m}$ in a 2×2 raster with 6 pixel offsets and a lens producing a pixel field of view (PFOV) of $1.5''$, resulting in a final image of $57'' \times 57''$. This enabled us to obtain images with a spatial resolution of $3''$ (at $6\mu\text{m}$) to $4.5''$ ($15\mu\text{m}$) limited by the pixel size at $6\mu\text{m}$ and by the full width at half maximum (FWHM) of the point spread function (PSF) at $15\mu\text{m}$. We note the ISOCAM filters by their name and central wavelength. The wavelength range in μm covered by each filter was: *LW2* (5.0–8.5), *LW3* (12.0–18.0), *LW4* (5.5–6.5), *LW6* (7.0–8.5), *LW7* (8.5–10.7), *LW8* (10.7–12.0), *LW9* (14.0–16.0). At subsequent sections in this paper we will refer to the measured flux densities using the various filters as $f_{x,\mu\text{m}}$ where x is the central wavelength of each filter in microns.

Spectrophotometric observations were also obtained with the circular variable filter (CVF) for IRAS 23128-5919, the brightest of our sources. The CVF covers a spectral range from 5 to $16.5\mu\text{m}$ with a $1.5''$ PFOV and a spectral resolution of 50. Each integration step was composed of 12 images with 5.04 s integration time and during the CVF scan the wavelength step varied between 0.05 and $1.11\mu\text{m}$. Details on the observing parameters are summarized in Table 2.

The data were analyzed with the CAM Interactive Analysis software (CIA¹). A dark model taking into account the observing time parameters was subtracted. Cosmic ray contamination was removed by applying a wavelet transform method (Starck et al. 1997). Corrections of detector memory effects were done applying the Fouks-Schubert’s method (Coulais & Abergel 2000). The flat field correction was performed using the library of calibration data. Finally, individual exposures were combined using shift techniques in order to correct the effect of jittering due to the satellite motions (amplitude $\sim 1''$). A deconvolution using multiscale resolution techniques (Starck et al. 1999) was subsequently applied to estimate the physical size of the quasi-point like sources responsible for the infrared emission in our data (see Sect. 3.1).

The details of the analysis of the ISOPHOT-S data of the three galaxies, which we also include in this paper for reasons of comparison, are published by Rigopoulou et al. (1999).

Based on three different observations of IRAS 19254-7245 taken with identical *LW* filters but with different roll angle,

¹ CIA is a joint development by the ESA astrophysics division and the ISOCAM consortium.

integration times per exposure (2 s and 5 s) and PFOVs, as well as on similar analysis of other ISOCAM-CVF and ISPHOT-S observations, we estimate that the uncertainty of our photometry measurements is $\sim 20\%$ (see Table 3).

3. Results

3.1. Background and general properties

The sensitivity and spatial resolution capabilities of ISOCAM enable us to obtain deep maps of the MIR emission of each galaxy. Since the interacting members of the IRAS galaxies are very close and are point-like objects with one member typically dominating the MIR emission, photometry measurements were treated with extra care. Our approach was to fit the MIR PSF of the brightest component and to subtract its contribution from the location of the neighboring, fainter galaxy. We then performed aperture photometry on the fainter component, using an aperture $\sim 4.5'' \times 4.5''$. In spite of the difference in their peak intensities, the relative positions of the nuclei were very well known from deep near-IR imaging (Duc et al. 1997b). Final aperture correction was applied to the flux of each galaxy to account for the overall extension of the PSF. Our measurements are presented in Table 3. We also include the equivalent broad-band filter fluxes estimated from the ISOPHOT-S spectra, which are found in good agreement with our data within the photometric uncertainties. Since the galaxies were observed several times under different ISOCAM configurations, more than one value is often quoted for the same filter. This was done in order to display the internal consistency of the different measurements and their median value should be considered as the nominal flux density of each galaxy.

ISOCAM has detected nearly $\sim 100\%$ of the $12\mu\text{m}$ IRAS flux (see Table 1) of these galaxies. Moreover, as it can be seen from the images of the galaxies presented later in this section, no extended extra-nuclear emission, has been detected in any of the galaxies in the MIR. In all cases, the bulk of the flux coming from these objects originates from a region less than $3\text{--}4.5''$ in diameter (which corresponds to the *FWHM* of PSFs) associated with the nuclei of the interacting galaxies.

As it has been discussed in several papers describing ISO observations (i.e. Laurent et al. 2000 and references therein) the MIR emission of spiral galaxies observed by ISOCAM originates from a number of physical processes, with two dust heating mechanisms typically prevailing. One is the thermal emission produced by thermally-fluctuating, small grains ($\sim 10\text{ nm}$) heated by the interstellar radiation field, observed between $12\mu\text{m}$ and $18\mu\text{m}$ in areas of strong radiation environments and is often sampled by the *LW3* filter. The second is due to the UIBs, which originated from complex 2-dimensional aromatic molecules having C=C and C-H bonds and can be seen at 6.2 , 7.7 , 8.6 , 11.3 and $12.7\mu\text{m}$ in the ISOCAM wavelength range. The emission in these bands can be observed either with the CVF or using a sequence of narrow-band filters. An absorption feature due to silicates is often observed at $9.7\mu\text{m}$ and can be measured using the *LW7* ($8.5\text{--}10.7\mu\text{m}$) filter. Finally, two forbidden emission lines due to [NeII] at $12.8\mu\text{m}$ and [NeIII] at $15.5\mu\text{m}$ can be detected in the CVF mode. A contribution to

the MIR spectrum by a third component, the Rayleigh-Jeans tail of an old stellar population, is generally negligible in late type galaxies where the hot dust emission dominates. This MIR emission directly arising from stellar photosphere is detected in early type galaxies (Madden et al. 1997).

Analysis of a wealth of ISOCAM data has shown that the flux ratio of the broad band filters centered at $15\mu\text{m}$ and $6.75\mu\text{m}$ (*LW3/LW2* or $f_{15\mu\text{m}}/f_{6.7\mu\text{m}}$) provides a diagnostic of the dominant global MIR emission characteristic of H II regions, the diffuse interstellar medium or photo-dissociation regions (Verstraete et al. 1996; Cesarsky et al. 1996b; Dale et al. 2001; Roussel et al. 2001). It has been shown that while quiescent star forming regions typically have $f_{15\mu\text{m}}/f_{6.7\mu\text{m}} \sim 1$, in active sites of massive star formation this ratio increases due to the increasing contribution of the continuum emission in the $15\mu\text{m}$ bandpass (Sauvage et al. 1996; Mirabel et al. 1998; Vigroux et al. 1999; Dale et al. 2001). However, one should note that the use of this indicator alone is not sufficient to distinguish between the MIR spectrum due to star formation or an AGN, since in AGNs the hot dust continuum arising from the torus also has $f_{15\mu\text{m}}/f_{6.7\mu\text{m}} > 1$. Such a degeneracy may be resolved using the flux ratio of the $6.75\mu\text{m}$ *LW2* filter (sampling the 6.2 and $7.7\mu\text{m}$ UIBs) to the narrower *LW4* filter which is centered at $6.0\mu\text{m}$ only contains the $6.2\mu\text{m}$ UIB. As the continuum variation between these two filters is negligible, the $f_{6.7\mu\text{m}}/f_{6\mu\text{m}}$ (*LW2/LW4*) ratio estimates the intensity of UIBs relative to the underlying continuum (see Fig. 5 of Laurent et al. 2000). The closer $f_{6.7\mu\text{m}}/f_{6\mu\text{m}}$ is to 1, the stronger the continuum is. Since AGNs have weaker UIBs than starbursts, Laurent et al. (2000) proposed to use the combination of the $f_{15\mu\text{m}}/f_{6.7\mu\text{m}}$ and $f_{6.7\mu\text{m}}/f_{6\mu\text{m}}$ colors to differentiate between the two mechanisms contributing to the MIR emission. Clearly there is a redshift dependence of this diagnostic due to the *K*-correction of the SEDs, but since the redshifts of our targets are small, these indicators can be applied (Laurent 1999a).

Using a large sample of galaxies in the Virgo cluster Boselli et al. (1997) studied the properties of their MIR emission, normalized to the mass of these galaxies. This was done by examining the ratios of the $f_{6.7\mu\text{m}}$ (*LW2*) and $f_{15\mu\text{m}}$ (*LW3*) flux densities to the *K* band light, which scales with stellar mass of the galaxy, and it was found that the typical $f_{15\mu\text{m}}/K$ ratio for a late type spiral ranges between 1 and 10. In Table 4, we present those ratios for our sample and we find that even though their active nuclei must contribute some non-thermal emission in the *K* band the ratios are considerably larger. This can be attributed to a combination of increased thermal dust emission along with a wavelength dependent absorption, which, in highly obscured sources, may decrease their *K* band flux. Such an example is Arp 220 which displays a ratios $f_{15\mu\text{m}}/K \sim 30$ (Charmandaris et al. 2002). Two more ratios of the *LW3* and *LW2* over the $H\alpha$ line flux density are also included in Table 4 for reasons of completeness. It has been established that in normal spirals, both filters mostly trace the MIR flux arising from the reprocessing of ionising radiation which is observed in the optical via the $H\alpha$ line (Sauvage et al. 1996; Roussel et al. 2001; Dale et al. 2001). Since in more active galaxies, the $H\alpha$ emission is strongly affected by the absorption, these ratios could be used

Table 1. Properties of the three IRAS systems.

Target	RA	DEC	z	F_ν (Jy)			D_L	$\log(L_{\text{FIR}})$	$\log(L_{\text{IR}})$	
IRAS Name	J2000.0	J2000.0		12 μm	25 μm	60 μm	100 μm	(Mpc)	(L_\odot)	(L_\odot)
19254-7245	19 ^h 31 ^m 21.6 ^s	-7 ^o :39'20.8"	0.0617	0.22	1.24	5.48	5.79	250	11.68	12.01
23128-5919	23 ^h 15 ^m 46.9 ^s	-5 ^o :03'14.2"	0.0446	0.24	1.59	10.80	10.99	180	11.69	11.96
14348-1447	14 ^h 37 ^m 38.2 ^s	-15 ^o :00'23.9"	0.0823	<0.14	0.49	6.87	7.07	335	12.05	12.27

Table note: The far-infrared and infrared luminosities are calculated using $L_{\text{FIR}} = 3.94 \times 10^5 \times D(\text{Mpc})^2 (2.58 \times f_{60} + f_{100})$ and $L_{\text{IR}} = 5.62 \times 10^5 \times D(\text{Mpc})^2 (13.48 \times f_{12} + 5.16 \times f_{25} + 2.58 \times f_{60} + f_{100})$ respectively, where the luminosity distance is defined as $D_L = \frac{c}{H_0 q_0} (z q_0 + (q_0 - 1)(\sqrt{1 + 2q_0 z} - 1))$ (see Sanders & Mirabel 1996).**Table 2.** ISOCAM observing parameters.

Target	ISOCAM Filter:	LW2	LW3	LW4	LW6	LW7	LW8	LW9	CVF
	Filter Center:	6.75 μm	15 μm	6 μm	7.75 μm	9.62 μm	11.4 μm	15 μm	-
IRAS 19254-7245 ¹		15.3	15.3	15.4	15.2	15.4	15.3	15.4	-
IRAS 19254-7245 ²		7.1	7.0	11.3	-	8.3	-	-	-
IRAS 19254-7245 ³		3.4	3.6	-	-	-	-	-	-
IRAS 23128-5919 ⁴		7.2	7.0	11.5	-	8.5	-	-	-
IRAS 23128-5919 ⁵		-	-	-	-	-	-	-	148.7
IRAS 14348-1447 ⁶		8.6	8.4	-	-	-	-	-	-

Table note: The numbers following each galaxy denote the total on-source exposure time (in minutes) for each filter used, and two galaxies were observed more than once under different configurations, the details of which are: (1) IRAS 19254-7245 observed in proposal CAMACTI2 (PI I.F. Mirabel), 7 LW filters, integration time per frame $T_{\text{int}} = 5\text{s}$, $\text{pfov} = 1.5''$. (2) IRAS19254-7245 observed in proposal CAMACTIV (PI I.F. Mirabel), 4 LW filters, $T_{\text{int}} = 2\text{s}$, $\text{pfov} = 1.5''$. (3) IRAS19254-7245 observed in proposal SAM12N_2 proposal (PI L. Spinoglio), 2 LW filters, $T_{\text{int}} = 2\text{s}$, $\text{pfov} = 3''$. (4) IRAS 23128-5919 observed in proposal CAMACTIV (PI I.F. Mirabel), 4 LW filters, $T_{\text{int}} = 2\text{s}$, $\text{pfov} = 1.5''$. (5) IRAS 23128-5919 observed in proposal CAMACTI2 (PI I.F. Mirabel), CVF, $T_{\text{int}} = 5\text{s}$, $\text{pfov} = 1.5''$. (6) IRAS 14348-1447 observed in proposal CAMACTIV (PI I.F. Mirabel), 2 LW filters, $T_{\text{int}} = 2\text{s}$, $\text{pfov} = 1.5''$.

to quantify the level of absorption² even though one should be cautious in their quantitative interpretation since the ratios may saturate toward extreme starbursts (Roussel et al. 2001). We present the $LW2/H\alpha$ mainly for comparison, as the most interesting indicator is clearly the one involving the LW3 filter which directly traces the continuum of hot dust emission emitted by the small grains.

Finally, in Table 5 we also present the MIR luminosities of both the LW2 and LW3 filters for each galaxy of our sample. One can clearly see that despite the activity in these systems, the MIR spectrum contains only a small fraction (<5%) of their energy which is mostly emitted at longer wavelengths in the far-infrared (FIR). This is in sharp contrast from what is seen in normal late type galaxies where $\sim 15\%$ of the luminosity is emitted between 5–20 μm (Dale et al. 2001). In the same table we include the $L_{\text{IR}}(L_\odot)/M_{\text{H}_2}(M_\odot)$ ratio which traces the efficiency of molecular gas consumption, via either star formation or AGN activity, as well as the production of high energy photons which in-turn are reprocessed into infrared via dust absorption and/or scattering. As expected the reported values for our sample are typical of ultraluminous galaxies. Normal spiral galaxies such as the Milky Way have a ratio of 1–10 $L_\odot M_\odot^{-1}$, while starbursts such as M 82 display higher $\sim 100 L_\odot M_\odot^{-1}$ values (see Sanders et al. 1986; Wild et al. 1992).

² For a typical visual absorption range of 1–3 mag, $f_{15 \mu\text{m}}/H\alpha$ varies between 10 and 80 (see Sauvage et al. 1996; Roussel et al. 2001).

Let us now review the MIR properties of each system in detail.

3.2. IRAS 19254-7245

The ultraluminous infrared galaxy IRAS 19254-7245, also known as the ‘‘Superantennae’’ is the result of a collision between two gas-rich spiral galaxies separated by 10 kpc (8.5'') in projection and displays extremely long tidal tails extending to 350 kpc (Mirabel et al. 1990). Only the MIR emission originating from the nuclear regions of the galaxies is detected in our images (Fig. 1), and there is no evidence for emission extending toward the direction of the tails. Even the northern nucleus is marginally above the sensitivity limit $\sim 1 \text{ mJy}$ at 3σ (see Table 3).

Using optical spectroscopy, the southern galaxy has been classified as a Seyfert 2 with an observed $FWHM$ of $\sim 1700 \text{ km s}^{-1}$ in both permitted and forbidden lines (Mirabel et al. 1990; Duc & Mirabel 1997a). The presence of an active nucleus is further suggested by the IRAS criteria for selecting Seyferts, since the ratio of its 25 μm to the 60 μm IRAS flux density is greater than 0.2 (see de Grijs et al. 1985), while its optical and near-infrared colors indicate a strong contribution from a non-thermal component, likely originating from an AGN, as well as emission from very hot dust ($\sim 1000 \text{ K}$) (Vanzi et al. 2002). Evidence of massive star formation is also seen in the nuclear regions as emission line splitting which has been

Table 3. ISOCAM mid-infrared photometry of the sample.

Target	LW2 (mJy)	LW3 (mJy)	LW4 (mJy)	LW6 (mJy)	LW7 (mJy)	LW8 (mJy)	LW9 (mJy)	$\frac{LW3}{LW2}$	$\frac{LW2}{LW4}$
19254S ¹	106.9 ± 10.7	284.0 ± 28.4	90.0 ± 9.1	150.1 ± 15.0	91.2 ± 9.1	107.5 ± 10.8	337.5 ± 33.8	2.7 ± 0.4	1.2 ± 0.2
19254S ²	103.6 ± 11.0	278.9 ± 29.1	87.3 ± 11.2	–	97.1 ± 10.5	–	–	2.7 ± 0.4	1.2 ± 0.2
19254N ¹	4.8 ± 0.5	5.9 ± 0.7	1.9 ± 0.4	8.3 ± 0.9	5.1 ± 0.6	5.9 ± 0.7	5.4 ± 1.0	1.2 ± 0.2	2.5 ± 0.6
19254N ²	3.1 ± 1.0	7.5 ± 2.4	1.5 ± 2.6	–	4.5 ± 1.7	–	–	2.4 ± 1.1	2.1 ± 3.6
19254 ¹	111.7 ± 11.2	289.9 ± 29.0	91.9 ± 9.2	158.4 ± 15.9	96.3 ± 9.6	113.4 ± 11.3	342.9 ± 34.3	2.6 ± 0.4	1.2 ± 0.2
19254 ²	106.7 ± 11.0	286.4 ± 29.2	88.8 ± 11.5	–	97.1 ± 10.6	–	–	2.7 ± 0.4	1.2 ± 0.2
19254 ³	114.8 ± 12.5	290.2 ± 11.5	–	–	–	–	–	2.5 ± 0.4	–
19254 [†]	113.0 ± 2.8	–	85.6 ± 3.7	135.7 ± 4.1	110.4 ± 4.6	116.9 ± 13.9	–	–	1.3 ± 0.1
23128S ⁴	70.8 ± 7.1	228.3 ± 22.9	48.5 ± 5.0	–	67.3 ± 6.8	–	–	3.2 ± 0.5	1.5 ± 0.2
23128S ⁵	77.5 ± 1.6	262.3 ± 4.3	50.6 ± 2.3	116.0 ± 2.6	79.9 ± 2.0	106.2 ± 3.6	277.1 ± 6.6	3.4 ± 0.1	1.5 ± 0.1
23128N ⁴	38.6 ± 3.9	88.5 ± 9.1	19.8 ± 2.2	–	26.7 ± 2.8	–	–	2.3 ± 0.3	2.0 ± 0.3
23128N ⁵	34.8 ± 1.2	90.4 ± 2.1	19.9 ± 2.0	53.4 ± 1.7	34.7 ± 1.5	51.3 ± 2.4	90.9 ± 3.2	2.6 ± 0.1	1.7 ± 0.2
23128 ⁴	109.4 ± 11.0	316.8 ± 31.7	68.3 ± 7.0	–	94.0 ± 9.5	–	–	2.9 ± 0.4	1.6 ± 0.2
23128 ⁵	112.3 ± 2.6	352.7 ± 7.2	70.5 ± 3.4	169.4 ± 4.4	114.5 ± 3.1	157.5 ± 6.1	368.0 ± 10.7	3.1 ± 0.1	1.6 ± 0.1
23128 [†]	123.6 ± 3.2	–	70.0 ± 3.6	163.0 ± 4.9	134.5 ± 4.8	140.4 ± 14.2	–	–	1.8 ± 0.1
14348S ⁶	21.8 ± 4.6	73.9 ± 9.0	–	–	–	–	–	3.4 ± 0.8	–
14348N ⁶	11.3 ± 3.6	22.9 ± 5.0	–	–	–	–	–	2.0 ± 0.8	–
14348 ⁶	33.1 ± 5.8	96.8 ± 10.3	–	–	–	–	–	2.9 ± 0.6	–
14348 [†]	37.9 ± 1.6	–	16.9 ± 2.0	52.6 ± 2.4	34.4 ± 3.3	14.1 ± 10.7	–	–	2.2 ± 0.3

Table note: For each interacting system, we have measured the integrated flux of the individual galaxies resolved by ISOCAM and marked the southern and the northern galaxies with (S) and (N) respectively. We used the same notations as in Table 2 for identifying the different sets of ISOCAM observations, labeled (1) through (6). As all three galaxies were also observed with ISOPHOT-S and one with the CVF, we also provide the equivalent broad-band filter flux estimates (using the known filter band-passes and transmission curves) based on those spectra marked with a † for ISOPHOT-S and a (5) for the CVF. The errors given for each measurement are statistical derived by adding the 1σ rms map to the systematic error of 10% commonly associated with the transient correction. Absolute flux uncertainties are estimated to be $\pm 20\%$. For the cases where we present multiple measurements for a target their median value should be considered as its nominal flux density.

attributed to a biconical outflow (Colina et al. 1991). The kinetic energy necessary for this to occur can only be produced by supernova explosions or stellar winds further suggesting high star formation rates ($150 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, Colina et al. 1991). Ground-based MIR observations at $10 \mu\text{m}$ show that more than 80% of the total flux originates from the Seyfert 2 (the southern galaxy). The spectrum of the northern galaxy has much weaker emission lines in $H\alpha$ and [NII], typical of a starburst or LINER (Colina et al. 1991). More recently HST imaging provided new evidence that a double nucleus may be present in both the north and southern components of the Superantennae (Borne et al. 1999), suggesting a multiple merger origin of the system.

Based on the photometry of Table 3, we present in Figs. 2 and 3 the MIR spectral energy distribution for each galaxy, while the integrated MIR SED of the whole system is shown in Fig. 4. In the latter we also compare our data with the spectrum obtained with ISOPHOT-S, the beam of which spatially covered the full emission of IRAS 19254-7245. The extreme difference in the MIR intensities between the southern and northern members are apparent as well as the contrasts in their spectral shape.

Table 4. Broad band color ratios. $H\alpha$ and K band fluxes are from Duc & Mirabel (1997a) except the $H\alpha$ flux of IRAS 14348-1447 (see Veilleux et al. 1995). LW2, LW3 and K are in mJy and $H\alpha$ in $10^{-13} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Target	$\frac{LW2}{H\alpha}$	$\frac{LW2}{K}$	$\frac{LW3}{H\alpha}$	$\frac{LW3}{K}$
IRAS 19254-7245 (S)	91.3	12.4	224.5	30.4
IRAS 19254-7245 (N)	78.4	1.2	85.4	1.3
IRAS 23128-5919 (S)	63.5	9.9	283.8	44.3
IRAS 23128-5919 (N)	31.2	8.2	85.2	22.5
IRAS 14348-1447 (S)	125.7	8.1	332.9	21.5
IRAS 14348-1447 (N)	161.2	6.3	263.3	10.3

More than 95% of the MIR emission of IRAS 19254-7245 originates from the southern Seyfert 2 galaxy which displays a peculiar spectrum with a dominant thermal emission at $15 \mu\text{m}$ ($f_{15 \mu\text{m}}/f_{6.7 \mu\text{m}} \sim 2.7$) and weak UIBs ($f_{6.7 \mu\text{m}}/f_{6 \mu\text{m}} \sim 1.2$). This strong continuum relative to the UIB emission can be the consequence of a high radiation field density mainly produced

434

V. Charmandaris et al.: ISOCAM observations of ultraluminous galaxies

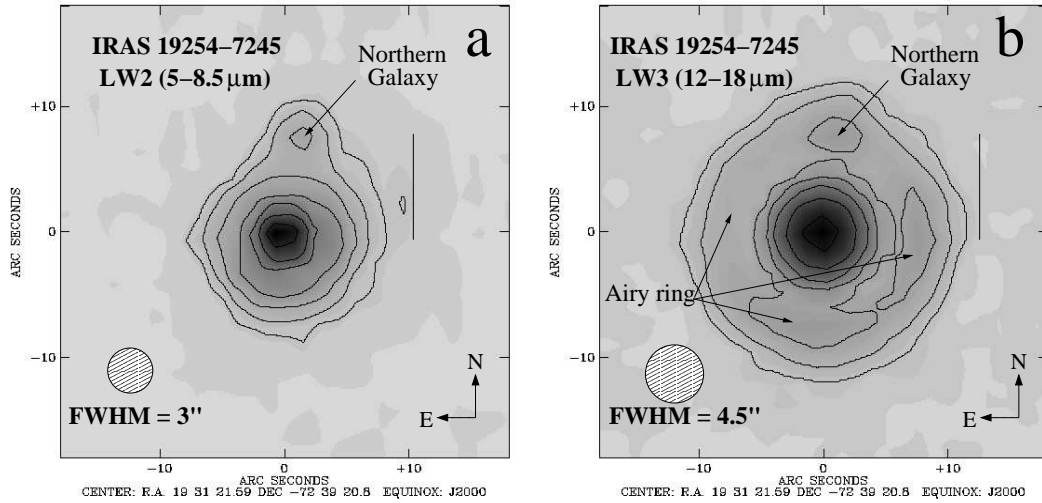


Fig. 1. **a)** Image of IRAS 19254-7245 observed with ISOCAM at $6.75\ \mu\text{m}$ (*LW2* filter). The contours are 5, 10, 20, 40, 80, 160 and $320\ \sigma$ ($\sigma = 0.027\ \text{mJy pixel}^{-1}$). **b)** Image of IRAS 19254-7245 observed with ISOCAM at $15\ \mu\text{m}$ (*LW3* filter). The contours are 5, 10, 20, 40, 80, 160 and $320\ \sigma$ ($\sigma = 0.041\ \text{mJy pixel}^{-1}$). Note that the PSF has a clear asymmetry in the southwest direction of the Airy ring. The two vertical bars correspond to 10 kpc.

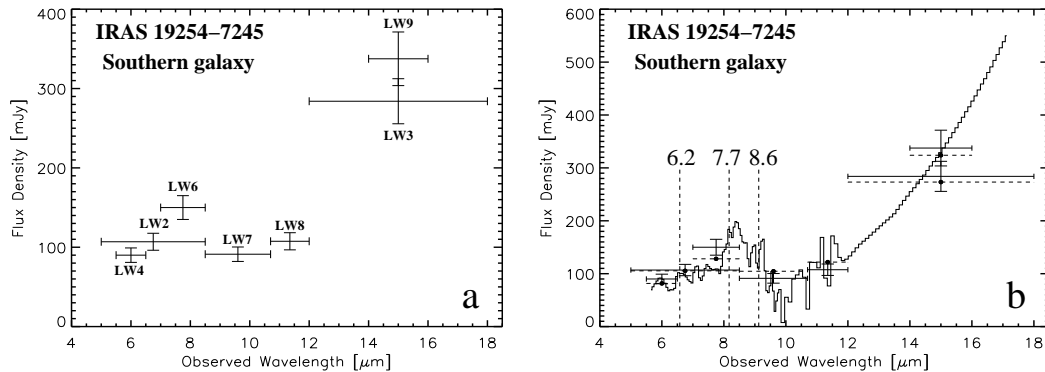


Fig. 2. **a)** The MIR spectral energy distribution (SED) of the southern component of IRAS 19254-7245 based on the 7 ISOCAM broad band filters. The width of each filter is indicated by a horizontal line and the photometric uncertainties by the vertical bars. **b)** Same as **a)** including the ISOPHOT spectrum of the southern component. Since the ISOPHOT beam covered the both galaxies the latter was estimated after subtracting the template MIR spectrum of M 82 for the emission from the northern companion which is, as we see as well in Fig. 3, necessary to explain the high *LW9/LW3* ratio. The ISOPHOT data end at $\sim 12\ \mu\text{m}$, but for instructive purposes we mark the continuum between 12 and $17\ \mu\text{m}$ with a power law after having subtracted the weak contribution from the northern galaxy. To visually estimate the quality of the fit we include again for comparison the observed flux in this galaxy presented in the left panel. The positions of the main UIB features, redshifted due to the distance of the galaxy are also marked. The elevated MIR fluxes near $5\ \mu\text{m}$ suggest that this galaxy, classified optically as Seyfert 2, has the typical MIR characteristics of an AGN.

in ionized regions close to young stars (Mirabel et al. 1998) or AGN Laurent et al. (2000). On the contrary, the northern galaxy has strong UIBs ($f_{6.7\ \mu\text{m}}/f_{6\ \mu\text{m}} \sim 2.5$) and faint thermal emission at $15\ \mu\text{m}$ ($f_{15\ \mu\text{m}}/f_{6.7\ \mu\text{m}} \sim 1.2$), which is typical of MIR emission from normal spiral galaxies with cool IRAS colors (Dale et al. 2001; Roussel et al. 2001). Comparison of its broad-band SED with the template SED of a quiescent star forming region within the disk of M 82 (Laurent et al. 2000) illustrates that they are in a fairly good agreement (Fig. 3).

The absolute luminosities presented in Table 5 shows that the MIR emission originating from the southern Seyfert 2 galaxy is by far the strongest in our sample although the most luminous FIR source is IRAS 14348-1447 (see Table 1). One may also note that the flux density near $5\ \mu\text{m}$ does not reach zero level but is $\sim 100\ \text{mJy}$, suggesting the presence of a hot dust component, which as discussed in the previous section is a clear sign of a hot dusty torus of an AGN (Laurent et al. 2000). Similarly, one can draw the same conclusion by

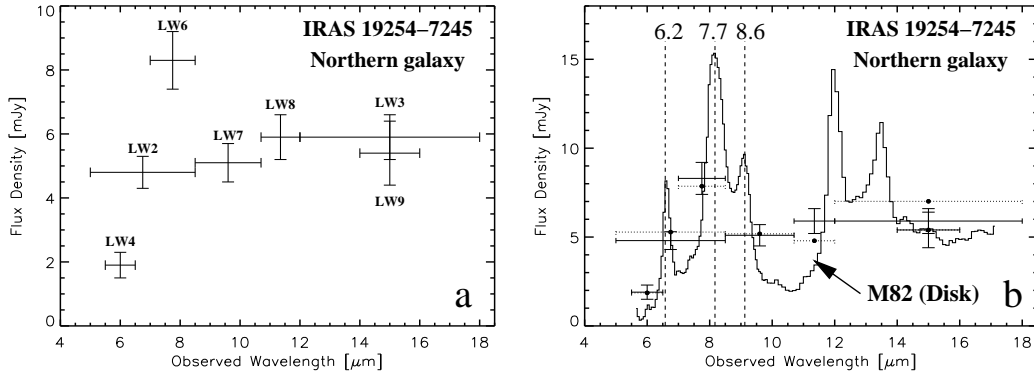


Fig. 3. **a)** The MIR spectral energy distribution (SED) of the northern component of IRAS 19254-7245 based on the 7 ISOCAM broad band filters. Again the width of each filter is indicated by a horizontal line and the photometric uncertainties by the vertical lines. **b)** The same SED including a template fit of CVF spectrum (solid line) for a quiescent star forming region in the disk of M 82. The spectrum of M 82 has been normalized to the flux density sampled by the LW9 filter of IRAS 19254-7245, which traces essentially the VSG component. The dotted lines are the equivalent broad-band filter fluxes of the M 82 template. The small offset between those and the actual measurements of IRAS 19254-7245, indicate that the northern galaxy is dominated in the MIR by starburst activity.

Table 5. Global characteristics. The IR luminosities and the H_2 mass are in solar units (see Mirabel et al. 1990).

Target	L_{LW2}	L_{LW3}	L_{LW2}	L_{LW3}	L_{IR}
IRAS name	($10^9 L_\odot$)	($10^9 L_\odot$)	L_{IR}	L_{IR}	M_{H_2}
19254-7245 (S)	53.8	42.9	–	–	–
19254-7245 (N)	1.1	0.9	–	–	–
19254-7245	54.9	43.8	0.05	0.04	34.1
23128-5919 (S)	17.7	19.2	–	–	–
23128-5919 (N)	9.6	7.5	–	–	–
23128-5919	27.3	26.7	0.03	0.03	70.2
14348-1447 (S)	18.9	21.6	–	–	–
14348-1447 (N)	9.8	6.7	–	–	–
14348-1447	28.7	28.3	0.02	0.02	31.0

observing the combination of the $f_{15\mu m}/f_{6.7\mu m}$ and $f_{6.7\mu m}/f_{6\mu m}$ flux ratios. In IRAS 19254-7245S, the low $f_{6.7\mu m}/f_{6\mu m}$ indicates weak UIB emission while $f_{15\mu m}/f_{6.7\mu m} \sim 2.7$, a value somewhat lower than other well studied starburst galaxies such as Arp 220 ($f_{15\mu m}/f_{6.7\mu m} \sim 3.9$, Charmandaris et al. 1999b) or the extremely strong starburst region in the Cartwheel ($f_{15\mu m}/f_{6.7\mu m} \sim 5.2$, Charmandaris et al. 1999a). This effect can be understood since the hot continuum produced by an AGN at short MIR wavelengths would cause the flux in the 6–10 μm range to increase more relative to the increase observed between 12–16 μm and as result it would be added the UIB emission sampled by the LW2 filter.

Could the large difference in the MIR brightness between the north and south component in IRAS 19254-7245 be related to the additional contribution of the AGN? Studies of the dynamical evolution of this system suggest that the starburst time scale is much shorter than the dynamical age of the merger (Mihos & Bothun 1998). Even though we can not quantify

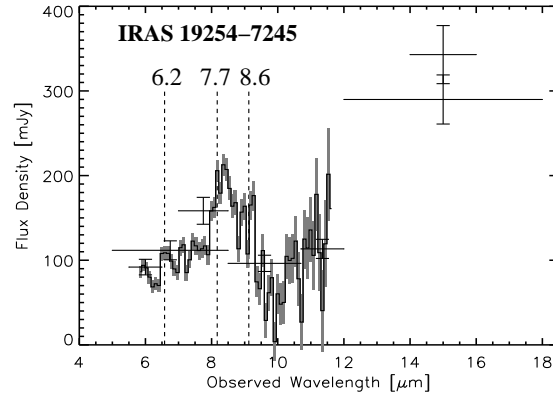


Fig. 4. The integrated MIR SED of IRAS 19254-7245. Our measurements using the 7 ISOCAM broad band filters (solid horizontal lines) are compared to the ISOPHOT-S spectrum. The photometric uncertainties of the ISOPHOT-S are indicated by the hashed zones. The positions of the main UIB features, redshifted due to the distance of the galaxy are again marked.

accurately the fraction of MIR luminosity due to the AGN activity, it appears that the southern component of IRAS 19254-7245 has reached an AGN dominant phase, however short this may be, after an initial phase of strong starburst activity (see Laurent et al. 2000 and Genzel et al. 1998 for details on the MIR AGN/starburst fraction of this and other galaxies). The MIR properties of the northern nucleus are similar to a normal spiral galaxy which indicates that even if a starburst did occur in it at some point, it has by now subsided and the star formation is progressing in a more quiescent rate.

Finally, we note that the southern galaxy exhibits higher $f_{15\mu m}/H\alpha$ (~ 225) compared to that in the north (~ 85). We interpret this effect as a consequence of higher dust concentration and stronger absorption in the southern nucleus since near

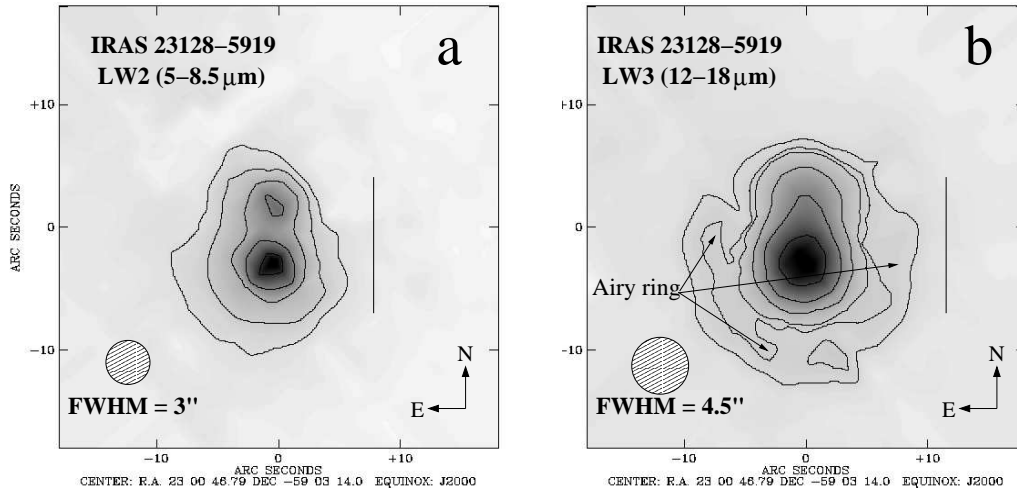


Fig. 5. **a)** Image of IRAS 23128-5919 observed with ISOCAM at $6.75\ \mu\text{m}$ (*LW2* filter). The contours are 5, 10, 20, 40 and 80σ ($\sigma = 0.055\ \text{mJy pixel}^{-1}$). **b)** Image of IRAS 23128-5919 observed with ISOCAM at $15\ \mu\text{m}$ (*LW3* filter). The contours are 5, 8, 10, 20, 40 and 80σ ($\sigma = 0.093\ \text{mJy pixel}^{-1}$). Note the asymmetry of the PSF towards the southeast of the Airy ring. The two vertical bars correspond to 10 kpc.

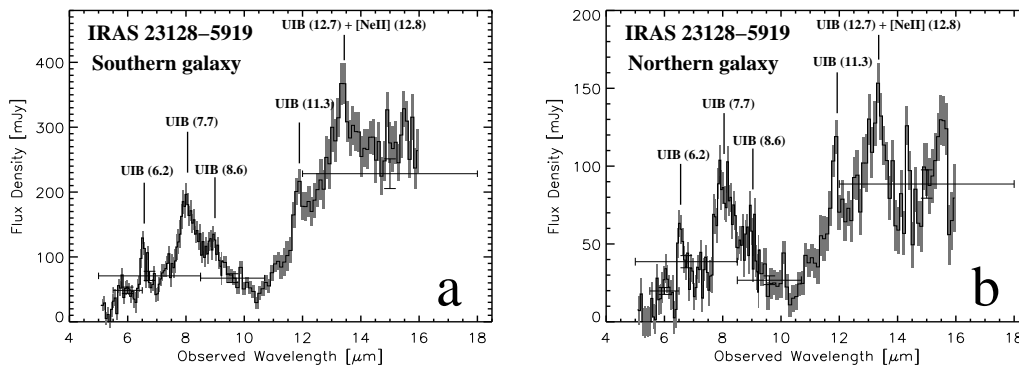


Fig. 6. **a)** The ISOCAM spectrum of the southern galaxy of IRAS 23128-5919. The flux densities of the 4 ISOCAM broad band filters are superimposed on the CVF spectrum using horizontal lines, the width of which denotes as usual the filter bandpass. The photometric uncertainties of the CVF are indicated by the hashed zones. **b)** The ISOCAM spectrum of the northern galaxy of IRAS 23128-5919 using the same convention. All prominent UIB features redshifted to the distance of the galaxy are marked.

AGNs high column densities of molecular gas are typically observed. The southern galaxy also has a higher $f_{15\ \mu\text{m}}/K$ ratio than that in the north, which has an $f_{15\ \mu\text{m}}/K$ ratio of a normal spiral galaxy, consistent with its overall MIR spectral features (Table 4).

3.3. IRAS 23128-5919

This system consists of two merging galaxies in a rather late stage of their interaction, the nuclei of which are separated by a projected distance of 4 kpc ($5''$) (Fig. 5). Two tidal tails 40 kpc stretch in opposite directions (Bergvall & Johansson 1985; Mihos & Bothun 1998).

Based on optical studies, the northern galaxy is classified as a starburst, while it is unclear whether the southern one

is a Seyfert, a starburst or a LINER (Duc & Mirabel 1997a). Optical spectroscopy of the southern nucleus shows a relatively high ionization state having emission lines with wings of $\sim 1500\ \text{km s}^{-1}$ larger in the blue and extending $\sim 5\ \text{kpc}$ out from the nucleus. These emission lines, as well as other Wolf-Rayet features observed, could be caused by supernova winds and turbulent motions associated with the merger (Johansson & Bergvall 1988). The northern galaxy on the other hand, has narrower emission lines and weaker starburst activity.

In Fig. 6, we present the CVF spectra of each galaxy along with our flux measurements using the four broad-band filters. The integrated MIR SED of the whole system is displayed in Fig. 7, as well as the ISOPHOT-S spectrum which is in good agreement with our data. As in the case of IRAS 19254-7245,

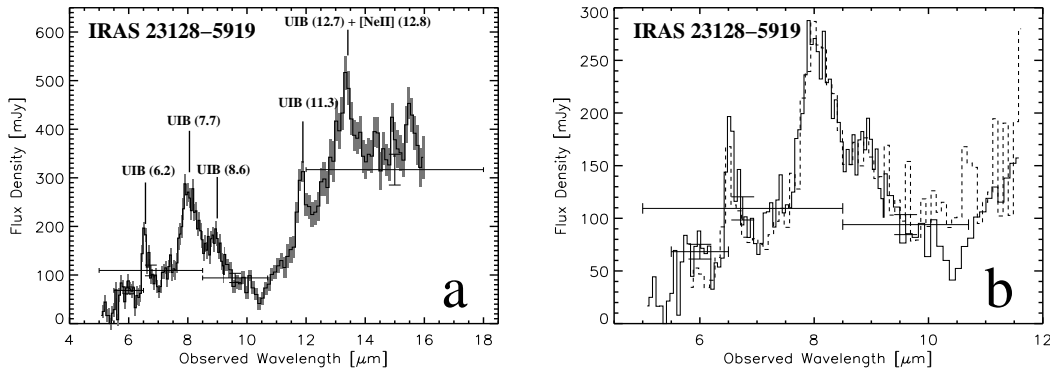


Fig. 7. a) The integrated ISOCAM MIR spectrum of IRAS 23128-5919 using the same conventions as in the previous figures. b) The ISOCAM spectrum of IRAS 23128-5919 (solid line) superimposed on the ISOPHOT-S spectrum (dashed line). Our measurements using the ISOCAM broad band filters are also included.

no MIR emission is seen to be associated with the tidal tails down to our sensitivity limits (see Fig. 5).

We find that approximately 75% of the MIR flux in IRAS 23128-5919 originates from the southern galaxy. The spectrum reveals that the thermal continuum (12–16 μm) is higher in the southern galaxy than that of the north, making the southern galaxy the dominant origin of the MIR emission. Since the SED of both components displays a rising spectrum with prominent UIBs and a weak continuum at 5–6 μm , we conclude that the MIR emission in this system is mostly powered by massive star formation. The same conclusion can be reached using the broad-band filter flux ratios for the two galaxies. In the northern more quiescent galaxy of the pair, the MIR activity indicator $f_{15\ \mu\text{m}}/f_{6.7\ \mu\text{m}}$ ($LW3/LW2$) is 2.6, lower than the value of the southern galaxy (~ 3.3), while its ratio of $f_{6.7\ \mu\text{m}}/f_{6\ \mu\text{m}}$ is ~ 2.0 , higher than that of the southern galaxy which has an $f_{6.7\ \mu\text{m}}/f_{6\ \mu\text{m}} \sim 1.5$. Following similar reasoning as for the southern component of the Superantennae, these results can be interpreted as an increase in the density of H II regions of the southern component, relative to the density of the photo-dissociation regions. Further comparisons of the properties of this galaxy to IRAS 19254-7245 (see Table 5) show that its ratio of $L_{LW3}/L_{\text{IR}} \sim 0.03$ is smaller despite its high $L_{\text{IR}}(L_{\odot})/M_{\text{H}_2}(M_{\odot})$ of ~ 70 . This indicates that even though IRAS 23128-5919 is more efficient in consuming the molecular gas, its radiation field is not sufficient to heat the large amount of dust at similarly high temperatures as does the AGN in the Superantennae. The data presented in Table 4 also indicate that the southern galaxy of the pair emits more MIR flux relatively to its stellar emission ($f_{15\ \mu\text{m}}/K \sim 284$) and is apparently more obscured by dust ($f_{15\ \mu\text{m}}/H\alpha \sim 85$).

In conclusion, the more luminous galaxy is clearly undergoing a stronger star formation phase than its northern companion. The global MIR characteristics of this system are in agreement with the assertion that a starburst is the dominant heating mechanism for the dust and no evidence of an AGN contributing to the ISOCAM wavelength range are present.

3.4. IRAS 14348-1447

IRAS 14348-1447 is the most distant object in the IRAS Bright Galaxy Sample with a redshift of 0.08 (Soifer et al. 1987). This system, shown in Fig. 8, consists of two galaxies separated by a projected distance of 6 kpc (4'') with a tail extending to more than 10 kpc away from the northern nucleus (Melnick & Mirabel 1990). Strong H₂ emission, mainly triggered by shocks in molecular clouds, has been detected (Geballe 1988; Nakajima et al. 1991). The presence of large quantities of shocked molecular hydrogen is consistent with the detection of $6 \times 10^{10} M_{\odot}$ of molecular gas in this system which makes it the most H₂-rich in the ultraluminous galaxy sample (Sanders et al. 1991). The large quantities of cold dust, inferred using the usual gas to dust conversion, lead us to believe that the reddening seen in both galaxies is a consequence of strong absorption and not due to an intrinsically old stellar population (Carico et al. 1990a).

Based on near-infrared spectroscopic observations in Pa α and H₂ lines, the nucleus of the southern galaxy has been classified as a Seyfert 1.5 and the northern one as a Seyfert 2 (Nakajima et al. 1991), while their optical line features are similar to those of LINERs (Veilleux et al. 1995) or Seyfert 2 galaxies (Sanders et al. 1988).

Due to its relatively weak MIR emission this source was only observed with the two ISOCAM broad band filters LW2 and LW3 (Table 2). As in the other galaxies in this sample, MIR emission is detected only from the circumnuclear regions. We estimate that $\sim 75\%$ of the MIR flux seen in both filters originates from the southern galaxy, which is also the more active one in the optical. Interestingly, this roughly scales with the fraction of the CO emission from the two components (Evans et al. 2000). The southern galaxy exhibits the higher hot dust component traced by 15 μm ($LW3$) relative to the UIB emission at 7 μm ($LW2$). Using the $LW3/LW2$ ratio to trace the MIR activity in this system we find that $f_{15\ \mu\text{m}}/f_{6.7\ \mu\text{m}} \sim 3.4$ in the southern galaxy and $f_{15\ \mu\text{m}}/f_{6.7\ \mu\text{m}} \sim 2.0$ in the northern one. Since we only have one MIR color, we can not comment on the MIR contribution the AGN. Nevertheless, the low

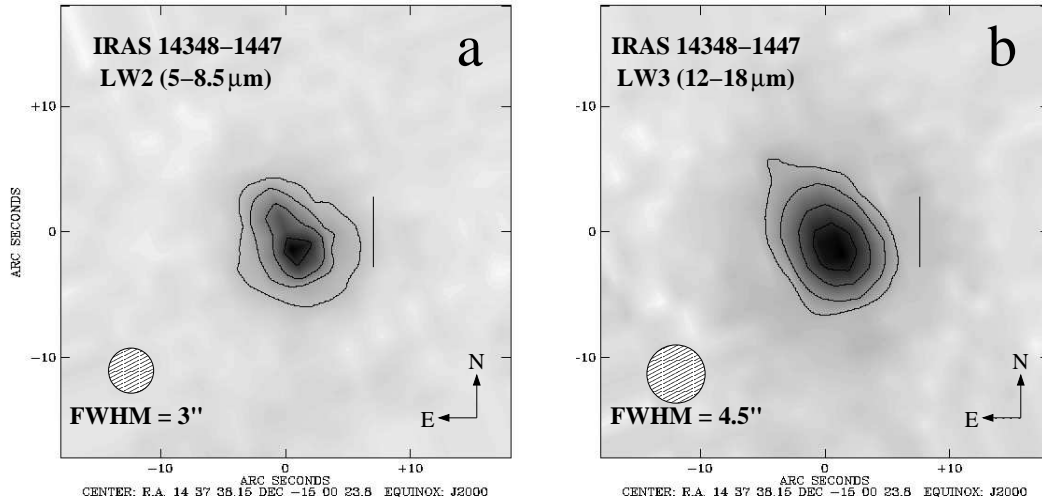


Fig. 8. **a)** Image of IRAS 14348-1447 observed with ISOCAM at $6.75\ \mu\text{m}$ (LW2 filter). The contours are 5, 10, 20, 40 and $80\ \sigma$ ($\sigma = 0.048\ \text{mJy pixel}^{-1}$). **b)** Image of IRAS 14348-1447 observed with ISOCAM at $15\ \mu\text{m}$ (LW3 filter). The contours are 5, 10, 20 and $30\ \sigma$ ($\sigma = 0.073\ \text{mJy pixel}^{-1}$). The two vertical bars correspond to 10 kpc.

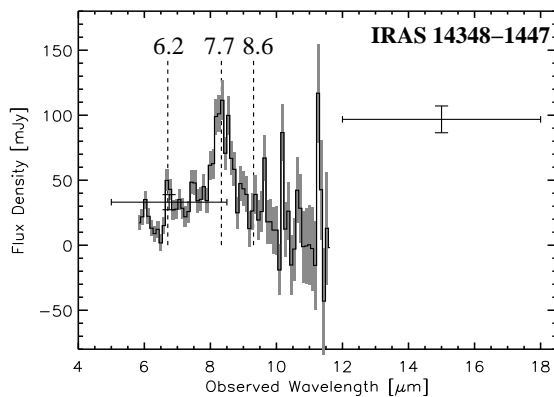


Fig. 9. The ISOPHOT-S spectrum of IRAS 14348-1447 including the measurements of the two ISOCAM filters. The uncertainties of the ISOPHOT-S spectrum are indicated by the hashed zones.

integrated L_{LW3}/L_{IR} of IRAS 14348-1447 (~ 0.02) would be consistent with a negligible AGN contribution in the MIR (Table 5) while the high dust obscuration suggested by the increased $f_{15\ \mu\text{m}}/H\alpha \sim 333$ is consistent with its large molecular gas content (Mirabel et al. 1990).

Evidence that the starburst activity is the main heating mechanism can also be seen in Fig. 9 using the MIR spectrum of the whole system obtained with ISOPHOT. This spectrum reveals strong UIBs ($f_{6.7\ \mu\text{m}}/f_{6\ \mu\text{m}} \sim 2.2$, see Table 3) likely caused by a starburst with only a weak contamination by an AGN (to the 25% level, see Genzel et al. 1998; Lutz et al. 1998).

4. Discussion and concluding remarks

A wealth of observational data available has shown that ULIRGs have high concentrations of gas and dust in their nuclei, sufficient to account for most of their observed infrared luminosity (see Sanders & Mirabel 1996 for a review). Whether the energy source of ULIRGs is a dust enshrouded AGN or a starburst still remains an open issue. However, recent indirect evidence is beginning to favour the existence of bright extremely red point-like sources in the nuclear regions of ULIRGs. More specifically near-infrared observations of luminous infrared galaxies have shown that their flux at $2.2\ \mu\text{m}$ is more concentrated towards the center than at $1.3\ \mu\text{m}$ (Carico et al. 1990b; Scoville et al. 2000). Furthermore, recent high resolution MIR observations using Keck of a sample of ULIRGs reveal compact sub-arcsecond sources (with linear scales of $\sim 100\text{--}300\ \text{pc}$) which contain 30% to 100% of the observed MIR energy of these galaxies (Soifer et al. 2000). This contrasts with the LIRGs ($10^{11} L_{\odot} \leq L_{IR} \leq 10^{12} L_{\odot}$), in which the infrared energy seems to be generated over somewhat larger scales ($\sim 100\ \text{pc}\text{--}1\ \text{kpc}$, Soifer et al. 2001) and sometimes can be found in extra-nuclear regions associated with the physical interaction of merging pairs of galaxies. Furthermore, there are galaxies such as VV 114 where it has even been found that a substantial fraction of the MIR flux originates from an extended component of hot dust emission spread over several kpc scales (Soifer et al. 2001; Le Floch et al. 2002). ULIRGs are thus not simply a scaled-up version of LIRGs and require further dynamical compression of the molecular gas responsible for the IR luminosity within very compact regions. A plausible mechanism would be one where the shocks and tidal forces of the interaction first lead to star formation over galactic scales, leading to IR luminosities up to a few $10^{11} L_{\odot}$. Subsequently, gravitational instabilities and the formation of a bar, strip the gas

of its angular momentum, funneling large quantities towards the nuclear regions of galaxies, which can feed circumnuclear starbursts or AGNs and trigger the ultraluminous phase in the infrared (Combes 2001).

Even though the above scenario is appealing, given the high extinction in the nuclei of ULIRGs, the limited atmospheric transmission in the MIR windows, and the limited sensitivity of ground-based instruments, questions related to the direct probing of the nuclear activity such as “does all MIR emission from those systems originate from the nuclei?” and if not “what are the spectral properties of any extended component?” still remain unanswered.

This is where the superb sensitivity of space instruments, such as ISO, is essential. We have found that in the ULIRGs studied here *more than ~95% of the MIR emission seen by IRAS is confined within a few arcsecs of their central region.* Obviously the relatively large pixel size of the ISOCAM detector places limitations in interpreting these findings. However, deconvolution tests of the central point source in each galaxy suggest that the corresponding nuclei are resolved and the physical diameter of the emitting region is contained within 1 to 2 kpc. Moreover, with the exception of the Superantennae where the MIR spectrum is dominated by the emission arising from the AGN of the southern galaxy, the bulk of the IR luminosity of IRAS 23128-5919 and IRAS 14348-1447 is powered by massive star formation. The fact that starbursts can dominate the MIR emission in galaxies with IR luminosities as high $\sim 10^{12} L_{\odot}$ had already been demonstrated in other ISOCAM-CVF (Tran et al. 2001) and ISO-SWS (Genzel et al. 1998) observations of ULIRGs, and is supported by our results. Given that an active nucleus appears to be always present in the most energetic objects of the local Universe (Lutz et al. 1998), our MIR data favor a luminosity threshold for the transition between starburst- and AGN-dominated galaxies which is higher than the IR luminosity of the galaxies in our sample. This is in agreement with the results of Tran et al. (2001) who proposed that this transition takes place at $L_{\text{IR}} \sim 10^{12.5} L_{\odot}$ and also found individual starbursts up to $10^{12.65} L_{\odot}$. Our data also indicate that such starbursts can be confined to the very central nuclear regions which may have important consequences in the probing how the instabilities fuel the inner regions of galaxies (e.g. Combes 2001), as well as determining the nature of high redshift dusty sources (e.g. Ivison et al. 2000).

Another striking feature revealed in our observations is that in all three cases one galaxy seems to dominate the MIR energy output of the system by more than 75%. Could this be a record of the initial distribution of the amount of molecular gas available in each merging progenitor or could this suggest that in the later stages of interaction, the gas finally merges towards *one* component? If the latter were true one would expect that a sufficiently large quantity of gas could trigger and fuel both circumnuclear star forming activity and AGN-type activity at the core of a single object. This is evident in the southern galaxy of IRAS 19254-7245 which harbors an active nucleus as well as numerous massive star forming regions. As we mentioned in the introduction though the presence of a Seyfert nucleus is correlated with a MIR flux increase relative to the FIR luminosity of the entire galaxy, which is what one can actually derive

from our observations when we compare the Superantennae with IRAS 14348-1447. IRAS 14348-1447 has indeed a much higher total IR luminosity despite its MIR flux being lower than that of the southern source of IRAS 19254-7245. Furthermore, using the $f_{15 \mu\text{m}}/\text{H}\alpha$ and $f_{15 \mu\text{m}}/K$ ratios as probes of dust absorption and hot dust emission normalized to the mass of the galaxy, we find that in each interacting system it is always the most active galaxy of the system that exhibits the higher ratios. In each system, the most luminous galaxy contains a larger amount of molecular gas leading to the triggering/feeding of the starburst activity and/or an active nucleus.

Finally, we wish to stress once more that because of the limited spatial resolution in studying such distant sources, the diagnostics we have used in this paper address only the integrated MIR emission of each galaxy. Our difficulties to identify whether an active nucleus is solely responsible for the increase in the MIR luminosity relative to the FIR emission will not be resolved unless we can either clearly map the extent of the emitting region or obtain MIR spectra using very narrow slits. The upcoming launch of SIRTf which, despite the fact it has comparable spatial resolution to ISO, is equipped with a new generation of detectors of smaller pixel size, and in particular the use of its infrared spectrograph will help us improve upon our current results and provide conclusive answers to the issues which still remain unresolved to date.

Acknowledgements. We wish to thank P.-A. Duc for providing his *K* band images of IRAS 19254-7245 and IRAS 23128-5919 as well as D. Rigopoulou for providing the ISOPHOT data. We greatly appreciate the comments of the referee which helped us improve the manuscript. VC would like to acknowledge the partial support of JPL contract 960803.

References

- Barvainis, R. 1987, *ApJ*, 320, 537
 Bergvall, N., & Johansson, L. 1985, *A&A*, 149, 475
 Borne, K. D., Bushouse, H., Colina, L., et al. 1999, *Ap&SS*, 266, 137
 Boselli, A., Lequeux, J., Contursi, A., et al. 1997, *A&A*, 324, L13
 Bryant, P. M., & Scoville, N. Z. 1999, *AJ*, 117, 2632
 Carico, D. P., Graham, J. R., Matthews, K., et al. 1990a, *ApJ*, 349, L39
 Carico, D. P., Sanders, D. B., Soifer, B. T., Matthews, K., & Neugebauer, G. 1990b, *AJ*, 100, 70
 Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996a, *A&A*, 315, L32
 Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., et al. 1996b, *A&A*, 315, L305
 Charmandaris, V., Laurent, O., Mirabel, I. F., et al. 1999a, *A&A*, 341, 69
 Charmandaris, V., Laurent, O., Mirabel, I. F., et al. 1999b, *Ap&SS*, 266, 99
 Charmandaris, V., Le Floch, E., Laurent, O., et al. 2002, *ApJ*, in preparation
 Clavel, J., Schulz, B., Altieri, B., et al. 2000, *A&A*, 357, 839
 Colina, L., Lipari, S., & Macchetto, F. 1991, *ApJ*, 379, 113
 Combes, F. 2001, Fueling the AGN. In *Lectures on the Starburst-AGN Connection*, IAOE, ed. D. Kunth, & I. Aretxaga [astro-ph/0010570]
 Condon, J. J., Huang, Z.-P., Yin, Q. F., & Thuan, T. X. 1991, *ApJ*, 378, 65
 Coulais, A., & Abergel, A. 2000, *A&AS*, 141, 533
 de Grijp, M. H. K., Miley, G. K., Lub, J., & de Jong, T. 1985, *Nature*, 314, 240

- Dale, D. A., Helou, G., Contursi, A., Silbermann, N. A., & Kolhatkar, S. 2001, *ApJ*, 549, 215
- Duc, P. A., & Mirabel, I. F. 1997a, *The Messenger*, 89, 14
- Duc, P. A., Mirabel, I. F., & Maza, J. 1997b, *A&AS*, 124, 533
- Dudley, C. C. 1999, *MNRAS*, 307, 553
- Evans, A. S., Surace, J. A., & Mazzarella, J. M. 2000, *ApJ*, 529, L88
- Geballe, T. R. 1988, *MNRAS*, 234, 1P
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, *ApJ*, 498, 579
- Helou, G., Malhotra, S., Hollenbach, D. J., Dale, D. A., & Contursi, A. 2001, *ApJ*, 549, 215
- Houck, J. R., Soifer, B. T., Neugebauer, G., et al. 1984, *ApJ*, 278, L63
- Imanishi, M., & Dudley, C. C. 2000, *ApJ*, 545, 701
- Ivison, R. J., Smail, I., Barger, A. J., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 209
- Johansson, L., & Bergvall, N. 1988, *A&A*, 192, 81
- Joseph, R. D. 1999, *Ap&SS*, 266, 321
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27
- Laurent, O. 1999a, Ph.D. Thesis, University of Paris XI, France
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 1999b, in XIXth Moriond Astrophysics Meeting. Building the Galaxies: From the Primordial Universe to the Present, 79 [*astro-ph/0005377*]
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000, *A&A*, 359, 887
- Le Floch, E., Mirabel, I. F., Laurent, O., et al. 2001, *A&A*, 367, 487
- Le Floch, E., Charmandaris, V., Laurent, O., et al. 2002, *A&A*, 391, 417
- Leger, A., D'Hendecourt, L., Boissel, P., & Desert, F. X. 1989, *A&A*, 213, 351
- Lutz, D., Spoon, H. W. W., Rigopoulou, D., Moorwood, A. F. M., & Genzel, R. 1998, *ApJ*, 505, L103
- Madden, S. C., Vigroux, L., & Sauvage, M. 1997, in *Extragalactic Astronomy in the Infrared*, ed. G. A. Mamon, T. X. Thuan, & J. Tran Thanh Van, 229
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
- Melnick, J., & Mirabel, I. F. 1990, *A&A*, 231, L19
- Mihos, J. C., & Bothun, G. D. 1998, *ApJ*, 500, 619
- Mirabel, I. F., Booth, R. S., Johansson, L. E. B., Garay, G., & Sanders, D. B. 1990, *A&A*, 236, 327
- Mirabel, I. F., Lutz, D., & Maza, J. 1991, *A&A*, 243, 367
- Mirabel, I. F., Vigroux, L., Charmandaris, V., et al. 1998, *A&A*, 333, L1
- Nakajima, T., Kawara, K., Nishida, M., & Gregory, B. 1991, *ApJ*, 373, 452
- Pier, E. A., & Krolik, J. H. 1992, *ApJ*, 401, 99
- Richstone, D., Ajhar, E. A., Bender, R., et al. 1998, *Nature*, 395, A14
- Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R., et al. 1999, *AJ*, 118, 2625
- Roche, P. F., Aitken, D. K., Smith, C. H., & Ward, M. J. 1991, *MNRAS*, 248, 606
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001, *A&A*, 372, 427
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1985, *ApJ*, 298, 31
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., Young, J. S., et al. 1987, *ApJ*, 305, 45L
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al. 1988, *ApJ*, 325, 74
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., & Soifer, B. T. 1991, *ApJ*, 370, 158
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sanders, D. B. 1999, *Ap&SS*, 266, 331
- Sauvage, M., Blommaert, J., Boulanger, F., et al. 1996, *A&A*, 315, L89
- Scoville, N. Z., Evans, A. S., Thompson, R., et al. 2000, *AJ*, 119, 991
- Soifer, B. T., Sanders, D. B., Madore, B. F., et al. 1987, *ApJ*, 320, 238
- Soifer, B. T., Boehmer, L., Neugebauer, G., & Sanders, D. B. 1989, *AJ*, 98, 766
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *AJ*, 119, 509
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2001, *AJ*, 122, 1213
- Starck, J. L., Siebenmorgen, R., & Gredel, R. 1997, *ApJ*, 482, 1011
- Starck, J. L., Abergel, A., Aussel, H., et al. 1999, *A&AS*, 134, 135
- Wild, W., Harris, A. I., Eckart, A., et al. 1992, *A&A*, 265, 447
- Tran, Q. D., Lutz, D., Genzel, R., et al. 2001, *ApJ*, 552, 527
- Vanzi, L., Bagnulo, S., Le Floch, E., et al. 2002, *A&A*, 386, 464
- Veilleux, S., Kim, D.-C., Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., & Soifer, B. T. 1995, *ApJS*, 98, 171
- Verstraete, L., Puget, J.-L., Falgarone, E., et al. 1996, *A&A*, 315, L337
- Vigroux, L., Charmandaris, V., Gallais, P., et al. 1999, in *The Universe as Seen by ISO*, ESA SP-427, 805

A&A 386, 464–471 (2002)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20020291
 © ESO 2002

**Astronomy
&
Astrophysics**

Multi-wavelength study of IRAS 19254-7245 – The Superantennae*

L. Vanzi¹, S. Bagnulo¹, E. Le Floch^{1,2}, R. Maiolino³, E. Pompei¹, and W. Walsh⁴

¹ European Southern Observatory (ESO), Alonso de Cordova 3107, Santiago, Chile

² present address CEA, Service d'Astrophysique, 91191 Gif-sur-Yvette, France

³ Osservatorio di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

⁴ Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden St, MS 12, Cambridge, MA 02138, USA

Received 13 November 2001 / Accepted 19 February 2002

Abstract. We present observations in the optical, near-infrared and millimetre bands of the Ultraluminous Infrared galaxy IRAS 19254-7245, also known as “The Superantennae”. This galaxy is an interacting system with a double nucleus and long tails extending for about 350 kpc. We studied in detail the southern component of the system which is optically classified as a Sy2 galaxy. We have developed a method to determine the parameters of the emission lines in a spectrum in the case of multiple components and severe blending. Our data allow us to build a picture of the environment around the nucleus of the galaxy with unprecedented detail. The optical lines show a complex dynamical structure that is not observable in the near-infrared. In addition we find typical features of AGN such as the coronal lines of [FeVII]5721 and [SiVI]1.96. We also detect strong emission from [FeII]1.64 and H₂.

Key words. galaxies: individual: IRAS 19254-7245 – infrared: galaxies – radio lines: galaxies – galaxies: Seyfert

1. Introduction

IRAS 19254-7245, with an infrared luminosity $L_{\text{IR}} = 1.1 \times 10^{12} L_{\odot}$ (calculated assuming $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $v = 18479 \text{ km s}^{-1}$ and using all four IRAS fluxes Melnick & Mirabel 1990), lies amongst the Ultraluminous Infrared Galaxies (ULIRGs) emitting most of their energy in the far infrared. More than 90% of these objects show evidence for disturbed morphologies and interaction (e.g. Sanders et al. 1988; Melnick & Mirabel 1990; Murphy et al. 1996; Clements et al. 1996). IRAS 19254-7245 is a particularly spectacular interacting galaxy with tidal tails extending to a distance of about 350 kpc and two bright nuclei 10 kpc apart. Although it is widely accepted that this system results from the collision between two gas-rich spirals, a multiple-merger origin has been recently suggested from high-resolution HST observations showing that a double nucleus may be present in both components of the interaction (Borne et al. 1999).

The southern nucleus prevails in luminosity as the system is observed at longer wavelengths and it is the dominant source in the mid-infrared as shown by the ISOCAM

observations of Charmandaris et al. (2002). This nucleus also shows an optical spectrum typical of a Seyfert 2 galaxy (Mirabel et al. 1991). The presence of strong nuclear activity is moreover indicated by the Near-Infrared (NIR) and IRAS 25/60¹ colors, which both suggest the presence of important thermal emission from hot dust ($\sim 300\text{--}500 \text{ K}$) most probably heated by the active nucleus.

The system has been studied among others by Mirabel et al. (1991) and Colina et al. (1991). Both groups find broad emission lines in the optical with a complex profile that can be attributed to material falling onto the nucleus or to an outflow. The kinetic energy required to power such a flow may originate from stellar winds and/or supernovae. This strongly supports the picture of merger-driven starburst activity characterized by a high star formation rate ($\sim 150 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, Colina et al. 1991), taking place in the Seyfert circumnuclear region.

Understanding the true origin of the ultra-luminous phase in infrared galaxies is still an open debate. Recent studies have shown that the merger-stage in interacting systems, traced by the projected separation of the nuclei, correlates with the star-forming efficiency and with the molecular mass detected in each merger (Gao & Solomon 1999; Murphy et al. 2001). However the relative importance between starbursting and AGN activity in luminous

Send offprint requests to: L. Vanzi,
 e-mail: lvanzi@eso.org

* Based on observations obtained at the ESO telescopes of La Silla.

¹ Defined as $\text{Log } f_{25}/f_{60}$.

galaxies, and ULIRGs in particular, is still an open issue (Sanders & Mirabel 1996; Lutz et al. 1996; Vignati et al. 1999). Harboring both a Seyfert and a starburst components, IRAS 19254-7245 is a very interesting object within this context. The separation between the two nuclei involved in this merger is still large enough to allow a careful analysis and distinguish between the two sources. Our main goal is to study the near infrared (NIR) spectrum of this galaxy, but optical and *mm* data were also obtained.

The present paper is divided in three main sections: Observations, Analysis and Discussion. In Sect. 2 we present the data describing how they were obtained and reduced. In Sect. 3 we present the analysis of the data and how the main physical parameters were derived from the observations. In Sect. 4 we use these parameters to describe the physical conditions in the galaxy. Finally we summarize our conclusions.

2. Observations

2.1. Optical

We obtained low and medium resolution spectra of IRAS 19254-7245 at optical wavelengths. The low resolution spectrum was observed with the Boller & Chivens spectrograph at the ESO 1.52m telescope at La Silla in 1999 May using grating #23 and a 2''-wide slit to yield a spectral resolution of $R = 1300$ in the range 4400–7400 Å. The position angle was -12° , which allows to include both nuclei in the slit. The total integration time was 40 min. The 1D spectrum of the southern component extracted with an aperture of 2.6'' corresponding to 3.1 kpc at a distance of 247 Mpc, is shown in Fig. 1. The medium resolution spectrum was acquired with EMMI at the ESO-NTT in 1999 July using the REMD (Red Medium Dispersion) mode and grating #6 which gives a resolution $R = 5500$ in the band 6600–7200 Å. Two exposures of 15 and 30 min were taken using a 1''-wide slit. HeAr lamp spectra were taken before and after the exposures for the wavelength calibration and the star EG 274 was observed as spectro-photometric standard. The spectra were reduced following standard procedures. The EMMI instrumental resolution, estimated on sky lines is 36 km s^{-1} . The flux calibration was obtained by comparing the wavelength calibrated spectra of the standard star with the flux table published. From the 2D combined frame we extracted 1D spectra with an aperture of 2.6''. A linear fit on the continuum gives a slight positive slope from 9.4×10^{-17} at 6600 Å to $9.9 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}^{-1}$ at 7200 Å. To double check the flux calibration we used a HST archive image taken in the F814W filter centered at 7940 Å. For our spectroscopic aperture we obtained a flux of $1.09 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}^{-1}$, that agrees with our calibration to better than 5%. The medium resolution spectrum of the southern nucleus subtracted of the continuum is shown in the top panel of Figs. 2 and 3.

2.2. Near-infrared

We observed two spectra with the medium resolution grism of SOFI at the ESO-NTT. The spectra are respectively centered on the *H* and the *Ks* bands. They were acquired in 1999 May with 40 min of integration in *H* and 66 min in *Ks*. The *Ks* spectrum was observed again in 1999 September for 30 min of integration. We always used a 1''-wide slit giving a resolution $R = 900$ in *H* and $R = 1350$ in *Ks*. A low resolution spectrum ($R = 600$) covering the range from 1.5 to 2.5 μm has been obtained with SOFI in 2001 June, the total integration time was in this case 40 min. The position angle was always -12° . The data reduction followed the standard steps for NIR spectroscopy. 1D spectra were extracted with an aperture of 2.6'' for the southern component. Atmospheric features were corrected by dividing for the spectrum of a reference star. In the observation of 1999 May we used a G1V and a F8V star, then the spectra were multiplied by the solar spectrum to remove the stellar features and reestablish the correct slope of the continuum (Maiolino et al. 1996). In 1999 September we used an O6 star and then multiplied by a blackbody at 40 000 K to reestablish the correct slope of the continuum. The *Ks* spectra observed on the two occasions give a good check on the reliability of this method; they are virtually identical showing no residual features from the reference star and exactly the same slope of the continuum. The *Ks* spectra have been averaged together giving a final spectrum with 1h 36m of integration. To flux calibrate the spectra we obtained two images in the *H* and *Ks* band with SOFI in 2001 June; the integration time was 15 min in each band. From the images we extracted the photometry on the spectroscopic aperture obtaining fluxes of 3.16×10^{-12} and $2.80 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ in *H* and *Ks* respectively. The photometric error was always below 3%. This value does not include the uncertainty on the spectroscopic apertures and on their centering, however we believe that this procedure guarantees a very accurate flux calibration. In the case of the low resolution spectrum the slope of the continuum was readjusted to match the photometric points. In Fig. 4 we present the NIR spectra of the southern nucleus. The top curve is the low resolution spectrum calibrated in flux. In the middle the medium resolution spectrum. In the bottom part of the left panel we show a stellar template redshifted to match the galaxy with the indication of the absorption features detectable. In the bottom right panel the *K* spectrum, with the $\text{H}_2(1-0)\text{S}(3)$ line subtracted, clearly shows the detection of [SiVI] (see Sect. 3.2 for details). Our NIR spectra of the northern nucleus are virtually featureless.

2.3. Millimetre

The radio observations were performed with the Swedish ESO-Submillimetre Telescope (SEST) in La Silla during 1999 November. The *FWHM* beam sizes are 45'' and 23'' at 115 GHz and 230 GHz respectively, and the main beam efficiencies at these frequencies are 0.70 and 0.50. Intensity

466

L. Vanzani et al.: IRAS 19254-7245

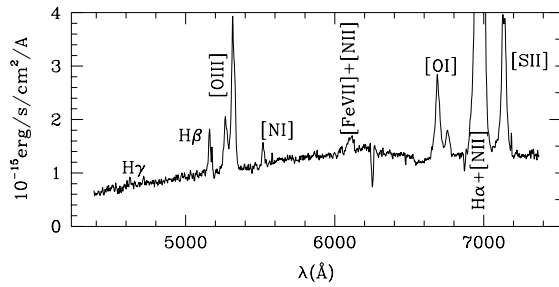


Fig. 1. Low resolution optical spectrum of IRAS 19254-7245 obtained at the 1.5 ESO telescope of La Silla.

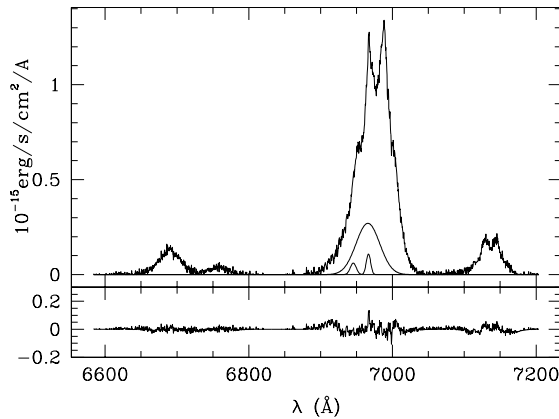


Fig. 2. Medium resolution optical spectrum of IRAS 19254-7245 observed with EMMI at the ESO-NTT. Top panel: the spectrum subtracted of the continuum and the three components of H α obtained with free σ . Bottom panel: the residuals of the fit.

calibration is done with the chopper wheel method, so the raw data, in units of T_*^A , are divided by the main beam efficiency to obtain main beam brightness temperatures. The internal consistency of the SEST is accurate to within a few percent.

The backends used were two acousto-optical spectrometers, each with a total bandwidth of 1 GHz. System temperatures ranged between 200 K and 350 K on the T_*^A scale. All observations of the CO lines were performed with $\tau_{225 \text{ GHz}} \leq 0.4$. The SEST's absolute pointing accuracy is $3''$ rms in azimuth and elevation, and the pointing model was checked with regular observations of SiO maser sources. Beam switching mode was employed, where the secondary mirror was wobbled with a beam throw of $697''$ in azimuth and scans obtained with reference positions on either side were coadded to ensure flat baselines. The data were reduced with the CLASS software of the Grenoble Astrophysical Group (GAG) package. A polynomial baseline of order one, or occasionally three, was removed from each spectrum before averaging. The spectra are shown in Fig. 4.

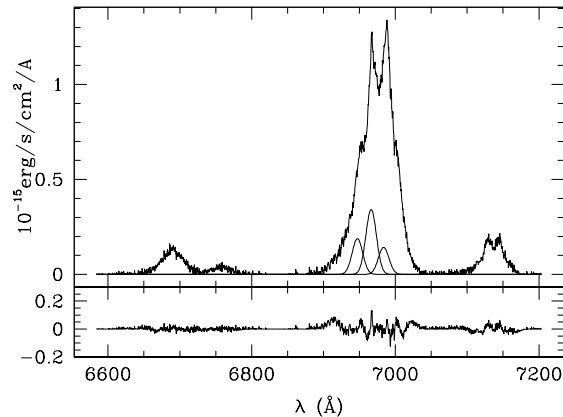


Fig. 3. Medium resolution optical spectrum of IRAS 19254-7245 observed with EMMI at the ESO-NTT. Top panel: the spectrum subtracted of the continuum and the three components of H α obtained with fixed σ . Bottom panel: the residuals of the fit.

3. Analysis

3.1. The optical spectrum

The optical spectrum of the southern nucleus shows broad emission lines even at low resolution. At high resolution it is evident how each emission line contains more than one component. It is not an easy task to describe the lines in terms of simple components, since most of the lines in the observed spectral range observed are blended. After several unsatisfactory attempts with the most common data reduction packages we decided to develop our own code to produce the best fit of the observed spectrum taking into account all known constraints, mainly $[\text{OI}]6363 = 0.33 [\text{OI}]6300$ and $[\text{NII}]6583 = 3 [\text{NII}]6584$.

We considered three different cases: a 1-component model, a 2-component model and a 3-component model. For the 3-component model we have considered 2 cases, one with free σ for the lines, the other with fixed σ . The latter gives a more physical result given the type 2 nature of the Seyfert galaxy. We applied the inversion code to both the low resolution and the high resolution spectra. The best-fit parameters are given in Table 1, which is organized as follows. F_i denotes the fraction of the flux ascribed to the i th component of the line, z_i denotes the red-shift, $\sigma_{\text{H}\alpha i}$ the standard deviation of the Gaussian of the i th component and refers to the H α line. It should be noted that the contribution due to the instrumental resolution, $\sigma_{\text{instr}} \simeq 5 \text{ \AA}$ ($FWHM$), and 1.1 \AA ($FWHM$), for the low and the high resolution spectrum, respectively, is negligible compared to the intrinsic width of each component. The remaining rows in the table give the line integrated flux, due to *all* components of the various emission lines, in units of $10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The residuals of the best fit to the high-resolution spectrum obtained assuming a 3-component model with free and fixed σ are shown in Figs. 2 and 3, along with the components of H α .

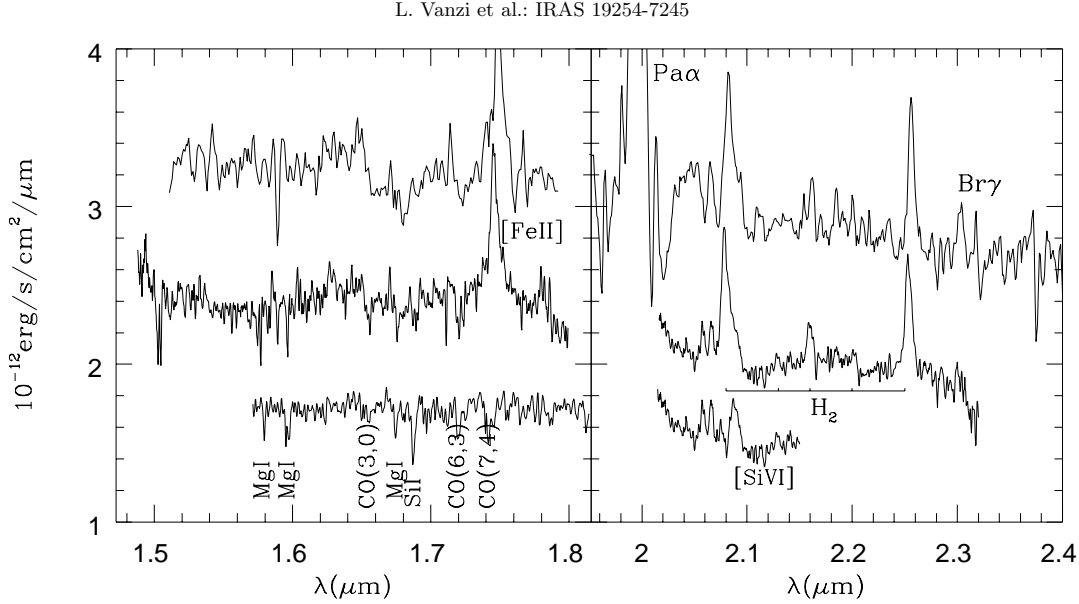


Fig. 4. NIR spectrum of IRAS 19254-7245 observed with SOFI at the ESO-NTT. From top low resolution, medium resolution, stellar template on the left and spectrum subtracted of the (1-0)S(3) line on the right. The flux scale only refers to the low resolution spectrum.

Table 1. Best-fit parameters for the 1, 2, and 3 component models. Fluxes are in units of $10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. See text for details.

Parameter	Low Resolution				High Resolution			
	1-Comp. Model	2-Comp. Model	3-Comp. Model		1-Comp. Model	2-Comp. Model	3-Comp. Model	
F_1	100%	88%	82%	55.0%	100%	91%	88.5%	51.0%
F_2		12%	12%	22.0%		9%	5.0%	28.0%
F_3			6%	23.0%			6.5%	21.0%
z_1	1.06153	1.06165	1.06196	1.06148	1.06132	1.06144	1.06141	1.06149
z_2		1.06148	1.06146	1.05850		1.06164	1.05831	1.05858
z_3			1.05422	1.06415			1.06153	1.06414
$\sigma_{\text{H}\alpha 1}$	21.1 Å	24.4 Å	22.0 Å	10.4 Å	22.2 Å	23.7 Å	23.3 Å	10.4 Å
$\sigma_{\text{H}\alpha 2}$		5.7 Å	5.6 Å	10.4 Å		4.7 Å	5.8 Å	10.4 Å
$\sigma_{\text{H}\alpha 3}$			12.6 Å	10.4 Å			4.3 Å	10.4 Å
H β (4861 Å)	1.46	1.52	1.69	1.61				
O III (4959 Å)	2.36	2.36	2.28	2.49				
O III (5007 Å)	7.10	7.24	7.58	7.19				
NI (5198 Å)	0.61	0.63	0.80	0.75				
Fe VII (5721 Å)	0.26	0.27	0.10	0.10				
N II (5755 Å)	1.06	1.05	0.87	0.87				
O I (6300.3 Å)	3.59	3.77	4.63	4.09	3.70	3.89	3.43	3.44
S III (6312.1 Å)	0.89	0.78	0.77	1.24	1.37	1.15	1.57	1.42
O I (6363.8 Å)	1.18	1.24	1.53	1.35	1.22	1.28	1.14	1.14
Fe X (6375.0 Å)			0.25	0.38			0.27	0.24
N II (6548.1 Å)	10.94	10.49	10.03	11.01	12.8	12.1	13.47	13.26
H α (6562.8 Å)	19.35	22.0	25.28	18.75	13.7	17.1	12.59	12.33
N II (6583.4 Å)	32.82	31.5	30.09	33.03	38.4	36.3	40.42	39.77
S II (6716.4 Å)	7.01	7.15	7.76	6.57	3.38	4.05	3.12	3.16
S II (6730.8 Å)	3.39	3.43	2.79	3.58	5.16	4.56	4.10	3.87

468

L. Vanzì et al.: IRAS 19254-7245

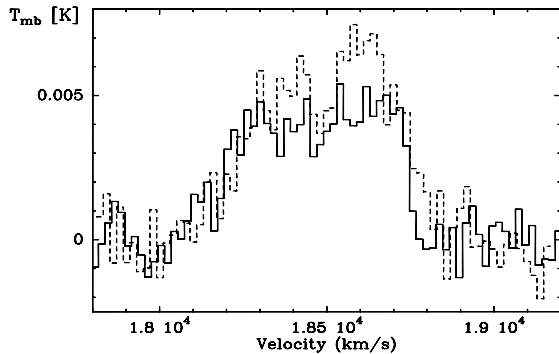


Fig. 5. SEST $^{12}\text{CO}(1-0)$ (solid line) and $^{12}\text{CO}(2-1)$ (dotted line) spectra of IRAS 19254-7245. The data have been smoothed to a velocity resolution of 20 km s^{-1} .

Table 2. NIR emission lines fluxes measured in $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. (*) have been measured in the low resolution spectrum only. The error on Pa α is undetermined due to the bad atmospheric transmission.

line	λ_{obs}	λ_{rest}	Flux	$FWHM$ (km s^{-1})
[FeII]	1.746	1.644	5.9 ± 0.1	1200
Pa α (*)	1.993	1.875	$38 \pm ?$	630
Br 8	2.067	1.945	1.0 ± 0.3	400
[SiVI]	2.087	1.962	2.2 ± 0.3	1180
Br γ (*)	2.300	2.165	2.0 ± 0.5	-
H₂ line				
(1-0)S(3)	2.079	1.957	5.8 ± 0.2	1070
(2-1)S(4)	2.129	2.003	0.4 ± 0.2	-
(1-0)S(2)	2.160	2.034	1.6 ± 0.2	765
(2-1)S(3)	2.200	2.070	0.3 ± 0.2	-
(1-0)S(1)	2.254	2.121	5.2 ± 0.2	880

The single component model is clearly insufficient to explain the observations. A much more satisfactory fit was obtained by assuming a 2-component model. The best results were obtained by assuming a 3-component model, and even better results would be expected by adding a fourth component (as done by Colina et al. 1991). However, increasing the number of free parameters leads to multiple solutions with similar values of the minimum χ^2 , which makes it virtually impossible to determine the most reliable one. The scattering between the various values obtained from the different models allows us to give the most appropriate estimate of the errors associated with the parameters, i.e., typically 3% for the high resolution spectrum.

3.2. The NIR spectrum

The NIR spectrum has a resolution that is significantly lower than the optical medium resolution spectrum and not enough to discriminate the various velocity components. For this reason it has not been necessary to apply

our code to the NIR part of the spectrum and all lines have been fitted with a single Gaussian component.

The [SiVI] line blended with the line (1-0)S(2) of H₂ is clearly detected. To make this detection more evident and to measure the flux emitted we have subtracted from the (1-0)S(2) the profile derived from the (1-0)S(1) line. The best subtraction is obtained assuming a line ratio S(2)/S(1) = 1.17. The subtracted spectrum is shown in the bottom part of Fig. 4; the two faint lines on the left of [SiVI] can be identified with the residual of the OH 8-6 P1(4.5) sky line (Rousselot et al. 2000) and with Br δ . In Table 2 the lines detected in the NIR spectrum and their fluxes are listed.

3.3. CO spectrum

Figure 5 shows the SEST spectra of the $^{12}\text{CO}(1-0)$ and $^{12}\text{CO}(2-1)$ emission in IRAS 19254-7245. The spectra have somewhat higher signal to noise than the $^{12}\text{CO}(1-0)$ spectrum of Mirabel et al. (1991), as our SEST spectra have rms $\sim 1.0 \text{ mK}$ when averaged to 20 km s^{-1} channels. Integrating these spectra we find a total $^{12}\text{CO}(1-0)$ flux of $I(\text{CO}) = 2.4 \pm 0.1 \text{ K km s}^{-1}$ and for $^{12}\text{CO}(2-1)$ $I(\text{CO}) = 3.0 \pm 0.1 \text{ K km s}^{-1}$, where the uncertainties are estimated following Elfhag et al. (1996). At the Δv_{20} level (width of the line at 20% of its peak value), the line widths are $670 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ although there is a suggestion that the $^{12}\text{CO}(2-1)$ spectrum is as wide as the 800 km s^{-1} claimed by Mirabel et al. (1991). The width at 50% level is 570 km s^{-1} . Both lines have a central velocity consistent with the heliocentric radial velocity of $18500 \pm 80 \text{ km s}^{-1}$ generally adopted for IRAS 19254-7245. The differing beam sizes make line ratio considerations impractical with the current data.

4. Discussion

4.1. Extinction

From the ratio of the hydrogen recombination lines it is possible to calculate the extinction of the galaxy. Colina et al. (1991) derive $E(B-V) = 1.40$ from the ratio of H α and H β that corresponds to $A_V = 4.37$ assuming the extinction curve of Rieke & Lebofsky (1985). Using 3 components to deconvolve the H α at high resolution (see right column in Table 3) and the H β flux as measured at low resolution we obtain $A_V = 3.15$. We ascribe the difference with the value of Colina et al. to our better deconvolution of the spectrum. For the theoretical ratio of the two lines we have used the value 2.86 given by Osterbrook (1989) for $T = 10^4 \text{ K}$ and $n_e = 10^2 \text{ cm}^{-3}$. An independent measure can be derived from the ratio H β /Br γ . Using the theoretical ratios 36.9 we obtain $A_V = 3.9 \pm 0.2$. This value, though less affected by the blending of the lines, has a much larger error. We do not use the Pa α line that, though much brighter than Br γ , lies in a region of poor atmospheric transmission and cannot be considered reliable as evident from the high underlying noise visible in Fig. 4.

4.2. Continuum

The four photometric points available for our spectroscopic aperture, mainly V , I , H and K_s , give a rising continuum from the optical to the H band that significantly flattens toward the K_s band. We tried to reproduce the global shape of the continuum using a simple model including cold stars, warm dust and a non-thermal continuum. The wide spectral range considered allows to put tight constraints despite the relatively small number of measured points. For our simplified model, each of these components was described by a black body at 3000 K, a black body at 1500 K and a power law with spectral index -0.5 . A good fit was obtained with a 56% contribution from cold stars obscured by 4 mag of visual extinction, 28% from dust with 4 mag of extinction and 16% from the power-law. The latter, nonthermal component is required to flatten the NIR part of the spectrum; the same effect can however be obtained using a few hot stars heavily obscured or a cold star component with no extinction.

The NIR continuum of IRAS 19254-7245 appears rich of stellar absorption features most of which are CO bands. We compared our H -band spectrum with the spectrum of a stellar template obtained combining the spectra of late type stars (see Engelbracht et al. 1998), the result is shown in the bottom part of Fig. 4. We run a χ^2 test adding to the stellar template an increasing percentage of flat featureless continuum to measure the degree of dilution. We found a minimum for the χ^2 with a dilution by about 30%. Though this estimate is quite uncertain due to the moderate S/N and resolution, it is certainly indicative of the presence of some dilution of the continuum in the H band and it is not too far from the previous estimate. The absorption bands detected in the K band are too shallow to extend this kind of analysis to this band.

The discrepancy in the contribution of the cold star component derived with the two methods can be attributed to our over simplified model of the continuum and to the poor detection of the stellar absorption bands. We conclude that a significant fraction of the continuum originates from a hot dust component, probably close to the sublimation temperature, in the vicinity or within the torus of the AGN. This is consistent with the fact that a high fraction of the bolometric luminosity of the SuperAntennae originates from the nucleus of the southern galaxy as seen in the Mid-Infrared (Charmandaris et al. 2002).

4.3. Line profiles

As already noted, the optical emission lines show a complex structure that cannot be reproduced by a simple Gaussian fit. From the analysis described in the previous section we have been able to obtain a satisfactory fit describing each line as the superposition of two or three components. The observed profiles can be explained by the presence of material that falls on or is ejected from

the nucleus, with typical velocities of about 1000 km s^{-1} , as shown by the parameters of the fit shown in Table 1.

On a larger scale, we have measured the rotation curve of the galaxy from the $H\alpha$ 2D spectrum. The curve is plotted in Fig. 6 with the southern nucleus at position 0. In this scale the northern component appears to be located at about 6 arcsec. The positions of both nuclei are marked by arrows. In the same figure we also plot the values of the velocity dispersion (σ) deconvolved for the instrumental profile. The rotation curve is consistent with that measured by Mirabel et al. (1991); however our spatial resolution is higher. At position between 8 and 9 arcsec we detect a cloud of gas with a velocity of at least 50 km s^{-1} out of the main stream and a velocity dispersion lower than the average. This finding indicates that a dynamically complex structure is present even at large radial distances. The higher errors in the velocity and the higher values of dispersion around position 0 are mainly due to the complexity of the emission lines in this region. All lines observed in the optical are “narrow” in agreement with the classification of the south component as type 2.

It is interesting to note that the NIR lines do not show the complex profiles detected in the optical and that they can be well fitted by single Gaussians. This is possibly due to the lower resolution and lower S/N in the NIR that do not allow a good detection of the faint components. The velocity dispersion of the NIR lines are comparable to those in the optical indicating that the optical and NIR lines are probably generated in clouds that participate in the same motions. It would be interesting to compare the redshift of the NIR lines with the optical deblended lines but this would require a spectral resolution and wavelength accuracy higher than we have at the moment.

4.4. Coronal lines

Two high ionization lines are detected in our spectra [FeVII]5721 and [SiVI]1.962. Both are blended with other lines and a careful de-blending process was used to measure a reliable value of the flux emitted. Marconi et al. (1994) proved that the ratio [FeVII]5721/[SiVI]1.962 is very close to unity in case of photoionization, independently of the details of the models. Correcting the fluxes measured in these lines for $A_V = 4$ with the extinction law of Rieke & Lebofsky (1985) we obtain [SiVI]/[FeVII] = 0.5. This value however is quite uncertain due to the large uncertainty on the flux of the blended [FeVII]. In addition the low resolution optical spectrum was observed with a larger slit than the NIR one, $2''$ instead of $1''$, and the [FeVII] could be diluted by the continuum. Although we have included the [FeX] line in our fit of the optical spectrum there is no direct evidence for the detection of this line.

470

L. Vanzi et al.: IRAS 19254-7245

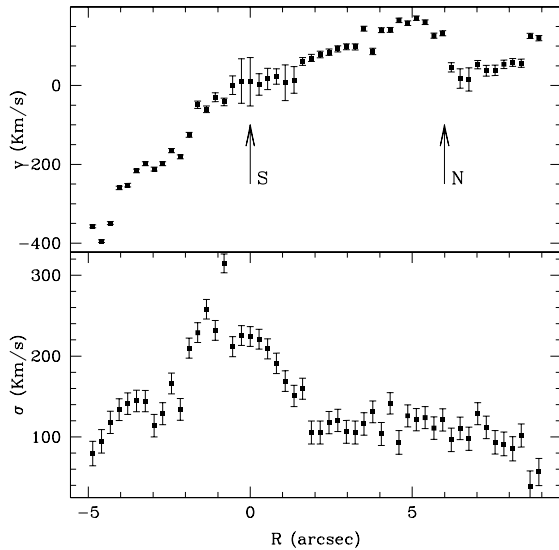


Fig. 6. Rotation curve (upper panel) and velocity dispersion (lower panel) of IRAS 19254-7245. The velocity is measured with respect to the southern component, the positions of the two nuclei are marked

4.5. Lines of H_2 and $[FeII]$

We observe a very good NIR emission line spectrum from molecular hydrogen. In Table 3 we compare the observed ratios with the values predicted by two different models for fluorescent and thermal excitation derived from Engelbracht et al. (1998). From these ratios and from the non-detection of the H_2 lines in the H spectrum we can assume to have a pure thermally excited spectrum. Two mechanisms can concur: shocks by either supernovae or nuclear jets and X-ray heating. The high ratio $(1, 0)S(3)/(1, 0)S(1)$ would favor the second possibility at least according to the results from Mouri (1994). The same result would be inferred from the weakness of the $(2-1)S(3)$ line according to Draine & Woods (1990). In Fig. 7 we plot the excitation diagram of H_2 as derived from our observations and built following Lester et al. (1988). From the diagram we can infer an excitation temperature of about 2000 K. The high excitation temperature allows us to exclude thermal excitation in photodissociation regions and favor the thermal process either by SN driven shocks or X-ray heating. The $(1, 0)S(1)/Br\gamma$ ratio of 5.7 is unusually high even for a Seyfert galaxy (Moorwood & Oliva 1988). This makes IRAS 19254-7245 somehow similar to NGC 6240, however, unlike NGC 6240, the H_2 emission is concentrated on the nucleus of the southern component and we detect no emission either from the northern nucleus or from the internuclear region. Though we cannot rule out that the interaction generates large shocks at least in the south galaxy, there is no direct evidence that could support the presence of such phenomena. Also the $(1, 0)S(1)$ luminosity of about $1.8 \times 10^7 L_\odot$ makes

of IRAS 19245-7245 a scaled down version of NGC 6240 ($10^8 L_\odot$).

Very similarly to H_2 , the ratio $[FeII]/Br\gamma = 5.5$ is unusually high and again one of the highest after NGC 6240 in the list of galaxies observed by Moorwood & Oliva (1988); a similarly high ratio is reported by Vanzi et al. (1997) for the Seyfert 2 galaxy Arp 182. Such a high ratio is clear evidence for AGN, in fact values around one are expected in starbursting and HII galaxies while values above one are typical of AGNs. We can use the ratio $[OI]/H\alpha = 0.17$ to locate the galaxy in a diagnostic diagram as the one of Alonso-Herrero et al. (1997). In such a plot IRAS 19254-7245 clearly seats in the Seyfert galaxies region. These high ratios are possibly due to the concurrence of excitation mechanisms such as shocks from SNe, AGN driven shocks and X-ray heating.

4.6. Molecular hydrogen mass

The conversion of integrated line intensity of CO to surface mass density of molecular hydrogen involves making several assumptions (see Morris & Rickard 1982; Arimoto et al. 1996; Bryant & Scoville 1996; Sakamoto 1996; Verter & Hodge 1995; Hollenbach & Tielens 1997).

The conversion factor is currently the subject of much discussion, so for consistency many authors assume the commonly applied “standard Galactic” value of $2.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Strong et al. 1988), although this value probably overestimates the true H_2 mass in active galaxies. The “standard” value can be compared with independently estimated values from EGRET of $1.56 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Hunter et al. 1997). Using our SEST flux with the relation for the conversion of CO line intensity into H_2 column density given by Strong et al. (1988), and an adopted distance of 247 Mpc, we calculate an *indicative* estimate of the total molecular mass of $M_{H_2} = 1.9 \times 10^{10} M_\odot$ that is consistent with a similar analysis presented by Mirabel et al. (1991), but should be regarded as an upper limit. Indeed, this molecular gas mass is about an order of magnitude higher than in typical spiral galaxies (Boselli et al. 1997; Casoli et al. 1998) and is somewhat larger than largest molecular gas mass ($1.4 \times 10^{10} M_\odot$) found for a sample of interacting galaxies studied by Horellou & Booth (1997).

5. Conclusions

We have observed the Ultra Luminous Infrared Galaxy IRAS 19254-7245, concentrating our investigation on the southern component with observations that range from the optical to the millimetre. The results of our investigation can be briefly summarized as follow:

1. Based on our NIR and optical data we estimate a visual extinction between 3 and 4 mag. The continuum can be well reproduced assuming this value.
2. The optical emission lines have broad and complex profiles indicative of gas clouds rapidly moving around the

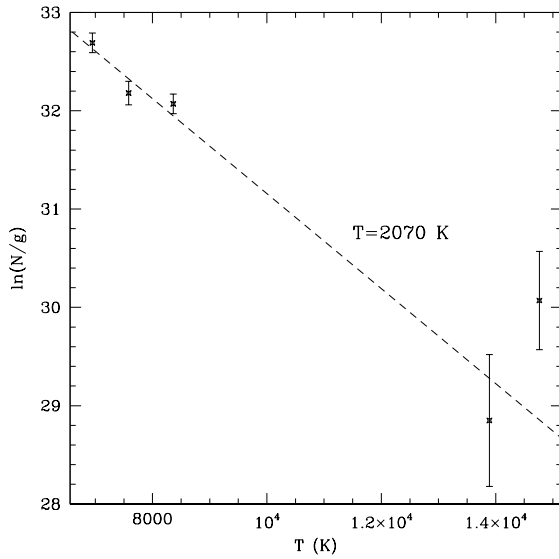


Fig. 7. Excitation diagram of molecular hydrogen in IRAS 19254-7245.

Table 3. Molecular hydrogen ratios.

line	observed	<i>fl</i>	<i>th</i>
(1, 0)S(3)	1.13 ± 0.23	0.67	1.02
(2, 1)S(4)	0.08 ± 0.08	0.12	0.02
(1, 0)S(2)	0.35 ± 0.12	0.50	0.38
(2, 1)S(3)	0.08 ± 0.08	0.35	0.08
(1, 0)S(1)	1.00	1.00	1.00

nucleus. The NIR lines are similarly broad though with a much simpler profile.

3. Coronal lines from [FeVII]5721 and [SiVI]1.96 are detected. Their ratio is consistent, within the error, with the value expected from photoionization.
4. NIR lines from H₂ and [FeII] are bright and give unusually high ratios with *Br*γ even for the AGN standards. The H₂ is thermally excited and has a very high luminosity ($1.8 \times 10^7 L_{\odot}$).
5. From the CO luminosity we derive a H₂ mass of $1.9 \times 10^{10} M_{\odot}$.

Acknowledgements. We are grateful to Pierre-Alain Duc for making his NIR images of IRAS19254-7245 available to us and to Chad Engelbracht for sending to us his stellar template spectra. We also thanks Leonardo Testi for useful discussions and for his careful reading of the first draft of this paper. RM and ELF acknowledge the support of ESO under the visiting scientist and studentship programs respectively. We finally thank the anonymous referee for very useful comments that improved the present paper a lot.

References

- Alonso-Herrero, A., Rieke, M. J., Rieke, G. H., & Ruiz, M. 1997, *ApJ*, 482, 747
- Arimoto, N., Sofue, Y., & Tsujimoto, T. 1996, *PASJ*, 48, 275
- Borne, K. D., Bushouse, H., Colina, A., et al. 1999, *Ap&SS*, 266, 137
- Boselli, A., Gavazzi, G., Lequeux, J., et al. 1997, *A&A*, 327, 522
- Bryant, P. M., & Scoville, N. Z. 1996, *ApJ*, 457, 678
- Chatzichristou, E. T. 2000, *ApJS*, 131, 71
- Casoli, F., Sauty, S., Gerin, M., et al. 1998, *A&A*, 331, 451
- Charmandaris, V., Laurent, O., & Le Floch 2002, *A&A*, submitted
- Clements, D. L., Sutherland, W. J., McMahon, R. G., & Saunders, W. 1996, *MNRAS*, 279, 477
- Colina, L., Lipari, S., & Macchetto, F. 1991, *ApJ*, 379, 113
- Draine, B. T., & Woods, D. T. 1990, *ApJ*, 363, 464
- Duc, P. A., Mirabel, I. F., & Maza, J. 1997, *A&AS*, 124, 533
- Elfhag, T., Booth, R. S., Hoeglund, B., Johansson, L. E. B., & Sandqvist, A. 1996, *A&AS*, 115, 439
- Engelbracht, C. W., Rieke, M. J., Rieke, G. H., Kelly, D. M., & Achtermann, J. M. 1998, *ApJ*, 505, 639
- Gao, Y., & Solomon, P. M. 1999, *ApJ*, 512, L99
- Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1997, *ARA&A*, 35, 179
- Horellou, C., & Booth, R. 1997, *A&AS*, 126, 3
- Hunter, S. D., Bertsch, D. L., Catelli, J. R., et al. 1997, *ApJ*, 481, 205
- Lester, D. F., Harvey, P. M., & Carr, J. 1988, *ApJ*, 329, 641
- Lutz, D., Genzel, R., Sternberg, A., et al. 1996, *A&A*, 315, L137
- Maiolino, R., Rieke, G. H., & Rieke, M. J. 1996, *AJ*, 111, 537
- Marconi, A., Moorwood, A. F. M., Salvati, M., & Oliva, E. 1994, *A&A*, 291, 18
- Melnick, J., & Mirabel, F. 1990, *A&A*, 231, L19
- Mirabel, I. F., Lutz, D., & Maza, J. 1991, *A&A*, 243, 367
- Moorwood, A. F. M., & Oliva, E. 1988, *A&A*, 203, 278
- Morris, M., & Rickard, L. J. 1982, *ARA&A*, 20, 517
- Mouri, H. 1994, *ApJ*, 427, 777
- Murphy, T. W., Armus, L. Jr., Matthews, K., et al. 1996, *AJ*, 111, 1025
- Murphy, T. W., Soifer, B. T., Matthews, K., & Armus, L. 2001, *ApJ*, in press [[astro-ph/0103425](#)]
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books
- Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J. G., Moreels, G., & Monnet, G. 2000, *A&A*, 354, 1134
- Sakamoto, S. 1996, *ApJ*, 462, 215
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al. 1988, *ApJ*, 325, 74
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Strong, A. W., Bloemen, J. B. G. M., Dame, T. M., et al. 1988, *A&A*, 207, 1
- Vanzì, L., Alonso-Herrero, A., & Rieke, G. H. 1998, *ApJ*, 504, 93
- Vignati, P., Molendi, S., Matt, G., et al. 1999, *A&A*, 349, L57
- Verter, F., & Hodge, P. 1995, *ApJ*, 446, 616
- Wolfire, M., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1993, *ApJ*, 402, 195

Dust enshrouded star-forming activity in Arp 299*

P. Gallais¹, V. Charmandaris^{2,3}, E. Le Floch¹, I.F. Mirabel^{1,4}, M. Sauvage¹, L. Vigroux¹, and O. Laurent¹

¹ Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, F-91191, Gif sur Yvette Cedex, France

² Cornell University, Astronomy Department, Ithaca, NY 14853, USA

³ Chercheur Associé, Observatoire de Paris, 61 Av. de l'Observatoire, F-75014, Paris, France

⁴ Instituto de Astronomía y Física del Espacio/CONICET, cc 67, suc 28, 1428 Buenos Aires, Argentina

Received 30 April 2003 / Accepted ? 2003

Abstract. We present mid-infrared spectro-imaging (5–16 μm) observations of the infrared luminous interacting system Arp 299 (= Mrk 171 = IC 694+NGC 3690) obtained with the ISOCAM instrument aboard ISO. Our observations show that nearly 40 % of the total emission at 7 and 15 μm is diffuse, originating from the interacting disks of the galaxies. Moreover, they indicate the presence of high amounts of hot dust in the main infrared sources of the system and large extinctions toward the nuclei. While the observed spectra have an overall similar shape, mainly composed of the Unidentified Infrared Bands (UIB) in the short wavelength domain, a strong continuum at $\sim 13 \mu\text{m}$ and a deep silicate absorption band at 10 μm , their differences reveal the varying physical conditions of each component. For each source, the spectral energy distribution (SED) can be reproduced by a linear combination of a UIB “canonical” spectral template and a hot dust continuum due to a 230–300 K black body, after independently applying an extinction correction to both of them. We find that the UIB extinction does not vary much throughout the system ($A_V \lesssim 5 \text{ mag}$) suggesting that most UIBs originate from less enshrouded regions. IC 694 appears to dominate the infrared emission of the system and our observations support the interpretation of a deeply embedded nuclear starburst located behind an absorption of about 40 magnitudes. The central region of NGC 3690 displays a strong continuum from 5 to 16 μm and a $[\text{NeIII}]/[\text{NeI}]$ ratio ≥ 2.1 which can be explained as thermal emission from a deeply embedded ($A_V \sim 60 \text{ mag}$) compact source, consistent with the mid-infrared signature of an active galactic nucleus (AGN), and in agreement with the recent X-ray observations findings.

Key words. Stars: formation – Galaxies: individual: Arp 299 – Galaxies: individual: Mrk 171 – Galaxies: interactions – Galaxies: starburst – Infrared: ISM: continuum

1. Introduction

At a distance of 41 Mpc ($v_{\text{hel}} = 3080 \text{ km s}^{-1}$, $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), Arp 299 (Mrk 171 = IC 694 + NGC 3690) is one of the nearest interacting galaxies. Because of its proximity, its spatial extent (8 kpc), and its high infrared (IR) luminosity¹ ($L_{\text{IR}} = 5.16 \times 10^{11} L_{\odot}$), it provides one of the prime candidates for exploring the effects of triggered star formation activity as the tidal forces during an interaction lead to instabilities in the galactic disks and rapidly funnel large quantities of gas into the dynamical centers of the galaxies (Mihos & Hernquist 1996; Sanders & Mirabel 1996). Similarly to the prototypical

interacting pair of galaxies NGC 4038/39, this system is dynamically young, as evidenced by the prominent 180 kpc (13') long tidal tail (Hibbard & Yun 1999).

Arp 299 has been studied extensively at all wavelengths over the past thirty years (see the original work by Weedman 1972). Most notably though, the mid-infrared and radio work of Gehrz et al. (1983), the observations in the optical by Augarde & Lequeux (1985), in the near-infrared by Gallais (1991) and Wynn-Williams et al. (1991), along with the information on its molecular gas kinematics by Aalto et al. (1997) and Casoli et al. (1999) have provided ample evidence on the extreme characteristics of this system. More recently, the high spatial resolution images obtained with the Hubble Space Telescope (HST) in the near-IR (Alonso-Herrero et al. 2000), as well as in the mid-IR using Keck (Soifer et al. 2001) have revealed numerous point-like sources which were undetected in the optical, and firmed up our understanding of the complex star-forming history of the galaxy (see Alonso-Herrero et al. 2000, and references therein). Following the notation suggested by Gehrz et al. (1983), the system is

Send offprint requests to: P. Gallais, pascal.gallais@cea.fr

* Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) with the participation of ISAS and NASA.

¹ We use the standard definition of $L_{\text{IR}}(8\text{--}1000 \mu\text{m}) = 5.62 \times 10^5 D_{\text{Mpc}}^2 (13.48 f_{12} + 5.16 f_{25} + 2.58 f_{60} + f_{100}) L_{\odot}$ (see Sanders & Mirabel 1996).

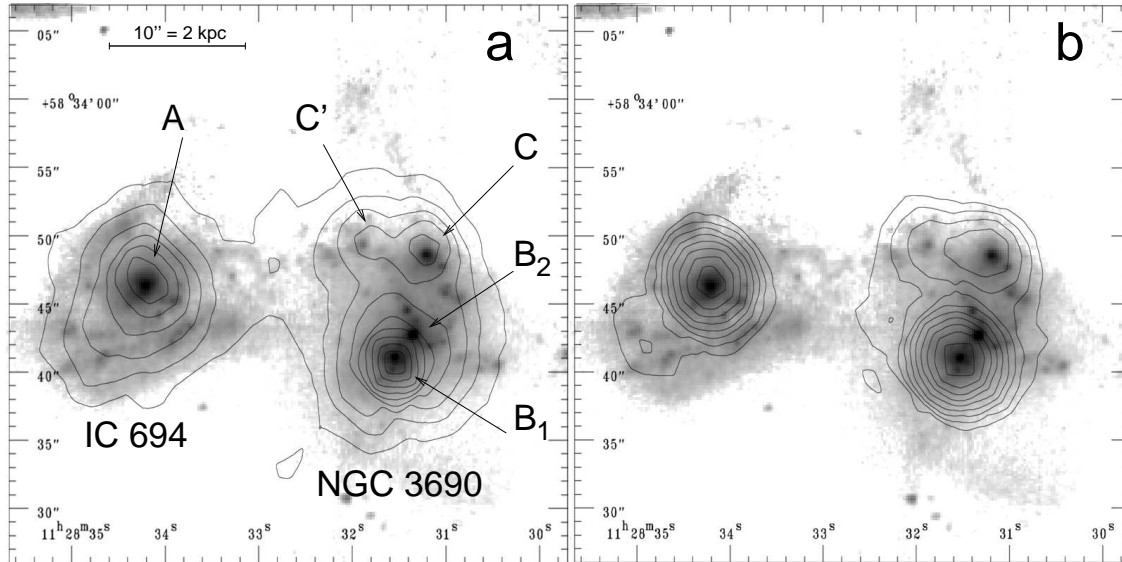


Fig. 1. a) The HST/NICMOS $2.2 \mu\text{m}$ image of Arp 299 from Alonso-Herrero et al. (2000) with the overlay of the ISOCAM $7 \mu\text{m}$ emission. The different components of the system are indicated. The 9 contour levels are set with logarithmic spacing between 1 and $33 \text{ mJy arcsec}^{-2}$. The image scale is displayed with a bar of 2 kpc ($10''$) at the top. **b)** Same as in **a)** but using the ISOCAM $15 \mu\text{m}$ image as an overlay, having set the contour limits to 6 and $60 \text{ mJy arcsec}^{-2}$. Adapted from Charmandaris et al. (2002).

usually described by the galaxy IC 694 (source A) at the east, the nuclear region of NGC 3690 (source B) at the south-west and two regions of emission (sources C and C') at the north-west. Source B in NGC 3690 has been further resolved into several components, among which B1 and B2 clearly dominate the global emission in the near- and mid-IR (see Fig. 1 for details). Interestingly it was also recently shown by Charmandaris et al. (2002) that despite its inconspicuous appearance in the optical, IC 694 contributes nearly half of the infrared ($8 - 1000 \mu\text{m}$) luminosity of the system.

One of the recurrent questions though in all studies of Arp 299 is whether this galaxy is a pure starburst as was proposed by Weedman (1972) or whether some luminosity could be contributed by Active Galactic Nucleus (AGN). The fact that it is one of the most X-ray luminous galaxies ($L_X \sim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, see Fabbiano et al. 1992; Zezas et al. 1998) along with the flatness of its radio continuum emission had given some indications that an enshrouded AGN could be lurking in one of the nuclei. Only recently though the hard X-ray ($10 - 40 \text{ keV}$) Beppo-SAX observations of Della Ceca et al. (2002) have provided unambiguous evidence that a deeply buried ($N_H = 2.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) AGN is located in one of the interacting components of the system. Furthermore, the same authors also demonstrated that the intrinsic AGN luminosity in both the UV and X-rays is almost an order of magnitude less than the infrared emission of the system calculated by Charmandaris et al. (2002), indicating that the bulk of the infrared emission of the galaxy is indeed due to massive star formation as pro-

posed by Laurent et al. (2000). The poor spatial resolution of the Beppo-SAX can not pinpoint the exact location of the AGN. However, preliminary analysis of the Chandra data (Zezas, private communication), which provide sub-arcsecond resolution, suggests that the AGN might be located within source B1 of NGC 3690.

Motivated by this recent activity, we decided to analyze in detail our $5 - 16 \mu\text{m}$ ISOCAM (Cesarsky et al. 1996) spectrophotometric data on this system. Our observations provide good spatial resolution with unprecedented sensitivity and enable us to examine in detail the dust properties of the obscured nuclear regions of Arp 299. The observations and data reduction methods are described in Sect. 2, a brief description of the global mid-IR morphology of the system is presented in Sect. 3 and the analysis of the mid-IR spectra is shown in Sect. 4. In Sect. 5, we discuss the implications of our findings on the physical characteristics of the various infrared sources and our conclusions are summarized in Sect. 6.

2. Observations and Data Reduction

Arp 299 was part of the ISO guaranteed time program CAMACTIV (PI. I.F. Mirabel) which had, as a prime goal, the study of the mid-IR properties of more than 20 nearby active/interacting galaxies (Laurent et al. 2000). It has been observed with ISOCAM with the Continuously Variable Filter (CVF), resulting in a full coverage of the spectral range from 5 to $16 \mu\text{m}$ with a spectral resolution $R \sim 40$. The pixel size was $1.5''$ giving a total field of view of $48'' \times 48''$. The system was then fully mapped

with an effective spatial resolution ranging from 3 to $4.5''$. The data reduction and analysis were performed using the CAM Interactive Software (CIA)². Dark subtraction was done using a model of the secular evolution of ISOCAM's dark current. Cosmic rays were removed using a multi-resolution median filtering method while the memory effects of the detector were corrected using the so-called IAS transient correction algorithm which is based on an inversion method (Abergel et al. 1996). The flat field correction was performed using the library of calibration data. Finally, individual exposures were combined using shift techniques in order to correct the effect of jittering due to the satellite motions (amplitude $\sim 1''$). These methods and their consequences are discussed in detail in Starck et al. (1999). We estimate that the uncertainty of our mid-IR photometric measurements is $\sim 20\%$.

Experience with past ISOCAM observations has indicated that the overall pointing of ISO in the CVF mode is reliable. However, given the disturbed morphology of the system, we verified the relative astrometry by comparing and identifying the main features of our mid-IR images with those detected at other wavelengths after taking into account the shape of their spectral energy distribution (SED) as well as possible effects of absorption. For this purpose, we made an extensive use of the HST WFPC2 and NICMOS data of Alonso-Herrero et al. (2000), as well as the Keck $12\ \mu\text{m}$ images obtained by Soifer et al. (2001). Although these mid-IR data are not as deep as our ISOCAM observations, their much higher spatial resolution clearly facilitated our efforts. Since one can not blindly rely on the astrometry information provided by the ISO telemetry, we based our identification on the nucleus of IC 694 (source A), which is sufficiently isolated and its position is well defined in both the HST near-IR images as well as in the Keck $12\ \mu\text{m}$ maps. Finally the stability of the roll angle of the telescope during the observations and the apriori knowledge of the separation of the brighter mid-IR point sources enabled us to securely identify the position of the remaining components.

3. The Mid-IR morphology

As mentioned earlier, the comparison between our data and the high resolution Keck images of Soifer et al. (2001) allowed us to clearly locate the four components A, B, C and C' as the dominant sources of emission in our ISOCAM images. These identifications further revealed that the centroid of our source B actually corresponds the position of B1. Even though the angular separation between B1 and B2 is only $\sim 2''$, well below our spatial resolution, the fact that B2 is only marginally detected in the maps of Soifer et al. (2001) leads us to believe that

² The ISOCAM data presented in this paper were analyzed using "CIA", a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium led by the ISOCAM PI, C. Cesarsky, Direction des Sciences de la Matière, C.E.A., France.

its contribution to the mid-IR emission of B is minimal longward of $7\ \mu\text{m}$. Thus the conclusions we will draw for source B actually reflect the characteristics of B1.

In an attempt to increase our sensitivity to faint emission features, we used the CVF dataset to construct broad band images at the two most commonly used ISOCAM filters centered at 7 and $15\ \mu\text{m}$. The resulting $5 - 8.5\ \mu\text{m}$ and $12 - 18\ \mu\text{m}$ images, which correspond to the LW2 and LW3 filters, reach a 1σ -rms noise of 0.27 and 0.44 mJy arcsec⁻² respectively. They are presented in Fig. 1, adapted from Charmandaris et al. (2002), with their contours overlaid on the NICMOS HST data obtained by Alonso-Herrero et al. (2000). The LW2 image is dominated by the contribution of the Unidentified Infrared Band (UIB) features and as a result traces mostly the contribution of photo-dissociation and quiescent star-forming regions. The LW3 image, on the other hand, mainly samples the thermal signature of hot dust from massive star-forming regions as well as emission from high excitation forbidden lines such as [NeII] $12.8\ \mu\text{m}$ and [NeIII] $15.6\ \mu\text{m}$. A more detailed description on how the underlying mid-IR SED affects the LW2 and LW3 colors in active galaxies is presented in Laurent et al. (2000). The mid-IR fluxes of the various sources are reported in Table 1.

In addition to the four main components (A, B, C and C') detected in our mid-IR images, we note that there is considerable diffuse emission, in particular at $7\ \mu\text{m}$, in the region between IC 694 and NGC 3690 as well as around the nuclei of the galaxies. Our equivalent broad band images reveal that this diffuse component, which was undetected in the shallower ground based images, accounts for 44% and 36% of the total 7 and $15\ \mu\text{m}$ fluxes originating from Arp 299. If we derive an equivalent IRAS $12\ \mu\text{m}$ flux assuming a power-law SED in the $5 - 18\ \mu\text{m}$ range, we find that 60% of the overall IRAS $12\ \mu\text{m}$ flux is accounted for by the four sources, with A and B1 being the dominant ones (22 and 28% of the total flux respectively). As we will discuss in more detail in the following sections, the spectral characteristics of this diffuse emission are consistent with typical star-forming regions that were formed and scattered all over the disks of the galaxies by the tidal forces of the interaction.

Table 1. Broad-band mid-IR photometry of Arp 299

Source	LW2 [†] (mJy)	LW3 [†] (mJy)	LW3/LW2
A	325	1860	5.72
B	505	1951	3.86
C	126	461	3.66
C'	76	232	3.05
Total	1846	7037	3.81

[†] using a beam of $4.5''$ in diameter (aperture corrections were applied to account for the overall extension of the PSF).

All main components in the system are very bright in both filters and have extremely red colors. The 15 to $7\ \mu\text{m}$ flux ratios LW3/LW2 range from 3 to 5.7 and they

are quite high compared with what is typically found in normal galaxies where they vary from 0.7 to 1.2 (Roussel et al. 2001). Even in the case of the Antennae galaxies, Knot A, the brightest $15\ \mu\text{m}$ region, exhibits a LW3/LW2 ratio of 2.6 (Mirabel et al. 1998), while the same indicator in the massive star-forming complex within the outer ring of the Cartwheel galaxy is 5.2 (Charmandaris et al. 1999). In the absence of an AGN-type activity, such high ratios in Arp 299 indicate a star-forming mechanism of a remarkably high efficiency (Gallais et al. 1999; Laurent et al. 2000), a result which has also been suggested by Lai et al. (1999) and Rouan et al. (1999) based on their near-IR adaptive optics observations. Using a gray body model to fit the mid- and far-IR SED of the system, Charmandaris et al. (2002) have estimated that the infrared luminosities of the three main components (A, B1+B2 and C+C') range from 0.44 to $1.8 \times 10^{11} L_{\odot}$. This implies that each of these sources is several times more luminous than most starburst galaxies observed in the local Universe such as the prototypical M 82.

Examining the individual sources in more detail, it is striking that, within the limits of our resolution, component A is dominated in the mid-IR by a strong nuclear source with a faint extension towards the southeast. This nuclear source is completely absent from the optical HST images and only becomes apparent in the original near-IR maps of Wynn-Williams et al. (1991). In the near-IR, this is interpreted as the emission from the old stellar population in the bulge of IC 694. However, the mid-IR spectrum (see Fig. 3) differs clearly from the one of a population of old stars, such as in elliptical galaxy, in which there is no emission or absorption band (Athey et al. 2002). It is rather similar to the one we encounter in star forming regions (Laurent et al. 2000). In the mid-IR, the dominant process is star formation at large scale which is not evidenced at shorter wavelengths (visible and near-IR) and it appears mainly concentrated in the nuclear region. At longer wavelengths, component A emission dominates the global infrared emission of the system, making A the most luminous component of the system at $38\ \mu\text{m}$ (Charmandaris et al. 2002). This implies that even though star formation does happen over an extended area of IC 694 – as evidenced by the dust lanes and star forming tidal streamers visible in the HST optical imagery of Malkan et al. (1998) – and does contribute in the mid-IR by creating an extended emission seen in Fig. 1, the bulk of the infrared flux originates from its nucleus.

The mid-IR structure of NGC 3690 is more complex. As discussed in detail by Alonso-Herrero et al. (2000), a large number of point-like sources can be seen in the near-IR, with B1 and B2 largely dominating the overall emission of the galaxy at these wavelengths. The spectral properties of these two main components though present a remarkable contrast. As the wavelength increases, B1 becomes progressively brighter while the contribution of B2 – clearly the most luminous source of NGC 3690 in the visible and in the J and H bands (Alonso-Herrero et al. 2000) – gently declines longward of $1.6\ \mu\text{m}$. Furthermore,

the latter is barely detectable in the high resolution mid-IR images of Soifer et al. (2001), while B1 clearly unveils a very luminous core at $12\ \mu\text{m}$. The red colors of B1 and its differential extinction of $A_V = 15\ \text{mag}$ relative to B2 (Alonso-Herrero et al. 2000) are indicative of its much more obscured nature and reveal the presence of large concentrations of dust and gas in this area. As a side note, it is worth mentioning that B1 is completely invisible in the HST/FOC 220 nm UV map of the galaxy (see Fig. 2), and it is very faint at 300 nm (see Windhorst et al. 2002 Fig. 3.34a,b), an additional evidence of its high dust content.

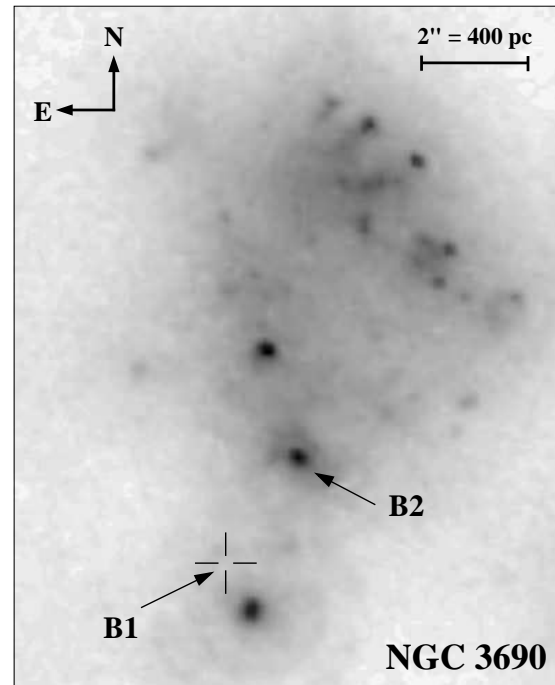


Fig. 2. UV image (220 nm) of NGC 3690 taken with the FOC on-board the HST (see also Meurer et al. (1995)). The position of B1 and B2 are marked. One can see that no emission at this wavelength is associated with B1 confirming its highly obscured nature.

Sources C and C' are clearly resolved at $7\ \mu\text{m}$ but the emission from C' diminishes relatively to C at longer wavelengths (see Fig. 1). It has been proposed that source C could be the nucleus of a third galaxy in the interacting system, but this hypothesis is questioned by the location of this source on the [J-H]/[H-K] color-color diagram (Gallais 1991), far from the locus of the other nuclei. Recent CO observations (Aalto et al. 1997; Casoli et al. 1999) also suggest that C and C' are dynamically linked and can be considered as star-forming complexes in the overlap region of NGC 3690 and IC 694.

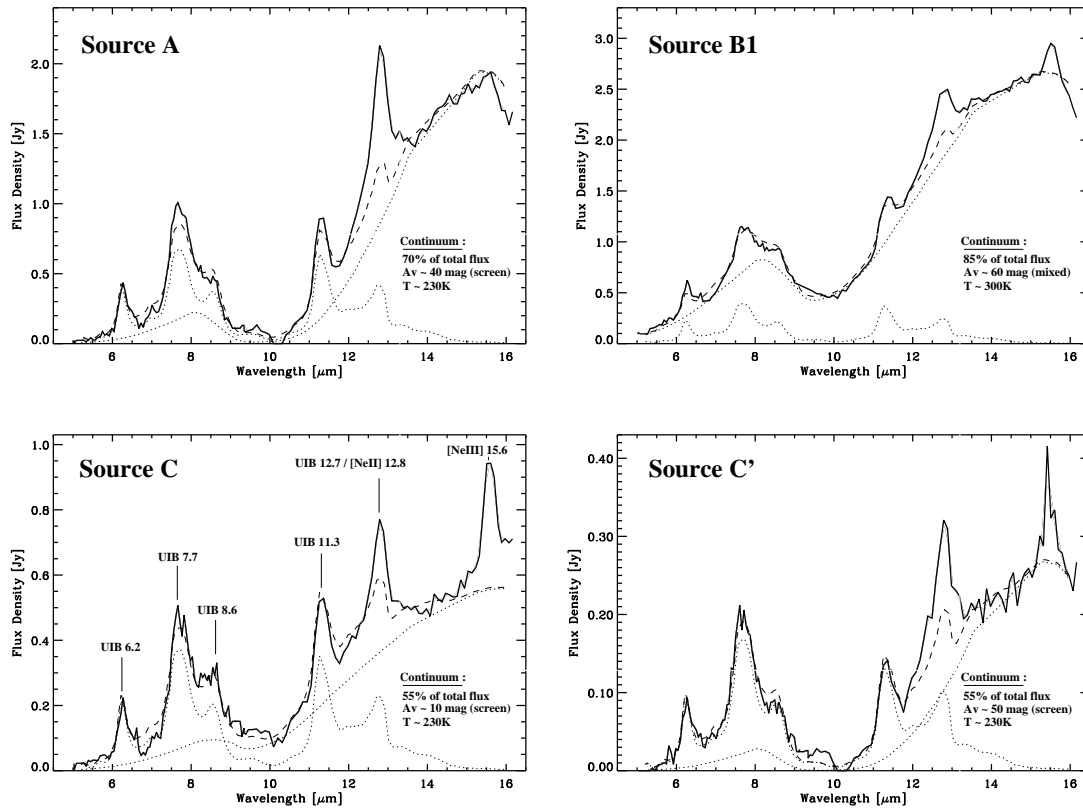


Fig. 3. Rest-frame mid-infrared spectra of the four main sources (A, B1, C and C') in Arp 299 (*solid lines*). They were obtained with a $4.5'' \times 4.5''$ aperture centered on each component, and they were corrected via a scaling factor to account for the extended flux of the PSF lying outside of the aperture. For each component, we have also plotted our best fit (*dashed line*) obtained with the combination of a UIB template and a black body continuum (*dotted lines*) extinguished with the law of Dudley & Wynn-Williams (1997). On each panel, we indicate the physical properties of the continuum: its contribution to the mid-IR flux, the absorption magnitudes followed by the dust obscuration geometry (screen against mixed model), and the temperature of the fitting black body. We also found that the extinction level of the UIB component is negligible ($A_V \lesssim 5$ mag) in the four sources. Note that the [NeII] $12.8 \mu\text{m}$ and [NeIII] $15.6 \mu\text{m}$ emission lines were not taken into account in our models.

4. Mid-IR spectral properties and absorption

In Fig. 3, we present the $5 - 16 \mu\text{m}$ spectra of the four main sources A, B1, C and C' of Arp 299. They have been obtained with a $4.5'' \times 4.5''$ aperture centered on the brightest spot of each component. A wavelength-dependent scaling factor has also been applied to correct for the extended flux of the PSF lying outside of the aperture used. We observe that the overall shape of each spectrum is similar, with the UIB features dominating the emission in the short wavelength range and with a warm continuum becoming visible longward of $10 \mu\text{m}$. Our measurements are also consistent with the $8 - 13 \mu\text{m}$ spectroscopic observations already obtained by Dudley (1999).

A more thorough analysis though, reveals distinct underlying physical properties of each region. While the mid-IR SED of source C is typical of what is generally observed

in starburst galaxies (e.g., Laurent et al. 2000), the spectra of sources A and C' display very strong absorption in the $9.7 \mu\text{m}$ silicate band and a significant contribution of the thermal continuum at $\lambda > 12 \mu\text{m}$. Sources C and C' also display a strong [NeIII] emission line, which as we discuss in section 5, is not as apparent in the other components. Finally, we note that the spectrum of source B1 is rather intriguing since it is dominated by an important hot dust continuum throughout the whole CVF spectral range, with only a minor contribution of the UIB features.

To provide a more quantitative insight into the properties of these sources, their $5 - 16 \mu\text{m}$ SEDs were carefully analyzed and compared with a library of simulated-CVF spectra. The latter were created with a two-component model described hereafter. The role of the first component is to take into account the presence of the UIB features, usually exhibiting a canonical SED as it has been

observed in various star-forming galaxies (Dale et al. 2001; Roussel et al. 2001), so we used the average 5 – 16 μm SED of the M51 galactic disk as a template spectrum. The second component, which reproduces the warm continuum observed in the long wavelength part of the CVF, was modeled using a black body with a temperature typically ranging from 150 to 300 K. We also considered the use of a power law with a spectral index varying from $\alpha = 1$ to $\alpha = 2$, as well as black bodies modified by an emissivity law (see also Sturm et al. 2000; Förster Schreiber et al. 2003). However, given the similar shape of the power law and black body functions at these wavelengths and temperature regimes as well as the limited wavelength coverage of our spectra, we found that we were unable to discriminate between one of the two particular spectral shapes. As a result, we will restrict our analysis using simple black body fits. Selective reddening was then applied *independently* towards these two components (similarly to the approach followed by Tran et al. 2001), and a variety of extinction laws (Mathis 1990; Dudley & Wynn-Williams 1997; Lutz 1999; Li & Draine 2001) were explored assuming either a uniformed dust screen geometry ($F_{\lambda,out} = F_{\lambda,in} \times \exp^{-\tau_\lambda}$, $\tau_\lambda = A_\lambda/1.086$) or a homogeneous mixture of dust grains and sources ($F_{\lambda,out} = F_{\lambda,in} \times (1 - \exp^{-\tau_\lambda})/\tau_\lambda$, $\tau_\lambda = A_\lambda/1.086$). Varying the fraction of the UIB and continuum emission to the total mid-IR flux, a collection of CVF spectra was subsequently created and χ^2 -tested against our data to select the best simulated SED available in our library. Note that the strong ionic emission lines usually observed in starburst environments (Sturm et al. 2000) such as [NeII] at 12.8 μm and [NeIII] at 15.6 μm were not taken into account in our simulated CVF spectra as they are not included in our model. Moreover, at the spectral resolution of our CVF, [NeII] is blended with the 12.7 μm UIB feature. Therefore the 12–13.2 μm and 15–16 μm wavelength ranges were omitted in our χ^2 calculations.

In Fig. 3, we present the best fits we obtained for the four ISOCAM spectra, along with the decomposition into their two components. While the specific results which were derived for each source will be more thoroughly discussed in the next section, we highlight hereafter some general points of our findings, as well as a number of limitations related to our fitting procedures.

One of our most striking results is that our best fits indicate an elevated extinction for the underlying continuum emission of sources A, B1 and C' and a very low extinction ($A_V \lesssim 5$ mag) of the template which contributes to the UIB feature emission. This may suggest not only a physically different origin but also a different spatial distribution for the two components observed in our spectra. Such a picture could actually be understood if we consider that the continuum emission originates from deeply dust-enshrouded regions while the UIBs are more diffuse and have a widespread and surface distribution. Since the UIBs mostly trace areas of photo-dissociation surrounding HII regions, this would not be so surprising given the filamentary optical/near-IR emission (Malkan et al. 1998;

Alonso-Herrero et al. 2000) and the extended gas streamers (Sargent & Scoville 1991; Casoli et al. 1999) which have been observed in the in-between regions of Arp 299.

A potential limitation in our approach was revealed by the degeneracy originating from the unknown geometry of the dust in the obscured regions. For all sources but B1, we found that both the screen and the mixed models can actually lead to similarly good overall fits to the observed spectrum in terms of the χ^2 minimization, even though the underlying assumptions for the geometry of the sources are different. For example, the continuum emission of source A can easily be reproduced either with a 230 K black body extinguished with $A_V = 40$ mag in a screen geometry (see Fig. 3), or with a much cooler component at $T = 160$ K with $A_V = 140$ mag assuming the mixed model. However, we wish to stress that the physical meaning of such single-temperature fits is rather uncertain since *i*) the observed spectrum is the result of no single grain population but a linear superposition of grains with a specific size distribution (see Dale et al. 2001), *ii*) the dust grains responsible for this warm continuum are not in thermal equilibrium, and *iii*) the presence of temperature gradients in the close vicinity of the mid-IR sources is quite likely. Therefore, a more meaningful approach would rather be to compare the four fitted spectra with each other after having primarily defined a given geometry for the dust obscuration (see Sect. 5 for such comparisons). Furthermore, we note that both the fraction of UIBs to the total mid-IR flux and their negligible extinction measured using our fitting procedure are roughly independent of the screen or mixed model assumption.

Table 2. Intensities and ratio of the [NeII]12.8 μm and [NeIII]15.6 μm for Arp299. The values of [NeII] were measured by Dudley (1999) and should be considered as upper limits as they may be contaminated by the 12.7 μm PAH feature (see text).

Source	$I([\text{NeII}])$ ($10^{-15} \text{ W m}^{-2}$)	$I([\text{NeIII}])$ ($10^{-15} \text{ W m}^{-2}$)	$\frac{I([\text{NeIII}])}{I([\text{NeII}])}$
A	< 2	–	–
B1	0.7	1.5	≥ 2.1
C	2.0	1.3	≥ 0.65
C'	< 0.9	0.5	> 0.55

To investigate the hardness of the radiation field in the different regions of the system we can use the ratio of the ionic Neon lines [NeII]12.8 μm and [NeIII]15.6 μm . Even though we can easily measure the [NeIII] line, the spectral resolution of the CVF ($R \sim 40$) is just too low to distinguish the [NeII]12.8 μm line from the 12.7 μm PAH band. As a result we decided to use the [NeII] values of the system measured by Dudley (1999) who calculated the intensity of the [NeII] lines in all sources of Arp 299. His $R \sim 60$ spectrograph can almost resolve the [NeII] line, and the 5.5'' circular aperture he used is only $\sim 25\%$ smaller than the aperture used to extract our ISOCAM/CVF spectra

presented in Fig. 3. Our results are presented in Table 2. In principle, the values of [NeII] may still contain some contribution from the $12.7\ \mu\text{m}$ PAH feature, thus making the [NeIII]/[NeII] ratio a lower limit. This contribution must however be small since the sum of line intensities measured by Dudley (1999) in the regions B1, C, and C' is consistent with the high spectral resolution ISO/SWS measurements of Thornley et al. (2000).

One of the great advantages of the ISOCAM/CVF observations is that we can extract narrower-band images ($\Delta\lambda \sim 1\ \mu\text{m}$) of our target, effectively constructing two-dimensional maps of specific spectral features. Several maps of selected spectral regions were created for Arp 299 and are displayed in Fig. 4. The first is the hot dust continuum at $5\ \mu\text{m}$, which could be due to either thermal emission from an AGN or the Rayleigh-Jeans tail of the photospheric emission from an old stellar population. The integrated emission of the $6.2\ \mu\text{m}$ UIB is also presented, since it isolates the emission from the photo-dissociation regions of the merger and despite the fact that it is weaker than the $7.7\ \mu\text{m}$ UIB it is much less affected by the depth of the $9.7\ \mu\text{m}$ silicate band (see discussion in Laurent et al. 2000). We also mapped the total flux within the band of the silicate absorption at $9.7\ \mu\text{m}$, and that of the ionic [NeIII] $15.6\ \mu\text{m}$ emission line which is indicative of the hardness of the radiation field (e.g., Thornley et al. 2000). For the latter and the $6.2\ \mu\text{m}$ UIB, we identified the corresponding spectral feature within each pixel of the CVF images, and carefully removed the underlying continuum so as to only keep the contribution of the given emission line (see Laurent et al. 2000 and Le Floch et al. 2001 for an illustration of the method). The dominant sources of mid-IR emission (A, B and C) are clearly apparent in all maps, even though their relative strength varies at each wavelength.

5. Discussion

5.1. The nuclear region of IC 694

In our mid-IR images, IC 694 (source A) appears as a bright source corresponding to the radio peak observed at 6 and 20 cm by Gehrz et al. (1983). As pointed out (see Alonso-Herrero et al. 2000; Charmandaris et al. 2002 and references therein), unlike the infrared view, images in the UV and visible do not reveal any clear optical counterpart at this position, while large quantities of high density molecular gas are concentrated within the central 500 pc (Sargent & Scoville 1991; Casoli et al. 1999). This gas fuels a massive starburst as evidenced by a supernova rate of $0.65\ \text{yr}^{-1}$, nearly five times the combined rate observed in B and C (Alonso-Herrero et al. 2000). This large gas reservoir can easily explain the high extinction toward the nucleus. In the optical, a dust lane runs in the southeast/northwest direction and “patchy” emission from surface star forming regions is seen in an extended area around the nucleus (Malkan et al. 1998). Not surprisingly, those same regions contribute to the $6.2\ \mu\text{m}$ UIB

emission and, as we observe in Fig. 4b, the angular size of source A is considerably larger at this wavelength.

Our mid-IR spectrum of this source (see Fig. 3) reveals a strong continuum with a slope past $10\ \mu\text{m}$ steeper than in any other component of the system. Moreover, the $9.7\ \mu\text{m}$ silicate band appears saturated. The continuum emission from A can be fitted with a 230 K black body absorbed by $A_V \sim 40$ mag assuming a uniform screen of dust. We also note that the longer wavelength part of the spectrum seems to decrease again past $15.5\ \mu\text{m}$. The same behavior can be seen in source B. Since we do know from multiple observations between 20 and $38\ \mu\text{m}$ that the spectrum of A rises quickly making it the dominant source of the IR luminosity of the system (Charmandaris et al. 2002), it is reasonable to attribute this brief decrease in flux to the presence of the $18\ \mu\text{m}$ silicate feature. Indeed, as shown by Dudley & Wynn-Williams (1997), the two silicate bands are proportional in strength/depth so, given the observed shape of the $9.7\ \mu\text{m}$ feature, the $18\ \mu\text{m}$ one would have to be similarly strong. Unfortunately given the limited wavelength coverage of the CVF and the fact that memory effects of the detector are more pronounced at the longer wavelengths which are observed at the beginning of the scan, we can not elaborate more on its actual strength. We will have to wait for the Infrared Spectrograph (IRS) aboard the Space Infrared Telescope Facility (SIRTF) which will provide complete wavelength coverage up to $40\ \mu\text{m}$ to address this issue more accurately.

A unique aspect of IC 694 that separates it from all other areas in the galaxy is the weak [NeIII] $15.6\ \mu\text{m}$ emission. As we can see from Fig. 3a, even though a suspicious feature at $15.6\ \mu\text{m}$ could be the [NeIII] line, its equivalent width is very small and makes it practically impossible to measure with our resolution. This can not be easily explained by advocating that the blue wing of the $18\ \mu\text{m}$ silicate feature extends to the location of [NeIII] reducing the line flux. If simple extinction was the culprit then how could one detect the line in both regions B1 and C' where even higher values of A_V are found? Furthermore, why does it seem that the spatial distribution of the faint [NeIII] avoids the nucleus but is associated with the dusty filaments to the southeast of source A?

The fact that the mid-IR neon lines of IC 694 have also been observed with ISO/SWS with superior spectral resolution by Thornley et al. (2000) can help us explore these questions. Using a considerably larger aperture ($14'' \times 27''$) these authors easily detected both [NeII] $12.8\ \mu\text{m}$ and [NeIII] $15.6\ \mu\text{m}$ toward IC 694. They measured a [NeIII]/[NeII] ratio of 0.29, a factor ~ 2.5 times lower than what was found for the whole of NGC 3690 (combined sources B and C). Modeling by Thornley et al. (2000) has shown that low values of the [NeIII]/[NeII] ratio can be explained in terms of a larger age of the starburst, lower limit in the upper mass function cut off, higher metallicity, or a reduced ionization parameter U . Our observations are actually consistent with all these possibilities if we consider that IC 694 contains the larger fraction of molecular gas and cold dust and dominates the

8

Gallais et al.: Dust enshrouded star-forming activity in Arp 299

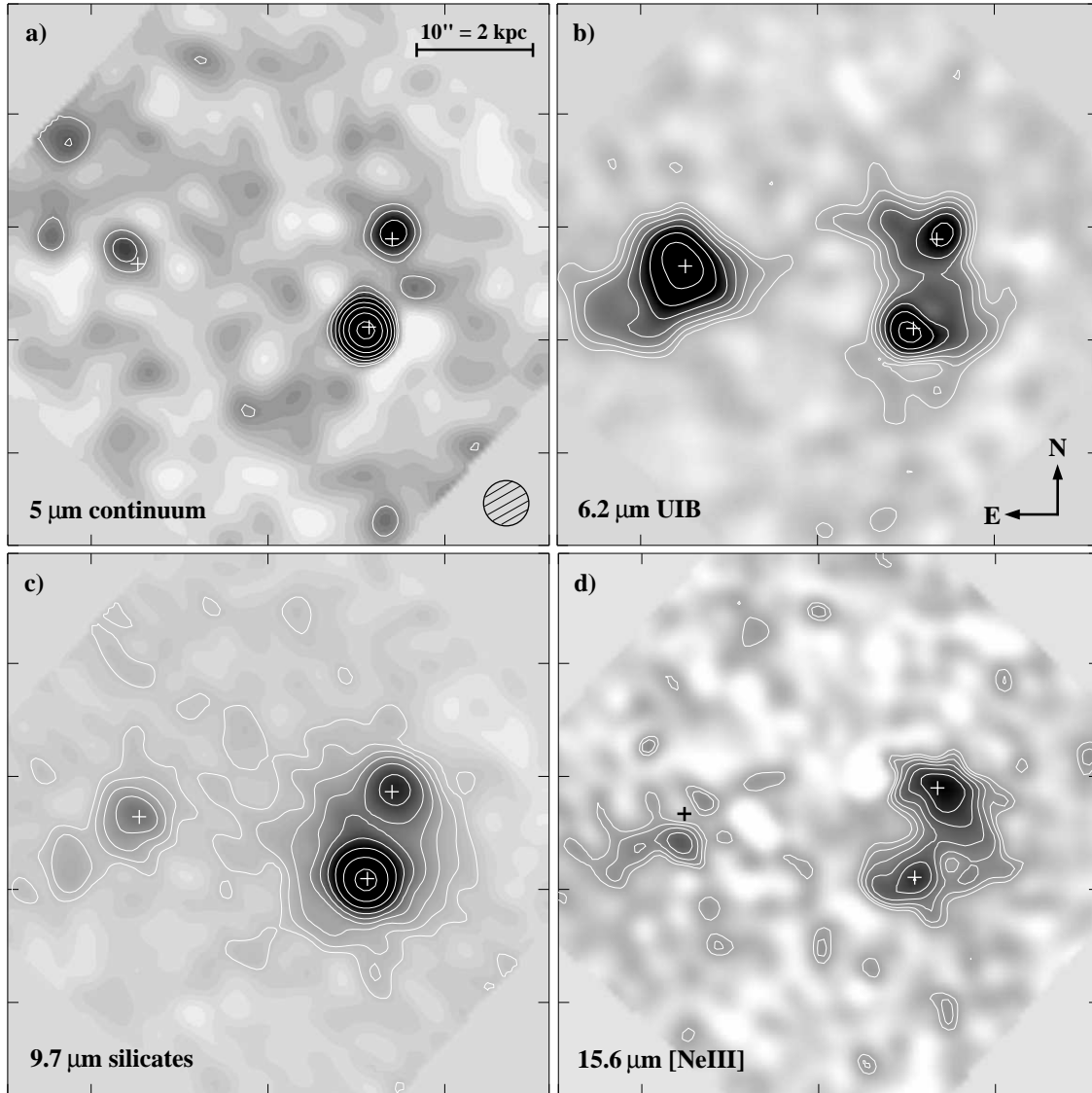


Fig. 4. Inverted grey-scale images of Arp 299 in selected spectral regions, depicting **a)** the hot continuum emission observed at $5\ \mu\text{m}$, **b)** the photo-dissociation regions obtained by integrating the mid-IR emission within the $6.2\ \mu\text{m}$ UIB, **c)** the continuum emission integrated over a $\Delta\lambda \sim 1\ \mu\text{m}$ bandwidth in the range of the silicate absorption at $9.7\ \mu\text{m}$, and **d)** the distribution of the ionic [NeIII] emission line at $15.6\ \mu\text{m}$, with the contribution of the underlying continuum properly removed (see text for details). For each image, the overlaid contours have been set with logarithmic spacing. By increasing order of wavelengths, the minimum levels are respectively 0.44 , 0.18 , 0.22 and $0.49\ \text{mJy arcsec}^{-2}$ while the maxima are 10.7 , 2.0 , 15.5 and $1.5\ \text{mJy arcsec}^{-2}$. The positions of the brightest sources (A, B1 and C) over the $5 - 16\ \mu\text{m}$ wavelength range are marked with crosses. The four images have the same orientation. The average FWHM of the ISOCAM PSF over the full CVF spectral range ($\sim 4''$) is indicated in panel **a)** as well as the scale in arcsec and kpc.

IR luminosity of Arp 299. This implies that the starburst in source A has been taking place for a longer period of time than in sources B and C since the former seems to be closer to dynamical equilibrium than the two sources in NGC 3690 which are even more disturbed and obviously

still strongly interacting (Casoli et al. 1999). One could further speculate that the geometry in A is different from the single cluster case of Thornley et al. (2000). The spatial extent associated with the age of the starburst indicates that the distribution of the enshrouded stars is more

random forming clusters resembling the mix gas/star cluster case. Furthermore, more generations of stars must have been created in IC 694, passing through their AGB phase to produce the dust we observe and hence the metallicity must be higher. As we will discuss in the following section this is not the case for C' which must harbor the youngest OB stars in the system (Soifer et al. 2001).

If the above scenario is correct then the reason why we detect [NeIII] in the southeast outskirts of source A, and not in the center, is simply due to the fact that these are the regions where young stars form along the tidal filaments (Malkan et al. 1998). In these filaments, the geometry is much more favorable so that “bubbles” in the interstellar medium form easier exposing the high ionization radiation of some underlying recently formed massive stars.

5.2. On the mid-IR properties of sources C and C'

The shape of the mid-IR SED of these regions (see Fig. 3) is consistent with those of star-forming regions in other extragalactic sources, where a hot thermal continuum strongly affects the PAH emission. Furthermore, the values of the mid-IR diagnostic flux ratios LW3/LW2 (see Table 1) are similar to those found in regions dominated by young massive stars (see Laurent et al. 2000). As a result, our data provide further support to the conclusions of other authors (Soifer et al. 2001 and references therein) that C and C' host extraordinary extra-nuclear starbursts.

Although it is probable that some emission from C could contribute to C' because of their small angular separation, the fact that their measured absorptions are different indicates this is not a very likely event. Our modeling of the extinction suggests that the environments for both sources C and C' are similar, with a higher extinction toward C' . For both, as for source A, the observed spectrum can be reproduced by the simple superposition of a UIB contribution and a black body heated to ~ 230 K in order to account for the hot dust continuum which dominates above $10 \mu\text{m}$. The estimated extinction for sources C and C' is A_V of 10 and 50 mag respectively assuming a foreground screen geometry.

The hardness of the UV radiation field in these sources can be characterized by the [NeIII]/[NeII] ratio. Source C presents a ratio of ≥ 0.65 and C' a ratio $\geq 0.55^3$, both greater than the one measured in component A (0.29 from Thornley et al. 2000). This would indicate that the UV radiation field, and consequently the fraction of young massive stars is higher in C and C' than in A, leading to younger starbursts in these regions, in agreement with the conclusions of Soifer et al. (2001) as well as of Alonso-

³ We must be careful considering [NeIII] in source C' . We notice that the emission in this line is only marginally mapped at the C' position (see Fig. 4). Because C and C' are separated only by $5''$, the feature we observe in the C' spectrum may be a relic of the extended wings of the PSF (FWHM $\sim 4.5''$) centered on source C.

Herrero et al. (2000) who derived ~ 5 Myr, 4 Myr and ~ 11 Myr for C, C' and A respectively (based on an evolutionary starburst model using parameters derived from their observations).

5.3. The nature of source B: Is there mid-IR evidence for an AGN?

As we mentioned earlier, B1 appears to be the brightest source of the system in the 5 to $16 \mu\text{m}$ spectral range and remains unresolved by our observations. While our spatial resolution is not sufficient to unambiguously resolve B1 and B2, the fact that the centroid of the source located at B position coincides very well with the 6 cm radio source observed by Gehrz et al. (1983) indicates reasonably that we actually map mainly the emission coming from B1. This is in agreement with higher spatial resolution ground-based observations from Soifer et al. (2001) who resolved B1 and B2 but showed that, despite the fact that B2 dominates the flux below $2 \mu\text{m}$ (see also Wynn-Williams et al. 1991; Gallais 1991), its emission decreases with increasing wavelength and it is actually ~ 35 times fainter than B1 at $12.5 \mu\text{m}$. Consequently, all our conclusions on the mid-IR characteristics of source B=B1+B2 would actually reflect the properties of B1.

Until recently, most researchers had focussed on the starburst properties of this region, given the absence of any evidence for an active nucleus. Based on the H α (see Fig. 3 of Alonso-Herrero et al. 2000) and CO observations (Casoli et al. 1999; Aalto et al. 1997), it is clear that B1 contains a large amount of ionized gas, as well as cold molecular gas which could sustain massive star formation activity for more than 10^8 years. Our observations though indicate that the physical characteristics of B1, as displayed by its spectrum, make it stand out in the mid-IR in two ways.

First, B1 displays the strongest continuum emission over the whole 5 – $16 \mu\text{m}$ range with only a weak contribution due to PAH emission (see Fig. 3). Using our model, we find that this continuum can be best fitted with a 300 K black body extinguished by $A_V \sim 60$ mag in a mixed-model geometry and accounts for 85% of the total mid-IR emission of B1. Despite the high extinction derived from our model, B1 remains the brightest source of the system in the $9.7 \mu\text{m}$ silicate absorption band and its “hot continuum” at $\sim 5 \mu\text{m}$ is 118 mJy, almost 5 times higher than source A which dominates the global IR luminosity of the whole system.

Second, the [NeIII]/[NeII] ratio of this source is at least 2.1 (see Table 2), a value considerably greater than the ratios measured in the Thornley et al. (2000) starburst sample which typically ranges from 0.05 to 1, with the only exception of the low metallicity systems NGC 5253 and IIZw 40 (with values of 3 and 12 respectively). Clearly, the radiative environment in B1 deviates from the one seen in classical starburst galaxies, and it appears to resemble

more what is observed in young galactic HII regions such as W 51 (Thornley et al. 2000).

The fact that no UV emission is detected from B1 is further evidence of the high obscuration in the region. In this context, the PAH features could be attributed to individual heating sources distributed around B1, in a diffuse component on the line of sight, in such a way that the filling factor of their corresponding Stromgren spheres is high and hence there is a smaller volume available for the photo-dissociation regions to contribute to the PAH flux (see Alonso-Herrero et al. 2000, Fig. 7b).

However, hard UV photons can also be produced by an AGN. Based on a diagnostic diagram which compares the ratio of the continuum at $14 - 15 \mu\text{m}$ to the continuum at $5.1 - 6.8 \mu\text{m}$ versus the ratio of the strength of the $6.2 \mu\text{m}$ feature to the continuum at $5.1 - 6.8 \mu\text{m}$, Laurent et al. (2000) attempted to quantify the AGN/starburst contribution in the mid-IR. For source B1, their Fig. 6 suggests that almost 40 % of the mid-IR emission could originate from a very embedded AGN. The tell-tale sign would be the emission observed via the “hot continuum” at $5 \mu\text{m}$ as illustrated in our Fig. 4. Even though the mid-IR evidence was not strong enough to propose the presence of an AGN detection, their suggestion was in fact proven true beyond any doubt with the recent Beppo-Sax X-ray observations of Arp 299 by Della Ceca et al. (2002). These authors explained the hard X-ray emission and spectral shape/luminosity of the system with a buried Compton thick AGN of luminosity $L_{0.5-100 \text{ keV}} \simeq 1.9 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$, extinguished by an $A_V > 1000$ magnitudes. Their result, as well as further work based on Chandra data which places the AGN in B1 (Zezas, private communication), readily explains our inability to probe the center of B1 in the optical and the UV.

An interesting point which remains to be explored in the future is whether the AGN actually defines the location of a galactic nucleus in NGC 3690. The reason for this question is that B2 is the most extended source in the visible as seen in the HST WFPC2 ($0.59 \mu\text{m}$) images and the brightest one in the near-infrared, while B1 remains unresolved or marginally resolved (Alonso-Herrero et al. 2000). Moreover, unlike B1, B2 does display a high CO index characteristic of a population of late-type stars (Satyapal et al. 1999). Based on its near-IR colors and its size at these wavelengths, B2 appears to be mainly composed of a mix of old stars, gas and dust. If this source is a relic of an older single isolated starburst region outside the nucleus traced by B1, it should have been spatially extended and of an extraordinary strength.

If, on the other hand, the nucleus of the galaxy is in B2, as suggested by the near-IR colors, then this would imply that B1 harbors not only massive star forming regions but also a “runaway” super-massive black hole (SMBH). Did this SMBH originate from a companion which was accreted in the system at an earlier stage and it is now accreting gas becoming visible as an AGN? We do observe a high concentration of gas outside – but close to – the B1 and B2 regions of NGC 3690 and their kinemat-

ics imply that they are tidally connected with streamers originating from IC 694 (Casoli et al. 1999). Alonso-Herrero et al. (2000) though derived a dynamical mass for B1 ($M > 4 \times 10^8 M_\odot$) similar to the one found in B2 ($M \sim 6 \times 10^8 M_\odot$, from Shier et al. (1996)) which would be hard to explain if both of them had always been part of a single galaxy. Our mid-IR observations do not allow us to discriminate between the two interpretations. Only high spatial resolution information on the kinematics of those components will help us shed some light to these issues.

In any case, NGC 3690 has been the host of extraordinary star-forming events and exhibits a distinct mid-infrared spectral energy distribution unlike any other in other extragalactic objects, even unambiguous enshrouded AGNs such as NGC 1068 (Le Floc’h et al. 2001) or Centaurus A (Mirabel et al. 1999).

6. Conclusions

Our mid-IR spectroscopy of Arp 299 over the range 5 to $16 \mu\text{m}$ has revealed new information on the properties of this intriguing interacting system. Based on our analysis, we conclude that:

1. Large quantities of dust are present in the system as indicated by the hot continuum observed above $10 \mu\text{m}$ in all sources and by the high extinction derived by our model. We find that, assuming a uniform foreground screen model, we can reproduce the mid-IR SED and the $9.7 \mu\text{m}$ silicate absorption band with an A_V of ~ 40 mag in the central region of IC 694 (source A), ~ 10 mag for source C, and ~ 50 mag for C', the dominant sources in the galactic disks overlap region. A best fit with an A_V of ~ 60 mag is derived in the central region of NGC 3690 (source B1) using a homogeneous mixture of dust with radiating sources.
2. The nuclear region of IC 694 harbors enshrouded massive star forming activity. No evidence for an active galactic nucleus is found in our mid-IR spectra.
3. We confirm that C and C' are sites of recent starburst events based on the elevated values of the $[\text{NeIII}]15.6 \mu\text{m}$ flux and the high $[\text{NeIII}]/[\text{NeII}]$ ratio, which is similar to those of classical young starbursts.
4. Source B is characterized by a unique mid-IR spectrum which is dominated by a hot dust continuum extending shortward of $5 \mu\text{m}$, and which is the strongest of the Arp 299 system. Given the ample presence of dust and the strength of the radiation field, this continuum is consistent with the recent Chandra/Beppo-SAX results which favor the presence of a Compton thick AGN at this location.

Acknowledgements. We thank the HST team and PIs of the proposals who provided the WFPC2 NICMOS and FOC images made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope and obtained from data archive at the Space Telescope Science Institute. STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under the NASA contract

NAS 5-26555. VC would like to thank F. Casoli (Obs. de Paris) for useful discussions on the CO kinematics, A. Zezas (CfA/Harvard) for information on the Chandra results prior to publication as well as to acknowledge the financial support of JPL contract 960803.

References

- Aalto, S., Radford, S. J. E., Scoville, N.Z., & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 475, L107
- Abergel, A., Bernard, J.-P., Boulanger, F., et al. 1996, *A&A*, 315, L329
- Athey, A., Bregman, J., Bregman, J., et al. 2002, *ApJ*, 571, 272
- Augarde, R., & Lequeux, J. 1985, *A&A*, 147, 273
- Alonso-Herrero, A., Rieke, G. H., Rieke, M. J., & Scoville, N. Z. 2000, *ApJ*, 532, 845
- Casoli, F., Willaime, M.-C., Viallefond, F., & Gerin, M. 1999, *A&A*, 346, 663
- Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnès, P., et al. 1996, *A&A*, 315, L32
- Charmandaris, V., Laurent, O., Mirabel, I. F., et al. 1999, *A&A*, 341, 69
- Charmandaris, V., Stacey, G. J., & Gull, G. 2002, *ApJ*, 571, 282
- Dale, D. A., Helou, G., Contursi, A., Silbermann, N. A., & Kolhatkar, S. 2001, *ApJ*, 549, 215
- Della Ceca, R., Ballo, L., Tavecchio, F., et al. 2002, *ApJ*, 581, L9
- Dudley, C. C., & Wynn-Williams, C. G. 1993, *ApJ*, 407, L65
- Dudley, C. C., & Wynn-Williams, C. G. 1997, *ApJ*, 488, 720
- Dudley, C. C. 1999, *MNRAS*, 307, 553
- Fabbiano, G., Kim, D.-W., & Trinchieri, G. 1992, *ApJS*, 80, 531
- Förster Schreiber, N.M., Sauvage, M., Charmandaris, V., et al. 2003, *A&A*, 399, 833
- Gallais, P. 1991, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VII
- Gallais, P., Laurent, O., Charmandaris, V., et al. 1999, in "The Universe as seen by ISO", ESA SP-427, p. 881
- Gehrz, R. D., Sramek R. A., & Weedman, D. W. 1983, *ApJ*, 267, 551
- Hibbard, J. E., & Yun, M. S. 1999, *AJ*, 118, 162
- Lai, O., Rouan, D., Rigaut, F., Doyon, R., & Lacombe, F. 1999, *A&A*, 351, 834
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000, *A&A*, 359, 887
- Le Floch, E., Mirabel, I. F., Laurent, O., et al. 2001, *A&A*, 367, 487
- Li, A., & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 554, 778
- Lutz, D. 1999, in The Universe as seen by ISO, ESA SP-427, p. 623
- Malkan, M. A., Gorjian, V., & Tam, R. 1998, *ApJS*, 117, 25
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., Leitherer, C., et al. 1995, *AJ*, 110, 2665
- Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1996, *ApJ*, 464, 641
- Mirabel, I. F., Vigroux, L., Charmandaris, V., et al. 1998, *A&A*, 333, L1
- Mirabel, I.F., Laurent, O., Sanders, D., et al. 1999, *A&A*, 341, 667
- Rouan, D., Clénet, Y., & Lai, O. 1999, in "Astronomy with adaptive optics : present results and future programs", ESO Conference and Workshop Proceedings, vol. 56, p. 411
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001, *A&A*, 372, 427
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sargent, A., & Scoville, N. 1991, *ApJ*, 366, L1
- Satyapal, S., Watson, D. M., Forrest, W. J., et al. 1999, *ApJ*, 516, 704
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2001, *AJ*, 122, 1213
- Shier, L. M., Rieke, M. J., & Rieke, G. H. 1996, *ApJ*, 470, 222
- Starck, J.-L., Abergel, A., Aussel, H., et al. 1999, *A&AS*, 134, 135
- Sturm, E., Lutz, D., Tran, D., et al. 2000, *A&A*, 358, 481
- Thornley, M. D., Förster-Schreiber, N. M., Lutz, D., et al. 2000, *ApJ*, 539, 641
- Tran, Q. D., Lutz, D., Genzel, R. et al. 2001, *ApJ*, 552, 527
- Vigroux, L., Mirabel, I. F., Altiéri, B., et al. 1996, *A&A*, 315, L93
- Weedman, D. W. 1972, *ApJ*, 171, 5
- Windhorst, R. A., Taylor, V. A., Jansen, R. A., et al. 2002, *ApJS*, 143, 113
- Wynn-Williams, C. G., Eales, S. A., Beklin, E. E., et al. 1991, *ApJ*, 377, 426
- Zezas, A. L., Georgantopoulos, I., & Ward, M. J. 1998, *MNRAS*, 301, 915

SUBMITTED IN THE APJ LETTERS ON APRIL 14, 2003
 Preprint typeset using L^AT_EX style emulateapj v. 11/12/01

A BIAS IN OPTICAL OBSERVATIONS OF HIGH REDSHIFT LUMINOUS INFRARED GALAXIES

V. CHARMANDARIS¹

Astronomy Department, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA
 vassilis@astro.cornell.edu

E. LE FLOCH, I.F. MIRABEL²

CEA/DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
 elefloch@cea.fr, fmirabel@cea.fr

Submitted in the ApJ Letters on April 14, 2003

ABSTRACT

We present evidence for the dramatically different morphology between the rest frame UV and 7-15 μ m mid-IR emission of VV 114 and Arp 299, two nearby ($z\sim 0$) violently interacting infrared luminous galaxies. Luminous IR galaxies located at $z=1-2$ could easily be detected as point sources in both deep optical/near-IR ground surveys as well as in future 24 μ m space surveys with the Space Infrared Telescope Facility. We suggest that the lack of spatial resolution will introduce a scatter in the observed optical/near-IR to mid-IR colors of the surveys, due to the blending of the emission from the unresolved interacting components, leading to a systematic underestimation of the dust content of those systems.

Subject headings: infrared: galaxies – ultraviolet: galaxies – galaxies: individual (Arp 299, VV 114)
 galaxies: high-redshift – galaxies: starburst – galaxies: irregular

1. INTRODUCTION

Over the past decade several studies on the physical characteristics of high redshift galaxies have revealed a number of new exciting results. In particular it has been established that the star formation rate (SFR) of both individual galaxies, as well as the SFR per co-moving volume, increases by more than an order of magnitude as we move from systems of the local Universe to those found to a redshift of $z\geq 2$ (e.g., Steidel et al. 1996; Madau et al. 1998). The details on exactly how the SFR evolves at even higher redshifts are still under debate as they are strongly affected by small number statistics on the properties of the population of the sources detected in sub-mm surveys, but more importantly by the accurate modeling of the effects of dust extinction. A number of deep surveys — most notably the Hubble Deep Field — have also shown that a large number of faint galaxies at intermediate and high redshift display irregular and/or disturbed morphology as well as an excess of blue light emission (see Williams 1996; Abraham et al. 1996; Le Fèvre et al. 2000). A way to explain this faint blue excess in the galaxy luminosity function is by introducing a rapidly evolving population of star forming galaxies at those redshifts (Glazebrook et al. 1995; Metcalfe et al. 2001). What are the properties though, of this population? Several researchers suggest that these distant galaxies are a new class of systems which are physically small in size (Pascarella et al. 1996), while others speculate that they are high redshift analogues of local interacting galaxies. The latter scenario can be understood since those distant galaxies may look peculiar because of the k-correction and band shifting of their short wavelength (UV) emission to the optical HST filters (Hibbard & Vacca 1997, and references therein).

Two additional independent findings seem to suggest that galaxy interactions may indeed have significant implications to the blue excess in the galaxy luminosity function. The first one is the ample evidence that the galaxy interaction/merge rate increases as a power law function of redshift $\sim(1+z)^m$ (Carlberg 1990; Colin et al. 1994; Lavery et al. 1996). Even though a direct observational measure of the interacting/merging galaxy pairs, and hence m , has been difficult due to a number of potential biases in surveys, current estimates clearly lean towards high values of $m\sim 3-4.5$ (see Lavery et al. 1996; Le Fèvre et al. 2000, for a review). The second is that phenomena associated with galaxy interactions such as the presence of starburst, infrared luminous, and ultraluminous (ULIRGs) galaxies detected with IRAS also increase with redshift (e.g., Lonsdale, et al. 1990; Sanders & Mirabel 1996; Xu et al. 2001). However, the tidally triggered massive star formation activity, which may eventually drive gas rich galaxies into to their ultraluminous phase, is not only responsible for their high rest frame UV flux and hence for the probable blue color excess in deep surveys. It is also the reason why large quantities ($\sim 10^9 M_\odot$) of molecular gas may be compressed over an area of few hundred pc around their nuclei (Downes & Solomon 1998; Bryant & Scoville 1999) eventually obscuring them behind large quantities of dust. Wavelength dependent extinction by dust grains is consequently limiting our ability to accurately probe and distorts the morphology of interacting galaxies. A prime example of this phenomenon was displayed in the study of NGC 4038/39 (“The Antennae”) by Mirabel et al. (1998). This system of interacting galaxies, located at distance of 20 Mpc is only moderately infrared luminous³ ($L_{\text{IR}}=4.9\times 10^{10} L_\odot$) and still contains considerable quantities of molecular gas dispersed over a large area, which

¹ Chercheur Associé, Observatoire de Paris, LERMA, 61 Av. de l’Observatoire, F-75014 Paris, France

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, cc 67, suc 28. 1428 Buenos Aires, Argentina

³ We use the standard definition of $L_{\text{IR}}(8-1000\mu\text{m}) = 5.62\times 10^5 \text{D}(\text{Mpc})^2 (13.48f_{12}+5.16f_{25}+2.58f_{60}+f_{100}) L_\odot$ (see Sanders & Mirabel 1996), $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, and $q_0 = 0.5$ to facilitate comparison with earlier work.

may become available for a more intense star formation event in the future (Wilson et al. 2000; Gao et al. 2001). Despite that, half of the mid-IR flux of the system originates from the optically obscured overlap region between the two nuclei (see Mirabel et al. 1998).

It is thus reasonable to pose the following questions. How would the morphology of systems more IR luminous than NGC 4038/39 be affected by the presence of dust and what consequences this may have in measurements of the *spatially unresolved* galaxies which are readily discovered at high ($z \gtrsim 1.5$) redshift? More specifically, how this may affect the conclusions of color correlations between a number of optical and near-IR surveys that are performed from the ground (e.g., Jannuzi et al. 2002), and those scheduled to be performed with Space Infrared Telescope Facility (SIRTF) (e.g., Rieke et al. 2000; Lonsdale 2001)?

We will base our analysis on high resolution UV and mid-IR observations of Arp 299 and VV 114 that became recently available. Both galaxies have IR luminosities almost an order of magnitude higher than NGC 4038/39 ($L_{\text{IR}} \sim 5 \times 10^{11} L_{\odot}$ for Arp 299 and $\sim 4 \times 10^{11} L_{\odot}$ for VV 114) but the projected spatial separation between their two interacting components is still sufficiently large (8 and 6 kpc respectively) for us to be able to resolve them given their proximity (41 and 80 Mpc respectively).

2. OBSERVATIONS

All observations used in this paper were retrieved from previously published work and we refer the reader to those for details on the data reduction. The mid-IR data were obtained with ISOCAM on board the Infrared Space Observatory (ISO) and were presented by Le Floc'h et al. (2002) for VV 114 and by Charmandaris et al. (2002) for Arp 299. The UV data of both galaxies were retrieved from the HST archive. An analysis of the STIS images of VV 114 and FOC images Arp 299 is included in Goldader et al. (2002) and Meurer et al. (1995) respectively.

3. DISCUSSION

3.1. Dust and interactions at high- z

A detailed study of the apparent morphology of peculiar galaxies as a function of redshift was already performed by Hibbard & Vacca (1997) by examining UV and optical images of a sample of 4 interacting galaxies. These authors found that at $z > 1.5$ it is no longer possible to discern features such as long tidal tails and bridges that would identify these systems as clearly “interacting”. Even with the superb sub-arcsecond imaging capabilities of HST those galaxies would often appear simply as peculiar knots with no obvious spiral- or elliptical-like structure. These authors also eluded that the redshifted rest UV light which will be sampled in the optical if those galaxies are at $z > 1.5$ can not be used to accurately image the evolved stellar population.

The limitations discussed by Hibbard & Vacca (1997) become even stronger if one considers dust extinction⁴. Even though numerous $z \sim 2-3$ galaxies have been detected as UV drop outs the actual magnitude of extinction effects in the detection of distant galaxies using their rest frame

UV emission is still under debate (see Meurer, et al. 1999; Adelberger & Steidel 2000, for conflicting views). However, a number of recent results clearly suggest the presence of considerable quantities of dust at high redshifts. Using a UV selected sample of 16 galaxies at $2 \leq z \leq 2.6$, Erb et al. (2003) found that the SFR measured using the redshifted in the K-band $H\alpha$ line is considerable ($16 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$) but it is also a factor of ~ 2.4 higher than that estimated using their UV continuum (SFR_{UV}). This difference is even higher for the systems with low UV luminosity and can be easily understood due to the presence of dust. Unfortunately no $H\beta$ line was detected from these galaxies to measure their Balmer decrement, and consequently we can not be certain whether or not the factor of 2.4 is just a lower limit. Furthermore, UV selected samples may be biased towards systems with a low dust content. A similar underestimate in SFR_{UV} compared to the one calculated using the $H\beta$ line was found for a small sample of galaxies at $z=3$ by Pettini et al. (2001). Even at lower redshifts though ($z \sim 1$), where larger samples and better statistics are available, the presence of dust is evident and new rather interesting trends emerge. In an analysis of a large sample of galaxies located at $0.4 \leq z \leq 0.8$ Cardiel et al. (2003) estimated their SFR using the IR luminosity as well as their $H\alpha$ emission. They found a clear trend indicating that as one moves from lower to higher luminosity systems ($L_{\text{IR}} = 10^{11}-10^{12} L_{\odot}$) even though the $H\alpha$ luminosity is still high the $\text{SFR}_{H\alpha}$ is up to *an order of magnitude less* than the SFR_{IR} (see their Fig. 15).

The result of Cardiel et al. (2003) further supports our concern that the effects of dust in the $z \sim 2$ systems mentioned earlier may not have been properly taken into account. It also stresses the need to better quantify the correlation between the rest frame mid-IR emission and the L_{IR} of IR luminous galaxies (Chary & Elbaz 2001), since a strong active galactic nucleus (AGN) can also contribute to the mid-IR (see Laurent et al. 2000).

3.2. Arp 299 and VV 114 analogues in high- z surveys

To better illustrate another aspect of the influence of dust in the morphology of an IR luminous galaxy we decided to compare the UV and $7\mu\text{m}$ images of Arp 299 and VV 114, the two nearest interacting galaxies which have an $L_{\text{IR}} > 10^{11}$, being at the same time sufficiently extended in the sky (see Fig. 1). Both systems show a clearly resolved eastern and western component. As they have been studied extensively in all wavelengths we had access to published high resolution UV images with HST, mid-IR images with Keck (Soifer et al. 2001), as well as our own deep mid-IR images obtained with ISOCAM (see Le Floc'h et al. 2002; Charmandaris et al. 2002, and references therein).

The selection of the rest frame $\sim 0.2\mu\text{m}$ (UV) and $\sim 7\mu\text{m}$ (mid-IR) bands was determined by the fact that at $z \sim 2$ these would correspond to R-/I-bands and $\sim 24\mu\text{m}$ respectively. The ongoing NOAO deep survey⁵ (Jannuzi et al. 2002) is covering those optical bands and it is sufficiently sensitive to detect the rest frame UV emission from Arp 299 and VV 114 (see Table 1) as well as any L^* star-forming galaxy at $z \geq 2$ (detection limits of $\sim 26\text{mag}$ in R

⁴ We note that if we were to trace dust using the usual extinction law A_V , then $A_{\text{UV}} \sim 7A_{H\alpha} \sim 270A_{7\mu\text{m}}$ (Mathis 1990).

⁵ For more information on the NOAO survey visit <http://www.noao.edu/noao/noadeep/>

and I-bands). A number of deep mid-IR surveys have also been scheduled to be performed with the Space Infrared Telescope Facility (SIRTF) using the $24\ \mu\text{m}$ imaging using the Multiband Imaging Photometer (MIPS⁶) (Rieke et al. 2000; Lonsdale 2001). SIRTF will readily detect $\sim 10^{11} L_{\odot}$ starburst and star forming galaxies at $z=2$, since the rest frame $7.7\ \mu\text{m}$ Polycyclic Aromatic Hydrocarbon (PAH) feature, which is very strong in starburst systems (see Laurent et al. 2000) will move into the MIPS $24\ \mu\text{m}$ band.

At a redshift $z=2$, though, one arcsecond on the sky, the typical resolution of ground imagery, corresponds to a projected distance of 8kpc. The spatial resolution of SIRTF is even poorer ($\sim 6''$ at $24\ \mu\text{m}$). As a result systems similar to Arp 299 and VV 114 will be unresolved in these surveys.

Observing the two galaxies in Fig. 1 the striking difference between the UV and $7\ \mu\text{m}$ emission is obvious. In Arp 299 we note that $\sim 20\%$ of the UV emission originates from the eastern component (IC 694) and $\sim 80\%$ is associated with NGC 3690. However, at 7 and $15\ \mu\text{m}$ IC 694 becomes progressively more luminous relative to NGC 3690, contributing $\sim 30\%$ and $\sim 70\%$ of the flux respectively. IC 694 eventually dominates the IR luminosity of Arp 299, contributing twice as much to it than NGC 3690. As we can see by the displaced centroid between the mid-IR and UV emission and was discussed in Charmandaris et al. (2002), all UV and optical emission detected from IC 694 is probably due to surface star formation activity. The emission from the massive stars formed by the high density molecular gas in nucleus of IC 694 only becomes visible in the near-IR and mid-IR wavelengths. The situation in VV 114 is even more extreme. Although VV 114E is 2.5 times brighter than VV 114W in the mid-IR it is practically invisible in the UV! VV 114E actually displays strong evidence that a considerable fraction of its mid-IR flux originates from an AGN (Le Floc'h et al. 2002; Soifer et al. 2001), which further enhances its mid-IR emission. The relative contribution of both galaxy components to the total emission of each system in the the UV and mid-IR is presented in Table 1.

In Table 1 we also include the $7\ \mu\text{m}$ to UV flux density ratio X_{UV}^{MIR} , for each galaxy as well the global value for each interacting pair. A scatter in those values is substantial and ranges from a factor of 3 in Arp 299 to a factor of 80 in VV 114! Furthermore, in both cases the extreme characteristics of the redder/eastern galaxy, which is actually responsible for the bulk of the L_{FIR} of the system, remain inconspicuous. When considered as a single system the UV emission from the less obscured component dilutes the signature of warm dust emission. Hence, if one is to use the X_{UV}^{MIR} reddening or even estimate the slope β of

the UV spectrum to establish a β to L_{FIR} correlation as tracer of extinction and total dust content (i.e., Meurer, et al. 1999) a systematic underestimate of the dust content will be introduced.

This fact has serious implications when one tries to examine the colors of distant high redshift sources using deep surveys with low spatial resolution. All IR luminous galaxies are very likely interacting systems and similarly to the two cases presented above they will remain unresolved point sources. Even though the details of the rest frame mid-IR to UV ratio depend on the actual filters used to observe the high-z sources (R,I, and/or MIPS24), and they are beyond the scope of this letter, one result is clear from this exercise. A simple diagnostic which correlates integrated rest frame UV with mid-IR or radio measurement is bound to introduce a systematic scatter not just due to the unknown quantities of dust at high-z but principally due to the blending of the emission from the unresolved interacting components. Depending on the stage of the interaction and the amount of spatially extended star formation activity, there will be cases (such as VV 114) where this scatter may be extreme. The situation will be even more complicated if an obscured AGN is present since this will increase the mid-IR emission but it will have minimal effects in the UV.

Follow-up observations with deep near-IR sub-arcsec imaging with the Hubble Space Telescope or with 8-m class ground telescopes will be necessary in order to reveal the real nature and physical properties of those sources (Surace & Sanders 2000).

4. CONCLUSIONS

Using archival images of VV 114 and Arp 299, two nearby violently interacting infrared luminous galaxies we show the strikingly different morphology between their $0.2\ \mu\text{m}$ UV and $7\ \mu\text{m}$ mid-IR emission. Even though the redshifted rest frame emission from both wavelengths will be easily detected at $z\sim 2$ by ground based R-/I-band surveys and by the $24\ \mu\text{m}$ surveys of SIRTF respectively, the fact that we will not be able to spatially resolve the different components of each source will introduce a scatter in the measured colors. This scatter will depend on the relative contribution of each interacting component to the IR luminosity of the system, but it will tend to systematically underestimate the rest frame mid-IR to UV color of the source leading to lower values of the total dust content of those systems.

VC would like to thank J.R. Houck (Cornell) for useful discussions and to acknowledge the support of JPL contract 960803.

REFERENCES

- Abraham, R. G., Tanvir, N. R., Santiago, B. X., Ellis, R. S., Glazebrook, K., & van den Bergh, S. 1996, MNRAS, 279, L47
 Adelberger, K. L. & Steidel, C. C. 2000, ApJ, 544, 218
 Bryant, P. M. & Scoville, N. Z. 1999, AJ, 117, 2632
 Cardiel, N., Elbaz, D., Schiavon, R. P., Willmer, C. N. A., Koo, D. C., Phillips, A. C., & Gallego, J. 2003, ApJ, 584, 76
 Carlberg, R. G. 1990, ApJ, 359, L1
 Charmandaris, V., Stacey, G. J., & Gull, G. 2002, ApJ, 571, 282
 Chary, R. & Elbaz, D. 2001, ApJ, 556, 562
 Colin, P., Schramm, D. N., & Peimbert, M. 1994, ApJ, 426, 459
 Downes, D. & Solomon, P. M. 1998, ApJ, 507, 615
 Erb, D. W., Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., Adelberger, K. L., Hunt, M. P., Moorwood, A. F. M., & Cuby, J.-G. 2003, ApJ, (accepted - astro-ph/0303392)
 Gao, Y., Lo, K. Y., Lee, S.-W., & Lee, T.-H. 2001, ApJ, 548, 172

⁶ For more information on MIPS and its sensitivity visit <http://mips.as.arizona.edu>.

- Glazebrook, K., Ellis, R., Santiago, B., & Griffiths, R. 1995, MNRAS, 275, L19
- Goldader, J. D., Meurer, G., Heckman, T. M., Seibert, M., Sanders, D. B., Calzetti, D., & Steidel, C. C. 2002, ApJ, 568, 651
- Hibbard, J. E., & Vacca, W. D. 1997, AJ, 114, 1741
- Jannuzi, B. T., et al. 2002, AAS Meeting, 201, #104.01
- Lavery, R. J., Seitzer, P., Suntzeff, N. B., Walker, A. R., & Da Costa, G. S. 1996, ApJ, 467, L1
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., Gallais, P., Sauvage, M., Vigroux, L., & Cesarsky, C. 2000, A&A, 359, 885
- Le Fèvre, O. et al. 2000, MNRAS, 311, 565
- Lonsdale, C. J., Hacking, P. B., Conrow, T. P., & Rowan-Robinson, M. 1990, ApJ, 358, 60
- Lonsdale, C. J. 2001, AAS Meeting, 198, #25.02
- Le Floch, E., Charmandaris V., Laurent, O., Mirabel, I. F., Gallais, P., Sauvage, M., Vigroux, L., & Cesarsky, C. 2002, A&A, 391, 417
- Madau, P., Pozzetti, L., Dickinson, M. 1998, MNRAS, 498, 106
- Mathis, J. S. 1990, ARA&A, 28, 37
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., Leitherer, C., Kinney, A., Robert, C., & Garnett, D. R. 1995, AJ, 110, 2665
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., & Calzetti, D. 1999, ApJ, 521, 64
- Metcalfe, N., Shanks, T., Campos, A., McCracken, H. J., & Fong, R. 2001, MNRAS, 323, 795
- Mirabel, I. F., et al., 1998, A&A, 333, L1
- Pascarelle, S. M., Windhorst, R. A., Keel, W. C., & Odewahn, S. C. 1996, Nature, 383, 45
- Pettini, M., Shapley, A. E., Steidel, C. C., Cuby, J., Dickinson, M., Moorwood, A. F. M., Adelberger, K. L., & Giavalisco, M. 2001, ApJ, 554, 981
- Rieke, M. J., et al. 2000, AAS Meeting, 197, #77.13
- Sanders, D. B., Mirabel, I. F. 1996, ARA&A, 34, 749
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, ApJ, 462, L17
- Soifer, B. T., et al., 2001, AJ, 122, 1213
- Surace, J. A. & Sanders, D. B. 2000, AJ, 120, 604
- Williams, R. E., et al. 1996, AJ, 112, 1335
- Wilson, C. D., Scoville, N. Z., Madden, S. C., & Charmandaris, V. 2000, ApJ, 542, 120
- Xu, C., Lonsdale, C. J., Shupe, D. L., O'Linger, J., & Masci, F. 2001, ApJ, 562, 179

UV and mid-IR emission in high-z IR galaxies

5

TABLE 1
REST FRAME NEAR-UV AND MID-IR EMISSION FROM ARP 299 AND VV 114

	Arp 299	IC 694	NGC 3690	VV 114	VV 114E	VV 114W
UV ($\sim 0.22 \mu\text{m}$) (mag) ^a	12.73	14.55	12.95	14.49	18.38	14.53
mid-IR ($\sim 7 \mu\text{m}$) (mJy) ^b	1032	325	707	202	136	66
$X_{UV}^{MIR} = 7 \mu\text{m} / \text{UV}$ ^c	196	330	164	34	819	11

^aUV magnitudes based on Table 6 of Meurer et al. (1995) and Table 3 of Goldader et al. (2002).

^bThe $7 \mu\text{m}$ (LW2) ISOCAM flux density over the same regions using data from Charmandaris et al. (2002) and Le Floch et al. (2002).

^cThe non dimensional X_{UV}^{MIR} ratio is calculated after converting the UV mag to f_ν in mJy.

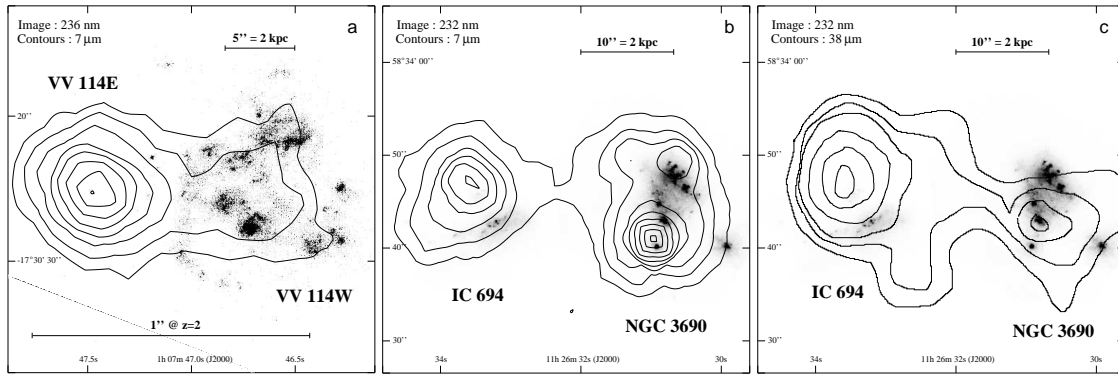


FIG. 1.— a) An HST/STIS image of VV 114 at $0.23 \mu\text{m}$, adapted from Goldader et al. (2002) with an overlay of the $7 \mu\text{m}$ emission from Le Floch et al. (2002). The contour levels are set with logarithmic spacing between 0.8 and $8.4 \text{ mJy arcsec}^{-2}$. b) An archival HST/FOC ($0.22 \mu\text{m}$) UV image of Arp 299 with the $7 \mu\text{m}$ emission contours from Charmandaris et al. (2002). The contour limits are set to 1.2 and $30.7 \text{ mJy arcsec}^{-2}$. Note the offset in the $7 \mu\text{m}$ centroid of IC 694 when compared to the underlying UV emission. c) The same UV image of Arp 299 with an overlay of the $38 \mu\text{m}$ emission from Charmandaris et al. (2002). The levels are 1.5 Jy beam^{-1} beginning at 3 Jy beam^{-1} (6σ). We can easily see that in both systems the rest frame UV light from the mid-IR dominant is either completely suppressed (VV 114) or marginally detected (Arp 299), leading to the high scatter in the X_{UV}^{MIR} values of Table 1. For reference we include in a) a horizontal bar which indicates the physical scale of 8 kpc that 1 arcsec (the typical angular resolution of ground deep surveys) would cover if VV 114 were at $z=2$. Note that the angular resolution of SIRTf at 8 and $24 \mu\text{m}$ is ~ 3 and ~ 6 times lower respectively.

A&A 400, L9–L12 (2003)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20030133
 © ESO 2003

**Astronomy
&
Astrophysics**

Letter to the Editor

Polarization evolution of the GRB 020405 afterglow[★]

S. Covino¹, D. Malesani¹, G. Ghisellini¹, D. Lazzati², S. di Serego Alighieri³, M. Stefanon¹, A. Cimatti³, M. Della Valle³, F. Fiore⁴, P. Goldoni⁵, N. Kawai⁶, G. L. Israel⁴, E. Le Floch⁵, I. F. Mirabel^{5,7}, G. Ricker⁸, P. Saracco¹, L. Stella⁴, G. Tagliaferri¹, and F. M. Zerbi¹

¹ INAF – Osservatorio Astronomico di Brera, via E. Bianchi 46, 23807 Merate (LC), Italy

² Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, CB3 0HA Cambridge, UK

³ INAF – Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy

⁴ INAF – Osservatorio Astronomico di Roma, via Frascati 33, Monteporzio Catone (Roma), Italy

⁵ Service d'Astrophysique, CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

⁶ Instituto de Astronomía y Física del Espacio/CONICET, CC 67, Suc. 28, Buenos Aires, Argentina

⁷ Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, 2-12-1 Ookayama, Meguroku, Tokyo 152-8551, Japan

⁸ Center for Space Research, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139–4307, USA

Received 4 November 2002 / Accepted 28 January 2003

Abstract. Polarization measurements for the optical counterpart to GRB 020405 are presented and discussed. Our observations were performed with the VLT–UT3 (Melipal) during the second and third night after the gamma-ray burst discovery. The polarization degree (and the position angle) appears to be constant between our two observations at a level around $1.5 \pm 2\%$. The polarization can be intrinsic but it is not possible to unambiguously exclude that a substantial fraction of it is induced by dust in the host galaxy.

Key words. gamma rays: bursts – polarization – radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

Polarimetric observations are a unique tool to single out different physical processes. In the context of gamma-ray burst (GRB) afterglow emission, some degree of polarization is expected to emerge in the optical flux as a signature of synchrotron radiation (Mészáros & Rees 1997). The observation of power-law decaying lightcurves (e.g. Wijers et al. 1997) and of power-law spectral energy distribution (e.g. Wijers & Galama 1999; Panaitescu & Kumar 2001) give also further support to the external shock synchrotron emission scenario.

The first successful polarization measurement was achieved for the optical afterglow (OA) of GRB 990510 (Covino et al. 1999; Wijers et al. 1999). Some months later, Rol et al. (2000) could perform three distinct observations for GRB 990712, showing a possible variation in the polarization degree, but with constant position angle. More recently, GRB 020813 showed definitely a highly significant variation in the polarization level, again with constant position angle (Barth et al. 2002; Covino et al. 2002a). Last, for GRB 021004, different measurements were performed (Covino et al. 2002b,c; Rol et al. 2002), but the results are still ambiguous because of the large

Galactic-induced polarization. For all these observations, the polarization degree was always in the range $(0.8 \div 3)\%$.

For three further GRBs, GRB 990123 (Hjorth et al. 1999), GRB 011211 (Covino et al. 2002d) and GRB 010222 (Björnsson et al. 2002), upper limits are again consistent with a maximum value of $\sim 3\%$ (95% confidence limit).

As a general rule, some degree of asymmetry in the expanding fireball is necessary to produce some degree of polarized flux. Gruzinov & Waxman (1999) argued that if the magnetic field is globally random but with a large number of patches where the magnetic field is instead coherent, a polarization degree up to $\sim 10\%$ is expected, especially at early times. Ghisellini & Lazzati (1999) and, independently, Sari (1999) considered a geometrical setup in which a beamed fireball is observed slightly off-axis. This break of symmetry again results in a significant polarization. This model also predicts a testable variation of the polarization degree and position angle associated with the evolution of the afterglow lightcurve.

GRB 020405 was localized on 2002 April 5 at 00:41:26 UT by the interplanetary network (IPN) (Hurley et al. 2002). The burst showed a duration of ~ 40 s and therefore belongs to the class of long duration bursts (Hurley et al. 1992). The optical counterpart was identified by Price et al. (2002a,b) 17.3 hours after the burst as an $R \sim 18.9$ source located at the coordinates $\alpha_{2000} = 13^{\text{h}}58^{\text{m}}03^{\text{s}}.12$, $\delta_{2000} = -31^{\circ}22'22''.2$.

Send offprint requests to: S. Covino,
 e-mail: covino@merate.mi.astro.it

[★] Based on observations made with ESO telescopes at the Paranal Observatory under programme Id 69.D-0461.

L10

S. Covino et al.: Polarization of GRB 020405

VLT observations allowed to determine the redshift of $z = 0.695 \pm 0.005$ (Masetti et al. 2002a) and to discover the bright host galaxy (Masetti et al. 2002b). A new radio source was found at the above coordinates by the VLA (Berger et al. 2002), with a flux of 0.49 mJy at 8.46 GHz.

In addition to those presented here, polarimetric observations were performed by Masetti (2002c) with the VLT and by Bersier et al. (2002) with the Multiple Mirror Telescope, beginning 1.2 and 1.3 days after the GRB, respectively. Even if these two measurements were almost simultaneous, their results are in remarkable contrast. The first group found a level of polarization $P = (1.5 \pm 0.4)\%$ (hereafter 1σ uncertainties are reported) with position angle $\theta = (172 \pm 8)^\circ$, similar to other GRBs, while the second group reported the unprecedented high value $P = (9.89 \pm 1.3)\%$ at $\theta = (179.9 \pm 3.8)^\circ$. We note however that the results of both groups are not yet published in a refereed journal.

2. Data and analysis

Our observations of GRB 020405 were obtained with the ESO's VLT-UT3 (Melipal), equipped with the Focal Reducer/low dispersion Spectrometer (FORS 1) and a Bessel filter V in the imaging polarimetry mode. Our first observation (hereafter run 1) started on April 7, 03:33 UT (2.1 days after the burst) and lasted ~ 3 hours. At the beginning of this observation the V magnitude was 21.82 ± 0.02 , with respect to the USNO-A2.0 stars 0525_16813005 and 0525_16815468 (Simoncelli et al. 2002). Our second observation (run 2) was performed during the following night, starting April 8, 4:01 UT (3.2 days after the burst), and lasted ~ 3.5 hours. The V magnitude of the OA was 22.45 ± 0.05 again with respect to the two above reported stars¹. Observations were performed under good seeing conditions ($0.5''$ – $0.9''$) in standard resolution mode with a scale of $0.2''/\text{pixel}$ (Fig. 1).

Standard stars were also observed. One polarized, Hiltner 652, in order to fix the offset between the polarization and the instrumental angles, and one non-polarized, WD 1615–154, to estimate the degree of artificial polarization possibly introduced by the instrument.

The data reduction was carried out with the Eclipse package (version 4.2.1, Devillard 1997). After bias subtraction, non-uniformities were corrected using flat-fields obtained with the Wollaston prism. The flux of each point source in the field of view was derived by means of both aperture and profile fitting photometry by the DAOPHOT II package (Stetson 1987), as implemented in ESO-MIDAS (version 01SEP) and the Graphical Astronomy and Image Analysis (GAIA) tools². For relatively isolated stars the various applied photometric techniques differ only by a few parts in a thousand. The general procedure followed for FORS 1 polarization observation analysis is extensively discussed in Covino et al. (1999, 2002d).

¹ Note a difference by ~ 0.4 mag with respect to our previous measurement (Covino et al. 2002e), due to preliminary calibration to USNO-A2.0 magnitudes.

² <http://star-www.dur.ac.uk/~pdraper/gaia/gaia.html>

Table 1. Polarization degree P and positional angle θ for the optical counterpart to GRB 020405. Observations were performed with the VLT-UT3 (Melipal) in the Bessel V -band filter.

Run	UT	V mag	P (%)	θ ($^\circ$)
1	Apr 7.212	21.82 ± 0.02	1.96 ± 0.33	154 ± 5
2	Apr 8.297	22.45 ± 0.05	1.47 ± 0.43	168 ± 9

The average polarization of the field stars is low as shown by the normalized Stokes parameters Q and U : $\langle Q \rangle = -0.0021 \pm 0.0009$ and $\langle U \rangle = 0.0012 \pm 0.0009$, corresponding to $P = (0.24 \pm 0.09)\%$.

The degree P and angle θ of polarization are obtained from the measurements of Q and U for the OA [$P = \sqrt{U^2 + Q^2}$, $\theta = \frac{1}{2} \arctan(U/Q)$] after correcting for the polarization induced by the instrument or by the local interstellar matter. Moreover, for any low level of polarization ($P/\sigma \leq 4$), a correction which takes into account the bias due to the fact that P is a definite positive quantity (Wardle & Kronberg 1974) is required. At low polarization level, the distribution function of P (and of θ , the polarization angle) is no longer normal and that of P becomes skewed (Clarke et al. 1983; Simmons & Stewart 1985; Fosbury et al. 1993).

We then corrected our measurements for this bias (Simmons & Stewart 1985) and derived the normalized polarization Stokes parameters for the OA: $Q = 0.0126 \pm 0.0033$ and $U = -0.0150 \pm 0.0033$ for run 1 and $Q = 0.0137 \pm 0.0043$ and $U = -0.0054 \pm 0.0044$ for run 2. From these values of Q and U we have derived the polarization degree P and positional angle θ for both run 1 and 2, as reported in Table 1. Monte Carlo simulations confirmed the reported values and uncertainties.

2.1. Host galaxy contamination to photometry

Figure 1 clearly shows that the OA is superimposed to a rather bright and extended galaxy ($\sim 4'' \times 7''$ in our VLT images, with some bright knots). Since the light of the galaxy is unavoidably mixed with that of the OA, it is important to estimate the effect of this contamination on the polarization angle and degree. If the emission of the galaxy is not polarized, the net effect is to effectively reduce the degree of polarization of the OA. It is easy to show that the observed polarization degree P_{obs} can be corrected to yield the intrinsic value P_{true} , if we know the contributions to the total flux of the galaxy, F_{gal} , and of the OA, F_{OA} :

$$P_{\text{true}} = \left(1 + \frac{F_{\text{gal}}}{F_{\text{OA}}}\right) P_{\text{obs}} = \frac{F_{\text{tot}}}{F_{\text{OA}}} P_{\text{obs}}, \quad (1)$$

where $F_{\text{tot}} = F_{\text{OA}} + F_{\text{gal}}$. The polarization angle is of course not affected, even if the lower value of P eventually leads to a larger uncertainty.

To estimate the contribution of the galaxy within the point spread function (PSF), it is necessary to analyze late-time images, when the flux of the afterglow gives only a negligible contribution. For GRB 020405, only a rough R magnitude is reported to date (Bersier et al. 2002; see also Price et al. 2002c),

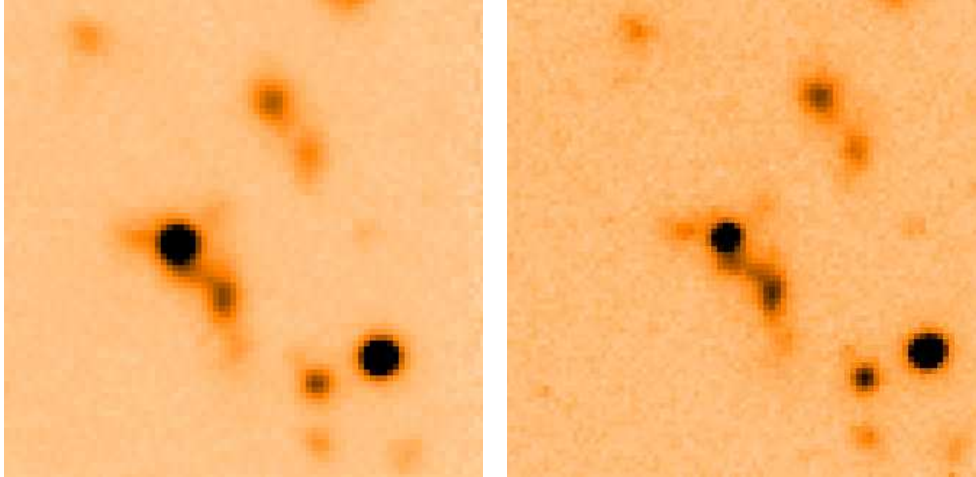


Fig. 1. The optical afterglow of GRB 020405 superimposed to the host galaxy during run 1 (left) and run 2 (right). Pictures were obtained composing the polarization images in the Bessel V -band filter. Box size is about $18'' \times 18''$; North is up and East is left. The OT is marked by an arrow.

suggesting that in the PSF area $V \geq 24$ depending on the color of the galaxy (e.g. Fukugita et al. 1995).

Although an accurate analysis of the late-time image would be required, the good seeing conditions in our images make these corrections, estimated by Eq. (1), essentially negligible.

3. Discussion

In Fig. 2 we show the time evolution of the polarization level P and angle θ for GRB 020405, also including the measurements performed by Bersier et al. (2002) and by Masetti et al. (2002c). Because of the striking contrast between the observations of the first night, the question for variability cannot be firmly settled. However, no significant variation is found by looking at our data alone (second and third night). Our points are moreover fully consistent with the one of Masetti et al. (2002c).

A certain amount of (constant) polarization can be introduced by intervening dust along the line of sight, either in our Galaxy or in the host. The values reported in Table 1 are already corrected for the (low) Galactic contribution. If additional dust is present in the host galaxy, its presence should be revealed through spectral reddening. Since the induced polarization should not be larger than $P_{\max} = 9\% E_{B-V}$ (Serkowski et al. 1975), a reddening $E_{B-V} \approx 0.2$ (in the host frame) would be required to explain our value $P \approx 2\%$. This transforms into $A_V \sim 0.6 \div 1.1$ depending on the selective-to-total extinction coefficient R_V , that can be higher than the standard value ~ 3.1 in star-forming regions (see e.g. Cardelli et al. 1989). X-ray data by *Chandra* (Mirabal et al. 2002) indeed reveal the presence of some material along the line of sight, with $N_{\text{H}} = (4.7 \pm 3.7) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Assuming a Galactic dust-to-gas ratio, this corresponds to $A_V = 2.8 \pm 2.2$

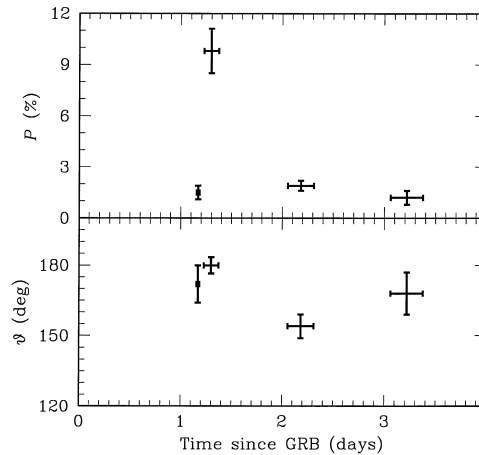


Fig. 2. Time evolution of the polarization level P and position angle θ . Data for the first night are from Masetti et al. (2002c) and from Bersier et al. (2002).

(Predehl & Schmitt 1995). The effect of dust on the polarization degree can therefore be significant. This shows that the study of polarization can yield important constraints about the medium surrounding the GRB progenitor.

In addition to the difficulty of assessing the intrinsic level of polarization of the OA, interpreting the polarization measurements within the framework of the proposed models is

L12

S. Covino et al.: Polarization of GRB 020405

made difficult by the lack of a clear break in the power-law decay of the lightcurve. In fact, despite some claims of the possible presence of a jet break at early times ($t_j \sim 1$ day, Price et al. 2002c), the data seem also compatible with a single power-law up to ten days after the burst (Masetti et al. 2002b).

In the framework of the patchy model (Gruzinov & Waxman 1999), a moderate-high level of polarization is expected. The level of polarization should monotonically decay as a function of time due to the increase of the visible surface of the fireball (and therefore to the increased number of visible patches). The position angle of the polarization vector should fluctuate randomly. Since the polarization predicted in this model is $P \sim 60\% / \sqrt{N}$, the inferred number of patches is $N \sim 1000$.

In the case of collimated fireballs, Ghisellini & Lazzati (1999) and Sari (1999) proposed a model in which the polarized fraction has a more complex behaviour, with two peaks separated by a moment of null polarization that roughly coincides with the break time of the total flux lightcurve. Lacking a robust detection of a jet break and given the limited number of measurements, only a qualitative comparison can be performed. Again, the measurement of Bersier et al. (2002) cannot be reconciled with the model in any case and, if real, should be ascribed to some still unknown effect (see Bersier et al. 2002 for a comprehensive discussion).

In the case of a late time break ($t_j > 10$ d), our measurements can be interpreted to belong to the first peak of the polarization curve (see Fig. 4 in Ghisellini & Lazzati 1999), with the moderate decay of the polarization being an indication that the break time is approaching. If the break were at early times ($t_j \leq 1$ d; see Price et al. 2002c), the absence of a rotation of 90° of the position angle that is predicted between the first and the second peak in the polarization time evolution (e.g. Ghisellini & Lazzati 1999; Sari 1999) would point either to a rapidly sideways expanding jet (Sari 1999) or to a structured jet (Rossi et al. 2002a,b).

Acknowledgements. We thank the ESO-Paranal staff for the reliable support, and the referee, Johan Fynbo, for his rapid reply. DM thanks the Italian MIUR for financial support.

References

- Barth, A. J., Cohen, M. H., Goodrich, R. W., et al. 2002, GCN, 1477
- Berger, E., Kulkarni, S. R., & Frail, D. A. 2002, GCN, 1331
- Bersier, D., et al. 2002, ApJL, submitted [astro-ph/0206465]
- Björnsson, G., Hjorth, J., Pedersen, K., & Fynbo, J. U. 2002, ApJ, 579, L59
- Cardelli, J. A., Clayton, J. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 348, 245
- Clarke, D., Stewart, B. G., Schwarz, H. E., & Brooks, A. 1983, A&A, 126, 260
- Covino, S., Lazzati, D., Ghisellini, G., et al. 1999, A&A, 348, L1
- Covino, S., Malesani, D., Ghisellini, G., et al. 2002a, GCN, 1498
- Covino, S., Ghisellini, G., Malesani, D., et al. 2002b, GCN, 1595
- Covino, S., Ghisellini, G., Malesani, D., et al. 2002c, GCN, 1622
- Covino, S., Lazzati, D., Malesani, D., et al. 2002d, A&A, 392, 865
- Covino, S., Ghisellini, G., Saracco, P., et al. 2002e, GCN, 1337
- Devillard, N. 1997, The Mess, 87
- Fosbury, R., Cimatti, A., & di Serego Alighieri, S. 1993, The Messenger, 74, 11
- Fukugita, M., Shimasaku, K., & Ichikawa, T. 1995, PASP, 107, 945
- Ghisellini, G., & Lazzati, D. 1999, MNRAS, 309, L7
- Gruzinov, A., & Waxman, E. 1999, ApJ, 511, 852
- Hjorth, J., Björnsson, G., Andersen, M. I., et al. 1999, Science, 283, 2073
- Hurley, K. 1992, in Gamma-Ray Bursts, Huntsville 1991 (New York: AIP), AIP Conf. Proc., 265, 3
- Hurley, K., Cline, T., Frontera, F., et al. 2002, GCN, 1325
- Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., et al. 2002a, GCN, 1330
- Masetti, N., Palazzi, E., Maiorano, E., et al. 2002b, GCN, 1375
- Masetti, N., et al. 2002c, in Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era: 3rd Workshop, Rome, 2002 Sept. 16–20, oral presentation
- Mészáros, P., & Rees, M. J. 1997, ApJ, 476, 232
- Mirabal, N., Paerels, F., & Halpern, J. P. 2002, ApJ, submitted [astro-ph/0209516]
- Panaiteanu, A., & Kumar, P. 2001, ApJ, 560, L49
- Predehl, P., & Schmitt, J. H. M. M. 1995, A&A, 293, 889
- Price, P. A., Schmidt, B. P., & Axelrod, T. S. 2002a, GCN, 1326
- Price, P. A., Schmidt, B. P., & Axelrod, T. S. 2002b, GCN, 1333
- Price, P. A., Kulkarni, S. R., Berger, E., et al. 2002, ApJL, submitted [astro-ph/0208008]
- Rol, E., Wijers, R. A. M. J., Vreeswijk, P. M., et al. 2000, ApJ, 544, 707
- Rol, E., Castro Cerón, J. M., Gorosabel, J., et al. 2002, GCN, 1596
- Rossi, E., Lazzati, D., & Rees, M. J. 2002a, MNRAS, 332, 945
- Rossi, E., Lazzati, D., Salmonson, J. D., & Ghisellini, G. 2002b, Proc. of the workshop: Beaming and Jets in Gamma-Ray Bursts, Copenhagen, Aug. 12–30 [astro-ph/0211020]
- Sari, R. 1999, ApJ, 524, L43
- Serkowski, K., Mathewson, D. L., & Ford, V. L. 1975, ApJ, 196, 261
- Simmons, J. F. L., & Stewart, B. G. 1985, A&A, 142, 100
- Simoncelli, A., Maiorano, E., Palazzi, E., et al. 2002, GCN, 2388
- Stetson, P. B. 1987, PASP, 99, 191
- Wardle, J. F. C., & Kronberg, P. P. 1974, ApJ, 194, 249
- Wijers, R. A. M. J., Rees, M. J., & Mészáros, P. 1997, MNRAS, 288, L51
- Wijers, R. A. M. J., & Galama, T. J. 1999, ApJ, 523, 177
- Wijers, R. A. M. J., Vreeswijk, P. M., Galama, T. J., et al. 1999, ApJ, 523, L33

THE ASTRONOMICAL JOURNAL, 124:417–429, 2002 July

© 2002, The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

OPTICAL AND INFRARED SPECTROSCOPY OF SN 1999ee AND SN 1999ex¹

MARIO HAMUY^{2,3}

The Observatories of the Carnegie Institution of Washington, 813 Santa Barbara Street, Pasadena, CA 91101; mhamuy@ociw.edu

JOSÉ MAZA^{3,4}

Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago, Chile; jose@das.uchile.cl

PHILIP A. PINTO

Steward Observatory, University of Arizona, Tucson, AZ 85721; ppinto@as.arizona.edu

M. M. PHILLIPS

Carnegie Institution of Washington, Las Campanas Observatory, Casilla 601, La Serena, Chile; mmp@lco.cl

NICHOLAS B. SUNTZEFF, R. D. BLUM, AND K. A. G. OLSEN

Cerro Tololo Inter-American Observatory, National Optical Astronomy Observatory,⁵ Casilla 603, La Serena, Chile; nsuntzeff@noao.edu, rblum@noao.edu, kolsen@noao.edu

DAVID J. PINFIELD³

Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, Twelve Quays House, Egerton Wharf, Birkenhead, CH41 1LD, UK; dpi@astro.livjm.ac.uk

AND

VALENTIN D. IVANOV, T. AUGUSTEIJN,⁶ S. BRILLANT, M. CHADID, J.-G. CUBY, V. DOUBLIER, O. R. HAINAUT, E. LE FLOC'H,

C. LIDMAN, MONIKA G. PETR-GOTZENS,⁷ E. POMPEI, AND L. VANZI

European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago 19, Chile; vivanov@eso.org, tau@ing.iac.es, sbrillan@eso.org, mchadid@eso.org, jcuby@eso.org, vdoublie@eso.org, ohainaut@eso.org, elefloch@eso.org, clidman@eso.org, mpetr@mpifr-bonn.mpg.de, epompei@eso.org, lvanzi@eso.org

Received 2002 March 15; accepted 2002 March 27

ABSTRACT

We report optical and infrared spectroscopic observations of the Type Ia SN 1999ee and the Type Ib/c SN 1999ex, both of which were hosted by the galaxy IC 5179. For SN 1999ee we obtained a continuous sequence with an unprecedented wavelength and temporal coverage beginning 9 days before maximum light and extending through day 42. Before maximum light SN 1999ee displayed a normal spectrum with a strong Si II $\lambda 6355$ absorption, thus showing that not all slow-declining supernovae (SNe) are spectroscopically peculiar at these evolutionary phases. A comparative study of the infrared spectra of SN 1999ee and other Type Ia SNe shows that there is a remarkable homogeneity among the Branch-normal SNe Ia during their first 60 days of evolution. SN 1991bg-like objects, on the other hand, display spectroscopic peculiarities at infrared wavelengths. SN 1999ex was characterized by the lack of hydrogen lines, weak optical He I lines, and strong He I $\lambda\lambda 10830, 20581$, thus providing an example of an intermediate case between pure Ib and Ic supernovae. We conclude, therefore, that SN 1999ex provides the first clear evidence for a link between the Ib and Ic classes and that there is a continuous spectroscopic sequence ranging from the He-deficient SNe Ic to the SNe Ib, which are characterized by strong optical He I lines.

Key words: supernovae: individual (1999ee, 1999ex)

1. INTRODUCTION

The last 10 years have witnessed enormous progress in our knowledge of the optical properties of supernovae (SNe) of all types. However, it remains the case that comparatively little is known about these objects in near-infrared

(NIR) wavelengths. Given the rapid technological development of NIR light detection over recent years, in 1999 we started a program to obtain optical and NIR photometry and spectroscopy of nearby SNe ($z < 0.08$). So far this program, the Supernova Optical and Infrared Survey (SOIRS), has gathered high-quality observations for ~ 20 SNe, and we have reported results for the bright Type II SN 1999em (Hamuy et al. 2001). In this paper we report spectroscopic observations of two of the best-observed objects included in our program, the Type Ia SN 1999ee and the Type Ib/c SN 1999ex, which exploded in the same galaxy within 3 weeks of each other.

SN 1999ee was discovered by M. Wischnjewsky on a film taken on 1999 October 7.15 (JD 2,451,458.65) in the course of the El Roble survey (Maza & Hamuy 1999). The SN exploded $10''$ east and $10''$ south of the nucleus of the spiral galaxy IC 5179, a very active star-forming galaxy with a heliocentric redshift of $3,498 \text{ km s}^{-1}$. The optical spectrum taken on 1999 October 9.10 revealed the defining Si II $\lambda 6355$

¹ Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile (program ESO 164.H-0376).

² Hubble Fellow.

³ Visiting Astronomer, European Southern Observatory.

⁴ Visiting Astronomer, Cerro Tololo Inter-American Observatory. CTIO is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under contract to the National Science Foundation.

⁵ Cerro Tololo Inter-American Observatory, Kitt Peak National Observatory, National Optical Astronomy Observatories, operated by AURA, under cooperative agreement with the NSF.

⁶ Present address: Isaac Newton Group of Telescopes, Apartado de Correos 321, 38700 Santa Cruz de La Palma, Canary Islands, Spain.

⁷ Present address: Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany.

feature of the Type Ia class (Maza & Hamuy 1999). The high expansion velocity of $15,700 \text{ km s}^{-1}$ deduced from this line and the faint apparent magnitude at discovery (~ 17.5) indicated that this object had been found several days before maximum light. At the distance of the host galaxy SN 1999ee offered the promise to reach $V = 14.5$ about 10 days later, thus proving to be an excellent target for a detailed study of an SN Ia soon after the explosion, both at optical and IR wavelengths. This discovery occurred at the very beginning of one of the SOIRS follow-up runs, previously scheduled for 1999 October–November, so we decided to give first priority to SN 1999ee. The unique opportunity afforded by SN 1999ee led the director general of the ESO to allocate director's discretionary time to this project in order to secure the best possible data for SN 1999ee. As a result of this effort, we obtained a superb data set of optical/IR photometric and spectroscopic observations of the first 50 days of the evolution of SN 1999ee.

Three weeks after the discovery of SN 1999ee, a second SN exploded in IC 5179. The discovery of SN 1999ex was made by Martin et al. (1999) on 1999 November 9.51 UT (JD 2,451,492.01) in the course of the PARG Automated Supernova Search at Perth Observatory. They reported that the SN was not visible in a deep exposure taken on 1999 October 25.58 (estimated limiting magnitude 19) and that the object was slowly brightening. A spectrum taken on 1999 November 14.13 (Hamuy & Phillips 1999) showed that SN 1999ex had a close resemblance to the Type Ic SN 1994I taken near maximum light (Filippenko et al. 1995). This led us initially to classify SN 1999ex as a Ic event, although we believe that it should be typed as an intermediate Ib/c object (see § 4.2). As soon as this object was discovered, we decided to include it in our optical/IR spectroscopic follow-up.

The observations gathered for SNe 1999ee and 1999ex have unprecedented temporal and wavelength coverage and make it possible to carry out a detailed comparison with atmosphere models. In this paper we report the spectroscopic observations of SNe 1999ee and 1999ex, and we discuss these results. The spectra presented here are available in electronic form to other researchers.⁸ Optical and IR photometry will be published and discussed in detail elsewhere by Stritzinger et al. (2002) and Krisciunas et al. (2002), respectively.

2. SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS AND REDUCTIONS

We obtained optical and IR spectra of SNe 1999ee and 1999ex with the ESO NTT/EMMI/SOFI, the Danish 1.5 m/DFOSC spectrograph at La Silla and the VLT/ISAAC instrument at Cerro Paranal, between 1999 October 9 and November 28. We also obtained three optical spectra with the Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) 4 m telescope on 1999 October 9, the CTIO 1.5 m telescope on 1999 October 27, and the Las Campanas Dupont 2.5 m telescope on 1999 October 16. Table 1 gives the journal of the observations.

2.1. Optical Spectroscopy

The NTT observations comprised three different setups. We used the blue channel of EMMI equipped with a Tek CCD (1024×1024) and grating 5 ($158 \text{ lines mm}^{-1}$), which,

in first order, delivered spectra with a dispersion of $3.5 \text{ \AA pixel}^{-1}$ and a useful wavelength range between 0.330 and $0.525 \text{ }\mu\text{m}$. With the red channel, CCD Tek 2048, and grating 13 ($150 \text{ lines mm}^{-1}$) the dispersion was $2.7 \text{ \AA pixel}^{-1}$ and the spectral coverage included from 0.470 through $1.100 \text{ }\mu\text{m}$ in first order. Since this setup had potential second-order contamination beyond $\sim 0.6 \text{ }\mu\text{m}$, we decided to take one spectrum with the OG530 filter and a second observation without the filter in order to provide an overlap with the blue spectrum. Thus a single-epoch observation comprised three spectra.

The observations with EMMI started with calibrations during the day time (bias and dome flat-field exposures). The night began with the observation of a spectrophotometric standard (from the list of Hamuy et al. 1994) through a wide slit of $10''$, after which we observed the SNe with a slit of $1''$. Before the discovery of SN 1999ex on 1999 November 9 we oriented the slit along the line connecting SN 1999ee and the host galaxy nucleus. On 1999 November 14 and 19, on the other hand, we oriented the slit along the two SNe in order to get simultaneous spectra. Since the air mass of our observations was always below 1.5, we do not expect serious systematic errors in the observed fluxes due to atmospheric refraction. We took two exposures of the SNe per spectral setup, each of the same length (typically 300–600 s). Immediately following this observation we observed a He-Ar lamp at the same position of the SNe and before changing the optical setup in order to ensure an accurate wavelength calibration. At the end of the night we observed a second flux standard.

We also used the Danish 1.5 m telescope and the DFOSC instrument at La Silla on five nights between 1999 October 20 and November 28, in order to improve the temporal coverage of our spectroscopic observations. In all cases we employed a $2\text{K} \times 2\text{K}$ LORAL CCD and two different grisms to secure a spectral coverage comparable to that obtained with EMMI. With grism 3 ($400 \text{ lines mm}^{-1}$) we covered a useful wavelength range between 0.33 and $0.66 \text{ }\mu\text{m}$ with a dispersion of $2.3 \text{ \AA pixel}^{-1}$. With grism 5 ($300 \text{ lines mm}^{-1}$) we sampled the range between 0.53 and $0.98 \text{ }\mu\text{m}$ at $3.1 \text{ \AA pixel}^{-1}$. The red setup produced spectra with significant fringing beyond $0.75 \text{ }\mu\text{m}$ which we did not attempt to remove. We observed the SNe with a slit of $2''$. Although we did not rotate the slit along the parallactic angle, we obtained the first four spectra with air mass less than 1.1. The last spectrum taken on 1999 November 28, on the other hand, might suffer from different atmospheric refraction since we obtained it with an air mass between 1.4–2.0. We took two 1200 s exposures of the SNe per grism, followed by a He-Ne arc lamp exposure, and spectra of a flux standard with a $5''$ slit.

We obtained a spectrum of SN 1999ee on 1999 October 9 (2 days after discovery) with the R-C spectrograph of the CTIO 4 m telescope, a $3\text{K} \times 1\text{K}$ LORAL CCD, and grating KPGL-2 ($316 \text{ lines mm}^{-1}$) in first order. We took one 1800 s exposure of the SN (through thick cirrus) with a $1''.5$ slit oriented along the parallactic angle, a He-Ar lamp exposure, and spectra of three flux standards through a $10''$ slit. The resulting SN spectrum had a dispersion of $1.9 \text{ \AA pixel}^{-1}$ and useful wavelength coverage of 0.33 – $0.87 \text{ }\mu\text{m}$. Second-order contamination was expected beyond $0.66 \text{ }\mu\text{m}$ since we did not include a blocking filter in the optical path. We obtained another spectrum at CTIO with the 1.5 m telescope and the R-C spectrograph on 1999 October 27. In this case we used

⁸ At: <http://www.ociw.edu/~mhamuy/spectra.html>.

TABLE 1
JOURNAL OF THE SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS

UT Date	Phase ^a (days)	Julian Date −2,451,000	Observatory	Telescope	Instrument	Detector	Grating/Grism	Order	Wavelength (μm)	Dispersion (\AA pixel^{-1})	Weather	Observer(s)
1999 Oct 09	−9	460.53	Paranal	VLT/Antu	ISAAC	Rockwell 1K	...	5, 4, 3, 2	0.98–2.50	2.9, 3.6, 4.7, 7.1	Clear	Hamuy, Lidman
1999 Oct 09	−9	460.53	Tololo	4 m	R-C Spec.	Loral 3K \times 1K	KPGL-2	1	0.33–0.87	1.9	Cirrus	Maza
1999 Oct 11	−7	460.53	La Silla	NTT	EMMI	TEK 1024+2048	5, 13	1	0.33–1.01	2.7, 3.5	Clear	Hamuy, Doublier
1999 Oct 16	−2	460.53	Campanas	2.5 m	WFCCD	TEK 2048	Blue	...	0.36–0.92	3.0	Clouds?	Phillips
1999 Oct 18	0	460.53	La Silla	NTT	SOFI	Rockwell 1K	Red	...	1.50–2.53	10.2	Clear	Doublier, Maza
1999 Oct 18	0	460.53	La Silla	NTT	EMMI	TEK 1024+2048	5, 13	1	0.33–1.00	2.7, 3.5	Clear	Maza
1999 Oct 19	+2	460.53	Paranal	VLT/Antu	ISAAC	Rockwell 1K	...	5, 4, 3, 2	0.98–2.50	2.9, 3.6, 4.7, 7.1	Clear	Hamuy, Cuby, Petr
1999 Oct 20	+3	460.53	La Silla	D1.5 m	DFOSC	Loral 2K \times 2K	3, 5	1	0.33–0.98	2.3, 3.1	...	Pompei
1999 Oct 22	+5	460.53	La Silla	NTT	SOFI	Rockwell 1K	Blue, Red	...	0.95–2.47	7.0, 10.2	Clear	Hainaut, Lefloc'h
1999 Oct 25	+8	460.53	La Silla	D1.5 m	DFOSC	Loral 2K \times 2K	3, 5	1	0.33–0.98	2.3, 3.1	Clear	Augusteyn
1999 Oct 26	+8	460.53	La Silla	NTT	SOFI	Rockwell 1K	Blue, Red	...	0.95–2.46	7.0, 10.2	...	Hainaut, Vanzi
1999 Oct 27	+10	460.53	Tololo	1.5 m	R-C Spec.	Loral 1.2K \times 0.8K	58	2	0.37–0.50	1.1	Clear	Olsen
1999 Oct 29	+12	460.53	La Silla	D1.5 m	DFOSC	Loral 2K \times 2K	3, 5	1	0.34–0.98	2.3, 3.1	...	Augusteyn
1999 Nov 02	+15	460.53	Paranal	VLT/Antu	ISAAC	Rockwell 1K	...	5, 4, 3, 2	0.98–2.50	2.9, 3.6, 4.7, 7.1	Clear	Hamuy, Lidman, Petr
1999 Nov 03	+17	460.53	La Silla	NTT	EMMI	TEK 1024+2048	5, 13	1	0.33–1.01	2.7, 3.5	...	Maza
1999 Nov 06	+20	460.53	La Silla	NTT	SOFI	Rockwell 1K	Blue	...	0.94–1.65	7.0	Clear	Brillant
1999 Nov 06	+20	460.53	La Silla	D1.5 m	DFOSC	Loral 2K \times 2K	3, 5	1	0.34–0.98	2.3, 3.1	Clear?	Augusteyn
1999 Nov 09	+23	460.53	La Silla	NTT	SOFI	Rockwell 1K	Blue, Red	...	0.95–2.51	7.0, 10.2	Clear	Hamuy, Brillant
1999 Nov 09	+23	460.53	La Silla	NTT	EMMI	TEK 1024+2048	5, 13	1	0.34–1.00	2.7, 3.5	Clear	Hamuy, Brillant
1999 Nov 14	+28	460.53	La Silla	NTT	SOFI	Rockwell 1K	Blue, Red	...	0.95–2.46	7.0, 10.2	Clear	Hamuy, Doublier
1999 Nov 14	+28	460.53	La Silla	NTT	EMMI	TEK 1024+2048	5, 13	1	0.34–1.00	2.7, 3.5	Clear	Hamuy, Doublier
1999 Nov 18	+32	460.53	Paranal	VLT/Antu	ISAAC	Rockwell 1K	...	5, 4, 3, 2	0.98–2.50	2.9, 3.6, 4.7, 7.1	Clear	Serv. Obs.
1999 Nov 19	+33	460.53	La Silla	NTT	EMMI	TEK 1024+2048	5, 13	1	0.34–1.00	2.7, 3.5	Clear	Hamuy, Doublier
1999 Nov 28	+42	460.53	Paranal	VLT/Antu	ISAAC	Rockwell 1K	...	5, 4, 3, 2	0.98–2.50	2.9, 3.6, 4.7, 7.1	Clear	Hamuy, Lidman, Chadid
1999 Nov 28	+42	460.53	La Silla	D1.5 m	DFOSC	Loral 2K \times 2K	3, 5	1	0.40–0.98	2.3, 3.1	...	Pinfield

^a Phase = days since *B* maximum (JD 2,451,469.0) of SN 1999ee.

a 1200×800 LORAL CCD, grating 58 ($400 \text{ lines mm}^{-1}$) in second order, a $2''$ slit, and a CuSO_4 order-blocking filter. The resulting spectrum had a dispersion of $1.1 \text{ \AA pixel}^{-1}$ and useful wavelength coverage of $0.37\text{--}0.50 \text{ }\mu\text{m}$. We obtained six 1200 s exposures of SN 1999ee at an air mass < 1.1 , a He-Ar lamp image, and two spectra of flux standards.

We also obtained a spectrum of SN 1999ee on 1999 October 16 with the Las Campanas Dupont 2.5 m telescope and the Wide-Field CCD Spectrograph. We used a 2048×2048 TEK CCD, a blue grism and a $1''5$ slit. The resulting spectrum had a dispersion of 3 \AA pixel^{-1} and useful wavelength coverage of $0.36\text{--}0.92 \text{ }\mu\text{m}$. Second-order contamination was expected beyond $0.66 \text{ }\mu\text{m}$ since we did not use a blocking filter.

The reductions consisted in subtracting the overscan and bias from every frame. Next we constructed a normalized flat field from the quartz lamp image, duly normalized along the dispersion axis. We proceeded by flat-fielding all of the object frames and extracting one-dimensional spectra from the two-dimensional images. We followed the same procedure for the He-Ar frames, which we used to derive the wavelength calibration for the SNe. Then we derived a response curve from the two flux stars, which we applied to the SN spectra in order to get flux-calibrated spectra. From the pair of flux-calibrated spectra that we obtained for each spectral setup we removed cosmic rays and obtained a clean spectrum of each SN. The last step consisted in merging the spectra obtained with the different spectroscopic setups. To avoid discontinuities in the combined spectrum we grayshifted the three spectra relative to each other using the overlap regions. Finally, we computed the synthetic V -band magnitude from the resulting spectra (following the precepts described in Appendix B of Hamuy et al. 2001), and we grayshifted them so that the flux level matched our observed V magnitudes. We checked the spectrophotometric quality of the spectra by computing $BR I$ synthetic magnitudes and comparing them to the observed $BR I$ magnitudes of Stritzinger et al. (2002). Excluding the spectra obtained on 1999 November 14, this test yielded the following mean differences: $B_{\text{obs}} - B_{\text{syn}} = -0.05 \pm 0.05$, $R_{\text{obs}} - R_{\text{syn}} = 0.00 \pm 0.07$, and $I_{\text{obs}} - I_{\text{syn}} = 0.00 \pm 0.09$, which implies that the relative spectrophotometry at these wavelengths is accurate to 10% or better. The November 14 spectrum, on the other hand, shows B fluxes that fall 0.35 mag lower than the photometric B magnitudes and I fluxes that exceed by 0.2 mag the observed broadband I magnitudes, perhaps owing to atmospheric refraction effects.

2.2. Infrared Spectroscopy

We obtained five IR spectra with the VLT/Antu telescope at Cerro Paranal, between 1999 October 9 and November 28 (see Table 1). We employed the IR spectro-imager ISAAC (Moorwood 1997) in low resolution mode ($R \sim 500$), with four different gratings that permitted us to obtain spectra in the SZ , J , H , and K bands. We used these gratings in fifth, fourth, third, and second order, respectively, which yielded useful data in the spectral ranges $0.984\text{--}1.136$, $1.109\text{--}1.355$, $1.415\text{--}1.818$, and $1.846\text{--}2.560 \text{ }\mu\text{m}$. The light detector was a Hawaii-Rockwell 1024×1024 array.

A typical IR observation started during daytime by taking calibrations. We began taking flat-field images using an internal source of continuum light. We obtained multiple on

and off image pairs with the same slit used during the night ($0''6$). We then took Xe-Ar lamp images (with the lamp on and off) with a narrow slit ($0''3$) in order to map geometric distortions. The observations of the SNe consisted in an ABBAAB cycle, where A is an image of the SNe offset by $70''$ along the slit relative to the B image. This technique of nodding the objects along the slit allowed us to use the A image as an on-source observation and the B image as the off-source sky frame and vice versa. At each position we exposed for 240 s, conveniently split into two 120 s images in order to remove cosmic rays and bad pixels from the final spectra. After completing the ABBAAB cycle, we immediately obtained a pair of on-off arc lamp exposures without moving the telescope or changing optical elements to ensure an accurate wavelength calibration. We then switched to the next grating and repeated the above object-arc procedure until completing the observations with the four setups. For flux calibration we decided to observe a bright solar-analog star, close in the sky to the SNe to minimize variations in the atmospheric absorptions (Maiolino et al. 1996). The selected star was Hip 109508, of spectral type G3 V, $V = 8.0$, $B - V = 0.59$, and located only 3° from the SNe. In this case we took two AB pairs for each grating. To avoid saturating the detector, we took the shortest possible exposures (1.77 s) allowed by the electronics that controlled the detector. Since the minimum time required before offsetting the telescope was ~ 60 s, we took 10 exposures at each position, which provided an exceedingly good signal-to-noise ratio (S/N) for the flux standard.

Our data reduction procedures were explained in detail by Hamuy et al. (2001), so we include here only a brief summary. After dividing all of the object images by a normalized flat field, we performed a first-order sky subtraction by subtracting the A images from the B exposures (and vice versa). We then shifted the A-B image relative to the B-A image in the spatial direction until matching the two spectra, and we added the shifted A-B image to the B-A image so that the resulting frame lacked any sky background, except for the pixel-to-pixel fluctuations expected from photon statistics and readout noise. We then extracted one-dimensional spectra of the objects from the sky-subtracted frames, making sure to subtract residual DC offset and galaxy light from a window adjacent to the object. For flux calibration we adopted the technique described by Maiolino et al. (1996), which consists in dividing the spectrum of interest by a solar-type star to remove the strong telluric IR features and multiplying the resulting spectrum by the solar spectrum to eliminate the intrinsic features (pseudonoise) introduced by the solar-type star. Before using the solar spectrum, we convolved it with a kernel function to reproduce the spectral resolution of the solar-analog standard Hip 109508, shifted it in wavelength according to the radial velocity (68 km s^{-1}) of Hip 109508, and scaled it down to the equivalent of $V = 8.0$, which corresponds to the observed magnitude of Hip 109508. This technique worked very well to remove telluric lines. On the other hand, it introduced a small systematic error in the flux calibration of the SN due to departures between the solar spectrum and the actual spectral energy distribution of the solar-analog standard. According to atmosphere models the difference in continuum flux for stars with $T_{\text{eff}} = 5500$ and 6000 K (which correspond to spectral types G8 V–F9 V, Gray & Corbally 1994) is smaller than 10% in the NIR region. A G3 V star such as Hip 109508 has nearly the same spectral type of the

Sun, so its effective temperature must be close (within ± 100 K) to that of the adopted solar model. Hence, the flux difference between the solar-analog standard and the adopted spectrum should be less than 10%. The $B-V = 0.59$ color of Hip 109508 suggests little or no reddening so the relative spectrophotometry is probably accurate to 5% or better.

The result of these operations were four spectra covering the *SZ*, *J*, *H*, and *K* bands, which we combined into one final IR spectrum for each SN. Given the significant overlap of the *SZ*- and *J*-band spectra, we were able to grayshift the *J* spectrum relative to the *SZ* spectrum. Then we used our broadband *JHK* magnitudes to grayshift the individual spectra.

On six occasions we used the NTT/SOFI instrument at La Silla in service observing mode, in order to complement the IR spectroscopic follow-up. We employed a Hawaii-Rockwell 1024×1024 light detector, and the blue and red grisms that permitted us to obtain spectra in the ranges $0.95\text{--}1.64 \mu\text{m}$ and $1.53\text{--}2.52 \mu\text{m}$, with resolutions of 7.0 and 10.2 \AA , respectively. We obtained the spectra with slit widths between $0''.6$ and $1''$. We nodded the objects along the slit, after exposing for 150 s at each position. We completed several pairs of AB observations for the SNe, took Xe-Ne arc images at the position of the targets, and observed the flux standard Hip 109508. We reduced these data following the same procedure explained above for ISAAC. The large overlap of $1.53\text{--}1.64 \mu\text{m}$ between the blue and red spectra allowed us to grayshift the red spectra relative to blue spectra, except on 1999 October 18 when we were only able to obtain the red spectrum. Finally, we shifted the resulting spectra using the observed *JHK* magnitudes (Krisciunas et al. 2002).

3. RESULTS

3.1. SN 1999ee

Before analyzing the spectroscopic observations it proves necessary to mention the photometric properties of SN 1999ee. A detailed discussion of the photometric observations can be found in Stritzinger et al. (2002). In brief, the decline rate of $\Delta m_{15}(B) = 0.94$ puts SN 1999ee in the group of slowest-declining SNe Ia. After correcting the observed magnitudes for *K* terms and dust extinction and assuming a Hubble constant of $63 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Phillips et al. 1999), SN 1999ee had a peak visual magnitude of $M_V = -19.95$ (JD 2,451,471.7). These values lie comfortably well with the peak magnitude–decline rate relation for SNe Ia (Phillips et al. 1999). This analysis reveals that SN 1999ee was a luminous Type Ia event and a very interesting object to check the claim by Li et al. (2001b) that slow-declining events display spectroscopic peculiarities before maximum light.

Figure 1 displays the optical spectra of SN 1999ee in the rest frame of the SN, after correcting the observed spectra for the 3498 km s^{-1} recession velocity of the host galaxy. We also dereddened the spectra assuming a Galactic reddening of $E(B-V) = 0.02$ (Schlegel et al. 1998), and a host galaxy reddening of $E(B-V) = 0.30$ derived from the SN optical colors (Stritzinger et al. 2002) and optical/IR colors (Krisciunas et al. 2002). The strongest telluric lines are indicated with the circled plus sign. The first optical spectrum, taken on JD 2,451,460.56 (9 days before maximum), exhibited a blue continuum and the characteristic P Cygni profile of the Si II $\lambda 6355$ line of SNe Ia. Other prominent features in this

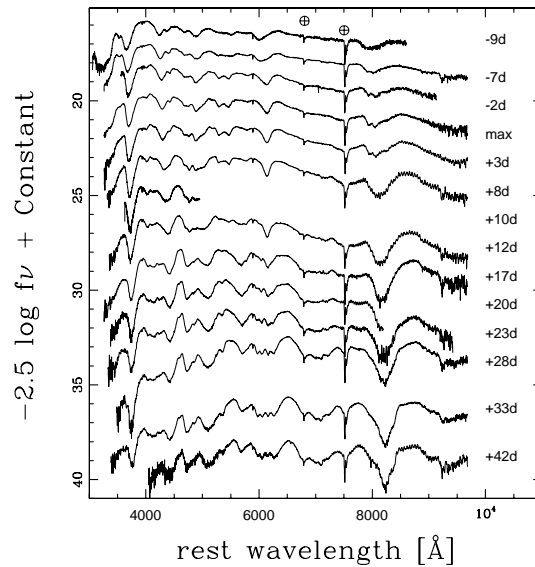


FIG. 1.—Optical spectroscopic evolution of SN 1999ee in AB magnitudes. Time (in days) since *B* maximum is indicated for each spectrum. The circled plus signs symbols show the main telluric features.

spectrum were the absorption at $\sim 3200 \text{ \AA}$ attributed to Co II, the Ca II H and K $\lambda\lambda 3934, 3968$ blend, Mg II $\lambda 4481$, the blend of lines attributed to Fe II, Si II, S II around $4550\text{--}5050 \text{ \AA}$, and the Ca II $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$ triplet. The presence of the Na I D $\lambda\lambda 5890, 5896$, Ca II $\lambda 3934$, and Ca II $\lambda 3968$ interstellar lines with equivalent widths of 2.3, 0.8, and 0.6 \AA , respectively, revealed a nonnegligible amount of absorption in the host galaxy, which agrees with the color analysis of SN 1999ee. By maximum light the W-shaped S II $\lambda\lambda 5454, 5640$ feature was well developed and the Ca lines were significantly stronger. Si II $\lambda 4129$ was already present, although it was quite weak. The Si II $\lambda 5972$ line also was weak relative to Si II $\lambda 6355$. Nugent et al. (1995) defined the parameter $\mathcal{R}(\text{Si II})$ as the relative fluxes of this pair of lines and found a tight correlation with the SN luminosity. In this case we obtained $\mathcal{R}(\text{Si II}) = 0.23$, which corresponds to the value of a luminous SNe Ia, in good concordance with the decline rate of $\Delta m_{15}(B) = 0.94$ and the peak magnitudes derived from the photometric observations. By day 20 the spectrum was much redder. The Si II $\lambda 6355$ line was very weak, the Ca triplet had a pronounced P Cygni profile, and the region between $4000\text{--}5500 \text{ \AA}$ was dominated by strong features due to Fe II transitions. The absorption attributed to Na I D $\lambda\lambda 5890, 5896$ was very prominent. Overall, these data showed that SN 1999ee was a genuine Type Ia event with the usual spectral features of other normal SNe Ia, usually known as Branch-normal (Branch et al. 1993).

Figure 2 presents the expansion velocities derived from the absorption minima of Si II $\lambda 6355$, after correcting for the recession velocity of the host galaxy. Apparently, the velocity derived from Si II $\lambda 6355$ decreased rapidly from $16,000$ to $10,000 \text{ km s}^{-1}$ between days -9 and -2 , after which the velocity decreased slowly. For comparison, we

422

HAMUY ET AL.

Vol. 124

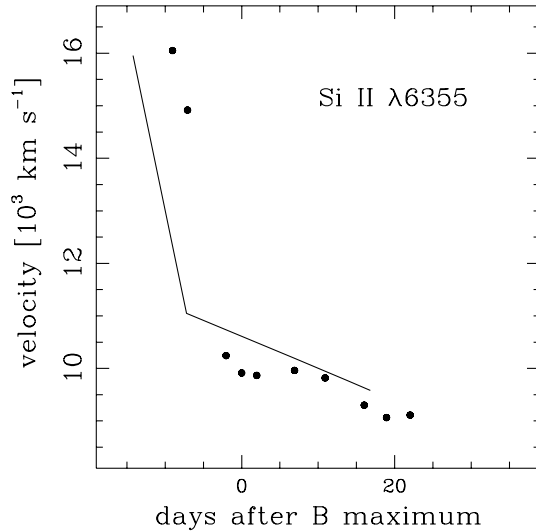


FIG. 2.—Expansion velocities derived from the absorption minima of Si II $\lambda 6355$ for SN 1999ee, after correcting for the recession velocity of the host galaxy. The solid line corresponds to SN 1990N.

include as solid line the velocities for SN 1990N, which was also caught several days before maximum (Leibundgut et al. 1991). Both SNe showed an inflection in the velocity curve. Before maximum, however, the expansion of SN 1999ee was somewhat higher compared with contemporary velocities of SN 1990N. At maximum light and later times, on the other hand, both SNe had similar velocities.

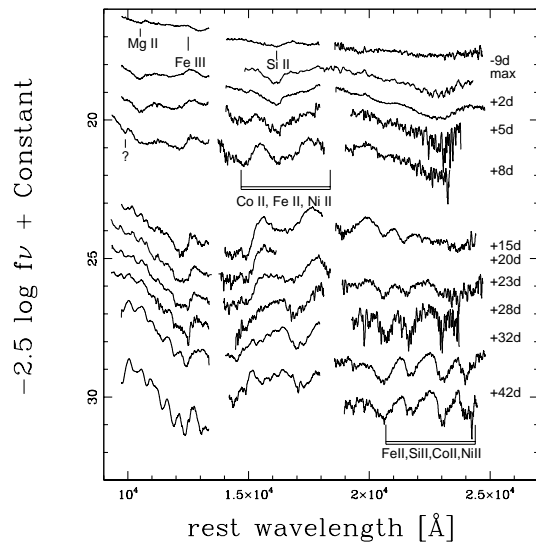


FIG. 3.—IR spectroscopic evolution of SN 1999ee in AB magnitudes. The most prominent features are labeled. Time (in days) since B maximum is indicated for each spectrum.

Figure 3 shows the resulting rest-frame IR spectra of SN 1999ee. The first spectrum, taken 9 days before maximum, was quite featureless. A weak absorption line could be seen at 10520 \AA , with a weak emission component that seemed to constitute a P Cygni profile. This feature was observed for the first time in an early-time spectrum of SN 1994D and was tentatively identified as due to either He I $\lambda 10830$ or Mg II $\lambda 10926$ (Meikle et al. 1996). According to the atmosphere models computed by Wheeler et al. (1998), this feature should be due to Mg II, since the amount of He in their models is not sufficient to form a line. This implies that the minimum of the Mg absorption had an expansion velocity of $11,100 \text{ km s}^{-1}$. An emission due to Fe III (Rudy et al. 2002) was also present around 12550 \AA . There was an indication of a P Cygni profile with the absorption minimum at 16160 \AA and peak emission at 16840 \AA . This feature was also present in the SN 1994D spectrum. The theoretical modeling of Wheeler et al. suggests that this line is due to Si II, although it might have a Fe II component (Axelrod 1980). At longer wavelengths the spectrum is even more featureless, except for a small P Cygni line with a minimum at 19590 \AA and peak at 20440 \AA . The emission component was also noted in SN 1994D and was attributed to Si III by Wheeler et al.

By maximum light the Mg II $\lambda 10926$, Fe III, and Si II feature near 16500 \AA became more prominent, and a peak developed around 18100 \AA . One week past maximum the spectrum was dramatically different and became dominated by strong absorption/emission features. The Mg II $\lambda 10926$ line disappeared and a weak feature at 10000 \AA became evident, possibly forming a P Cygni profile. The most remarkable features were the strong and wide (FWHM $\sim 12,000 \text{ km s}^{-1}$) peaks attributed to blends of Co II, Fe II, and Ni II at 15500 and 17500 \AA (Wheeler et al. 1998). Two weeks after maximum these peaks developed even further and new peaks appeared at 19900 and 21000 \AA . A series of unidentified absorptions also could be observed in the J band at 10400 , 10700 , and 11100 \AA . One month after maximum two additional broad emission peaks became evident at 22500 and 23600 \AA , which, according to Wheeler et al., are caused by iron-group elements (Co, Ni) as well as intermediate-mass elements with appreciable contribution from Si. While the broad emissions appeared to redshift significantly as the SN evolved, the features that we identify as absorptions did not show any appreciable change in velocity.

3.2. SN 1999ex

Figure 4 displays the optical spectra of SN 1999ex in the SN rest frame. The first optical spectrum, obtained on JD $2,451,496.62$ (1 day before B maximum), was characterized by a reddish continuum and several broad absorption/emission features due to Ca II H and K $\lambda\lambda 3934, 3968$, Fe II, Mg I, Na I D $\lambda\lambda 5890, 5896$, Si II $\lambda 6355$, and the Ca triplet with a clear P Cygni profile. We also found convincing evidence for He I $\lambda\lambda 6678, 7065$ with expansion velocities of 6000 km s^{-1} (similar to velocities displayed by the Fe, Mg, Na, Si, and O lines). It is possible that the feature at $\sim 4400 \text{ \AA}$, usually attributed to a blend of Mg II and Fe II, had a contribution due to the He I $\lambda 4471$. Likewise, the feature at $\sim 4800 \text{ \AA}$ could be a blend of Fe II $\lambda 4924$ and He I $\lambda 4921$, while the Na I D $\lambda\lambda 5890, 5896$ doublet could have a contribution from He I $\lambda 5876$. Interstellar lines due to Na I D $\lambda\lambda 5890, 5896$, Ca II $\lambda 3934$, and Ca II $\lambda 3968$ were observed in absorp-

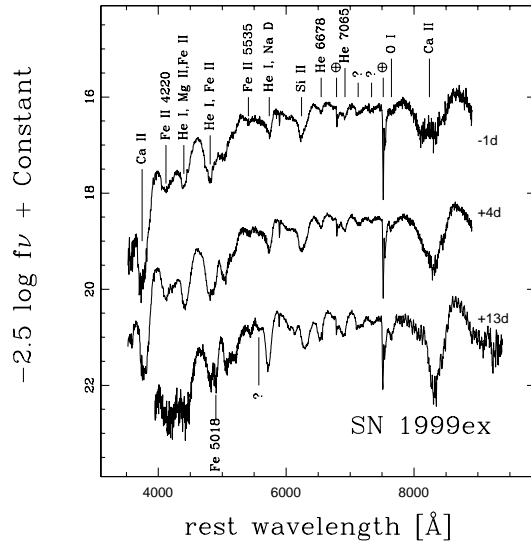


FIG. 4.—Optical spectroscopic evolution of SN 1999ex in AB magnitudes. Time (in days) since B maximum is indicated for each spectrum. The most prominent features are labeled, and the main telluric features are marked with a circled plus sign.

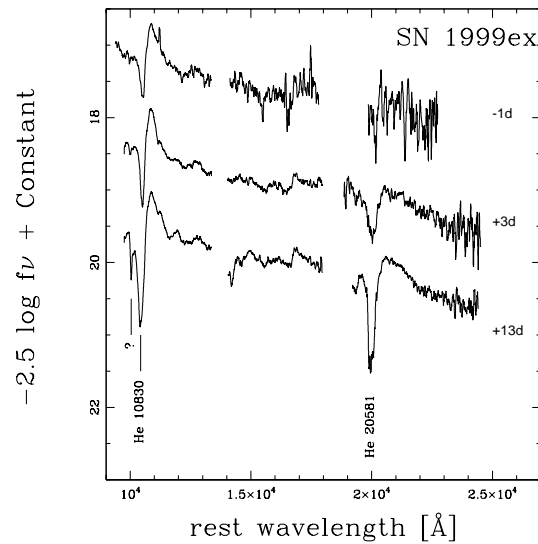


FIG. 5.—IR spectroscopic evolution of SN 1999ex in AB magnitudes. The two most prominent features are due to He I, while the absorption at 10000 Å remains unidentified. Time (in days) since B maximum is indicated for each spectrum.

tion with equivalent widths of 2.8, 1.8, 0.9 Å at the wavelengths corresponding to the rest frame of the host galaxy. According to the correlation between equivalent widths and reddening for Galactic stars (Munari & Zwitter 1997), SN 1999ex was reddened by $E(B-V) \sim 1.0 \pm 0.15$. However, there appears to be a significant departure of SNe from this calibration (Hamuy et al. 2001), so this estimate is very uncertain.

The first spectrum of SN 1999ex bore a close resemblance to that of SN 1994I. Filippenko et al. (1995) argued that SN 1994I was a Type Ic event on the grounds that this object (1) did not show evidence for hydrogen lines (ruling out a Type II event), (2) had a Si II $\lambda 6355$ line more subtle than in classical SNe Ia, and (3) He I $\lambda 5876$ was absent or weak (and blended with Na D) (ruling out a Type Ib event). Based on the resemblance between these two spectra, we initially classified SN 1999ex as a Type Ic SN (Hamuy & Phillips 1999). However, the relatively stronger He lines displayed by SN 1999ex suggest that this object could well be an intermediate case between the Ib and Ic subclasses (we will return to this point in § 4.2). During the following 2 weeks the SN spectrum evolved slowly, and most of the lines became stronger.

Figure 5 displays the IR spectra of SN 1999ex in the SN rest frame. The most prominent feature in these spectra is the P Cygni profile of He I $\lambda 10830$, which was also observed in SN 1994I. The minimum of the absorption yields an expansion velocity of 8000 km s⁻¹, in good agreement with the values derived from the optical spectra. The other evident feature is the P Cygni profile due to He I $\lambda 20581$, with the same expansion velocity. An unidentified absorption at 9970–10045 Å can be clearly seen, which should have a rest wavelength between 10200–10260 Å. A few weak unidentified lines can be seen also in the H band.

4. DISCUSSION

4.1. SN 1999ee

Although Type Ia SNe display a large degree of spectroscopic homogeneity, there are several examples of SNe with spectral peculiarities. Different subclasses have been identified including SN 1991T-like objects (Phillips et al. 1992), Branch-normal SNe (Branch et al. 1993), and SN 1991bg-like events (Phillips et al. 1987; Filippenko et al. 1992; Leibundgut et al. 1993). Recently the Lick Observatory Supernova Survey (LOSS) produced a SN sample with well-understood selection effects (Li et al. 2001a), which permitted them to assess the intrinsic peculiarity rate of SNe Ia (Li et al. 2001b). This study showed that the sample of nearby SNe Ia comprises 20%, 64%, and 16% of 1991T-like, normal, and 1991bg-like objects, respectively.

Li et al. (2001a) defined a normal SN as one with prominent features due to Si II $\lambda 6355$, Ca II H and K $\lambda\lambda 3934, 3968$, as well as additional lines of S II, O I, and Mg II around maximum light. The designation SN 1991T in such work is not strictly correct, since the prototype of the 1991T class defined by Li et al. (2001b) is SN 1999aa. While SN 1999aa's main difference relative to normal SNe is just a relative weakness of the Si II $\lambda 6355$ feature before maximum, which becomes almost indistinguishable from normal SNe after peak (see Fig. 5 of Li et al. 2001b), SN 1991T was a much more extreme event, in the sense that the premaximum spectrum did not display the Ca II H and K $\lambda\lambda 3934, 3968$ blend shown by Branch-normal SNe and also because it remained spectroscopically distinct several days after maximum (Phillips et al. 1992). For the sake of clarity, in what follows we refer to the 1991T-like events of Li et al. as 1999aa-like objects. The distinguishing feature of SN 1991bg-like objects is the Ti II absorption around 4100–

4000 Å. There are many examples of intermediate-class objects, which suggests a continuous spectral sequence among SNe Ia.

Because 1999aa-like events display slow-declining light curves ($\Delta m_{15}(B) \leq 1.0$) and high peak luminosities, and 1991bg-like SNe show fast decline rates ($\Delta m_{15}(B) \geq 1.7$) and low peak luminosities, it is interesting to ask whether the photometric behavior can be used to predict spectroscopic peculiarities. As a slow-declining ($\Delta m_{15}(B) = 0.94$) and luminous ($M_V = -19.75$) event observed well before maximum light, SN 1999ee provides a good opportunity to investigate whether or not all luminous SNe display spectroscopic peculiarities before peak. To examine this point in detail Figure 6 (*top*) shows a comparison of the spectrum of SN 1999ee taken 9 days before B maximum with that of three other SNe, including SN 1999aa, with a decline rate of $\Delta m_{15}(B) = 0.75$ (Krisciunas et al. 2000), the Calán/Tololo SN 1992bc with $\Delta m_{15}(B) = 0.87$ (Hamuy et al. 1996), and the normal SN 1990N with $\Delta m_{15}(B) = 1.07$ (Leibundgut et al. 1991; Lira et al. 1998). While SN 1999aa lacked the Si II $\lambda 6355$ feature compared with the Branch-normal SN 1990N, both SN 1992bc and SN 1999ee displayed strong and well-defined Si features as early as 10 days before peak. This shows that *not all slow-decliners are spectroscopically peculiar before maximum light*. As mentioned above, 1999aa-like events show a normal spectrum at peak brightness, which can be clearly appreciated in the bottom panel of Figure 6 from the spectra of SN 1999aa and SN 1999ee. The fact that the spectral differences displayed by the luminous SNe are only limited to the very first days of evolution suggests that the 1999aa-like and the Branch-normal SNe

(represented here by SN 1999ee) are apparently similar explosions and that spectral diversity at early times probably reflects small differences in mixing or other chaotic behaviors, rather than fundamental differences in the character of the explosions.

There are a handful of IR spectra published for SNe Ia (Meikle et al. 1996; Bowers et al. 1997; Hernández et al. 2000; Jha et al. 1999; Rudy et al. 2002). Höflich et al. (2002) recently observed SN 1999by and assembled the first continuous sequence of IR spectra for an SN Ia, extending from 3 days before maximum through day +15 after peak. To our knowledge the IR spectra of SN 1999ee—extending from day -9 to $+42$ —constitute the most complete IR spectroscopic sequence of an SN Ia, and its Branch-normal nature makes it an ideal object in which to study the homogeneity of this class of objects at these wavelengths. We proceed now to address this issue from a sample of five SNe Ia encompassing a wide range in decline rates and optical spectroscopic properties. The sample comprises the Branch-normal SN 1999ee, SN 1998bu (Jha et al. 1999; Hernández et al. 2000), and SN 1994D (Meikle et al. 1996), with $\Delta m_{15}(B) = 0.94, 1.01, 1.32$, respectively (Phillips et al. 1999).⁹ We also include SN 1999by [$\Delta m_{15}(B) = 1.90$], which had optical spectra showing resemblance to SN 1991bg (Garnavich et al. 2001), and SN 2000cx [$\Delta m_{15}(B) = 0.93$], which shared some of the spectroscopic peculiarities displayed by SN 1999aa-like events (e.g., weak Si II $\lambda 6355$) before maximum and a “sui generis” postmaximum behavior, owing to unusually strong Fe III and weak Fe II lines (Li et al. 2001c).

Figure 7 (*top*) compares premaximum spectra of SN 2000cx, 1999ee, 1994D, and 1999by. The resemblance between the two Branch-normal SNe (1999ee and 1994D) is remarkable. The largest, yet subtle, difference was the Mg II $\lambda 10926$ feature, which was narrower and deeper in SN 1994D. The expansion velocities derived from the absorption minimum was quite similar, $\sim 10,500$ km s $^{-1}$. Both the Si II and Si III features near 16500 and 20000 Å were clearly present in both SNe. With the exception of the high Mg II velocity ($\sim 20,000$ km s $^{-1}$), SN 2000cx showed a normal featureless spectrum. Since magnesium is destroyed by oxygen burning, it is expected in material that experiences burning at the lowest densities near the surface. The high Mg velocity led Rudy et al. (2002) to conclude that nuclear burning in SN 2000cx extended farther out than in normal SNe, though it is equally likely that in this supernovae a blob containing carbon burning products drifted closer to the surface than in some other SNe Ia. The greater luminosity and slower decline of SN 2000cx argue for greater ^{56}Ni production, and this would manifest itself also in greater excitation in the ejecta. Indeed, SN 2000cx showed an emission feature at 12500 Å attributed to Fe III $\lambda\lambda 12786, 12920, 13003$ (Rudy et al. 2002), which was also present in the normal SN 1999ee but at a lower strength, a weaker than normal Si II feature near 16500 Å, and a stronger Si III line around 20000 Å.

SN 1999by showed a premaximum spectrum noticeably different than that of normal SNe. The main difference was due to C I and O I lines, which were clearly absent in the spectra of other SNe. Höflich et al. (2002) suggested that

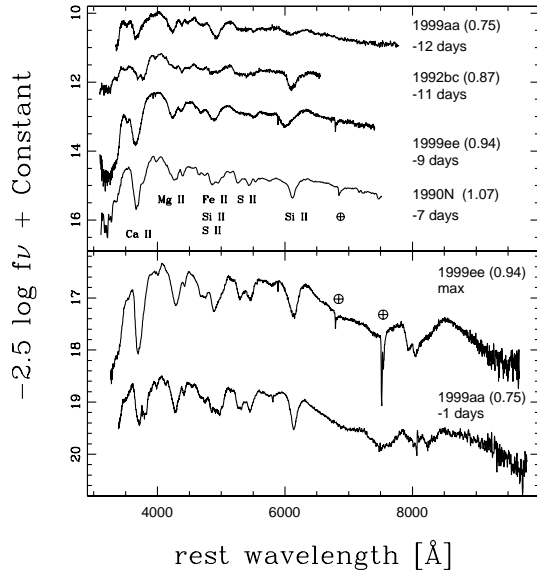


FIG. 6.—*Top*: Comparison of the optical spectra of three slow-declining SNe Ia and the Branch-normal SN 1990N obtained about 10 days before B maximum. The spectra have been shifted with respect to each other by arbitrary amounts to facilitate comparison. Given in parenthesis are the decline rates $\Delta m_{15}(B)$ for each SN. *Bottom*: Same as above, but for SN 1999aa and SN 1999ee near maximum light.

⁹ We include in this comparison two spectra of SN 1998bu obtained by one of us (R. D. B.) with the CTIO 4 m Infrared Spectrograph on 1998 May 16 (3 days before B maximum) and June 3 (15 days after peak).

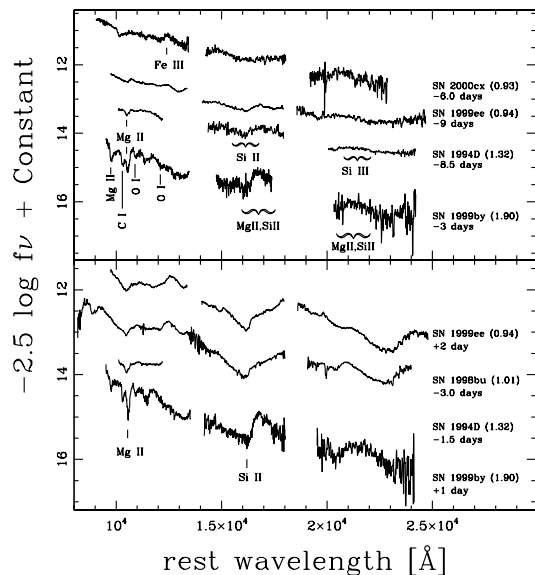


FIG. 7.—Comparison of the premaximum and maximum-light IR spectra of SNe 1994D, 1998bu, 1999by, 1999ee, and 2000cx. Time (in days) since B maximum is indicated for each spectrum, along with the decline rates $\Delta m_{15}(B)$.

nuclear burning in SN 1999by did not extend as far out as in normal SNe Ia. It is possible, however, that the presence of the C I and O I lines was due to a lower excitation evidenced by the smaller ^{56}Ni production, the low luminosity, and fast decline of SN 1999by. The spectral differences are particularly evident in the J band. The Mg II $\lambda 10926$ feature was deeper than normal, although its velocity of $\sim 10,000 \text{ km s}^{-1}$ was similar to that observed in normal SNe. In the H band SN 1999by showed a strong broad-emission feature due to a blend of Si II and Mg II lines, which was also present in the other SNe, but with a lower strength, presumably due to a weaker contribution from Mg II. The K -band spectrum is also bumpier than normal due to Mg II lines.

Around maximum light the Mg II $\lambda 10926$ feature was present in all three normal SNe (1999ee, 1998bu, and 1994D) with similar strengths and profiles (*bottom*, Fig. 7). Meikle et al. (1996) noted that the absorption minimum of the Mg II line did not show a shift in wavelength during the premaximum evolution of SN 1994D, as opposed to the optical lines, which all redshifted with time as the photosphere receded through the ejecta. We confirmed the absence of any significant Doppler shift in Mg II from SN 1999ee, which, according to Wheeler et al. (1998), was due to the fact that the photosphere had already receded below the inner edge of the magnesium layer at this early phase. It is interesting to note the absence in these spectra of the Ca II line near 11500 \AA , a feature predicted by the models of Wheeler et al. (1998), which proves to be a useful diagnostic of the location of the transition layer between complete and incomplete silicon burning. The Si II absorption near 16500 \AA and the spectral features in the K band were visible in the normal SNe 1999ee and 1998bu with a high degree of simi-

larity. The premaximum spectral peculiarities of SN 1999by mentioned above were still evident near maximum light.

Figure 8 compares the postmaximum spectra available to us. Two weeks after peak the two normal SNe, 1999ee and 1998bu, displayed an impressive spectral homogeneity, with strong peaks and valleys at $15000\text{--}17000 \text{ \AA}$ and $22000\text{--}26000 \text{ \AA}$ due to Fe II, Co II, Ni II, and Si II. The presence of Fe II, Co II, Ni II, and Si II is due to the ionization dropping predominantly to these ions, which happen to have strong lines in the near IR. The spectral differences of the fast-declining SN 1999by persisted at this epoch. While its J spectrum had contributions from Ca II lines (Höflich et al. 2002) that were absent in SNe 1999ee and 1998bu, the broad emission around $15000\text{--}17000 \text{ \AA}$ was weaker than normal. At later epochs the spectra of SNe 1999ee and 1998bu became much more complicated, yet their similarity remained remarkable.

As a result of this observational campaign we obtained the most complete optical/IR observations of a Type Ia SN, with an unprecedented wavelength and temporal coverage beginning nine days before maximum light. Moreover, since we were able to obtain the IR spectra within 1 or 2 days of the optical spectra, it was possible to combine these observations, as shown in Figure 9. This exercise revealed the excellent agreement between the optical and IR fluxes, a result that proved possible by synthesizing broadband magnitudes and adjusting the flux scales according to the observed magnitudes. This optical/IR sequence shows that, while the premaximum optical spectrum was dominated by strong P Cygni profiles of intermediate-mass elements, such as Ca II, Si II, Mg II, S II, the IR was characterized by a smooth, almost featureless continuum. By maximum light, on the other hand, the IR spectrum was already dominated

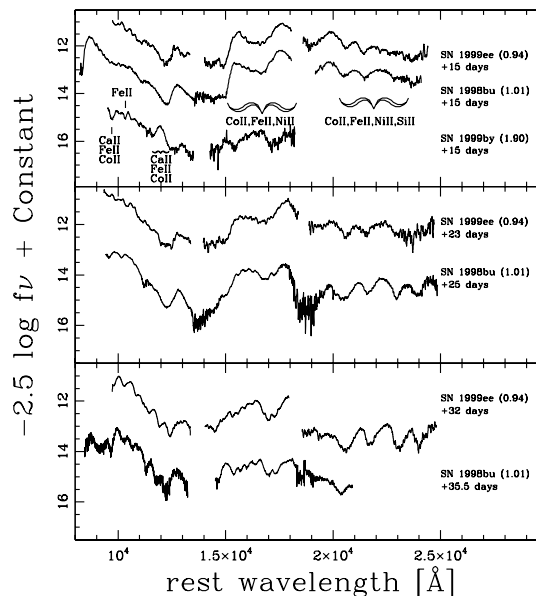


FIG. 8.—Comparison of the postmaximum IR spectra of SNe 1998bu, 1999by, and 1999ee. Time (in days) since B maximum is indicated for each spectrum, along with the decline rates $\Delta m_{15}(B)$.

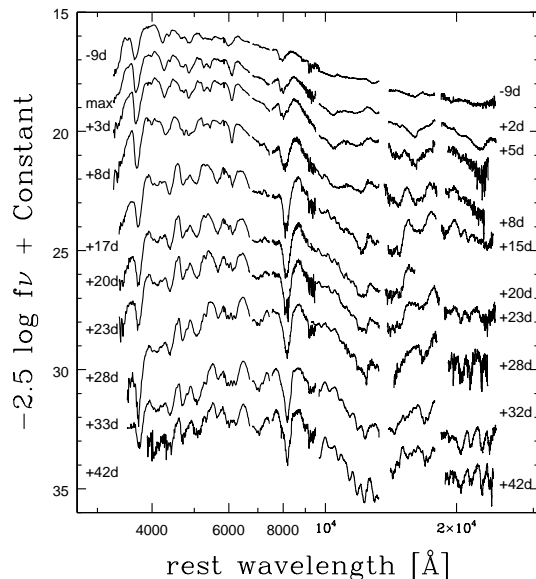


FIG. 9.—Combined optical and IR spectra of SN 1999ee in AB magnitudes. Time (in days) since B maximum is indicated for each spectrum.

by broad features, and 1 week later the IR flux was mostly powered by emission lines of iron group elements, such as Co II, Fe II, and Ni II (freshly synthesized in the innermost layers of the ejecta), which were particularly prominent in the H and K bands. At the same time a dramatic flux dip around 12000 Å began to develop. Previous spectroscopic observations have already revealed this J -band deficit in other SNe Ia (Bowers et al. 1997), which is responsible for the red $J-H$ color displayed by SNe Ia after maximum light (Elias et al. 1985).

This spectral sequence lends support to the suggestion by Spyromilio, Pinto, & Eastman (1994) and Pinto & Eastman (2000) that the “photosphere” recedes rapidly to the center of the supernova in the IR, while at optical wavelengths the greater opacity arising from the higher spectral density of lines keeps the photosphere at higher velocities. Emission at longer wavelengths increases after maximum light as a result of a shift in ionization to more neutral species, which have greater emissivity in the near IR. In this model the J -band deficit is due to the relative absence of lines (and hence opacity) in the 12000 Å region, rather than increasing opacity. Likewise, the secondary maxima exhibited by the JHK light curves ~ 30 days after B maximum (Elias et al. 1981; Elias et al. 1985; Jha et al. 1999; Hernández et al. 2000; Krisciunas et al. 2000) are due to the increasing release of energy through lower optical depth IR transitions. The prominent postmaximum emission features displayed by SN 1999ee in the H and K bands lend support to this picture.

4.2. SN 1999ex

SNe are classified according to their spectral features near maximum light (Filippenko 1997). Type II SNe are characterized by prominent hydrogen features and are believed to

arise from the core collapse of massive ($>8-10 M_{\odot}$) stars. The common feature in all Type I SNe is the lack of hydrogen spectral lines. The strong Si II $\lambda 6355$ is the defining feature of SNe Ia. Their occurrence in all types of stellar environments has led to the general consensus that the progenitors of SNe Ia are white dwarfs that undergo thermonuclear disruption after a period of mass transfer from binary companions. The proximity of SNe Ib and Ic to massive star formation regions (Van Dyk et al. 1996), on the other hand, provides evidence that these objects result from the core collapse of massive stars. The lack of hydrogen in their spectra is attributed to the loss of their outer hydrogen envelopes by stellar winds or mass transfer to binary companions. There is growing evidence for a close physical connection between SNe II and SNe Ib from the observations of SNe 1987K, 1993J, and 1996cb, which evolved from SNe II at early epochs to SNe Ib at later times (Filippenko 1988; Filippenko et al. 1993; Qiu et al. 1999). The distinguishing difference between Type Ib and Ic SNe are the *optical* He I lines, which are conspicuous in SNe Ib and weak or absent in SNe Ic. It is still a matter of debate whether SNe Ic constitute an extreme case of SNe Ib or a completely separate class of objects. The apparent absence of He in the spectra of SNe Ic motivated the idea that the progenitors of these objects could be nearly bare C + O cores of massive stars (Wheeler & Harkness 1990), which lose most of their helium by binary transfer or strong stellar winds. However, Woosley et al. (1995) showed that helium stars could be the progenitors of both SNe Ib and SNe Ic. They showed that the presence or absence of He I lines in the spectrum is determined primarily by the amount of mixing, not the amount of helium present—greater mixing of radioactive material increases the excitation of helium, leading to stronger lines.

Significant effort over recent years has been put into determining the presence of helium in the spectra of SNe Ic in order to better understand the nature of these objects. A detailed inspection of the spectra of the Type Ic SN 1994I led Filippenko et al. (1995) to conclude that weak He I lines were probably present in the optical region and that He I $\lambda 10830$ was very prominent, although its Doppler shift implied an unusually high expansion velocity of $\sim 16,600$ km s^{-1} . Clocchiatti et al. (1996) confirmed these observations and found evidence that He I $\lambda 5876$ was also present in SN 1994I, with a blueshift of $\sim 17,800$ km s^{-1} . They also reported high-velocity He I $\lambda 5876$ in the spectra of the three best-observed Type Ic SNe (1983V, 1987M, and 1988L), which led them to conclude that most, and probably all, SNe Ic provide evidence for optical He I lines. This conclusion, however, was recently questioned by Millard et al. (1999) and Baron et al. (1999) by means of spectral synthesis models, which showed that the IR feature near 10250 Å could be accounted for with lines of C I and Si I. Moreover, Baron et al. (1999) argued that the feature attributed to He I $\lambda 5876$ in the spectrum of SN 1994I could be a blend of other species. Evidently, there is no consensus yet about the presence or absence of He in the spectra of SNe Ic.

Recently Matheson et al. (2001) compiled and analyzed a large collection of spectra of SNe Ib and Ic. This study showed no compelling evidence for He in the spectra of SNe Ic and no gradual transition from the Ib to the Ic class, which supported the idea that these objects are produced by different progenitors.

Our optical spectra of SN 1999ex provide evidence for He I absorptions of moderate strength in the optical region,

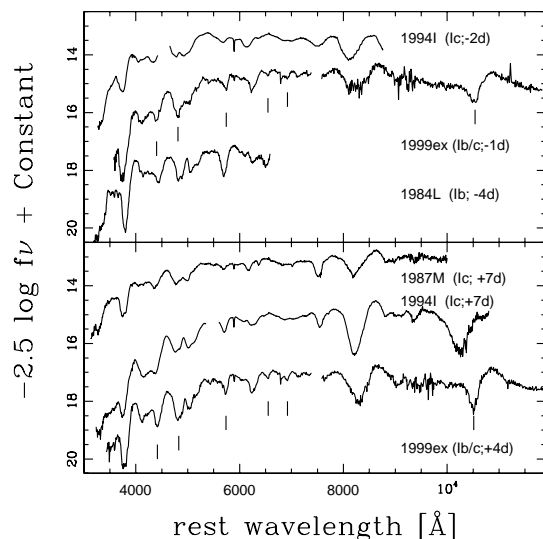


FIG. 10.—Comparison of near-maximum spectra of the Type Ib/c SN 1999ex with the prototype of the Ib class SN 1984L, and the Type Ic SNe 1994I and 1987M. Tick marks indicate the He I lines in the SN 1999ex spectra. The strengths of the He lines gradually increase from the Type Ic to the Ib SN, and SN 1999ex appears to bridge the separation between these two subclasses.

thus suggesting the existence of an intermediate Ib/c case. To illustrate this point, in Figures 10 and 11 we show a comparison between SN 1999ex, the best-observed Type Ic SN 1994I, and the prototypes of the Ib (SN 1984L, Harkness et al. 1987) and Ic class (SN 1987M, Filippenko, Porter, & Sargent 1990). The near-maximum spectra (*top*, Fig. 10) reveal

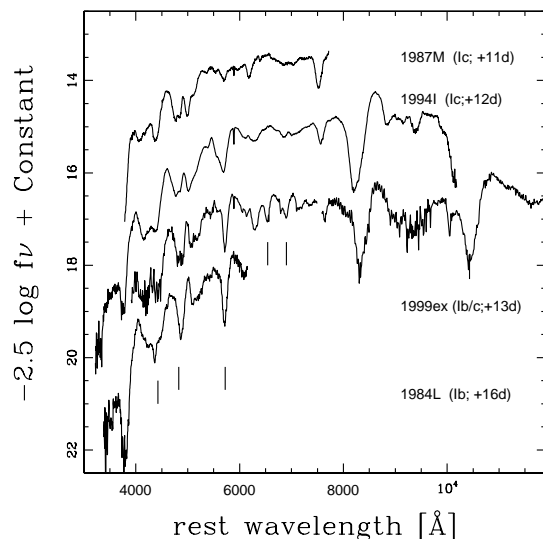


FIG. 11.—Same comparison as in Fig. 10, but for spectra taken 2 weeks past maximum.

a gradual increase in the strength of all He lines (*indicated with tick marks*) from the Ic to the Ib class. In the bottom panel of Figure 10 (1 week past maximum) it is possible to see that, even though the spectra of the Type Ic SNe 1994I and 1987M are quite similar, SN 1994I shows deeper troughs at the wavelengths of the He I lines, especially at 4471, 4921, and 5876 Å. The spectrum of SN 1994I obtained 2 weeks past maximum (Fig. 11) is particularly interesting, as it provides good evidence that the He I λ 5876 line was indeed present in the spectrum of SN 1994I with a higher expansion velocity than the Na I D λ 5893 doublet. This was also noted by Filippenko et al. (1995), who quoted an expansion velocity of $\sim 16,600$ km s $^{-1}$ for the He line (see also Clocchiatti et al. 1996 for a detailed discussion). Overall, Figures 10–11 reveal that there is a smooth spectroscopic sequence ranging from the He deficient Type Ic SNe 1987M and 1994I, the Type Ib/c SN 1999ex, and the Type Ib SN 1984L that is characterized by strong optical He lines. We conclude, therefore, that SN 1999ex provides the first evidence for a link between the Ib and Ic classes and that there is a continuous sequence of SNe Ib and Ic objects.

Special attention must be paid to the IR feature near 11000 Å, which was very prominent in SNe 1999ex and 1994I. As mentioned above the definitive identity of this feature in SN 1994I is still uncertain: it could be accounted for with lines of C I and Si I (Millard et al. 1999; Baron et al. 1999) or with high-velocity He I λ 10830 (Filippenko et al. 1995; Clocchiatti et al. 1996). If the feature in SN 1999ex were He I λ 10830, it would imply a moderate velocity of 6,000–8,000 km s $^{-1}$, which matches very well the velocities derived from the Fe, Na, and Si lines. The presence of the He I λ 20581 with the same expansion velocity (see Fig. 5) suggests that the IR feature in SN 1999ex was indeed due to He I λ 10830. Altogether our IR spectra of SN 1999ex provide unambiguous proof that He was present in the atmosphere of this intermediate Ib/c object. A detailed atmosphere model could be very useful for placing limits on the He mass in the ejecta of SN 1999ex and constraining the nature of its progenitor. As suggested by Clocchiatti et al. (1996), the presence of highly blueshifted He I λ 5876 in SN 1994I suggests that the IR feature was also due to He I λ 10830. If so, the difference in He velocities between SNe 1994I and 1999ex might prove an interesting clue to the underlying physics of the atmospheres of this class of objects. Further optical/IR spectroscopy and photometry will lead us to better understand the atmospheres of SNe Ib and Ic.

Finally, given that the IR spectra were obtained within one day from the optical spectra, we were able to combine these observations. Figure 12 shows the resulting spectra and the excellent agreement between the optical and IR fluxes. Note the prominent He I λ 10830, 20581 features.

4.3. Maximum-Light Optical/IR Spectra of Supernovae

In the course of the SOIRS program we obtained high-quality spectroscopy of the Type II SN 1999em (Hamuy et al. 2001). Figure 13 compares maximum-light spectra of the Type II SN 1999em, the Type Ib/c SN 1999ex, and the Type Ia SN 1999ee. This figure permits one to compare the different characters of the main classes of SNe, all the way from 3,000 to 25,000 Å. The Type II is distinguished by prominent hydrogen Balmer and Paschen lines. It also shows the P Cygni profile of the He I λ 10830 transition. The Type II

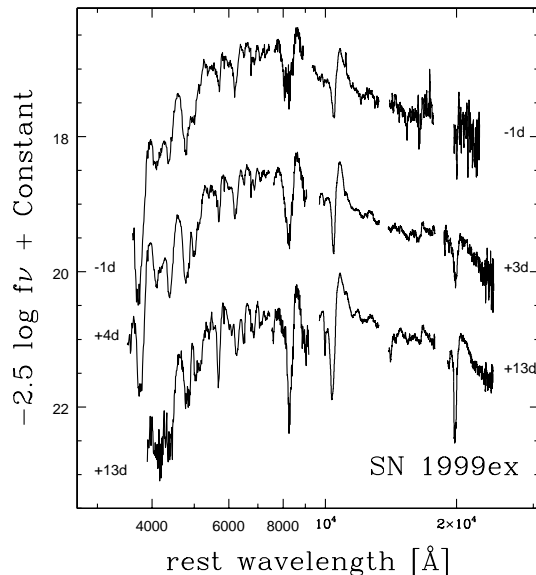


FIG. 12.—Combined optical and IR spectra of SN 1999ex in AB magnitudes. Days since B maximum are indicated next to each spectrum.

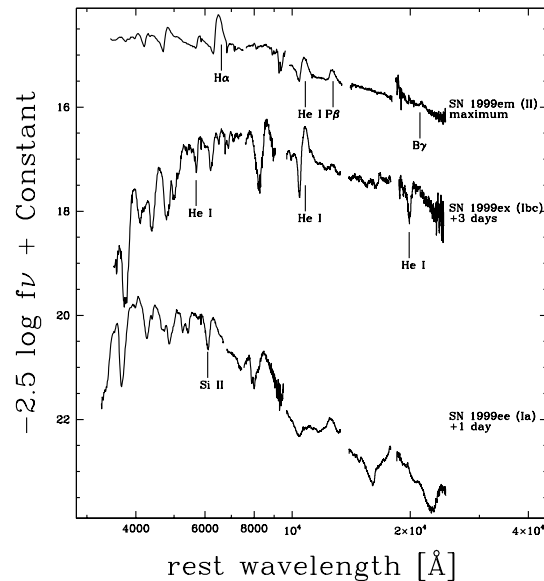


FIG. 13.—Combined optical and IR maximum-light spectra of the Type II SN 1999em, the Type Ib/c SN 1999ex, and the Type Ia SN 1999ee.

spectrum is also characterized by a strong, well-defined continuum. The Type Ib/c is characterized by the strong He I $\lambda\lambda 10830, 20581$ lines in the IR, the He I $\lambda 5876$ line in the optical, and other lines in the optical due to singly ionized Ca, Fe, Mg, and Si and neutral Na and O. It is interesting to note that, while both Type II and Type Ib/c show strong He I $\lambda 10830$, only the Type Ib/c shows a significant He I $\lambda 20581$ feature. The spectrum of SN 1999ex also seems to show evidence for a photosphere throughout the duration of the observations. This is clearly different than what is observed for SNe Ia, and more like a Type II. Finally, the Type Ia at the bottom of this figure is characterized by strong Si II $\lambda 6355$ and other intermediate-mass elements, as well as by the absence of hydrogen and helium.

5. CONCLUSIONS

The observations obtained for SN 1999ee constitute the most complete spectral and temporal coverage ever achieved for a SN Ia. Its Branch-normal character makes it an ideal reference for comparative studies of SNe Ia.

Before maximum light SN 1999ee displayed a normal spectrum with a strong Si II $\lambda 6355$ absorption, thus showing that not all slow-declining SNe are spectroscopically peculiar at these evolutionary phases. We conclude that the photometric properties of luminous SNe Ia cannot be used to predict spectroscopic peculiarities.

From a comparison of the IR spectra of SN 1999ee and other SNe Ia that encompass a wide range in decline rates, we find that there is a remarkable homogeneity among the Branch-normal SNe Ia during their first 60 days of evolution. Although the slow-decliner luminous SN 2000cx showed a premaximum featureless IR spectrum similar to

that of normal SNe, the Mg II $\lambda 10926$ line was characterized by a high expansion velocity. The fast-declining subluminal SN 1999by was noticeably different than the other SNe at all epochs. This study reveals that the spectroscopic peculiarities displayed by SN 1991bg-like objects at optical wavelengths are also present in the IR.

The fortunate occurrence of SN 1999ex within 3 weeks and in the same galaxy that hosted SN 1999ee permitted us to obtain optical and IR spectroscopy of a Ib/c event. SN 1999ex was characterized for the lack of hydrogen lines, weak optical He I lines, and strong He I $\lambda\lambda 10830, 20581$, thus providing an example of an intermediate case between pure Ib and Ic SNe. We conclude, therefore, that SN 1999ex provides first clear evidence for a link between the Ib and Ic classes and that there is a continuous spectroscopic sequence ranging from the He-deficient SNe Ic to the SNe Ib, which are characterized by strong optical He I lines.

M. H. is very grateful to Las Campanas and Cerro Calán observatories for allocating an office and providing generous operational support to the SOIRS program during 1999–2000. M. H. and J. M. thank the ESO, CTIO, and Las Campanas visitor support staffs for their assistance in the course of our observing runs, as well as the Director General of ESO for allocating director's discretionary telescope time to this project. We are very grateful to A. Filippenko, P. Höflich, S. Jha, D. Leonard, W. Li, P. Meikle, R. Rudy, and J. Spyromilio for making us available their spectra of SNe 1984L, 1987M, 1994D, 1994I, 1999by, 1998bu, and 2000cx. Support for this work was provided by National Aeronautics and Space Administration through Hubble Fellowship grant HST-HF-01139.01-A, awarded by the Space Telescope Science Institute, which is operated by the

No. 1, 2002

SN 1999EE AND SN 1999EX

429

Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., for NASA, under contract NAS 5-26555. J. M. acknowledges support from FONDECYT grant 1980172. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalac-

tic Database, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the NASA. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

REFERENCES

- Axelrod, T. S. 1980, Ph. D. thesis, Univ. California, Santa Cruz
 Baron, E., Branch, D., Hauschildt, P. H., Filippenko, A. V., & Kirshner, R. P. 1999, *ApJ*, 527, 739
 Bowers, E. J. C., Meikle, W. P. S., Geballe, T. R., Walton, N. A., Pinto, P. A., Dhillon, V. S., Howell, S. B., & Harrop-Allin, M. K. 1997, *MNRAS*, 290, 663
 Branch, D., Fisher, A., & Nugent, P. 1993, *AJ*, 106, 2383
 Clocchiatti, A., Wheeler, J. C., Brotherton, M. S., Cochran, A. L., Wills, D., Barker, E. S., & Turatto, M. 1996, *ApJ*, 462, 462
 Elias, J. H., Frogel, J. A., Hackwell, J. A., & Persson, S. E. 1981, *ApJ*, 251, L13
 Elias, J. H., Matthews, K., Neugebauer, G., & Persson, S. E. 1985, *ApJ*, 296, 379
 Filippenko, A. V. 1988, *AJ*, 96, 1941
 ———. 1997, *ARA&A*, 35, 309
 Filippenko, A. V., Matheson, T., & Ho, L. C. 1993, *ApJ*, 415, L103
 Filippenko, A. V., et al. 1995, *ApJ*, 450, L11
 ———. 1992, *AJ*, 104, 1543
 Filippenko, A. V., Porter, A. C., & Sargent, W. L. W. 1990, *AJ*, 100, 1575
 Garnavich, P. M., et al. 2001, *ApJ*, submitted (astro-ph/0105490)
 Gray, R. O., & Corbally, C. J. 1994, *AJ*, 107, 742
 Hamuy, M., et al. 1996, *AJ*, 112, 2408
 Hamuy, M., & Phillips, M. M. 1999, *IAU Circ.* 7310
 Hamuy, M., et al. 2001, *ApJ*, 558, 615
 Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., & Phillips, M. M. 1994, *PASP*, 106, 566
 Harkness, R. P., et al. 1987, *ApJ*, 317, 355
 Hernández, M., et al. 2000, *MNRAS*, 319, 223
 Höflich, P., Gerardy, C. L., Fesen, R. A., & Sakai, S. 2002, *ApJ*, 568, 791
 Jha, S., et al. 1999, *ApJS*, 125, 73
 Krisciunas, K., Hastings, N. C., Loomis, K., McMillan, R., Rest, A., Riess, A. G., & Stubbs, C. 2000, *ApJ*, 539, 658
 Krisciunas, K., et al. 2002, in preparation
 Leibundgut, B., Kirshner, R. P., Filippenko, A. V., Shields, J. C., Foltz, C. B., Phillips, M. M., & Sonneborn, G. 1991, *ApJ*, 371, L23
 Leibundgut, B., et al. 1993, *AJ*, 105, 301
 Li, W., Filippenko, A. V., & Riess, A. G. 2001a, *ApJ*, 546, 719
 Li, W., Filippenko, A. V., Treffers, R. R., Riess, A. G., Hu, J., & Qiu, Y. L. 2001b, *ApJ*, 546, 734
 Li, W., et al. 2001c, *PASP*, 113, 1178
 Lira, P., et al. 1998, *AJ*, 115, 234
 Maiolino, R., Rieke, G. H., & Rieke, M. J. 1996, *AJ*, 111, 537
 Martin, R., Williams, A., Woodings, S., Biggs, J., & Verwee, A. 1999, *IAU Circ.* 7310
 Matheson, T., Filippenko, A. V., Li, W., Leonard, D. C., & Shields, J. C. 2001, *AJ*, 121, 1648
 Maza, J., & Hamuy, M. 1999, *IAU Circ.* 7272
 Meikle, W. P. S., et al. 1996, *MNRAS*, 281, 263
 Millard, J., et al. 1999, *ApJ*, 527, 746
 Moorwood, A. F. 1997, in *Proc. SPIE*, 2871, 1146
 Munari, U., & Zwitter, T. 1997, *A&A*, 318, 269
 Nugent, P., Phillips, M., Baron, E., Branch, D., & Hauschildt, P. 1995, *ApJ*, 455, L147
 Phillips, M. M., Lira, P., Suntzeff, N. B., Schommer, R. A., Hamuy, M., & Maza, J. 1999, *AJ*, 118, 1766
 Phillips, M. M., et al. 1987, *PASP*, 99, 592
 Phillips, M. M., Wells, L. A., Suntzeff, N. B., Hamuy, M., Leibundgut, B., Kirshner, R. P., & Foltz, C. B. 1992, *AJ*, 103, 1632
 Pinto, P. A., & Eastman, R. G. 2000, *ApJ*, 530, 757
 Qiu, Y., Li, W., Qiao, Q., & Hu, J. 1999, *AJ*, 117, 736
 Rudy, R. J., Lynch, D. K., Mazuk, S., Venturini, C. C., Puetter, R. C., & Höflich, P. 2002, *ApJ*, 565, 413
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
 Spyromilio, J., Pinto, P. A., & Eastman, R. G. 1994, *MNRAS*, 266, L17
 Stritzinger, M., et al. 2002, in preparation
 Van Dyk, S. D., Hamuy, M., & Filippenko, A. V. 1996, *AJ*, 111, 2017
 Wheeler, J. C., & Harkness, R. P. 1990, *Rep. Prog. Phys.*, 53, 1467
 Wheeler, J. C., Höflich, P., Harkness, R. P., & Spyromilio, J. 1998, *ApJ*, 496, 908
 Woosley, S. E., Langer, N., & Weaver, T. A. 1995, *ApJ*, 448, 315

Astronomy & Astrophysics manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Intrinsic and dust induced time resolved wavelength dependent polarization of the afterglow of GRB 021004*

D. Lazzati¹, S. Covino², S. di Serego Alighieri³, G. Ghisellini², J. Vernet³, E. Le Floch⁴, D. Fugazza⁵, S. Di Tomaso⁵, D. Malesani⁶, N. Masetti⁷, E. Pian⁸, T. Oliva⁵, and L. Stella⁹

¹ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, CB3 0HA Cambridge, UK.

² INAF – Osservatorio Astronomico di Brera, via E. Bianchi 46, 23807 Merate (LC), Italy.

³ INAF – Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, 50125 Firenze, Italy.

⁴ Service d’Astrophysique, C.E. Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France.

⁵ INAF – Telescopio Nazionale Galileo, Roque de los Muchachos, P.O. Box 5653, 38700 Santa Cruz de la Palma, Spain.

⁶ International School for Advanced Studies (SISSA-ISAS), via Beirut 2-4, 34014 Trieste, Italy.

⁷ Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica, CNR, via Gobetti 101, 40129 Bologna, Italy.

⁸ INAF – Osservatorio Astronomico di Trieste, via Tiepolo 11, 34131 Trieste, Italy.

⁹ INAF – Osservatorio Astronomico di Roma, via Frascati 33, 00040 Monteporzio Catone (Roma), Italy.

Abstract. Polarization measurements for the optical counterpart to GRB 021004 are presented and discussed. Our observations were performed with the TNG and the VLT–UT3 (Melipal) during the first and fourth night after the gamma-ray burst discovery. We find robust evidence of temporal evolution of the polarization, which is therefore, at least partially, intrinsic to the optical transient. We do not find convincing evidence of wavelength dependence for the intrinsic polarization of the transient, in agreement with current polarization models for optical afterglows. We discuss the role of dust, both in our galaxy and in the host, in modifying the polarization measurements, showing how a sizable fraction of the polarized flux is due to galactic selective extinction, while it is not possible to single out any clear contribution from dust in the host galaxy.

Key words. gamma rays: bursts – polarization – dust – radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

It is now well established that gamma-ray burst (GRB) optical afterglows (OA) can show some degree of linear polarization. To date, in five cases a positive detection was achieved: GRB 990510 (Covino et al. 1999; Wijers et al. 1999), GRB 990712 (Rol et al. 2000), GRB 020405 (Bersier et al. 2003; Covino et al. 2003a; Masetti et al. 2003), GRB 020813 (Barth et al. 2003; Covino et al. 2002a), and GRB 030329 (Covino et al. 2003c; Efimov et al. 2003; Magalhães et al. 2003). Usually, the polarized flux is not large, $P \lesssim 3\%$, but in most cases it was possible to rule out that the observed polarization was induced by dust along the line of sight in our own Galaxy (e.g. Covino et al. 1999, 2003b). More recently, it was also possible to exclude, at least for some cases, a major contribution to

the observed polarization level due to the interposition of dust in the host galaxy. In fact, dust-induced polarization is necessarily associated with reddening, and by modelling the spectral shape of the OA, the total amount of dust interposed on the line of sight can be constrained, therefore setting upper limits on the dust-induced polarization.

This method is however model dependent, and relies also on the knowledge of the dust properties in the GRB environment (see e.g. Lazzati et al. 2002a). Given the present uncertainties, the possibility that for at least some OA a sizable fraction of the observed polarization is induced by dust in the GRB environment or in the host galaxy cannot be excluded yet. In principle, there are at least two safe ways to single out intrinsic polarization: the first is to perform multiple observations, looking for temporal variation of the polarization degree and/or position angle. Such a polarization variability would also provide a direct link between the dynamics of the fireball evolution and the geometry of the emitting region (Ghisellini & Lazzati 1999, hereafter GL99; Sari 1999; Granot et al. 2002). The second is to study the wavelength dependence

Send offprint requests to: D. Lazzati; e-mail: lazzati@ast.cam.ac.uk

* Based on observations made with ESO telescopes at the Paranal Observatory under programme Id 70.D-0111, on data from the ESO/ST-ECF Science Archive Facility and on observations made with the TNG under programme TAC 8.01(47).

of the polarization, possibly extending it to the infrared, in an attempt to exclude that it follows the ‘‘Serkowski curve’’ typical of interstellar dust polarization, bearing in mind, however, that the OA emission could be intrinsically polarized in a wavelength dependent way.

In the recent times, some steps in this direction were performed. First, for GRB 020813 secure polarization variability was detected, the degree of polarization diminishing on a day time scale from $P \sim 2\%$ (Barth et al. 2003) to $P \sim 0.8\%$ (Covino et al. 2002a), at a fixed polarization angle. Moreover, again for GRB 020813 (Barth et al. 2003), and very recently for GRB 030329 (Covino et al. 2003c), spectropolarimetry could be performed; in both cases, small but significant wavelength dependence was found.

GRB 021004 was localized on 2002 October 4 at 12:06:14 UT by the HETE-II satellite (Shirasaki et al. 2002). In the FREGATE 8–40 keV and in the WXM 2–25 keV bands the burst had a duration of about 100 seconds. It thus belongs to the class of long-duration GRBs. The optical counterpart was identified less than 10 min after the burst (Fox 2002) as an $R \sim 15.3$ fading object at the coordinates $\alpha_{2000} = 00^{\text{h}}26^{\text{m}}54^{\text{s}}.69$, $\delta_{2000} = +18^{\circ}55'41''.3$. The early detection of the OA and its brightness allowed a dense sampling of the light curve (see e.g. Lazzati et al. 2002b and references therein), the identification of several absorption systems, and of a prominent emission feature in the optical spectra identified as a Ly α emission line from the host galaxy at a redshift $z = 2.328$ (Mirabal et al. 2002, 2003; Matheson et al. 2002; Möller et al. 2002; Schaefer et al. 2003).

In the following we will discuss the results of our three polarimetric observations of GRB 021004: one performed in the near infrared (NIR) with the Telescopio Nazionale Galileo (TNG) at the Canary Islands, and two in the visible band at the VLT. Furthermore, we analyzed a publicly available spectropolarimetric dataset provided by the ESO VLT Science Archive. We will then compare these measurements, including the polarimetric observations performed by Rol et al. (2002), with theoretical models.

2. Data and analysis

Observations of GRB 021004 made use of the following instruments: the Italian Telescopio Nazionale Galileo (TNG) at the Canary Islands, equipped with the Near Infrared Camera Spectrometer (NICS) and a J filter, in the imaging polarimetry mode; the ESO’s VLT-UT3 (Melipal), equipped with the Focal Reducer/low dispersion Spectrometer (FORS 1) a Bessel V filter in the imaging polarimetry mode, and the grism 300 V in the spectropolarimetry mode (see Fig. 1).

The TNG observation (hereafter run 1) started on October 4.915 (9.86 hours after the GRB trigger) and lasted for ~ 1.8 hours. The optical transient (OT) J magnitude was derived by the acquisition frames as $J = 17.00 \pm 0.05$ (hereafter $1-\sigma$ errors are reported). The obser-

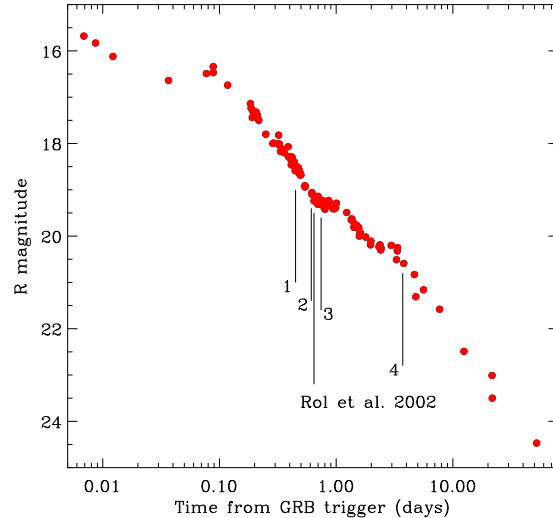


Fig. 1. R -band lightcurve of GRB 021004 with the position of the polarimetric observations marked. Data are collected by all GCN circulars. See e.g. Lazzati et al. (2002b) for a complete list of references.

vations were performed under mediocre seeing conditions ($1.5''$) in the large field mode with a scale of $0.25''/\text{pixel}$.

Our first VLT observation (run 2) started on October 5.080 (13.82 hours after the GRB trigger) and lasted for ~ 1.6 hours. The OT was clearly detected in the acquisition image with a magnitude $V = 19.34 \pm 0.02$ with respect to the USNO-A2.0 star reported in Fox et al. (2002), as calibrated by Henden (2002a, 2002b). From the ESO archive we also retrieved a public spectropolarimetric observation (run 3) started on October 5.247 (17.83 hours after the GRB trigger) and lasting for ~ 2.0 hours. The spectrum covers the range from 350 nm to 860 nm and the observations were performed with the 300 V grism. Our second VLT observation (run 4) was performed starting on October 8.225 (89.3 hours after the GRB trigger), and lasted for ~ 2.8 hours. The OT magnitude was $V = 20.89 \pm 0.03$ with respect to the same USNO-A2.0 star. All VLT observations were performed under good/excellent seeing conditions ($0.5'' - 0.9''$) in standard resolution mode with a scale of $0.2''/\text{pixel}$.

Polarimetric standard stars were also observed. One polarized, BD-125133, in order to fix the offset between the polarization and the instrumental angles, and three non-polarized, WD 0310-688, WD 1615-154, and BD+284211, to estimate the degree of artificial polarization possibly introduced by the instruments. The data reduction was carried out with the *Eclipse* package (version 4.3.1; Devillard 1997). After bias subtraction, non-uniformities were corrected using flat-fields obtained with the Wollaston prism. The flux of each point source in the field of view was derived by means of aperture photometry by the Graphical Astronomy and Image Analysis (GAIA)

tools (version 2.6-6¹). Moreover, we have also analyzed the ESO archive data for the NGC 2024 NIR1 polarization standard star, obtaining in all cases a good Serkowski curve completely consistent with the available data². The general procedure followed for imaging polarization observation analysis is extensively discussed in Covino et al. (1999, 2002b, 2003a) and di Serego Alighieri (1997), while details about the NICS polarimetric capabilities are discussed by Oliva (1997).

Spectra were extracted by the `apall` tool included in the IRAF package (version 2.11), which extracts the spectrum in a fixed-width window, allowing for a polynomial evolution of the centroid with wavelength. Suitable IDL routines were also developed to perform an independent extraction and check for any possible bias. In this case

¹ <http://star-www.dur.ac.uk/~pdraper/gaia/gaia.html>

² <http://www.eso.org/instruments/fors1/pola.html>

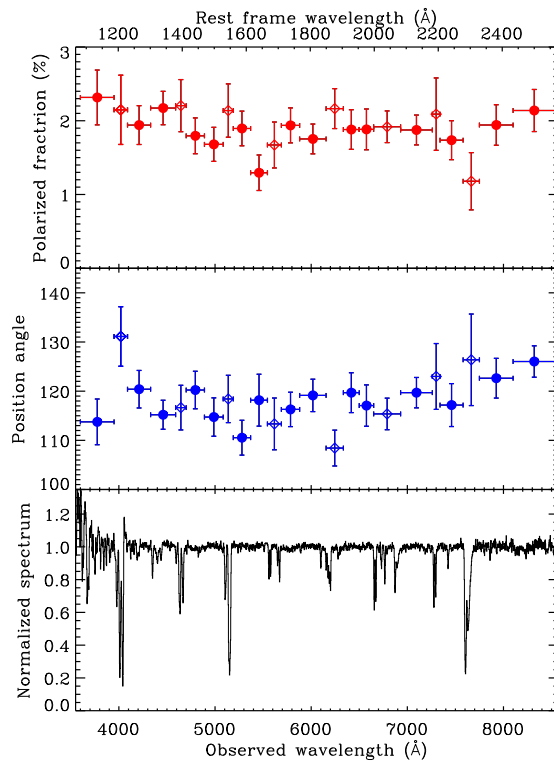


Fig. 2. Polarization degree, position angle and normalized spectrum of the public ESO–VLT spectropolarimetric observation (run 3). The polarization degree is roughly constant throughout the optical band at $P \sim 1.9\%$ and the position angle is also constant at $\vartheta \sim 118^\circ$. Observations were performed with the VLT–UT3 (Melipal) equipped with FORS 1 in the spectropolarimetry mode with grism 300 V. Filled symbols correspond to the “clean” part of the spectrum, while empty symbols are relative to absorbed portions of the spectrum, or the ones contaminated by strong sky emission lines.

the extraction of the 1D spectrum from the 2D frame was performed by fitting a bell-shaped function to all the vertical stripes of the 2D spectrum, allowing for a first order variation of the background and for a 4th degree polynomial variation of the flux centroid and width of the fitting function. The result of this “fitted” extraction were not entirely consistent with those of a more standard sliding window, as discussed below.

The results of the spectropolarimetric observations are shown in Fig. 2. To all our data we have applied a correction for the wavelength dependent PA offset as measured by the FORS Team³. The plot is based on the fitting extraction (hereinafter F) which, as anticipated, is not fully consistent with the more standard window extraction (hereinafter W). The F extraction shown in the figure yields a polarization result which is consistent with being independent on the wavelength. A simultaneous constant fit to the polarization degree and angle returns $P = (1.88 \pm 0.05)\%$ and $\vartheta = (118 \pm 1)^\circ$ with $\chi^2/\text{d.o.f.} = 45.8/44$ (null probability $\sim 60\%$). The bin size has been made large enough to make the polarization bias (Wardle & Kronberg 1974) unimportant. Completely consistent results are obtained with the W extraction if a small window (6 pixels width) is adopted, while a wider window (20 pixels) yields different results. The polarization obtained using the wide W extraction is wavelength dependent, the polarization decreasing from $\sim 2\%$ at 600 nm to $\sim 1\%$ at 800 nm. The resulting polarization also presents a significant dip at $P \sim 1\%$ around 550 nm. In principle, both methods are prone to inadequacies in extracting the data, and it is not possible to decide *a priori* which is the best one. The fit and small W extraction are in fact prone to non centrally symmetric 2D spectra. The large window, instead, can perform an unbiased extraction of non-symmetric 2D spectra, but is prone to a varying background and to contribution from nearby sources. In a “Ockham razor” approach, we decided to show the result which requires less parameters to be explained, namely the constant one, warning however the reader that according to the large window extraction, the polarization may be wavelength dependent, being smaller in the red part of the spectrum.

From an independent analysis of the same data, Wang et al. (2003) report a marginal evidence of increasing polarization at $\lambda \lesssim 400$ nm, across the rest-frame Ly α absorption features. They interpret this as a consequence of absorption of the fireball emission by nearby high velocity clumps of HI atoms, with a covering factor smaller than but comparable to unity. As can be seen in Fig. 2, our binned data do not support this claim, and the same result is obtained with a binning of ~ 2 nm, comparable to the one adopted by Wang et al. (2003). However we find that using smaller wavelength bins (e.g. 0.52 nm) the polarization, not corrected for the bias (Wardle & Kronberg 1974), steadily increases from 400 nm down to the shortest available wavelength as expected for a low sensitivity

³ <http://www.eso.org/instruments/fors1/>

Run	Filter	UT (2002 Oct)	Magnitude	Q	U	P (%)	ϑ ($^\circ$)
1	J	4.953	17.00 ± 0.05	-0.0160 ± 0.0130	-0.0222 ± 0.0130	< 5	—
2	V	5.172	19.34 ± 0.02	-0.0083 ± 0.0009	-0.0094 ± 0.0010	1.26 ± 0.10	114 ± 2
3	V	5.247	—	-0.0075 ± 0.001	-0.016 ± 0.001	1.74 ± 0.20	122 ± 2
4	V	8.225	20.89 ± 0.03	-0.0067 ± 0.002	$+0.0002 \pm 0.002$	0.67 ± 0.23	89 ± 10

Table 1. The normalized polarization Stokes parameters not corrected for the ISM-induced polarization. Observations were performed with the TNG (run 1) and with the VLT–UT3 (runs 2 and 4). VLT–UT3 spectropolarimetry (run 3) was performed with grism 300 V. The reported results for the spectropolarimetric observation of run 3 were obtained by integrating the spectrum over the V -band. Uncertainties are at $1\text{-}\sigma$ and the upper limit is a 95% confidence level.

Model	P_{\max} (%)	ϑ ($^\circ$)	λ_{\max} (μm)	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
OT [†]	1.88 ± 0.05	118 ± 1	—	45.8/44
MW ISM	1.95 ± 0.1	118 ± 1	0.52 ± 0.05	50.5/43
Host ISM	2.1 ± 0.15	118 ± 1	0.34^\ddagger	57.2/43

Table 2. Results of the simple modelling of the spectropolarimetric result. [†] The constant polarization value is given for the OT model. [‡] The value $\lambda_{\max} = 0.34 \mu\text{m}$ has been set as a lower limit to the parameter (see text).

length dependent. We adopt the well known ‘‘Serkowski law’’:

$$P(\lambda) = P_{\max} \exp \left[-K \ln^2 \left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda} \right) \right], \quad (1)$$

where P_{\max} is the maximum induced polarization, obtained at λ_{\max} . Experimentally, $0.34 \mu\text{m} \lesssim \lambda_{\max} \lesssim 1.0 \mu\text{m}$, and this parameter is considered to be a measure of the size of the polarizing grains: the larger λ_{\max} , the larger the grains. For the numerical value of the coefficient K , we follow the more recent study of Martin et al. (1999):

$$K = \begin{cases} 1.66 \lambda_{\max} & \lambda \geq \lambda_{\max}; \\ -0.59 + 2.56 \lambda_{\max} & \lambda < \lambda_{\max}. \end{cases} \quad (2)$$

To model the polarization results shown in Fig. 2, we have assumed first that the entire polarization is due to only one of the three possible components (i.e. OT, MW, host), taking into account the wavelength dependence of the dust-induced polarization as detailed above, and calculating the effect of the host-ISM in the host rest frame. As reported in Tab. 2, the quality of the data does allow to exclude a dominant role of the host ISM in producing the observed polarization, but it is not possible to single out the dominant effect between MW-ISM and intrinsic. The first two fits are both acceptable ($\chi^2/\text{d.o.f.} < 1.2$), with a slight preference for the OT model, while the host-ISM fit yields a significantly worst χ^2 . Performing the fit only on the high quality dataset (filled symbols in Fig. 2) yields statistically indistinguishable results. However, since the field stars do show a moderate degree of polarization, we know that the observed polarization cannot be entirely due to the OT itself. Furthermore, at all frequencies the polarization position angle is very similar to that of the field stars in the imaging polarimetry (see above). If we do not want to assume a cosmic coincidence between the OT and MW ISM position angles, we are forced to consider

that the polarization is strongly influenced by the MW ISM.

3.3. Combined modelling

Since the polarization levels are small and different effects seem to contribute at a similar degree, it is mandatory to perform a combined modelling of the imaging and spectral polarimetry, combining the effects of the OT polarization and of the MW ISM selective extinction. The need of at least two polarizing components is due to the presence *a)* of time variability of the measured polarization (OT component) and *b)* of significant polarization in the field stars (MW ISM component).

3.3.1. Transmission of variable polarized light in a polarizing ISM

In order to combine the effects of ISM selective extinction with the evolving intrinsic polarization of the OT, we adopt a Mueller calculus approach. In this formalism, the transmitted Stokes vector $S' \equiv (I', Q', U', V')$ is computed from the incident one $S \equiv (I, Q, U, V)$ through a matrix, called ‘‘Mueller matrix’’, which incorporates all the properties of the transmitting medium: $S' = M \cdot S$. Even though the exact form of M depends on the specific microscopic mechanism by which polarization is induced, we adopt here a simplified form that has been developed in order to satisfy four basic assumptions: i) the transmitted intensity is smaller or equal to the incident one; ii) the effect of the polarizing ISM on non-polarized incident light is that of inducing normalized Stokes parameters q , u and v ($p_{\text{ISM}} = \sqrt{q^2 + u^2 + v^2}$); iii) for any incident polarization status, the transmitted light must have $Q' \leq 1$, $U' \leq 1$, $V' \leq 1$, and $P' \leq 1$; iv) an incident totally polarized light is transmitted totally polarized (there is no de-polarization). The Mueller matrix takes then the form:

$$M = e^{-\tau} \cdot \begin{pmatrix} 1 & q & u & v \\ q & \frac{q^2 + A(u^2 + v^2)}{p^2} & \frac{qu(1-A)}{p^2} & \frac{qv(1-A)}{p^2} \\ u & \frac{qu(1-A)}{p^2} & \frac{u^2 + A(q^2 + v^2)}{p^2} & \frac{uv(1-A)}{p^2} \\ v & \frac{qv(1-A)}{p^2} & \frac{uv(1-A)}{p^2} & \frac{v^2 + A(q^2 + u^2)}{p^2} \end{pmatrix} \quad (3)$$

where we have put $A \equiv \sqrt{1 - p^2}$, and $e^{-\tau}$ is the opacity of the medium to non-polarized radiation. In order to

Run	Filter	UT (2002 Oct)	Magnitude	Q	U	P (%)	ϑ ($^\circ$)
1	J	4.953	17.00 ± 0.05	-0.0160 ± 0.0130	-0.0222 ± 0.0130	< 5	—
2	V	5.172	19.34 ± 0.02	-0.0083 ± 0.0009	-0.0094 ± 0.0010	1.26 ± 0.10	114 ± 2
3	V	5.247	—	-0.0075 ± 0.001	-0.016 ± 0.001	1.74 ± 0.20	122 ± 2
4	V	8.225	20.89 ± 0.03	-0.0067 ± 0.002	$+0.0002 \pm 0.002$	0.67 ± 0.23	89 ± 10

Table 1. The normalized polarization Stokes parameters not corrected for the ISM-induced polarization. Observations were performed with the TNG (run 1) and with the VLT–UT3 (runs 2 and 4). VLT–UT3 spectropolarimetry (run 3) was performed with grism 300 V. The reported results for the spectropolarimetric observation of run 3 were obtained by integrating the spectrum over the V -band. Uncertainties are at $1\text{-}\sigma$ and the upper limit is a 95% confidence level.

Model	P_{\max} (%)	ϑ ($^\circ$)	λ_{\max} (μm)	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
OT [†]	1.88 ± 0.05	118 ± 1	—	45.8/44
MW ISM	1.95 ± 0.1	118 ± 1	0.52 ± 0.05	50.5/43
Host ISM	2.1 ± 0.15	118 ± 1	0.34^\ddagger	57.2/43

Table 2. Results of the simple modelling of the spectropolarimetric result. [†] The constant polarization value is given for the OT model. [‡] The value $\lambda_{\max} = 0.34 \mu\text{m}$ has been set as a lower limit to the parameter (see text).

length dependent. We adopt the well known ‘‘Serkowski law’’:

$$P(\lambda) = P_{\max} \exp \left[-K \ln^2 \left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda} \right) \right], \quad (1)$$

where P_{\max} is the maximum induced polarization, obtained at λ_{\max} . Experimentally, $0.34 \mu\text{m} \lesssim \lambda_{\max} \lesssim 1.0 \mu\text{m}$, and this parameter is considered to be a measure of the size of the polarizing grains: the larger λ_{\max} , the larger the grains. For the numerical value of the coefficient K , we follow the more recent study of Martin et al. (1999):

$$K = \begin{cases} 1.66 \lambda_{\max} & \lambda \geq \lambda_{\max}; \\ -0.59 + 2.56 \lambda_{\max} & \lambda < \lambda_{\max}. \end{cases} \quad (2)$$

To model the polarization results shown in Fig. 2, we have assumed first that the entire polarization is due to only one of the three possible components (i.e. OT, MW, host), taking into account the wavelength dependence of the dust-induced polarization as detailed above, and calculating the effect of the host-ISM in the host rest frame. As reported in Tab. 2, the quality of the data does allow to exclude a dominant role of the host ISM in producing the observed polarization, but it is not possible to single out the dominant effect between MW-ISM and intrinsic. The first two fits are both acceptable ($\chi^2/\text{d.o.f.} < 1.2$), with a slight preference for the OT model, while the host-ISM fit yields a significantly worst χ^2 . Performing the fit only on the high quality dataset (filled symbols in Fig. 2) yields statistically indistinguishable results. However, since the field stars do show a moderate degree of polarization, we know that the observed polarization cannot be entirely due to the OT itself. Furthermore, at all frequencies the polarization position angle is very similar to that of the field stars in the imaging polarimetry (see above). If we do not want to assume a cosmic coincidence between the OT and MW ISM position angles, we are forced to consider

that the polarization is strongly influenced by the MW ISM.

3.3. Combined modelling

Since the polarization levels are small and different effects seem to contribute at a similar degree, it is mandatory to perform a combined modelling of the imaging and spectral polarimetry, combining the effects of the OT polarization and of the MW ISM selective extinction. The need of at least two polarizing components is due to the presence *a)* of time variability of the measured polarization (OT component) and *b)* of significant polarization in the field stars (MW ISM component).

3.3.1. Transmission of variable polarized light in a polarizing ISM

In order to combine the effects of ISM selective extinction with the evolving intrinsic polarization of the OT, we adopt a Mueller calculus approach. In this formalism, the transmitted Stokes vector $S' \equiv (I', Q', U', V')$ is computed from the incident one $S \equiv (I, Q, U, V)$ through a matrix, called ‘‘Mueller matrix’’, which incorporates all the properties of the transmitting medium: $S' = M \cdot S$. Even though the exact form of M depends on the specific microscopic mechanism by which polarization is induced, we adopt here a simplified form that has been developed in order to satisfy four basic assumptions: i) the transmitted intensity is smaller or equal to the incident one; ii) the effect of the polarizing ISM on non-polarized incident light is that of inducing normalized stokes parameters q , u and v ($p_{\text{ISM}} = \sqrt{q^2 + u^2 + v^2}$); iii) for any incident polarization status, the transmitted light must have $Q' \leq 1$, $U' \leq 1$, $V' \leq 1$, and $P' \leq 1$; iv) an incident totally polarized light is transmitted totally polarized (there is no de-polarization). The Mueller matrix takes then the form:

$$M = e^{-\tau} \cdot \begin{pmatrix} 1 & & & & \\ q & \frac{q^2 + A(u^2 + v^2)}{p^2} & \frac{u}{p^2} & \frac{v}{p^2} & \\ u & \frac{qu(1-A)}{p^2} & \frac{u^2 + A(q^2 + v^2)}{p^2} & \frac{uv(1-A)}{p^2} & \\ v & \frac{qv(1-A)}{p^2} & \frac{uv(1-A)}{p^2} & \frac{v^2 + A(q^2 + u^2)}{p^2} & \end{pmatrix} \quad (3)$$

where we have put $A \equiv \sqrt{1 - p^2}$, and $e^{-\tau}$ is the opacity of the medium to non-polarized radiation. In order to

6

Lazzati et al.: Polarization of GRB 021004

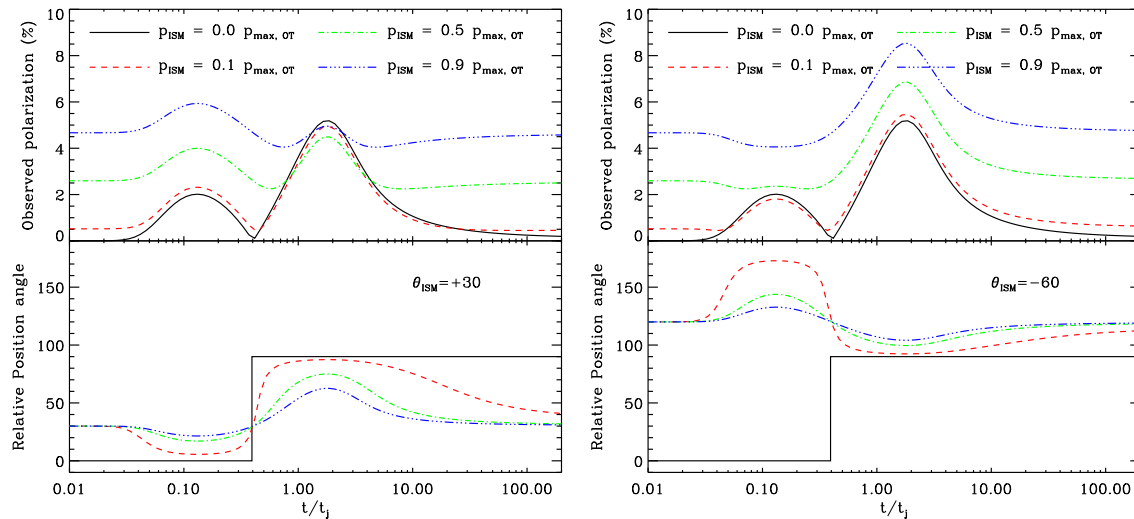


Fig. 4. Effect of a polarizing ISM on the theoretical polarization of afterglows. The theoretical curve from GL99 is shown, in both panels, as a solid line ($p_{\text{ISM}} = 0$). Lines with different styles show the effect of the selective extinction for ISM with small, intermediate and comparable polarization with respect to the OT maximum polarization. The position angles of the ISM are reported relative to the initial angle of the OT. The left panel shows the effect of an ISM that induces polarization with a position angle $\vartheta_{\text{ISM}} = 30^\circ$, while the right panel shows an ISM with $\vartheta_{\text{ISM}} = -60^\circ$ ($\equiv 120^\circ$ due to the 180° periodicity of the polarization position angle).

conserve energy (i.e. not to have an increased transmitted intensity), this parameter must satisfy

$$e^{-\tau} \leq \frac{1}{1 + |q| + |u| + |v|}, \quad (4)$$

the equality holding for a perfect polarizing medium, i.e. one that does not absorb any radiation completely polarized with its same angle. We stress that the above Mueller matrix is not based on any physical assumption on the polarizing mechanism of dust selective extinction. It is a simple phenomenological working tool that satisfies the basic requirements of dust-induced polarization. It can also be easily shown that if $p \ll 1$ this matrix is equivalent to a simple sum of the incident and ISM Stokes parameters: $Q' \approx q + Q$, $U' \approx u + U$. In the following we also assume $v = 0$, since we have not measured circular polarization and the ISM induced one is usually small ($v_{\text{ISM}} < 10^{-3}$; Martin & Angel 1976).

In order to exemplify the effect of a polarizing ISM on the intrinsic OT polarization, we adopt the polarization model by GL99. This model predicts a polarization curve characterized by two distinct peaks, whose absolute intensity depends on the angle between the line of sight and the axis of the fireball (assumed to be collimated in a jet). The polarization position angle is rotated by 90 degrees at the time of null polarization between the two peaks. This model is illustrated by the solid line in Fig. 4 (i.e. no dust-induced polarization). With different linestyles, this figure also shows how the predicted polarization degree and polarization angle change in time once modified by some intervening polarizing ISM. All angles are reported

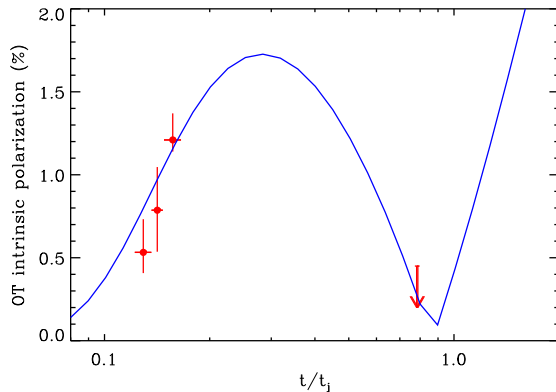


Fig. 5. Intrinsic polarization of the OT of GRB 021004 as a function of the time elapsed from the GRB trigger, in units of the break time t_j . The solid line shows a possible modelling, according to GL99 (see text for more details).

relative to the initial OT polarization angle. In the left panel the ISM induces a polarization with a position angle similar to the initial one of the OT, while in the right panel the ISM angle is opposite. The figure shows that the presence of the ISM modifies quite substantially the observed polarization, especially at times when $P_{\text{OT}} \approx P_{\text{ISM}}$. Note also that the presence of the polarizing ISM makes the position angle to vary smoothly, instead than abruptly.

In order to derive the best possible constraints on the intrinsic OT polarization, we performed a combined fit,

including the spectropolarimetric measurement, our two imaging polarimetry results (run 2 and run 4), and the Rol et al. (2002) measure. We fix the MW interstellar polarization to the value derived from our two imaging polarimetry runs ($p_{\text{ISM}} = 0.81\%$ and $\vartheta_{\text{ISM}} = 107^\circ$) and we allow for the OT intrinsic polarization to vary freely in time, holding fixed its position angle. The resulting fit is acceptable ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 53/46$). We plot the intrinsic OT polarization with filled dots in Fig. 5. Our last imaging run (run 4) yields an OT polarization entirely consistent with the ISM one, and therefore only an upper limit for the intrinsic OT polarization can be derived. The intrinsic polarization values are reported in Tab. 3. We used a jet break time $t_j = 4.74$ d (Holland et al. 2003). More recently, Mirabal et al. (2003) reported a break time $t_j = 9$ d. The value of the break time should therefore be considered accurate up to a factor of two. Adopting the larger break time, however, the agreement between the data and the models is worsened.

Since we fixed the ISM polarization to the one derived from the field stars, this result does not differ substantially with respect to a simple subtraction of the ISM polarization from the measured OT polarization at the different times. However, this combined fit allow us to derive the properties of the MW ISM polarization: $\lambda_{\text{max}} = (0.46 \pm 0.15) \mu\text{m}$ for the local ISM, a reasonable value. In addition, we could verify the overall consistency of the model. In principle one would want to avoid to use the information of the field stars and derive the ISM contribution of the OT polarization from the curvature of the spectropolarimetric observation. We tried to perform the modelling without fixing the ISM polarization. Even though the obtained result were fully consistent with those obtained with the fixed parameters, the increased freedom did not allow us to derive meaningful error bars. We therefore report the values and errors from the above modelling, keeping in mind that they may still be mildly contaminated by ISM induced polarization. Another effect that can hamper the derivation of the intrinsic polarization is the contribution of the host ISM to the polarization. Even though, as discussed above, this contribution cannot be clearly identified in the data, it may still contaminate the results at a few tenths of per cent level. With high quality data, it would be in principle possible to disentangle all the contributions, especially if the observed polarization could be sampled at different wavelengths with positive results. In this case not only a secure intrinsic OT polarization could be pinned down, but precious information would be gathered on the polarizing properties of high redshift dust, of which so little is known presently.

In Fig. 5 we also compare the derived intrinsic OT polarization with the predictions of the GL99 model. We do not attempt to make a proper fit, given the numerous uncertainties discussed above that hamper a proper comparison of the data with models. It is however interesting to note that it is possible to find a consistent model. In particular, the line shown in the figure is the polarization predicted for a uniform jet, viewed from a slightly

	Run 2	Rol*	Run 3	Run 4
t/t_j	0.13	0.136	0.157	0.785
P (%)	$0.53^{+0.2}_{-0.13}$	0.78 ± 0.25	$1.21^{+0.16}_{-0.07}$	$< 0.45 (3\sigma)$

Table 3. Intrinsic OT polarization as derived from the combined modelling of all the observations (see § 3.3). The intrinsic position angle of the OT is $\vartheta_{\text{OT}} = (125 \pm 2)^\circ$. * From Rol et al. (2002).

off-axis observer characterized by $\vartheta_{\text{obs}}/\vartheta_j \sim 0.6$, where ϑ_j is the half-opening angle of the jet. The degree of alignment of the magnetic field (see GL99) is $\sim 50\%$. Since the observation of run 4 was performed only slightly before the break time of the afterglow, it is possible that the intrinsic OT position angle did rotate by 90° in our last observation. This rotation would be the identification mark of a uniform structure for the GRB jet (Rossi et al. 2003, in prep.), opposed to the constant evolution of the position angle of polarization in structured outflows (Rossi et al. 2002a, 2002b, and 2003 in prep.). In this respect it is tantalizing to note in Fig. 3 that the position angle of the OT in the last measurement is smaller than that of the field stars, while it is larger in all the earlier measurements. To investigate the statistical relevance of this finding, we performed again the combined modelling of the data, allowing for a free angle variation of the OT intrinsic polarization in run 4. Interestingly, we find that the fit converges to a rotation $\Delta\vartheta_{\text{OT}} = 100^\circ \pm 20^\circ$, in good agreement with the uniform jet prediction. We performed an F-test to assess the significance of the improvement, obtaining as a result that the shift in the position angle is significant at the $\sim 2\text{-}\sigma$ confidence level. It should be however kept in mind that this result is strongly dependent on the fact that the MW ISM contribution to polarization was fixed to that of the field stars. Moreover, the effect of the host ISM on the variably polarized OT (but with constant angle) may be entirely responsible for the rotation of the induced angle from the 107° of the MW ISM to the observed 90° in run 4. We therefore consider this result more like a consistency check than a detection.

3.4. Complications

Additional complications apply to the modelling of the observations. In fact (see GL99) the polarization curves shown in Figs. 4 and 5 are computed under the assumption that the fireball evolves in a uniform and homogeneous medium. Lazzati et al. (2002b) showed however that the environment of GRB021004 was characterized by the presence of density enhancements, in the form of clumps, with density contrasts of order 10. This conclusion was based on the observations of several rebrightenings overlaid on the regular power-law decay of the optical afterglow in the first few days (Fig. 1). If the visible portion of the fireball hits a density enhancement of small size, the local emissivity of the fireball itself will be enhanced, inducing a variation of polarization similar to the one ob-

tained during a micro-lensing event (Loeb & Perna 1998) or a positive interstellar diffraction event (Medvedev & Loeb 1999). The polarization can either increase or decrease and the position angle can be sizably modified in one of these events.

In Fig. 1 we show the times of the polarimetric observations of the afterglow of GRB 021004 on top of the *R*-band lightcurve. All the polarimetric observations were performed during the “troubled” phase of the lightcurve, and therefore the intrinsic OT polarization may differ from the theoretical one.

Additional complications can be envisaged in locally reddened afterglows. If in fact a strong polarization is induced by dust in the close vicinity of the burst explosion site, two effects can take place. First, dust destruction by the burst prompt and afterglow emission (Waxman & Draine 2000; Perna & Lazzati 2002) can imprint a strong temporal evolution in the host ISM induced polarization. This is however unlikely to be relevant for our observations, since the typical time scale for this process is of the order of minutes, rather than days. Second, a patchy absorber may obscure in a different way different portions of the fireball (e.g. Wang et al. 2003), altering one of the key assumptions of the models. None of these effects should alter dramatically the lightcurve, but a random noise could be overlaid on the smooth theoretical evolution of the polarization predicted by the models.

Moreover, the underlying galaxy could also, in principle, dilute the OT intrinsic polarization (see for instance Covino et al. 2003a for a discussion) when its contribution is not removed by the application of suitable photometric techniques. The host galaxy of GRB 021004 should be at least as faint as $R \sim 24.4$ (Fatkhullin et al. 2002; Holland et al. 2003), i.e. negligible compared to the OT at the time of polarization measurements. However, the Ly α emission line (Mirabal et al. 2002), clearly visible in the OT spectrum (Fig. 2), suggests that close to the strongest emission line wavelengths the galaxy contribution may play a role. Given that our spectropolarimetric observation did not allow us to single out a significant host galaxy contribution, a better resolution and higher S/N, as offered by the proposed next generation VLT instrument X-Shooter (see the feasibility study⁴), would be required to address this interesting topic.

4. Summary and conclusions

We have presented multi-time and multi-filter observations of the polarization of the afterglow of GRB 021004 performed with ESO-VLT and TNG (Fig. 3) as well as our analysis of the publicly available ESO-VLT spectropolarimetric observation (Fig. 2). The interpretation of the observations is complex since none of the polarizing mechanisms that contribute to the observed polarization seems

to clearly dominate over the others. We therefore adopt this afterglow as a case study to investigate and describe these three main effects: intrinsic (and time varying) OT polarization, host ISM induced polarization, and MW ISM induced polarization. By adding the spectropolarimetric and time-resolved imaging polarimetry we were able to get rid of the contribution of the host ISM, while OT and MW ISM polarizations seem to play an intertwined role, one dominating over the other at different times. Under reasonable assumptions for the MW ISM induced polarization we can derive the evolution of the intrinsic OT polarization and position angle, which is consistent with present-day models for the afterglow polarization, with a preference for uniform jets over structured ones. The quality of the data does not allow us to go too far and pin down the geometry of the outflows, but we have shown that, with good quality spectropolarimetry and multi-time/multi-filter imaging polarimetry it is in principle possible to disentangle the three effects and get a hold on the intrinsic polarization and on the structure of GRB outflows. The added value of such a measurement would be the study of the polarizing properties of dust in high redshift galaxies, a completely unknown property of such an important component of high redshift objects.

Acknowledgements. We thank the TNG and Paranal ESO staffs for kind and reliable support. This work was partly made using public data from the ESO VLT Science archive. The work of Scott Barthelmy in maintaining the GCN system is invaluable and greatly appreciated.

References

- Barth A.J., Sari R., Cohen M.H., et al. 2003, *ApJ*, 584, L47
 Bersier D., McLeod B., Garnavich P., et al. 2003, *ApJ*, 583, L63
 Björnsson G., Hjorth J., Pedersen K., & Fynbo J.U. 2002, *ApJ*, 579, L59
 Covino S., Lazzati D., Ghisellini G., et al. 1999, *A&A*, 348, L1
 Covino S., Malesani D., Ghisellini G., et al. 2002a, *GCN* 1498
 Covino S., Lazzati D., Malesani D., et al. 2002b, *A&A*, 392, 865
 Covino S., Malesani D., Ghisellini G., et al. 2003a, *A&A*, 400, L9
 Covino S., Ghisellini G., Lazzati D., & Malesani D. 2003b, in “Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era”, Roma (Sept. 16–20), in press (astro-ph/0301608)
 Covino S., Ghisellini G., Malesani D., et al. 2003c, *GCN* 2167
 Covino S., Ghisellini G., Malesani D., et al. 2003d, *GCN* 1909
 Devillard N. 1997, *The Mess*, 87
 di Serego Alighieri S. 1997, in “Instrumentation for Large Telescopes”, eds. J.M. Rodriguez Espinosa, A. Herrero, F. Sanchez, Cambridge University Press, 287
 Efimov Y., Antoniuik K., Rummyantsev V., & Pozanenko A. 2003, *GCN* 2144
 Fatkhullin T.A., Komarova V.N., Moiseev A.V., et al. 2002, *GCN* 1717
 Fox D.W. 2002, *GCN* 1564
 Ghisellini G., & Lazzati D. 1999, *MNRAS*, 309, L7; GL99
 Granot J., Panaitescu A., Kumar P., & Woosley S.E. 2002, *ApJ*, 570, 61

⁴ “Feasibility Study for X-Shooter, a high-efficiency large-bandwidth medium-resolution spectrograph for the VLT”, Ed. H. Dekker, in preparation.

- Henden A. 2002a, GCN 1583
Henden A. 2002b, GCN 1630
Hjorth J., Bjornsson G., Andersen M.I., et al. 1999, *Science* 283, 2073
Holland S.T., Weidinger M., Fynbo J.P.U., et al. 2003, *AJ*, 125, 2291
Klose S., Stecklum B., & Fischer O. 2001, in “Gamma-Ray Burst in the Afterglow Era”, eds. E. Costa, F. Frontera, J. Hjorth. Berlin Heidelberg: Springer, 2001, 188
Lazzati D., Covino S., Ghisellini G. 2002a, *MNRAS*, 330, 583
Lazzati D., Rossi E., Covino S., Ghisellini G., & Malesani D. 2002b, *A&A*, 396, L5
Loeb A., & Perna R. 1998, *ApJ*, 495, 597
Magalhães A.M., Pereyra A., Dominici T., & Abraham Z. 2003, GCN 2163
Martin P.G., & Angel J.R.P. 1976, *ApJ*, 207, 126
Martin P.G., Clayton G.C., & Wolff M.J. 1999, *ApJ*, 510, 905
Masetti N., Palazzi E., Pian E., et al. 2003, *A&A*, submitted (astro-ph/0302350)
Matheson T., Garnavich P.M., Foltz C., et al. 2002, *ApJ*, 582, L5
Medvedev M.V., & Loeb A. 1999, *ApJ*, 526, 697
Mirabal N., Halpern J.P., Chornock R., & Filippenko A.V. 2002, GCN 1618
Mirabal N., Halpern J.P., Chornock R., et al. 2003, *ApJ*, submitted (astro-ph/0303616)
Moller P., Fynbo J.P.U., Hjorth J., et al. 2002, *A&A*, 396, L21
Oliva E. 1997, *A&AS*, 123, 589
Perna R., & Lazzati D. 2002, *ApJ*, 580, 261
Rol E., Wijers R.A.M.J., Vreeswijk P.M., et al. 2000, *ApJ*, 544, 707
Rol E., Castro Cerón J.M., Gorosabel J., et al. 2002, GCN 1596
Rossi E., Lazzati D., & Rees M.J., 2002, *MNRAS* 332, 945
Rossi E., Lazzati D., Salmonson J.D., & Ghisellini G., 2002, *Proc. of the workshop “Beaming and Jets in Gamma Ray Bursts”*, Copenhagen, August 12-30, 2002 (astro-ph/0211020)
Sari R. 1999, *ApJ*, 524, L43
Schaefer B.E., Gerardy C.L., Höflich P., et al. 2003, *ApJ*, 588, 387
Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., & Davis M. 1998, *ApJ*, 500, 525
Serkowski K., Mathewson D.L., & Ford V.L. 1975, *ApJ*, 196, 261
Shirasaki Y., Graziani C., Matsuoka M., et al. 2002, GCN 1565
Wang L., Baade D., Höflich P., & Wheeler J.C. 2003, *ApJL*, submitted (astro-ph/0301266)
Wardle J.F.C., & Kronberg P.P. 1974, *ApJ*, 194, 249
Waxman E., & Draine B.T. 2000, *ApJ*, 537, 796
Wijers R.A.M.J., Vreeswijk P.M., Galama T.J., et al. 1999, *ApJ*, 523, L33

Bibliographie

- Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2002, *Science*, 295, 93
- Adelberger, K. L. & Steidel, C. C. 2000, *ApJ*, 544, 218
- Adelberger, K. L., Steidel, C. C., Shapley, A. E., & Pettini, M. 2003, *ApJ*, 584, 45
- Allain, T., Leach, S., & Sedlmayr, E. 1996, *A&A*, 305, 602
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1985, *ApJ*, 290, L25
- Alloin, D., Pantin, E., Lagage, P. O., & Granato, G. L. 2000, *A&A*, 363, 926
- Alonso-Herrero, A., Rieke, G. H., Rieke, M. J., & Scoville, N. Z. 2000, *ApJ*, 532, 845
- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, *A&A*, 390, 81
- Amati, L., Frontera, F., Vietri, M., et al. 2000, *Science*, 290, 953
- Andersen, M. I., Hjorth, J., Pedersen, H., et al. 2000, *A&A*, 364, L54
- Andreani, P., Cimatti, A., Loinard, L., & Röttgering, H. 2000, *A&A*, 354, L1
- Antonelli, L. A., Piro, L., Vietri, M., et al. 2000, *ApJ*, 545, L39
- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, *ApJ*, 297, 621
- Arp, H. 1966, *ApJS*, 14, 1
- Athanassoula, E. 1992, *MNRAS*, 259, 345
- Athanassoula, E. & Bureau, M. 1999, *ApJ*, 522, 699
- Athey, A., Bregman, J., Bregman, J., Temi, P., & Sauvage, M. 2002, *ApJ*, 571, 272
- Aussel, H. 1999, Thèse, Université de Paris VII, France
- Aussel, H., Cesarsky, C. J., Elbaz, D., & Starck, J. L. 1999, *A&A*, 342, 313
- Barger, A. J., Cowie, L. L., Bautz, M. W., et al. 2001, *AJ*, 122, 2177
- Barger, A. J., Cowie, L. L., Sanders, D. B., et al. 1998, *Nature*, 394, 248
- Barkana, R. & Loeb, A. 2003, *astro-ph/0305470*

- Barnard, V. E., Blain, A. W., Tanvir, N. R., et al. 2003, MNRAS, 338, 1
- Barnes, J. E. & Hernquist, L. 1996, ApJ, 471, 115
- Barraud, C., Olive, J.-F., Lestrade, J. P., et al. 2003, A&A, 400, 1021
- Belczynski, K., Bulik, T., & Kalogera, V. 2002, ApJ, 571, L147
- Berger, E., Cowie, L. L., Kulkarni, S. R., et al. 2003, ApJ, 588, 99
- Berger, E., Kulkarni, S. R., & Frail, D. A. 2001, ApJ, 560, 652
- Blain, A. W. 2001, dans "Starburst Galaxies : Near and Far", L. Tacconi & D. Lutz, Eds. Springer : Berlin (astro-ph/0011387)
- Blain, A. W., Barnard, V. E., & Chapman, S. C. 2003, MNRAS, 338, 733
- Blain, A. W., Jameson, A., Smail, I., et al. 1999a, MNRAS, 309, 715
- Blain, A. W., Kneib, J.-P., Ivison, R. J., & Smail, I. 1999b, ApJ, 512, L87
- Blain, A. W. & Natarajan, P. 2000, MNRAS, 312, L35
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., & Kneib, J.-P. 1999c, MNRAS, 302, 632
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., Kneib, J.-P., & Frayer, D. T. 2002, Physics Reports, 369, 111
- Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., & Kulkarni, S. R. 2001, ApJ, 554, 678
- Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., & Frail, D. A. 1998, ApJ, 507, L25
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002, AJ, 123, 1111
- Bock, J. J., Marsh, K. A., Ressler, M. E., & Werner, M. W. 1998, ApJ, 504, L5+
- Bock, J. J., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, AJ, 120, 2904
- Bouchet, P., Lequeux, J., Maurice, E., Prevot, L., & Prevot-Burnichon, M. L. 1985, A&A, 149, 330
- Boulade, O., Sauvage, M., Altieri, B., et al. 1996, A&A, 315, L85
- Braatz, J. A., Wilson, A. S., Gezari, D. Y., Varosi, F., & Beichman, C. A. 1993, ApJ, 409, L5
- Brinchmann, J., Abraham, R., Schade, D., et al. 1998, ApJ, 499, 112
- Brinchmann, J. & Ellis, R. S. 2000, ApJ, 536, L77
- Broadhurst, T. J., Ellis, R. S., & Glazebrook, K. 1992, Nature, 355, 55
- Bromm, V. & Loeb, A. 2002, ApJ, 575, 111
- Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, ApJ, 429, 582
- Capetti, A., Macchetto, F., Axon, D. J., Sparks, W. B., & Boksenberg, A. 1995, ApJ, 452, L87

- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Cardiel, N., Elbaz, D., Schiavon, R. P., et al. 2003, *ApJ*, 584, 76
- Carilli, C. L. & Yun, M. S. 1999, *ApJ*, 513, L13
- . 2000, *ApJ*, 530, 618
- Casoli, F., Willaime, M.-C., Viallefond, F., & Gerin, M. 1999, *A&A*, 346, 663
- Castro, S., Galama, T. J., Harrison, F. A., et al. 2003, *ApJ*, 586, 128
- Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996a, *A&A*, 315, L32
- Cesarsky, C. J. & Sauvage, M. 1999, *Ap&SS*, 269, 303
- Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., et al. 1996b, *A&A*, 315, L309
- . 1996c, *A&A*, 315, L305
- Chapman, S. C., Blain, A. W., Ivison, R. J., & Smail, I. R. 2003, *Nature*, 422, 695
- Charmandaris, V., Laurent, O., Le Floch, E., et al. 2002, *A&A*, 391, 429
- Charmandaris, V., Laurent, O., Mirabel, I. F., et al. 1999, *A&A*, 341, 69
- Chary, R., Becklin, E. E., & Armus, L. 2002, *ApJ*, 566, 229
- Chary, R. & Elbaz, D. 2001, *ApJ*, 556, 562
- Chen, H., Marzke, R. O., McCarthy, P. J., et al. 2003, *ApJ*, 586, 745
- Cohen, J. G., Hogg, D. W., Blandford, R., et al. 2000, *ApJ*, 538, 29
- Coleman, G. D., Wu, C.-C., & Weedman, D. W. 1980, *ApJS*, 43, 393
- Combes, F. 2001, "Fueling the AGN, Advanced Lectures on the Starburst-AGN Connection", *INAOE*, Eds. D. Kunth, I. Aretxaga, 223
- Combes, F., Boisse, P., Mazure, A., Blanchard, A., & Seymour, M. 2002, "Galaxies and cosmology" (2nd Ed., New York : Springer)
- Combes, F., Maoli, R., & Omont, A. 1999, *A&A*, 345, 369
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Connolly, A. J., Szalay, A. S., Dickinson, M., Subbarao, M. U., & Brunner, R. J. 1997, *ApJ*, 486, L11+
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 783
- Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., & Cohen, J. G. 1996, *AJ*, 112, 839
- Cuby, J.-G., Le Fèvre, O., McCracken, H., et al. 2003, *A&A*, 405, L19

- Daigne, F. 2003, Proc. "Accretion Disks, Jets, and High Energy Phenomena in Astrophysics", Les Houches Summer School (France), Eds. F.Menard, G. Pelletier, G.Henri, V. Beskin, J. Dalibard, sous presse
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1998, MNRAS, 296, 275
- . 2000, A&A, 358, 1157
- . 2001, Proc. "Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era", Eds. Costa, E., Frontera, F., Hjorth, J., Berlin Heidelberg : Springer Verlag, 324
- Dale, D. A., Helou, G., Contursi, A., Silbermann, N. A., & Kolhatkar, S. 2001, ApJ, 549, 215
- Della Ceca, R., Ballo, L., Tavecchio, F., et al. 2002, ApJ, 581, L9
- Devriendt, J. E. G., Guiderdoni, B., & Sadat, R. 1999, A&A, 350, 381
- Dey, A., Graham, J. R., Ivison, R. J., et al. 1999, ApJ, 519, 610
- Dickinson, M., Papovich, C., Ferguson, H. C., & Budavári, T. 2003, ApJ, 587, 25
- Djorgovski, S. G., Frail, D. A., Kulkarni, S. R., et al. 2001a, ApJ, 562, 654
- . 2001b, "The Cosmic Gamma-Ray Bursts, Proc. IX Marcel Grossmann Meeting, Eds. V. Gurzadyan, R. Jantzen, and R. Ruffini, Singapore : World Scientific" (astro-ph/0106574)
- Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., Bloom, J. S., et al. 2001c, "The GRB Host Galaxies and Redshifts", Proc. "Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era", Eds. Costa, E., Frontera, F., Hjorth, J., Berlin Heidelberg : Springer Verlag (astro-ph/0107535)
- . 1998, ApJ, 508, L17
- Dole, H., Gispert, R., Lagache, G., et al. 2001, A&A, 372, 364
- Doyon, R., Nadeau, D., Joseph, R. D., et al. 1995, ApJ, 450, 111
- Draine, B. T. 2003, ARA&A, sous presse (astro-ph/0304489)
- Duc, P.-A., Mirabel, I. F., & Maza, J. 1997, A&AS, 124, 533
- Duc, P.-A., Poggianti, B. M., Fadda, D., et al. 2002, A&A, 382, 60
- Dudley, C. C. & Wynn-Williams, C. G. 1997, ApJ, 488, 720
- Désert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, A&A, 237, 215
- Elbaz, D. & Cesarsky, C. J. 2003, Science, 300, 270
- Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Chanical, P., et al. 2002a, A&A, 384, 848
- Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Fadda, D., et al. 1999, A&A, 351, L37
- Elbaz, D., Flores, H., Chanical, P., et al. 2002b, A&A, 381, L1
- Ellis, R. 2001, "Galaxy Formation and Evolution : Recent Progress, XIth Canary Islands Winter School of Astrophysics" (astro-ph/0102056)

- Ellis, R. S. 1997, *ARA&A*, 35, 389
- Ellis, R. S., Abraham, R. G., & Dickinson, M. 2001, *ApJ*, 551, 111
- Fadda, D., Flores, H., Hasinger, G., et al. 2002, *A&A*, 383, 838
- Farrah, D., Meikle, W. P. S., Clements, D., Rowan-Robinson, M., & Mattila, S. 2002, *MNRAS*, 336, L17
- Ferguson, H. C., Dickinson, M., & Williams, R. 2000, *ARA&A*, 38, 667
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, *ApJ*, 513, 34
- Feuchtgruber, H., Lutz, D., Beintema, D. A., et al. 1997, *ApJ*, 487, 962
- Fiore, F., Nicastro, F., Savaglio, S., Stella, L., & Vietri, M. 2000, *ApJ*, 544, L7
- Fixsen, D. J., Dwek, E., Mather, J. C., Bennett, C. L., & Shafer, R. A. 1998, *ApJ*, 508, 123
- Flores, H., Hammer, F., Désert, F. X., et al. 1999, *A&A*, 343, 389
- Fox, D. W., Price, P. A., Soderberg, A. M., et al. 2003, *ApJ*, 586, L5
- Frail, D. A., Bertoldi, F., Moriarty-Schieven, G. H., et al. 2002, *ApJ*, 565, 829
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, S. R., Feroci, M., & Taylor, G. B. 1997, *Nature*, 389, 261
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Sari, R., et al. 2001, *ApJ*, 562, L55
- Franceschini, A., Aussel, H., Cesarsky, C. J., Elbaz, D., & Fadda, D. 2001, *A&A*, 378, 1
- Franceschini, A., Berta, S., Rigopoulou, D., et al. 2003a, *A&A*, 403, 501
- Franceschini, A., Braito, V., Persic, M., et al. 2003b, *MNRAS*, sous presse (astro-ph/0304529)
- Franceschini, A., Fadda, D., Cesarsky, C. J., et al. 2002, *ApJ*, 568, 470
- Frayser, D. T., Ivison, R. J., Smail, I., Yun, M. S., & Armus, L. 1999, *AJ*, 118, 139
- Friedli, D. & Benz, W. 1993, *A&A*, 268, 65
- Fruchter, A., Hook, R., & Pian, E. 2000, *GRB Circular Network*, 757
- Fruchter, A., Krolik, J. H., & Rhoads, J. E. 2001, *ApJ*, 563, 597
- Fruchter, A. & Vreeswijk, P. 2001, *GRB Circular Network*, 1063
- Fynbo, J. P. U., Möller, P., Thomsen, B., et al. 2002, *A&A*, 388, 425
- Fynbo, J. U., Holland, S., Andersen, M. I., et al. 2000, *ApJ*, 542, L89
- Förster Schreiber, N. M. F., Sauvage, M., Charmandaris, V., et al. 2003, *A&A*, 399, 833
- Galama, T. J., Tanvir, N., Vreeswijk, P. M., et al. 2000, *ApJ*, 536, 185

- Gallais, P., Charmandaris, V., Le Floch, E., et al. 2003, A&A, soumis (inclus dans l'annexe de la partie I)
- Gallimore, J. F., Baum, S. A., & O'Dea, C. P. 1996a, ApJ, 464, 198
- . 1997, Nature, 388, 852
- Gallimore, J. F., Baum, S. A., O'Dea, C. P., Brinks, E., & Pedlar, A. 1996b, ApJ, 462, 740
- Genzel, R. & Cesarsky, C. J. 2000, ARA&A, 38, 761
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, ApJ, 498, 579
- Giacconi, R., Rosati, P., Tozzi, P., et al. 2001, ApJ, 551, 624
- Glazebrook, K., Blake, C., Economou, F., Lilly, S., & Colless, M. 1999, MNRAS, 306, 843
- Gnedin, N. Y. & Ostriker, J. P. 1997, ApJ, 486, 581
- Goldader, J. D., Meurer, G., Heckman, T. M., et al. 2002, ApJ, 568, 651
- Gordon, K. D., Clayton, G. C., Misselt, K. A., Landolt, A. U., & Wolff, M. J. 2003, ApJ, (sous presse (astro-ph/0305257))
- Gorosabel, J., Christensen, L., Hjorth, J., et al. 2003, A&A, 400, 127
- Graham, J. R. & Dey, A. 1996, ApJ, 471, 720
- Guzman, R., Gallego, J., Koo, D. C., et al. 1997, ApJ, 489, 559
- Hammer, F., Flores, H., Lilly, S. J., et al. 1997, ApJ, 481, 49
- Hammer, F., Gruel, N., Thuan, T. X., Flores, H., & Infante, L. 2001, ApJ, 550, 570
- Harrison, F. A., Bloom, J. S., Frail, D. A., et al. 1999, ApJ, 523, L121
- Hauser, M. G. & Dwek, E. 2001, ARA&A, 39, 249
- Heise, J., in't Zand, J., Kippen, R. M., & Woods, P. M. 2001, "X-Ray Flashes and X-Ray Rich Gamma Ray Bursts, Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era", Eds. Costa, E., Frontera, F., Hjorth, J., Berlin Heidelberg : Springer Verlag
- Helfer, T. T. & Blitz, L. 1995, ApJ, 450, 90
- Helou, G. 1986, ApJ, 311, L33
- Helou, G., Lu, N. Y., Werner, M. W., Malhotra, S., & Silbermann, N. 2000, ApJ, 532, L21
- Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P., et al. 2003, Nature, 423, 847
- Hjorth, J., Thomsen, B., Nielsen, S. R., et al. 2002, ApJ, 576, 113
- Hogg, D. W., Cohen, J. G., Blandford, R., & Pahre, M. A. 1998, ApJ, 504, 622
- Hogg, D. W., Pahre, M. A., Adelberger, K. L., et al. 2000, ApJS, 127, 1

- Holland, S., Fynbo, J., Thomsen, B., et al. 2000, GRB Circular Network, 698
- Holland, S., Fynbo, J. P. U., Hjorth, J., et al. 2001, A&A, 371, 52
- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, Nature, 394, 241
- Hurley, K., Sari, R., & Djorgovski, S. G. 2003, dans “Compact Stellar X-Ray Source”, Eds. W. Lewin, M. van der Klis, Cambridge University Press, 2003
- Ishida, C. M. & Sanders, D. B. 2001, “American Astronomical Society Meeting”, 198
- Iverson, R. J., Smail, I., Barger, A. J., et al. 2000, MNRAS, 315, 209
- Iverson, R. J., Smail, I., Frayer, D. T., Kneib, J.-P., & Blain, A. W. 2001, ApJ, 561, L45
- Jaunsen, A. O., Andersen, M. I., Hjorth, J., et al. 2003, A&A, 402, 125
- Jensen, B. L., Fynbo, J. U., Gorosabel, J., et al. 2001, A&A, 370, 909
- Kashikawa, N., Takata, T., Ohyama, Y., et al. 2003, AJ, 125, 53
- Kauffmann, G. & Charlot, S. 1998, MNRAS, 297, L23+
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., Simon, D. M. W., et al. 2003a, MNRAS, 341, 33
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., White, S. D. M., et al. 2003b, MNRAS, 341, 54
- Kawabata, K. S., Deng, J., Wang, L., et al. 2003, ApJ, sous presse (astro-ph/0306155)
- Kennicutt, R. C. 1992, ApJ, 388, 310
- . 1998, ARA&A, 36, 189
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, A&A, 315, L27
- Kewley, L. J., Heisler, C. A., Dopita, M. A., & Lumsden, S. 2001, ApJS, 132, 37
- Kim, D.-C., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 1998, ApJ, 508, 627
- Kishimoto, M. 1999, ApJ, 518, 676
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, ApJ, 182, L85+
- Knop, R. A., Soifer, B. T., Graham, J. R., et al. 1994, AJ, 107, 920
- Kobulnicky, H. A., Kennicutt, R. C., & Pizagno, J. L. 1999, ApJ, 514, 544
- Koo, D. C. & Kron, R. G. 1992, ARA&A, 30, 613
- Koornneef, J. & Code, A. D. 1981, ApJ, 247, 860
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, ApJ, 413, L101
- Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., Ramaprakash, A. N., et al. 1998, Nature, 393, 35
- Labbé, I., Franx, M., Rudnick, G., et al. 2003, AJ, 125, 1107

- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., Désert, F. X., & Puget, J.-L. 1999, *A&A*, 344, 322
- Lai, O., Rouan, D., Rigaut, F., Doyon, R., & Lacombe, F. 1999, *A&A*, 351, 834
- Lamb, D. Q. & Reichart, D. E. 2000, *ApJ*, 536, 1
- Laurent, O. 1999, Thèse, Université de Paris XI, France
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000, *A&A*, 359, 887
- Lazzati, D., Covino, S., & Ghisellini, G. 2002, *MNRAS*, 330, 583
- Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, *MNRAS*, 311, 565
- Le Floc'h, E. 1999, Rapport de DEA, École doctorale d'Astrophysique d'Ile-de-France
- Le Floc'h, E., Charmandaris, V., Laurent, O., et al. 2002a, *A&A*, 391, 417
- Le Floc'h, E., Duc, P.-A., Mirabel, I. F., et al. 2003, *A&A*, 400, 499
- . 2002b, *ApJ*, 581, L81
- Le Floc'h, E., Mirabel, I. F., Laurent, O., et al. 2001, *A&A*, 367, 487
- Li, A. & Draine, B. T. 2001, *ApJ*, 554, 778
- Lilly, S., Tran, K., Brodwin, M., et al. 2003, astro-ph/0304376
- Lilly, S. J., Le Fevre, O., Crampton, D., Hammer, F., & Tresse, L. 1995a, *ApJ*, 455, 50
- Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, *ApJ*, 460, L1
- Lilly, S. J., Tresse, L., Hammer, F., Crampton, D., & Le Fevre, O. 1995b, *ApJ*, 455, 108
- Lloyd-Ronning, N. M., Fryer, C. L., & Ramirez-Ruiz, E. 2002, *ApJ*, 574, 554
- Loh, E. D. & Spillar, E. J. 1986, *ApJ*, 303, 154
- Lumsden, S. L., Moore, T. J. T., Smith, C., et al. 1999, *MNRAS*, 303, 209
- Lutz, D. 1999, in *ESA SP-427 : The Universe as Seen by ISO*, 623
- Lutz, D., Spoon, H. W. W., Rigopoulou, D., Moorwood, A. F. M., & Genzel, R. 1998, *ApJ*, 505, L103
- Lutz, D., Sturm, E., Genzel, R., et al. 2000, *ApJ*, 536, 697
- Lutz, D., Veilleux, S., & Genzel, R. 1999, *ApJ*, 517, L13
- Léger, A. & Puget, J. L. 1984, *A&A*, 137, L5
- Mészáros, P. 2002, *ARA&A*, 40, 137
- Möller, P., Fynbo, J. P. U., Hjorth, J., et al. 2002, *A&A*, 396, L21
- Macchetto, F., Capetti, A., Sparks, W. B., Axon, D. J., & Boksenberg, A. 1994, *ApJ*, 435, L15

- MacFadyen, A. I. & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Madau, P. & Pozzetti, L. 2000, *MNRAS*, 312, L9
- Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, *ApJ*, 498, 106
- Malkan, M. A., Gorjian, V., & Tam, R. 1998, *ApJS*, 117, 25
- Mannucci, F., Basile, F., Poggianti, B. M., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 745
- Mannucci, F., Maiolino, R., Cresci, G., et al. 2003, *A&A*, 401, 519
- Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., et al. 2003, *A&A*, 404, 465
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
- Matt, G., Guainazzi, M., Frontera, F., et al. 1997, *A&A*, 325, L13
- Mehlert, D., Noll, S., Appenzeller, I., et al. 2002, *A&A*, 393, 809
- Meszáros, P. & Rees, M. J. 1997, *ApJ*, 482, L29
- Metzger, M., Fruchter, A., Masetti, N., et al. 2000, *GRB Circular Network*, 733
- Metzger, M. R., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., et al. 1997, *Nature*, 387, 878
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., & Calzetti, D. 1999, *ApJ*, 521, 64
- Meurer, G. R., Heckman, T. M., Leitherer, C., et al. 1995, *AJ*, 110, 2665
- Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1996, *ApJ*, 464, 641
- Mirabel, I. F., Laurent, O., Sanders, D. B., et al. 1999, *A&A*, 341, 667
- Mirabel, I. F., Lutz, D., & Maza, J. 1991, *A&A*, 243, 367
- Mirabel, I. F., Sanders, D. B., & Le Floch, E. 2000, in "Cosmic Evolution and Galaxy Formation". ASP Conf. Series., Vol. 215, Eds. Franco J., Terlevich E., Lopez-Cruz O., Aretxaga I. (astro-ph/0004022)
- Mirabel, I. F., Vigroux, L., Charmandaris, V., et al. 1998, *A&A*, 333, L1
- Mochkovitch, R., Hernanz, M., Isern, J., & Martin, X. 1993, *Nature*, 361, 236
- Møller, P., Warren, S. J., Fall, S. M., Fynbo, J. U., & Jakobsen, P. 2002, *ApJ*, 574, 51
- Murphy, T. W., Soifer, B. T., Matthews, K., & Armus, L. 2001, *ApJ*, 559, 201
- Muxlow, T. W. B., Pedlar, A., Holloway, A. J., Gallimore, J. F., & Antonucci, R. R. J. 1996, *MNRAS*, 278, 854
- Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJ*, 395, L83
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. 1984, *ApJ*, 278, L1

- Norris, J. P., Nemiroff, R. J., Bonnell, J. T., et al. 1996, *ApJ*, 459, 393
- Okumura, K. 2000, "ISO Beyond Point Sources : Studies of Extended Infrared Emission", Eds. R. J. Laureijs, K. Leech, M. F. Kessler, ESA-SP 455, 2000, p. 47
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books)
- Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, *ApJS*, 122, 465
- Paczynski, B. 1991, *Acta Astronomica*, 41, 257
- . 1998, *ApJ*, 494, L45
- Papadopoulos, P. P. & Ivison, R. J. 2002, *ApJ*, 564, L9
- Papadopoulos, P. P. & Seaquist, E. R. 1999, *ApJ*, 514, L95
- Petitjean, P., Srianand, R., & Ledoux, C. 2000, *A&A*, 364, L26
- Pettini, M., Ellison, S. L., Bergeron, J., & Petitjean, P. 2002, *A&A*, 391, 21
- Pettini, M., Smith, L. J., King, D. L., & Hunstead, R. W. 1997, *ApJ*, 486, 665
- Pian, E. 2001, dans "Supernovae and Gamma-Ray Bursters", Eds. K. W. Weiler, Springer-Verlag Press, 2001
- Piro, L., Costa, E., Feroci, M., et al. 1999, *A&AS*, 138, 431
- Piro, L., Frail, D. A., Gorosabel, J., et al. 2002, *ApJ*, 577, 680
- Piro, L., Garmire, G., Garcia, M., et al. 2000, *Science*, 290, 955
- Poggianti, B. M., Bressan, A., & Franceschini, A. 2001, *ApJ*, 550, 195
- Poggianti, B. M. & Wu, H. 2000, *ApJ*, 529, 157
- Portinari, L., Chiosi, C., & Bressan, A. 1998, *A&A*, 334, 505
- Pozzetti, L., Bruzual A., G., & Zamorani, G. 1996, *MNRAS*, 281, 953
- Pozzi, F., Ciliegi, P., Gruppioni, C., et al. 2003, *MNRAS*, sous presse (astro-ph/0305299)
- Price, P. A., Kulkarni, S. R., Berger, E., et al. 2002, *ApJ*, 571, L121
- Ptak, A., Heckman, T., Levenson, N. A., Weaver, K., & Strickland, D. 2003, *ApJ*, 592, 782
- Puget, J.-L., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996, *A&A*, 308, L5
- Puget, J. L. & Leger, A. 1989, *ARA&A*, 27, 161
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, *ApJ*, 430, L93
- Reeves, J. N., Watson, D., Osborne, J. P., et al. 2002, *Nature*, 416, 512
- Rhoads, J. E. 1997, *ApJ*, 487, L1+

- Rieke, G. H. & Low, F. J. 1972, *ApJ*, 176, L95+
- . 1975, *ApJ*, 200, L67
- Rigopoulou, D., Franceschini, A., Aussel, H., et al. 2002, *ApJ*, 580, 789
- . 2000, *ApJ*, 537, L85
- Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R., et al. 1999, *AJ*, 118, 2625
- Rola, C. S., Terlevich, E., & Terlevich, R. J. 1997, *MNRAS*, 289, 419
- Rosati, P., Tozzi, P., Giacconi, R., et al. 2002, *ApJ*, 566, 667
- Rouan, D., Rigaut, F., Alloin, D., et al. 1998, *A&A*, 339, 687
- Roussel, H. 2001, Thèse, Université Louis Pasteur de Strasbourg, France
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001a, *A&A*, 372, 427
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., et al. 2001b, *A&A*, 372, 406
- Roussel, H., Vigroux, L., Bosma, A., et al. 2001c, *A&A*, 369, 473
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al. 1988a, *ApJ*, 325, 74
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., Neugebauer, G., & Matthews, K. 1988b, *ApJ*, 328, L35
- Sargent, A. & Scoville, N. 1991, *ApJ*, 366, L1
- Savaglio, S., Fall, S. M., & Fiore, F. 2003, *ApJ*, 585, 638
- Schinnerer, E., Eckart, A., Tacconi, L. J., Genzel, R., & Downes, D. 2000, *ApJ*, 533, 850
- Schmitt, H. R., Kinney, A. L., Calzetti, D., & Storchi Bergmann, T. 1997, *AJ*, 114, 592
- Scoville, N. Z., Evans, A. S., Thompson, R., et al. 2000, *AJ*, 119, 991
- Scoville, N. Z., Matthews, K., Carico, D. P., & Sanders, D. B. 1988, *ApJ*, 327, L61
- Seyfert, C. K. 1943, *ApJ*, 97, 28
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., et al. 2001, *ApJ*, 562, 95
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, *ApJ*, 588, 65
- Shlosman, I., Begelman, M. C., & Frank, J. 1990, *Nature*, 345, 679
- Shlosman, I., Frank, J., & Begelman, M. C. 1989, *Nature*, 338, 45
- Smail, I., Ivison, R. J., Blain, A. W., & Kneib, J.-P. 2002, *MNRAS*, 331, 495
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., & Houck, J. R. 1987a, *ARA&A*, 25, 187

- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *AJ*, 119, 509
- . 2001, *AJ*, 122, 1213
- Soifer, B. T., Sanders, D. B., Madore, B. F., et al. 1987b, *ApJ*, 320, 238
- Songaila, A., Cowie, L. L., Hu, E. M., & Gardner, J. P. 1994, *ApJS*, 94, 461
- Stanek, K. Z., Matheson, T., Garnavich, P. M., et al. 2003, *ApJ*, 591, L17
- Starck, J. L., Murtagh, F., & Bijaoui, A. 1998, "Image Processing and Data Analysis : The Multiscale Approach", Cambridge University Press
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, *ApJ*, 519, 1
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, *ApJ*, 462, L17
- Strohmayer, T. E., Fenimore, E. E., Murakami, T., & Yoshida, A. 1998, *ApJ*, 500, 873
- Sturm, E., Lutz, D., Tran, D., et al. 2000, *A&A*, 358, 481
- Thornley, M. D., Schreiber, N. M. F., Lutz, D., et al. 2000, *ApJ*, 539, 641
- Thronson, H. A., Hereld, M., Majewski, S., et al. 1989, *ApJ*, 343, 158
- Thuan, T. X., Sauvage, M., & Madden, S. 1999, *ApJ*, 516, 783
- Tozzi, P., Rosati, P., Nonino, M., et al. 2001, *ApJ*, 562, 42
- Tran, D. 1998, Thèse, Université de Paris XI, France
- Tran, Q. D., Lutz, D., Genzel, R., et al. 2001, *ApJ*, 552, 527
- Tresse, L. & Maddox, S. J. 1998, *ApJ*, 495, 691
- Trumpler, R. J. 1930, *PASP*, 42, 214
- Tully, R. B. 1988, *Nearby Galaxies Catalogue*, Cambridge Univ. Press, New York
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., et al. 1997, *Nature*, 386, 686
- van Paradijs, J., Kouveliotou, C., & Wijers, R. A. M. J. 2000, *ARA&A*, 38, 379
- Vanzi, L., Hunt, L. K., Thuan, T. X., & Izotov, Y. I. 2000, *A&A*, 363, 493
- Veilleux, S., Kim, D.-C., & Sanders, D. B. 1999, *ApJ*, 522, 113
- Veilleux, S., Kim, D.-C., Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., & Soifer, B. T. 1995, *ApJS*, 98, 171
- Veilleux, S. & Osterbrock, D. E. 1987, *ApJS*, 63, 295

- Vigroux, L., Charmandaris, V., Gallais, P., et al. 1999, ESA SP-427 : “The Universe as Seen by ISO”, 805
- Volonteri, M., Saracco, P., Chincarini, G., & Bolzonella, M. 2000, *A&A*, 362, 487
- Vreeswijk, P. M. 2002, PhD thesis, University of Amsterdam (The Netherlands)
- Vreeswijk, P. M., Fruchter, A., Kaper, L., et al. 2001, *ApJ*, 546, 672
- Watson, D., Reeves, J. N., Osborne, J., et al. 2002, *A&A*, 393, L1
- Waxman, E. & Draine, B. T. 2000, *ApJ*, 537, 796
- Wijers, R. A. M. J., Bloom, J. S., Bagla, J. S., & Natarajan, P. 1998, *MNRAS*, 294, L13
- Wiklind, T. 2003, *ApJ*, 588, 736
- Williams, R. E., Blacker, B., Dickinson, M., et al. 1996, *AJ*, 112, 1335
- Wolf, C., Meisenheimer, K., Rix, H.-W., et al. 2003, *A&A*, 401, 73
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273
- Yoshida, A., Namiki, M., Yonetoku, D., et al. 2001, *ApJ*, 557, L27
- Young, S., Hough, J. H., Axon, D. J., Bailey, J. A., & Ward, M. J. 1995, *MNRAS*, 272, 513
- Yun, M. S. & Carilli, C. L. 2002, *ApJ*, 568, 88
- Zezas, A., Ward, M. J., & Murray, S. S. 2003, *ApJ*, sous presse (astro-ph/0306375)

Résumé : Cette thèse a pour objet l'étude de l'activité des galaxies à sursauts de formation stellaire via l'utilisation de deux traceurs particuliers : l'émission infrarouge de la poussière chauffée par le rayonnement des étoiles jeunes, et les sursauts gamma associés à la destruction cataclismique d'étoiles très massives.

À partir d'observations de galaxies lumineuses infrarouges effectuées entre $5\ \mu\text{m}$ et $18\ \mu\text{m}$ avec la caméra ISOCAM, et en utilisant notamment le rapport entre les flux observés à $15\ \mu\text{m}$ et $7\ \mu\text{m}$, j'étudie tout d'abord l'efficacité de la transformation du gaz moléculaire à l'origine de la formation de nouvelles étoiles au sein de ces objets. En déterminant l'importance relative des différents types de grains contribuant à la luminosité des galaxies de mon échantillon, je suggère que les effets d'extinction par la poussière, pour certaines sources fortement enfouies, peuvent être considérables même en infrarouge moyen. Je montre également que la contribution d'un noyau actif à la luminosité totale d'une galaxie peut être particulièrement forte à ces longueurs d'onde. Ceci met en évidence le risque d'une surestimation de l'importance de la formation stellaire à partir de ce domaine spectral dans le cas des galaxies dont l'activité est dominée par l'accrétion de matière autour d'un trou noir supermassif.

Au vu de ces résultats, je m'intéresse alors aux sursauts gamma comme traceurs de formation stellaire *a priori* indépendants des effets d'extinction et non corrélés à l'existence des noyaux actifs. Je décris les propriétés d'un échantillon de galaxies distantes sélectionnées à partir des contreparties optiques de ces sursauts. Je montre que ces galaxies présentent des couleurs très bleues peu affectées par l'extinction des poussières, et des luminosités absolues statistiquement plutôt faibles. Ces sources diffèrent donc des galaxies lumineuses infrarouges pourtant responsables d'une grosse fraction de la formation d'étoiles dans l'Univers distant. Je suggère alors que les sursauts gamma se produisent dans des objets jeunes, peu massifs et formant leurs premières générations d'étoiles à partir de milieux primitifs et peu enrichis en métaux. Ce résultat est plutôt en désaccord avec l'idée généralement reçue d'une association non biaisée entre ces phénomènes des hautes énergies et l'histoire globale de la formation stellaire.

Abstract : This PhD work is devoted to the study of starbursting activity in galaxies based on the use of two specific tracers : the infrared emission from dust heated by the radiation field of young stellar populations, and the gamma-ray bursts associated with the cataclismic destruction of massive stars.

Using observations of luminous infrared galaxies carried out between $5\ \mu\text{m}$ and $18\ \mu\text{m}$ with the ISOCAM camera, and more specifically with the ratio between the $15\ \mu\text{m}$ and $7\ \mu\text{m}$ observed fluxes, I first investigate the efficiency of the conversion of molecular gas into stars within those objects. Based on the relative importance of the different populations of grains contributing to the luminosity, I suggest that the effects of dust extinction in some highly enshrouded sources can be significant even in the mid-infrared. I also show that the contribution of an active nucleus to the total luminosity of a galaxy can be particularly high at these wavelengths. This reveals the risk of overestimating from this spectral range the importance of star formation in galaxies where the activity is dominated by the accretion of material around a supermassive black hole.

Following these results, I consider the gamma-ray bursts (GRBs) as tracers of star formation that are *a priori* independent of extinction and uncorrelated with the existence of active nuclei. I describe the properties of a high-redshift galaxy sample selected from GRB optical counterparts. I show that these galaxies harbor very blue colors with small amount of extinction, and they exhibit rather faint absolute luminosities. These sources differ from the luminous infrared galaxies yet responsible for a significant fraction of the star formation in the distant Universe. I thus suggest that GRBs originate from relatively young and low mass objects, likely forming their first generations of stars from primordial and chemically little-enriched environments. This result rather contradicts the commonly-accepted idea of an unbiased association between these high energy phenomena and the global star formation history.