



HAL
open science

Environnement des Microquasars et autres sources de rayonnement à haute énergie dans notre Galaxie.

Yaël Fuchs

► **To cite this version:**

Yaël Fuchs. Environnement des Microquasars et autres sources de rayonnement à haute énergie dans notre Galaxie.. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Paris-Sud XI, 2001. Français. NNT: . tel-01471262

HAL Id: tel-01471262

<https://theses.hal.science/tel-01471262v1>

Submitted on 19 Feb 2017

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

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

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée par

Yaël FUCHS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ès SCIENCES de l'UNIVERSITÉ PARIS-SUD (XI)

Spécialité : Astrophysique

**Environnement des Microquasars et
autres sources de rayonnement à
haute énergie dans notre Galaxie.**

Soutenue le 29 octobre 2001 devant le jury composé de :

Mme Brigitte ROCCA-VOLMERANGE Présidente
M. Jean-Marie HAMEURY Rapporteur
M. Luis F. RODRÍGUEZ Rapporteur
M. I. Félix MIRABEL Directeur de thèse
M. Jean-Luc ATTEIA Examineur
M. Guy PELLETIER Examineur

Service d'Astrophysique, DSM/DAPNIA/SAP, CEA/Saclay
Orme des Merisiers, bât. 709
91191 Gif sur Yvette cedex
France

Remerciements

La fameuse page de remerciements ! Impossible de faire original, ni d'éviter la longue liste, mais je vais au moins essayer de n'oublier personne !

En premier lieu je tiens à remercier Félix, grâce à qui j'ai pu faire cette thèse sur ce sujet si intéressant et intrigant que constituent les microquasars. Merci de m'avoir permis de faire pendant 3 ans quelque chose qui me plaît, et de m'avoir laissé autant de liberté. Je le remercie aussi de son enthousiasme encourageant chaque fois que je lui montrais un résultat. Merci par la même occasion à Laurent Vigroux de m'avoir accueillie dans son service.

Je remercie les membres du jury d'avoir accepté de participer à celui-ci, et en particulier les rapporteurs qui ont dû lire ma thèse et rendre leur rapport en peu de temps. Merci à Luis Rodríguez dont le français n'est pas la langue maternelle, mais qui a accepté sans hésitation d'être rapporteur, et qui est venu du Mexique pour ma soutenance. Un grand merci à Jean-Marie Hameury pour son sérieux et sa rigueur, et pour ses remarques très pertinentes et constructives sur ce manuscrit de thèse. Merci à Guy Pelletier et Jean-Luc Atteia d'avoir fait le déplacement pour ma soutenance, et d'avoir gardé leur bonne humeur malgré le retard. Merci enfin à Brigitte Rocca d'avoir présidé ce jury.

Parmi tous les membres du SAp que je peux d'ores et déjà remercier collectivement, je voudrais distinguer particulièrement Lydie Koch-Miramond. Merci Lydie ! Merci d'avoir joué, de fait, un rôle proche de celui d'une co-directrice de thèse. Merci d'avoir été là et de m'avoir aidée quand j'en avais besoin, en répondant à toutes mes questions bêtes et autres petits problèmes existentiels. Merci pour tous tes conseils et pour ton dynamisme, pour tes idées et pour avoir relu une grande partie de ce manuscrit. Merci pour ton amitié.

J'en profite pour remercier tous les gens avec qui j'ai étudié ces fameux microquasars et autres objets compacts, collaborations qui ont porté ou vont bientôt porter leurs fruits sous forme d'articles: merci à Sylvain Chaty pour son aide surtout lors de l'écriture de mon premier article, merci à Péter Ábrahám pour m'avoir accueillie à Heidelberg et m'avoir aidée à traiter les données ISOPHOT, merci à Philippe Durouchoux et Ravi Sood, merci à Samar Safi-Harb en espérant que notre proposition sera acceptée et que nous pourrons faire de grandes choses ensemble ...

Mais revenons au SAp. Je tiens à remercier deux personnes qui m'ont particulièrement aidée pour le traitement des données ISOCAM : René Gastaud et Pierre Chaniel. Merci à eux deux d'avoir réécrit CIA en CIR ! Merci à René d'avoir toujours été là pour répondre à mes questions sur les programmes de CIA et d'IDL en général. Merci à Pierre d'avoir rendu CIR convivial et pratique et de l'avoir parfois modifié selon mes critiques.

Au sujet du traitement de données et d'IDL ou autres logiciels en général, je veux remercier tous ceux qui ont répondu à mes diverses questions : Marc Sauvage, Arnaud Claret qui m'a initié à CIA, Pascal Gallais, Eric Pantin. Merci aussi à ceux qui m'ont donné leurs "petits trucs" et divers programmes, en IDL, LaTeX ou en informatique en général, donc merci à Olivier, Thomas, Hélène, Christophe, Pierre-Alain et les autres. Merci aussi à Arnaud Belloche pour m'avoir aidée

avec les données millimétrique et GILDAS, et merci aussi à Hector Flores pour m'avoir montré la mesure des raies avec xiraf. Merci à Philippe André, Thierry Montmerle, Monique Arnaud et tous ceux qui ont répondu à mes questions et ont pu m'aider à comprendre la science des objets bizarres de cette thèse.

Toujours dans le service, je veux remercier ceux qui ont assisté à ma répétition de soutenance, et qui m'ont conseillée très utilement sur les transparents. Donc un grand merci à Jean-Pierre Chièze, Thierry Foglizzo, Edouard Audit et Jean-Charles Augereau. Merci beaucoup aussi à Thierry Montmerle, Stéphane Corbel, Claude Chapuis et Edouard Audit qui ont relu des bouts de ce manuscrit.

Un grand merci à Richard pour son British English, la relecture de mes articles, et pour m'avoir supportée pendant 2 années entières.

Egalement merci à tous ceux qui ont contribué à la bonne ambiance pendant ma thèse: merci à nos efficaces secrétaires, Yolande, Geneviève et Dominique; merci à mes voisins de bureau et du couloir; merci aussi à tous les anciens et actuels doctorants et post-doctorants que je n'ai pas encore cités pour les conversations rigolottes à la cantine ou à la "cafet": Ludovic, Aurore, Denis et tous ceux qui sont encore là.

Enfin, et leur influence n'est pas des moindre, je voudrais remercier ma famille et mes amis. Les exemples de mes parents et de ma sœur sont certainement pour beaucoup dans le fait que j'aie effectué de longues études jusqu'au doctorat. Merci à eux de m'avoir toujours soutenue et aidée dans mes choix. Merci de m'avoir permis de faire mes études en toute tranquillité. Merci à ma maman d'avoir toujours pris soin de moi et de toujours me préparer des bons petits plats pour me faire plaisir. Merci à ma sœur d'avoir deux merveilleuses filles qui, si elles fatiguent, remontent toujours le moral à bloc; merci donc à Lya et Noémie d'être si mignonnes.

Je veux aussi remercier mes amis d'être mes amis. Merci à ceux qui sont venus m'encourager à ma soutenance, et à ceux dont le soutien moral était présent lors de cet aboutissement et tout au long de ces 3 ans.

En dernier lieu, je veux remercier celui qui supporte le pire, celui qui doit subir toutes mes plaintes et toutes mes râleries à propos de tout et du monde entier, qui connaît tous mes petits malheurs quotidiens, celui qui doit supporter tous mes mauvais côtés mais à qui j'espère aussi donner le meilleur: Alexis. Merci d'être là et de m'écouter, et ainsi de m'avoir aidée à garder le moral.

Résumé

Cette thèse présente l'étude de l'environnement de deux microquasars et d'un soft gamma-ray repeater (SGR), principalement à partir d'images infrarouges (IR) entre 4 et 18 microns prises avec la caméra ISOCAM à bord du satellite ISO, et en comparant les résultats à ceux des autres longueurs d'onde de la radio aux X.

L'étude du microquasar GRS1915+105 révèle l'émission thermique en IR moyen de poussières entourant le système et probablement chauffées par son activité. L'observation multi-longueurs d'onde de deux contreparties possibles des interactions des éjections relativistes de cette binaire X avec le milieu environnant, situées à plus de 50 parsecs, ne permet pas de conclure sur la réalité de ces interactions.

Le microquasar SS433 a aussi été observé spectroscopiquement entre 2 et 12 microns et en mode photométrique dans l'IR lointain par un autre instrument d'ISO (PHOT). Les spectres et l'estimation de perte de masse impliquent une forte probabilité pour que l'étoile non effondrée de la binaire X, dont la nature n'a jamais été déterminée avec précision, soit une Wolf-Rayet. La matière éjectée par cette étoile s'échappe de la binaire et forme probablement de la poussière entourant le système et émettant dans IR lointain.

La nébuleuse W50 entourant SS433 et déformée sous l'action de ses jets relativistes a été en partie cartographiée à 15 microns. Le lobe oriental ne révèle pas d'émission particulière. Le lobe occidental montre des points chauds IR, correspondant en partie aux émissions radio et coïncidant avec des nuages moléculaires, situés sur le trajet apparent du jet relativiste X, traçant éventuellement son interaction avec le milieu plus dense de ce lobe.

Près de SGR1806-20 les images de l'IR proche et moyen ne montrent pas de trace de l'activité à haute énergie de celui-ci, mais révèlent la présence d'un amas d'étoiles jeunes encore enfouies dans leur nuage de naissance, qui pourrait être aussi le lieu d'origine du SGR, et donc éventuellement une clé expliquant ses propriétés particulières.

Abstract

Environment of Microquasars and other high energy sources in our Galaxy.

This thesis presents the study of the environment of two microquasars and one soft gamma-ray repeater (SGR), mainly based on infrared (IR) images taken with ISOCAM, the camera on board of the ISO satellite, between 4 to 18 micron. The results are compared to other wavelengths ones, from radio to X-ray.

GRS1915+105's study reveals mid-IR thermal emission from dust surrounding the microquasar, and probably heated by its activity. The multi-wavelength observation of two possible counterpart of this X-ray binary relativistic jet interactions with the surrounding medium, situated at more than 10 parsec from the source, are inconclusive.

SS433 has also been observed with PHOT, another instrument on board of ISO, spectroscopically at 2-12 micron and in far IR photometry. Spectra and mass-loss estimate imply the visible companion of this microquasar, the nature of which has never been precisely determined, to be likely a Wolf-Rayet star. The mass ejected by this star escapes from the X-ray binary to form probably dust surrounding the system and emitting in far IR.

W50, the radio nebula surrounding SS433 and elongated under its relativistic jet action has been partly mapped at 15 micron. No particular emission was found in the eastern lobe. In the western lobe, IR hot-spots, partly corresponding to radio emission and coincident with molecular clouds, lie in the apparent X-ray relativistic jet course, and they possibly trace its interactions with the denser medium of this lobe.

Near and mid-IR images of SGR1806-20 do not show any evidence of its high energy activity, but they reveal a young star cluster still enshrouded in their birth cloud, which could also be the original place of the SGR, and then possibly be a key for the understanding of its particular properties.

Table des matières

I	Introduction	1
	Partie 1: LES MICROQUASARS	5
II	Observation de GRS 1915+105	7
II.1	Présentation générale de GRS 1915+105	7
II.1.1	Une source de haute énergie comportant un trou noir	7
II.1.2	Les contreparties	8
II.1.3	Les observations multi-longueurs d’onde: les états de la source	9
II.1.4	Distance et absorption dans le visible	10
II.2	Etude photométrique avec ISOCAM	11
II.2.1	Les observations de GRS 1915+105	11
II.2.2	L’état High/Soft en 1996	15
II.2.3	L’état plateau en 1997	19
II.3	Conclusion : de la matière autour de GRS 1915+105	22
III	Contreparties possibles à grande échelle d’éjections de GRS 1915+105	23
III.1	Description générale des éjections observées directement dans GRS 1915+105	23
III.2	Etude multi-longueurs d’onde des contreparties possibles d’interactions à grande échelle	24
III.2.1	Résumé	24
III.2.2	Article de recherche publié dans A&A	24
IV	Vue générale du système SS 433 / W50	37
IV.1	La découverte de SS 433	38
IV.2	Le système binaire SS 433 en bref	38
IV.3	Un spectre particulier	40
IV.3.1	Les raies “en mouvement”	40
IV.3.2	Les raies “stationnaires” : fonction de masse	43
IV.3.3	Le continuum autour du domaine visible	44
IV.4	Les observations à haute énergie	46
IV.4.1	Les jets X compacts	46
IV.4.2	Les jets X à grande échelle	47
IV.4.3	Pas de rayonnement γ ?	48
IV.5	Nature de la binaire	48
IV.6	Les jets compacts vus en radio	50
IV.7	La nébuleuse W50	53
IV.8	Distance	56
IV.9	Conclusion	57

V	Observation du système binaire SS 433	59
V.1	Les observations	59
V.2	Les raies en émission	66
V.2.1	Comparaison avec les spectres de quelques étoiles Wolf-Rayet	66
V.2.2	Variations selon la phase orbitale	73
V.3	Le continuum	73
V.3.1	Dérugissement et constats	73
V.3.2	Modélisation	79
V.3.3	Interprétations	80
V.3.4	Evaluation de la perte de masse	84
V.3.5	Que devient la matière éjectée?	86
V.3.6	Le spectre général de SS 433 de la radio au visible	87
V.4	Conclusion : SS 433 une étoile Wolf-Rayet + une étoile à neutrons?	89
VI	Observation de la nébuleuse W50	93
VI.1	Les observations précédant notre étude	93
VI.2	La cartographie partielle de W50 avec ISOCAM	100
VI.3	Observations dans le lobe oriental	102
VI.3.1	Le quart Nord-Est de la partie centrale de W50	102
VI.3.2	Un des nœuds X	104
VI.4	Observations du lobe occidental	106
VI.4.1	Les résultats ISOCAM	106
VI.4.2	Comparaison des cartes en infrarouge et en radio	106
VI.4.3	Comparaison des cartes en infrarouge et en X	108
VI.4.4	Comparaison de la carte ISOCAM avec les observations IRAS et visible	110
VI.4.5	Comparaison des cartes en infrarouge et en millimétrique	111
VI.4.6	Spectre des noeuds infrarouges et discussion sur leur nature	112
VI.5	Projets d'observation	118
VII	Analogies entre SS 433 / W50 et les jets extragalactiques	121
VII.1	Les quasars et les radiogalaxies	122
VII.2	Comparaison des observations multi-longueurs d'ondes des jets galactiques et extragalactiques	124
VII.2.1	Cas de la plupart des radiogalaxies et quasars	125
VII.2.2	Les cas particuliers	126
VII.3	La polarisation	129
VII.4	Perspectives	130
Partie 2:	LES SOFT GAMMA-RAY REPEATERS	133
VIII	Présentation générale des Soft Gamma-ray Repeaters	135
VIII.1	Bref historique	135
VIII.2	Petite revue des sources	136
VIII.2.1	SGR 1806-20	137
VIII.2.2	SGR 1900+14	138

VIII.2.3 SGR 1627-41	139
VIII.2.4 SGR 0525-66	140
VIII.2.5 SGR 1801-23	141
VIII.2.6 SGR 1814-13	141
VIII.3 Nature des SGRs	141
IX Etude de SGR 1806-20 et ses conséquences	143
IX.1 Présentation générale de SGR 1806-20	143
IX.2 Article de recherche publié dans A&A : Observations ISO de SGR 1806-20 . . .	144
IX.3 Observations supplémentaires et conséquences de nos travaux	155
Partie 3: CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES	157
Partie 4: ANNEXES	165
A Coordonnées des sources étudiées	167
B Traitement des données	169
B.1 Traitement des images ISOCAM	169
B.1.1 ISOCAM	169
B.1.2 Le principe de la réduction des données	169
B.1.3 La construction d'une carte à grande échelle	178
B.1.4 La photométrie et la correction de couleur	178
B.2 Traitement des données ISOPHOT	179
B.2.1 Filtres larges	179
B.2.2 Spectres	180
C Déroutissement des données et modélisations simples	181
C.1 Les lois d'absorption	181
C.2 Les modélisations simples effectuées	182
C.2.1 Corps noir et loi de puissance	182
C.2.2 Un modèle simple pour estimer la température et la masse de poussières optiquement minces	182
D Liste des filtres des observations	185
E Liste des acronymes	187
F Liste des publications	191
BIBLIOGRAPHIE	193

Liste des figures

II.1	Evolution du flux X de GRS 1915+105 aux alentours du 28 avril 1996	13
II.2	Evolution du flux radio (15 GHz) de GRS 1915+105 aux alentours du 28 avril 1996	14
II.3	Evolution du flux X et radio de GRS 1915+105 aux alentours vers octobre 1997	16
II.4	Evolution du flux radio de GRS 1915+105 aux alentours vers octobre 1997	17
II.5	Spectre infrarouge de GRS 1915+105 le 28 avril 1996 et modélisation de celui-ci	18
II.6	Spectre infrarouge de GRS 1915+105 le 24 octobre 1997 et modélisation de celui-ci	20
IV.1	Schéma de la précession des jets de SS 433	39
IV.2	Spectre typique de SS 433	42
IV.3	Ejections radio de SS 433 observées avec le VLBI	51
IV.4	Forme en tire-bouchon des jets compacts de SS 433 observés avec le VLA	53
IV.5	Nébuleuse radio W50 à 20 cm	54
V.1	Evolution des flux X et radio de SS 433 pendant les observations ISO.	61
V.2	Evolution du flux X de SS 433 aux alentours du 3 novembre 1996.	63
V.3	Evolution des flux X et radio de SS 433 pendant les observations ISO d'avril 1997.	64
V.4	Evolution des flux X et radio de SS 433 pendant les observations ISO d'octobre 1997. En haut : flux observé par RXTE/ASM entre 2 et 10 keV. En bas : flux observé par le GBI à 2,25 GHz (en noir) et 8,3 GHz (en gris).	65
V.5	Comparaison des spectres non dérougés de WR 134 et WR 136 avec celui de SS 433 pris le 11 avril 1997.	68
V.6	Comparaison des spectres non dérougés de WR 78 et WR 147 avec celui de SS 433 pris le 11 avril 1997.	69
V.7	Spectres de WR 147 et de SS 433 aux quatre différentes époques où cet objet a été observé.	71
V.8	Comparaison des spectres dérougés de SS 433 avec les lois de Lutz et de Draine	75
V.9	Spectres de SS 433 du 11, 17 et 23 avril 1997, pris avec ISOPHOT	76
V.10	Observation ISO de SS 433 au 3 nov. 1996, et les 24 et 26 oct. 1997	77
V.11	Courbe de lumière orbitale moyenne en V de SS 433	78
V.12	Courbes de lumière en V de SS 433 dépendant de la précession	78
V.13	Spectre global de SS 433 de la radio au domaine visible.	88
VI.1	Alignement des ailes de W50 avec l'axe de précession des jets	94
VI.2	Superposition des contours X de l'image ASCA de W50 avec celle à 20 cm	96
VI.3	Distributions azimuthales et radiales des lobes X de SS 433	97
VI.4	Superposition des contours X de l'image ROSAT de W50 avec celle à 20 cm	98
VI.5	Carte radio, infrarouge, visible et X de W50	99
VI.6	Cartographie ISOCAM de la nébuleuse radio W50	101
VI.7	Comparaison de l'image ISOCAM du centre-Est de W50 avec les cartes radio et X	103

VI.8	Comparaison de l'image ISOCAM d'une petite partie de l'est du lobe W50 avec les cartes radio et X	105
VI.9	Cartographie ISOCAM du lobe Ouest de W50	107
VI.10	Comparaison de l'image ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ du lobe Ouest de W50 avec la carte radio	108
VI.11	Comparaison de l'image ISOCAM du lobe Ouest de W50 avec les cartes en X . . .	109
VI.12	Comparaison de l'image ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ du lobe Ouest de W50 avec les nœuds IRAS	111
VI.13	Comparaison de l'image ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ du lobe Ouest de W50 avec les cartes CO(1-0)	113
VI.14	Noeud IRAS numéro 2 vu par ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ et en millimétrique CO(1-0) . . .	114
VI.15	Noeud IRAS numéro 3 vu par ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ et en millimétrique CO(1-0) . . .	115
VI.16	Spectre des nœuds infrarouges "2" et "3"	117
VII.1	Mouvements superluminiques observés dans 3C 279 et GRS 1915+105	123
VII.2	Le jet de 3C 273 vu en radio, visible et X	128
VIII.1	Répartition céleste des sursauts gamma repérés par BATSE.	136
B.1	Variation temporelle du flux d'un pixel dans un cube de données	170
B.2	Exemple de données ISOCAM brutes	171
B.3	Exemple d'une image ISOCAM après correction du courant d'obscurité	172
B.4	Exemple d'une image ISOCAM après correction des traces dues aux rayons cosmiques	172
B.5	Exemple de correction des phénomènes transitoires	173
B.6	Exemple de correction de champ plat	175
B.7	Exemple de mosaïque constituant l'image finale du traitement avec CIA/CIR . . .	176
B.8	Exemple de correction des phénomènes transitoires à long terme	177

Liste des tableaux

II.1	Détail des observations de GRS 1915+105 avec ISOCAM	11
V.1	Détail des observations de SS 433 avec ISO	60
V.2	Flux X et radio pendant les observations ISO de SS 433.	62
V.3	Principales caractéristiques des WR servant de comparaison avec SS 433	66
V.4	Comparaison des raies des spectres des WR observées avec celles de SS 433 au 11 avril 1997	70
V.5	Largeurs équivalentes des raies observées dans les spectres de SS 433 et de WR 147.	72
V.6	Comparaison des flux radio observés et extrapolés de l'IR	87
V.7	Résumé des propriétés de SS 433 et Cyg X-3	90
VI.1	Détail des observations de W50 avec ISOCAM	100

Chapitre I

Introduction

L'univers comporte une multitude d'objets a priori très divers, mais qui parfois possèdent de très grandes similitudes car régis par les mêmes lois de la physique. Parmi ces objets, il existe des sources dites "compactes" car résultant de l'effondrement de la matière sur elle-même, jusqu'à des densités énormes pour les objets galactiques. La physique qui les régit est particulière à cause des importants champs gravitationnels induits par cet état. De plus, ce sont souvent des sources émettrices de rayonnement à haute énergie, que ce soit par leurs propriétés intrinsèques, ou par interaction avec leur environnement, en particulier l'effondrement gravitationnel de matière par accrétion ou l'éjection de particules relativistes. L'observation de ces sources permet donc de vérifier les prédictions de la physique fondamentale les concernant, ou d'élaborer de nouvelles théories pour expliquer les phénomènes observés. Ceux-ci se déroulent sur des échelles de distance et de temps extrêmement différentes en ordre de grandeur, et s'ils sont parfois remarquables dans le domaine des hautes énergies, les compléments d'information apportés par les observations dans les autres domaines de longueurs d'onde sont aussi essentiels à la compréhension de leurs mécanismes.

Les sources compactes de haute énergie de notre Galaxie sont de natures diverses, et l'on peut par exemple les classer en deux catégories : celles qui sont isolées et celles qui appartiennent à des systèmes binaires. Parmi les objets compacts isolés, les trous noirs n'ont pas encore été détectés, et les étoiles à neutrons le sont grâce à leurs émissions provoquées par leur très fort champ magnétique ou dans certains cas par leur déplacement rapide dans le milieu interstellaire. Les "Soft Gamma-ray Repeaters" (SGRs) forment un petit groupe particulier de ces étoiles à neutrons isolées, à cause de leurs émissions répétitives et aléatoires de sursauts observés dans les domaines γ et X. Les sources compactes appartenant à un système binaire dont le compagnon est une étoile non effondrée émettent des rayons X provoqués par les interactions entre l'étoile compagnon et l'objet compact. Celles-ci consistent en un transfert de matière de l'étoile dite normale à l'objet compact, qui accrete cette matière via un disque d'accrétion plus ou moins grand et plus ou moins épais selon les conditions du transfert. Celui-ci peut se faire via un débordement du lobe de Roche de l'étoile compagnon, ou par un vent de matière éjectée par ce compagnon. Les systèmes binaires émettant en X se divisent en de nombreuses catégories, par exemple selon le type de l'objet compact, naine blanche dans les variables cataclysmiques, étoile à neutrons ou trou noir dans les binaires X de faible masse, de grande masse ou de masse intermédiaire selon le type de l'étoile compagnon.

Parmi ces binaires X certaines ont été observées en train d'éjecter de la matière sous forme de lobes radio collimatés bipolaires, ressemblant de façon frappante aux lobes radio encadrant les radiogalaxies et les quasars. Ces derniers sont des sources extragalactiques très éloignées, qui à ces distances cosmologiques apparaissent comme des sources ponctuelles émettant un rayonnement particulièrement fort en radio, d'où leur nom abrégé de l'anglais "quasi-stellar radio sources". Cette grande ressemblance a inspiré le nom que l'on a donné aux binaires X à jets : les microquasars. L'analogie entre ces derniers et les quasars n'est pas que morphologique. Dans les deux cas, une source centrale compacte, une étoile à neutrons ou un trou noir stellaire pour les microquasars, un trou noir supermassif d'au moins plusieurs millions de masses solaires pour les quasars, accrète de la matière venant de son compagnon stellaire dans ce premier cas ou de la galaxie dont il est le cœur dans le deuxième cas, et l'éjecte à des distances de plusieurs ordres de grandeur supérieures à leur propre taille, des années lumières pour les microquasars et des milliers d'années lumières pour les quasars. La physique sous-jacente de ces objets est donc probablement la même, montrant une unité sur des échelles séparées en moyenne de six ordres de grandeurs. L'observation d'une de ces deux catégories d'objets, galactiques ou extragalactiques, peut ainsi apporter de précieuses informations à la fois sur leur propre physique et sur celle de leurs homologues à plus grande ou plus petite échelle.

L'analogie est encore plus poussée pour certains microquasars dans lesquels des éjections semblant se déplacer avec des vitesses supérieures à celles de la lumière (leur vitesse réelle étant en fait proche de celle-ci mais inférieure) ont été observées, comme pour certains quasars. Mais alors qu'il faut des mois pour observer un tel phénomène d'éjections superluminiques dans les quasars, il suffit de quelques jours dans les microquasars. C'est un exemple dans lequel la réduction des échelles en lien avec la masse de l'objet compact, ici celle de temps, est un grand avantage de ces sources galactiques. Cependant, tous les microquasars ne manifestent pas ces éjections superluminiques, certains étant la source de jets relativistes, mais de vitesses plus modérées, inférieures de moitié à celle de la lumière. Pour d'autres microquasars, on ne détecte pas directement les mouvements d'éjections, mais par exemple la trace de jets compacts dont la taille radio est de l'ordre de l'unité astronomique, ou des lobes persistants en radio s'étalant sur plusieurs années lumières. Il existe donc des comportements différents dans les éjections des microquasars, comme il existe plusieurs sortes de jets émis par les radiogalaxies et les quasars.

Les phases d'éjection de matière et d'interaction entre les deux composantes des binaires X se traduisent par des variations de flux du domaine radio à celui des X et des γ . Les éjections de matière sont observées par leurs émissions propres, souvent du rayonnement synchrotron provenant des particules relativistes, mais aussi par leurs éventuelles interactions avec le milieu environnant. Les observations multi-longueurs d'onde photométriques, spectrophotométriques et en imagerie de ces objets sont donc essentielles à la compréhension des mécanismes ayant lieu en leur sein. En particulier, l'infrarouge est situé à la croisée des phénomènes de hautes et de basses énergies. Il permet d'observer des phénomènes thermiques ou non, provenant de composantes aussi diverses que l'étoile compagnon de la binaire X, le disque d'accrétion, les jets relativistes, ou le milieu environnant chauffé par l'un des ces trois éléments. Le domaine infrarouge a aussi l'avantage de permettre des observations plus lointaines que dans le visible, car l'absorption du milieu interstellaire nous séparant de ces objets y est moindre. L'infrarouge est donc un domaine privilégié pour étudier les phénomènes à l'interface entre l'astrophysique des hautes énergies, et celle du milieu interstellaire froid.

Les observations formant la base de cette thèse ont principalement été fournies par le satellite ISO avec la caméra infrarouge ISOCAM, qui nous a permis d'étudier l'environnement des sources par des images et d'effectuer leurs photométries dans des bandes larges de l'infrarouge moyen entre 4 et 18 μm . Nous avons aussi utilisé les capacités de photométrie entre 12 et 60 μm , et de spectrophotométrie entre 2 et 12 μm de l'instrument ISOPHOT. J'ai effectué le traitement de toutes les données ISOCAM présentées ici, à l'aide de logiciels développés au service d'Astrophysique de Saclay (SAP), lieu de ma thèse. J'ai aussi participé à la correction et à l'amélioration de certains programmes de ces logiciels écrits en langage IDL. Pour les données ISOPHOT, j'ai collaboré avec Peter Ábrahám de l'observatoire Konkoly de l'Académie des Sciences Hongroise, qui travaillait à l'époque au Max-Planck-Institut für Astronomie à Heidelberg, où je suis allée pour réduire les données avec son aide. Les autres données présentées dans ce travail, ont été obtenues grâce aux archives des télescopes et satellites disponibles sur internet, ou dans le cadre de collaborations avec Sylvain Chaty actuellement en post-doctorat à l'Open University en Angleterre, Philippe Durouchoux du SAP, Ravi Sood de l'Australian Defence Force Academy et de l'University of New South Wales en Australie, et enfin Lydie Koch-Miramond du SAP.

Les sources étudiées dans cette thèse, sont parmi les plus prolifiques en évènements observés. GRS 1915+105 est la première source superluminique repérée dans notre Galaxie, et c'est aussi la plus variable sur de nombreuses échelles de temps et dans toutes les longueurs d'onde. Les observations de cet objet en infrarouge moyen dans deux de ces états sont décrites dans le chapitre II, et la recherche multi-longueurs d'onde des interactions lointaines de ses éjections constitue le chapitre III. SS 433 est le premier microquasar découvert dans notre Galaxie, alors que ce terme n'avait pas encore été inventé. Il éjecte de façon quasi continue de la matière à travers des jets faiblement relativistes qui sont suivis jusqu'à une distance de l'ordre d'un dixième d'année lumière de la source centrale, et qui réapparaissent ensuite plus loin, à plus d'une dizaine de parsecs pour interagir finalement avec la curieuse nébuleuse radio W50 entourant la binaire X. Après une revue détaillée du système formé par SS 433 et W50 dans le chapitre IV, j'étudierai l'environnement de la binaire à travers son spectre infrarouge moyen et lointain dans le chapitre V. Puis je comparerai dans le chapitre VI les émissions infrarouge de la nébuleuse W50 avec celles des autres longueurs d'onde, de la radio au domaine X. Enfin je donnerai des pistes de recherches sur les analogies entre les jets galactiques et extragalactiques, à travers la comparaison de SS433 / W50 avec les radiogalaxies et les quasars (chapitre VII).

Les Soft Gamma-ray Repeaters ont été soupçonnés un temps d'être de nature binaire. Il semble que cette hypothèse soit définitivement abandonnée, mais ces objets restent très mystérieux. L'étude de leur environnement peut apporter des clés dans la compréhension de ces objets. Par exemple, on peut rechercher des traces de leur interaction avec le milieu interstellaire environnant, ou rechercher si celui-ci n'a pas de particularités expliquant les étonnantes émissions γ transitoires de ces objets. Dans une deuxième partie, je décrirai donc plus précisément les caractéristiques connues de ces objets (chapitre VIII) avant d'étudier en particulier dans le chapitre IX l'environnement proche de l'un d'eux, SGR 1806-20.

Les résultats obtenus lors de ma thèse seront rappelés dans la conclusion générale. Je décrirai aussi les nombreuses perspectives de recherche liées à ces travaux, en particulier dans le cadre des analogies entre les objets galactiques et extragalactiques.

Première partie

LES MICROQUASARS

Chapitre II

Observation de GRS 1915+105

II.1 Présentation générale de GRS 1915+105	7
II.1.1 Une source de haute énergie comportant un trou noir	7
II.1.2 Les contreparties	8
II.1.3 Les observations multi-longueurs d'onde : les états de la source	9
II.1.4 Distance et absorption dans le visible	10
II.2 Etude photométrique avec ISOCAM	11
II.2.1 Les observations de GRS 1915+105	11
II.2.2 L'état High/Soft en 1996	15
II.2.3 L'état plateau en 1997	19
II.3 Conclusion: de la matière autour de GRS 1915+105	22

GRS 1915+105 est la première source superluminique observée dans notre galaxie. Ce microquasar est atypique par son extrême variabilité dans tous les domaines de fréquence et sur des échelles de temps qui peuvent être inférieures à la seconde. Les périodes d'intense activité de cette source alternent avec des périodes de calme, ceci sur plusieurs mois, plusieurs jours ou plusieurs heures. Les types de variabilités de GRS 1915+105 sont eux-mêmes très différents et font l'objet d'intenses recherches pour comprendre leurs origines. Ce microquasar est donc intéressant à étudier dans tous les domaines du spectre électromagnétique, et nous présentons ici les premières observations de cette source en infrarouge moyen, grâce à la sensibilité d'ISOCAM, la caméra infrarouge du satellite ISO. Les deux états observés suggèrent la présence d'un milieu plus froid que le disque d'accrétion, englobant le système binaire et chauffé par son activité.

II.1 Présentation générale de GRS 1915+105

II.1.1 Une source de haute énergie comportant un trou noir

GRS 1915+105 est une source transitoire d'émission X dure, découverte en 1992 par l'instrument WATCH chargé de la surveillance du ciel dans le domaine X à bord du satellite Granat (Castro-Tirado et al. 1992). Les observations multi-longueurs d'onde qui ont suivi ont révélé

que c'est un système binaire X composé d'un objet effondré et une étoile dite "normale" (cf la suite). Cette source est caractérisée par des variabilités extrêmes et aléatoires, et ceci du domaine X au domaine radio. Les suivis avec WATCH et BATSE (Harmon et al. 1992) ont révélé des courbes de lumière inhabituelles consistant en une montée du flux moyen pendant trois mois, un intervalle de huit mois de grande intensité (entre 280 et 400 mCrab entre 20 et 230 keV) et un déclin pendant deux mois (Greiner et al. 1996). L'indice spectral dans la bande 20-120 keV des X durs était variable de $-2,0$ à $-2,8$ pendant cette période. C'est une des sources de rayonnement X dur les plus brillantes dans notre Galaxie, qui peut atteindre des valeurs de 2Crab entre 2 et 12 keV lors de ses périodes de sursauts intenses. Ceux-ci sont aussi observés dans le domaine radio (Rodríguez et Mirabel 1993), ce qui a mené Mirabel et Rodríguez (1994) à découvrir à 3,5 cm avec le VLA des structures radio se déplaçant avec une vitesse apparente supérieure à celle de la lumière (cf la figure VII.1 du chapitre VII). GRS 1915+105 est ainsi la première source superluminique découverte dans notre Galaxie, phénomène qui était réservé jusque là à certains noyaux actifs de galaxies, parties centrales des quasars et radiogalaxies généralement supposée contenir des trous noirs supermassifs ($> 10^6 M_{\odot}$). Cette similarité, ainsi que la découverte peu après d'une seconde source galactique superluminique en GRO J1655-40 (Tingay et al. 1995; Hjellming et Rupen 1995) dont la fonction de masse indique clairement un trou noir (Bailyn et al. 1995), ont conduit à l'hypothèse que GRS 1915+105 abrite un trou noir stellaire.

De plus, un grand nombre d'oscillations quasi-périodiques (quasi-periodic oscillations ou QPO en anglais) ont été observées avec RXTE dans le signal X de GRS 1915+105, à la fréquence centrale constante de 67 Hz, de basses fréquences et dynamiques avec une grande variété d'amplitudes et de largeurs entre 10^{-3} et 10 Hz, et enfin des crépitements aux fréquences de $10^{-3} - 10^{-1}$ Hz (voir Morgan et al. 1997 et les références associées). Si le QPO à 67 Hz représente la fréquence de rotation de la dernière orbite stable autour d'un trou noir sans rotation, alors la masse de celui-ci est de $33 M_{\odot}$ (Morgan et al. 1997). Si ce QPO représente un mode fondamental d'oscillations d'ondes de gravité dans le disque interne, alors le trou noir a une masse de $10 M_{\odot}$ s'il ne tourne pas, et $36 M_{\odot}$ s'il est à son maximum de rotation (Nowak et al. 1997). Récemment, Strohmayer (2001) a observé un QPO à ~ 40 Hz, qui formerait une paire avec celui à 67 Hz, comme ceux à 450 et 300 Hz dans GRO J1655-40 (voir les références dans Strohmayer 2001). Les propriétés similaires de ces deux paires de QPO suggèrent que le même mécanisme les produit, et comme la fréquence de Kepler de la dernière orbite stable est proportionnelle à l'inverse de la masse du trou noir, Strohmayer (2001) suggère que celle-ci serait 6 à 7 fois plus grande dans GRS 1915+105 que dans GRO J1655-40 (dont la masse est 4-6 M_{\odot} d'après Phillips et al. 1999). GRS 1915+105 comporterait alors le trou noir stellaire le plus massif connu dans notre Galaxie.

II.1.2 Les contreparties

GRS 1915+105 est une source très éloignée de nous dans la Galaxie, à environ 12 kpc (voir la discussion plus loin) de l'autre côté du plan galactique par rapport à la Terre, ce qui la rend très difficile à étudier dans le visible et l'infrarouge proche. Elle fut d'abord repérée dans le domaine radio par Mirabel et al. (1993a) avec le VLA grâce à sa variabilité. La contrepartie infrarouge variable de cette source X fut ensuite découverte par Mirabel et al. (1993b) et Castro-Tirado et al. (1993) dans les bandes J, H et K. Une possible contrepartie dans le visible,

très faible ($I = 23,4$ mag, R et $V > 26,1$ et $B > 25,9$) a été détectée par Boër et al. (1996).

A cause de la grande extinction due à la matière située sur la ligne de visée de cette étoile binaire, la nature précise de ses composantes a été le sujet d'un long débat. A partir de la variabilité spectrale en infrarouge proche de GRS 1915+105, et sa position sur le diagramme de couleurs Hertzsprung-Rusell (la magnitude absolue M_K en fonction de $J-K$) par rapport aux autres binaires X connues, Castro-Tirado et al. (1996) ont proposé une binaire de faible masse. Ceci implique une accrétion via un débordement du lobe de roche. Mais à partir de la détection de la raie HeI en émission, Mirabel et al. (1997) et Martí et al. (2000) ont suggéré que l'étoile donneuse de ce système est de grande masse, de type O ou B, et qu'ainsi l'accrétion a lieu principalement par le vent de ce donneur. Récemment Greiner et al. (2001) semblent avoir clos le débat, en découvrant avec le VLT des raies d'absorption du ^{12}CO et ^{13}CO , caractéristiques des étoiles de température $T < 7000$ K, et ceci combiné avec d'autres raies leur fait conclure que l'étoile compagnon est de type K-M III donc de faible masse ($\sim 1 - 1,5 M_{\odot}$).

II.1.3 Les observations multi-longueurs d'onde : les états de la source

Les analyses détaillées des courbes de lumières de GRS 1915+105 obtenues avec RXTE ont révélé des changements drastiques dans le flux 2–12 keV, sur des échelles de temps allant de moins d'une seconde à plusieurs jours (Greiner et al. 1996). La source montre des "crépitements" de brillance quasi-périodiques de forte amplitude, de durée variable et répétés aussi un nombre variable de fois. Pendant ces épisodes, le spectre X de la source est différent de celui de l'état de forte émission. Greiner et al. (1996) ont proposé que ces crépitements sont dus à des instabilités majeures dans le disque d'accrétion. De plus, ils précèdent des sursauts radio forts, ce qui suggère qu'ils sont reliés aux éjections superluminiques. Le comportement spectral et temporel de GRS 1915+105 s'est avéré de plus en plus complexe avec l'accumulation des observations. Belloni et al. (1997a) et Belloni et al. (1997b) ont montré à partir de l'analyse du spectre pendant certaines périodes, que la grande variabilité du flux X peut être interprétée comme un cycle d'apparition / disparition de la région interne détectable d'un disque d'accrétion optiquement épais, causé par des instabilités thermiques et visqueuses. Ce cycle correspondrait à un vidage et un remplissage de la matière du disque interne. Belloni et al. (2000) ont séparé les observations RXTE en 12 classes, d'après leurs flux et leurs caractéristiques spectrales, et ont pu réduire les types de variabilité à des transitions entre 3 états de base : un état dur correspondant à la non observation des parties internes du disque d'accrétion, et deux états plus mous avec un disque observable en entier, distingués par des températures différentes liées à des taux d'accrétion différents.

De grands progrès dans la compréhension de GRS 1915+105 ont été permis par des observations simultanées ou quasi-simultanées de cette source à différentes longueurs d'onde. Ainsi les observations en X, infrarouge proche et radio par Mirabel et al. (1998) renforcent la théorie de vidage/remplissage de la partie interne du disque d'accrétion. Ils observent que pendant les épisodes de disparition et remplissage rapide du disque d'accrétion mis en évidence par les oscillations en X, des éjections relativistes de nuages de plasma ont lieu, repérées sous la forme de sursauts synchrotron en radio et infrarouge. Le délai observé entre les montées de flux de ces longueurs d'onde, les plus petites longueurs d'onde apparaissant en premier puis les autres au

fur et à mesure que le milieu émetteur devient optiquement plus mince, sont compatibles avec des nuages de gaz en expansion adiabatique, qui contiennent des particules très énergétiques (de facteur de Lorentz supérieur à 10^3). Ce seraient des analogues à plus petite échelle aux éjections majeures plus massives associées aux sursauts radio géants. Il existe ainsi plusieurs types de sursauts correspondant à des éjections de masses plus ou moins grandes. Dans l'infrarouge, Eikenberry et al. (2000) a classé les sursauts en trois catégories : ceux associés aux éjections majeures superluminiques, ceux associés aux oscillations X que nous venons de décrire, et des faibles sursauts qui seraient associés à des cycles de sursauts X mous. Il existe aussi des oscillations quasi-périodiques simultanées dans les domaines millimétrique et infrarouge proche, observés par Fender et Pooley (2000), et qui correspondraient à des éjections répétées de matière dont le bilan énergétique total pourrait être plus élevé que celui des éjections majeures.

Les observations simultanées en X avec BATSE et en radio avec le Green Bank Interferometer (GBI) ont permis à Foster et al (1996) de distinguer deux états phénoménologiques particuliers de la source. Le premier est appelé état "plateau", il correspond à une émission radio optiquement épaisse, avec une courbe de lumière qui augmente de flux jusqu'à un niveau de ~ 100 mJy puis reste plate avec un indice spectral plat ou inversé ($\alpha \gtrsim 0$ entre 2,25 et 8 GHz avec $S_\nu \propto \nu^\alpha$) pendant un ou plusieurs jours ou plusieurs semaines, puis une redescente du flux qui peut avoir une durée aussi courte qu'un jour (comme la montée). Ceci a toujours lieu de façon simultanée avec le flux des rayons X durs qui augmente puis reste constant pendant cette période de plateau, et Fender et al. (1999a) montrent que cela coïncide avec la diminution de flux des X mous. L'autre état, qui succède à l'état plateau et toujours précédé de celui-ci, est appelé "flaring" et il est caractérisé par une très rapide augmentation du flux radio (en moins d'un jour) jusqu'à des valeurs très élevées de deux ordres de grandeurs supérieures au niveau de départ, puis une décroissance exponentielle optiquement mince, reliée à une décroissance du flux X dur. Ces sursauts radio géants sont compatibles avec la propagation de plasmoides émettant des radiations synchrotron, et Fender et al. (1999a) les ont associé à des éjections majeures et superluminiques en 1997.

II.1.4 Distance et absorption dans le visible

La première estimation de la distance de GRS 1915+105 a été faite grâce à la découverte de ses éjections superluminiques par Mirabel et Rodríguez (1994). Les contraintes relativistes impliquaient $D < 13,7$ kpc, et l'observation de l'absorption de la raie HI à 21 cm leur fait estimer cette distance à $12,5 \pm 1,5$ kpc, confirmée par l'étude de Rodríguez et al. (1995). L'observation d'éjections superluminiques par Fender et al. (1999a) conclue à une valeur légèrement plus faible, $11,2 \pm 0,8$ kpc, mais compatible avec la première estimation. Les contraintes issues de l'étude du HI mènent à $6,1 \text{ kpc} < D < 12,2 \text{ kpc}$ et celles du HII montrent que GRS 1915+105 est située derrière une région HII située à 8,8 kpc d'après Dhawan et al. (2000a). Ils adoptent une distance de 12 ± 1 kpc. Pour tenir compte de tous ces résultats, j'adopterai la valeur moyenne 11,5 kpc dans les modélisations des émissions infrarouge.

Une telle distance implique une grande absorption du rayonnement dans le visible, d'autant plus que GRS 1915+105 est située dans le plan galactique. La valeur de référence de A_V publiée

jusqu'à présent est celle de Chaty et al. (1996) égale à $26,5 \pm 1$ magnitudes. La valeur de cette absorption dépend de l'évaluation de la densité de colonne de l'hydrogène. Celle-ci a souvent été donnée par des modèles d'émission dans le domaine X, mais si elle est alors valable en ordre de grandeur, ceci conduit souvent à des barres d'erreurs ayant de très grandes conséquences pour A_V . La méthode la plus précise est d'évaluer les densités de colonne de HI via l'observation de la raie à 21 cm, et de H₂ par observation du CO. Chapuis et al. (en préparation) ont effectué de nouveau cette étude, et montrent que Chaty et al. (1996) ont largement surestimé la densité de colonne en H₂. Ils obtiennent une densité de colonne totale en hydrogène de $3,5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, qui implique $A_V = 19,6 \pm 1,7$ mag. J'adopterai donc $A_V = 20$ mag pour déranger les données infrarouges ISOCAM.

II.2 Etude photométrique avec ISOCAM

II.2.1 Les observations de GRS 1915+105

GRS 1915+105 est une source très variable en infrarouge proche, mais son comportement dans l'infrarouge moyen n'avait jamais été étudié. Elle a été observée avec ISOCAM, la caméra infrarouge à bord du satellite ISO, pendant deux périodes en avril 1996 et octobre 1997, comme le détaille le tableau II.1.

TAB. II.1 – *Détail des observations de GRS 1915+105 avec ISOCAM*

date civile et MJD	filtre	PFOV ^a	mosaïque ^b
28 avril 1996 50201.45	LW3 12 – 18 μm	6'' \times 6''	2 \times 2
	LW7 8,5 – 10,7 μm	6'' \times 6''	2 \times 2
	LW1 4 – 5 μm	6'' \times 6''	2 \times 2
	LW8 10,7 – 12 μm	6'' \times 6''	2 \times 2
28 avril 1996 50201.48	LW2 5 – 8,5 μm	3'' \times 3''	2 \times 2
20 octobre 1997 50742.94	LW10 8 – 15 μm	1,5'' \times 1,5''	2 \times 2
24 octobre 1997 50745.68	LW3 12 – 18 μm	3'' \times 3''	3 \times 3
	LW7 8,5 – 10,7 μm	3'' \times 3''	3 \times 3
	LW9 14 – 16 μm	3'' \times 3''	3 \times 3
	LW6 7 – 8,5 μm	3'' \times 3''	3 \times 3
	LW8 10,7 – 12 μm	3'' \times 3''	3 \times 3
	LW4 5,5 – 6,5 μm	3'' \times 3''	3 \times 3
25 octobre 1997 50746.02	LW2 5 – 8,5 μm	1,5'' \times 1,5''	3 \times 3

^a Pixel Field of View = résolution spatiale par pixel

^b nombre de positions d'observations dans deux directions perpendiculaires pour former l'image totale

Un des objectifs de la campagne d'observation de GRS 1915+105 avec ISOCAM était d'observer d'éventuelles traces de jets ou d'interactions avec le milieu environnant. Sur les images obtenues, GRS 1915+105 apparaît comme une source ponctuelle faible. Mais la source étant située trop près, par rapport à la résolution spatiale d'ISOCAM, d'une étoile très brillante en infrarouge moyen, il est probable que d'éventuelles traces de ces interactions seraient non repérables à cause de la contamination du flux de cette étoile brillante.

Connaissant la grande variabilité de GRS 1915+105, on peut se demander si son observation dans des conditions de non simultanéité et de résolutions spatiales aussi différentes que celles décrites dans le tableau II.1 donne des résultats cohérents entre eux. Par exemple, la variation dans les flux mesurés sera-t-elle réelle ou causée par ces conditions d’observation? Pour cela, j’ai mesuré dans chaque cas le flux de l’étoile brillante située près de GRS 1915+105 et supposée non variable. Le résultat montre une bonne compatibilité dans les flux des filtres différents mais qui se recoupent, mesurés en 1996 et dans les trois jours d’octobre 1997. Les variations de flux de GRS 1915+105 sont donc dues à la source et non aux conditions d’observation différentes.

Les densités flux de GRS 1915+105 aux différentes longueurs d’onde ont été mesurées avec une précision évaluée à 30% à cause de la faiblesse de la source. Les répartitions spectrales de flux obtenues sont très déformées à cause de la forte absorption du milieu interstellaire nous séparant de la source, correspondant à $A_V \simeq 20$. Il faut donc dérouger ces flux, mais deux lois peuvent être utilisées pour cela : celle de Draine (1989) et celle de Lutz et al. (1996) sans qu’il soit encore possible de préférer en particulier l’une ou l’autre (voir l’annexe C). Avec une telle absorption dans le visible, ces deux lois donnent des résultats très différents, et nous avons donc étudié le flux infrarouge moyen de GRS 1915+105 dans ces deux cas.

GRS 1915+105 étant une source extrêmement variable sur des échelles de temps allant de moins d’une seconde à plusieurs mois, il est important de tenir compte de son état dans les autres longueurs d’onde au moment de nos observations avec ISOCAM. Les figures II.1 et II.2 montrent les variations des flux X et radio dans la période d’observation infrarouge de 1996. Le flux en X mous (2–10 keV) mesuré avec ASM à bord du satellite RXTE est globalement dans une phase de légère décroissance, mais il a un niveau élevé de ~ 80 coups.s⁻¹, tandis que le flux des X durs est si faible qu’il correspond à une valeur négative non significative mesurée par BATSE entre 20 et 100 keV (cf figure II.1). En avril 1996, le radiotélescope GBI¹, chargé de la surveillance radio de nombreuses binaires X, n’était pas opérationnel. Il n’existe pas d’observations radio de GRS 1915+105 au 28 avril 1996 (50 201 en MJD), mais le Ryle Telescope (RT) l’avait observé à 15 GHz quelques jours avant et après cette date. Le résultat de ces mesures constitue la figure II.2, où GRS 1915+105 paraît être dans un état radio bas, même si on ne peut pas exclure la possibilité d’un sursaut de moins d’un jour précisément ce jour là. D’après Pooley (communication privée) les mesures du RT sont des détections, mais des variations de flux sont très peu probables. Le 28 avril 1996, GRS 1915+105 était donc dans un état “High/Soft”, c’est-à-dire X fort et mou, et bas en radio.

En octobre 1997, lors de la deuxième série d’observation de GRS 1915+105 en infrarouge moyen avec ISOCAM, la source était dans un état très différent, illustré par les figures II.3 et II.4. La première figure montre que le flux en X durs (20–100 keV) était assez élevé ($\simeq 0,06-0,09$) alors que celui en X mous (2–10 keV) était plutôt faible ($\simeq 35$ coups.s⁻¹) et très constant sur une longue période avant fin octobre 1997. Parallèlement, les flux en radio à 2,25 et 8,3 GHz mesurés avec le GBI, sont aussi restés constant sur la même période, avec des niveaux élevés (respectivement $\simeq 45$ mJy et $\simeq 50$ mJy), et un indice spectral “inversé”, c’est-à-dire légèrement positif (avec α tel que $S_\nu \propto \nu^\alpha$) correspondant à une émission synchrotron optiquement épaisse. Juste après les observations ISOCAM (à 50 750 MJD), un sursaut géant a eu lieu en radio et en

1. voir la liste des acronymes en annexe E

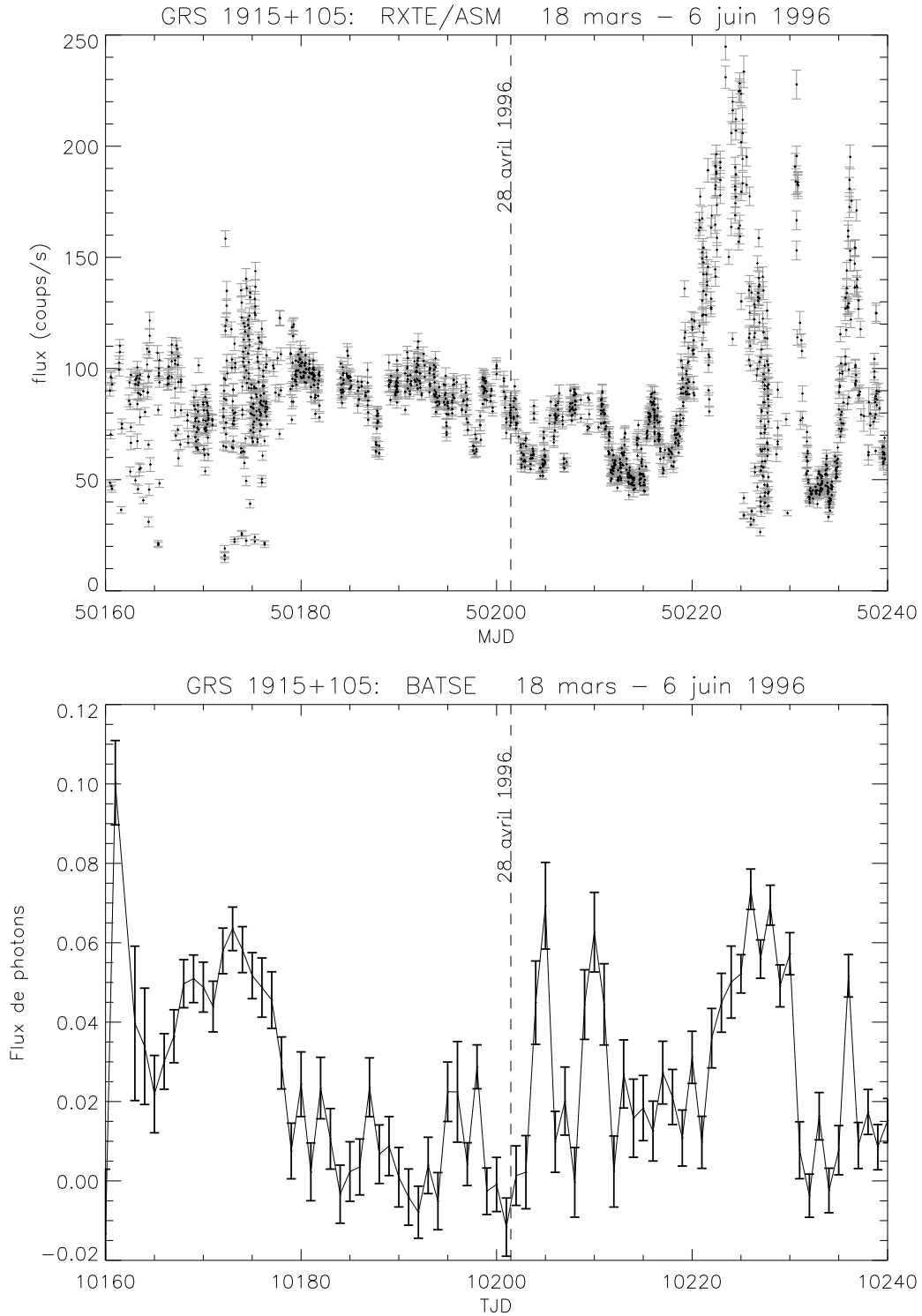


FIG. II.1 – Evolution du flux X de GRS 1915+105 aux alentours du 28 avril 1996. En haut: flux observé par RXTE/ASM entre 2 et 10 keV. En bas: flux observé par BATSE entre 20 et 100 keV.

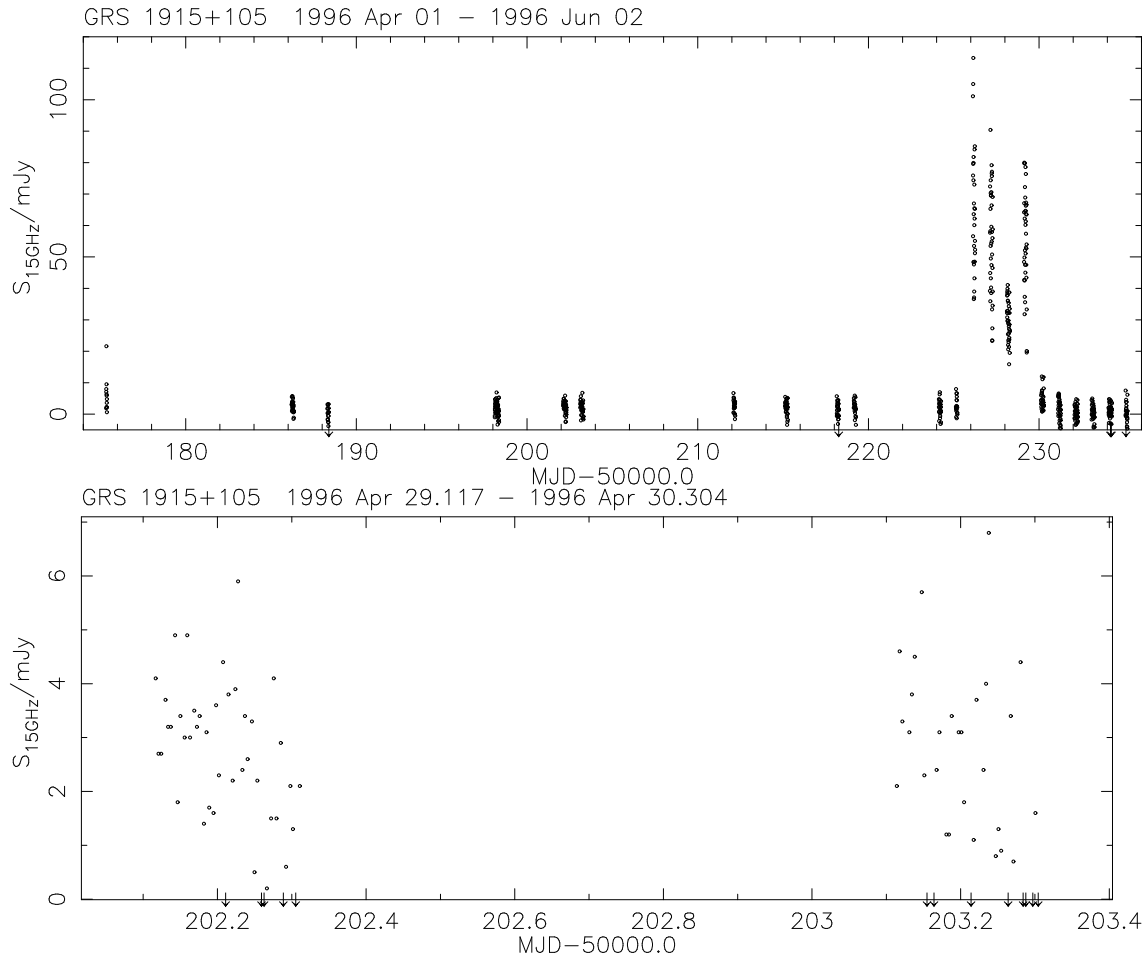


FIG. II.2 – Evolution du flux radio (15 GHz) de GRS 1915+105 aux alentours du 28 avril 1996, mesuré avec le Ryle Telescope (figures fournies par Guy Pooley). En haut : mesures sur la période du 1^{er} avril au 2 juin 1996. En bas : gros plan autour du 28 avril 1996 = 50 201 MJD.

X, correspondant à des éjections “majeurs” superluminiques étudiées par Fender et al. (1999a). Celui-ci correspond à de très fortes augmentation de flux, particulièrement en radio (les échelles des figures II.3 et II.4 sont logarithmiques dans ce domaine). Peu avant ce sursaut, l’indice spectral était redevenu négatif, correspondant donc à une émission optiquement mince. C’est précisément lors du passage des valeurs positives aux valeurs négatives qu’ont eu lieu les observations ISOCAM. La période de ces observations correspond donc à un état “plateau” dont nous avons parlé auparavant, avec des flux constants faibles dans les X mous et forts dans les X durs, élevés en radio avec un indice spectral inversé. Cette période précédant les éjections superluminiques est une clé importante pour comprendre leur déclenchement.

II.2.2 L’état High/Soft en 1996

Nous avons vu que les caractéristiques des flux radio et X de GRS 1915+105 aux alentours du 28 avril 1996 correspondent à un état “High/Soft”. Le résultat des mesures ISOCAM de ce jour, corrigées par les lois de Lutz et al. (1996) et de Draine (1989) sont montrés dans la figure II.5. Aux observations ISOCAM, nous avons ajouté les observations de Mahoney et al. (1997) du 28 avril 1996, qui ont observé GRS 1915+105 avec les filtres J ($1,25 \mu\text{m}$) H ($1,65 \mu\text{m}$) et K ($2,2 \mu\text{m}$) exactement en même temps qu’ISOCAM, puisque leurs observations ont eu lieu entre 11h15 et 11h27 (temps universel) alors que celles d’ISOCAM s’étalent de 10h54 à 11h35. De plus, les valeurs des flux mesurés dans ces trois bandes de l’infrarouge proche répertoriées par Chaty (1998) donnent les maxima et minima dans ce domaine que nous avons reportés en pointillés sur la figure II.5. La valeur du flux mesuré à 15 GHz avec le Ryle Telescope moins d’un jour après les observations ISOCAM a aussi été tracée comme référence du flux radio probable correspondant.

On remarque la grande différence entre les répartitions spectrales de flux obtenues en dérougissant les mesures ISOCAM avec les deux lois d’absorption du milieu interstellaire. Celle-ci vient principalement de la valeur du flux du filtre LW2 $5\text{--}8,5 \mu\text{m}$ ($\sim 4.10^4 \text{ GHz}$) par rapport aux autres filtres, car c’est un filtre très large et qui couvre l’intervalle de fréquence où les deux lois sont les plus différentes. On remarque aussi que les flux de l’infrarouge proche mesurés par Mahoney et al. (1997) sont particulièrement élevés, celui de la bande J correspondant au maximum des valeurs publiées. Ceci indique la présence d’un sursaut ou d’une période de plusieurs sursauts infrarouge au moment des observations ISOCAM, qui a peut-être eu lieu simultanément en radio (n’ayant pas de mesure simultanées on ne peut pas le vérifier). Ces sursauts peuvent correspondre aux petites variations X (2–10 keV) visibles sur la figure II.1, comme ils peuvent être isolés dans le domaine infrarouge. Ce type de sursauts infrarouge a une durée variable, ce qui implique que les images ISOCAM ont été prises lors d’une période de grande variabilité de flux. Ceci explique peut-être la forme compliquée du “spectre” formé par les flux ISOCAM quelle que soit la loi d’absorption utilisée.

Il est difficile de modéliser le spectre de la source dans ces conditions. La figure II.5 montre les composantes possibles de ce spectre. La courbe jaune représente le flux émis par une étoile géante correspondant au type K-M III déterminé pour le compagnon de GRS 1915+105 par Greiner et al. (2001). La température est estimée à typiquement 4000 K, et si on suppose un dépassement du lobe de Roche, le rayon de l’étoile est plus grand que celui des étoiles isolées de

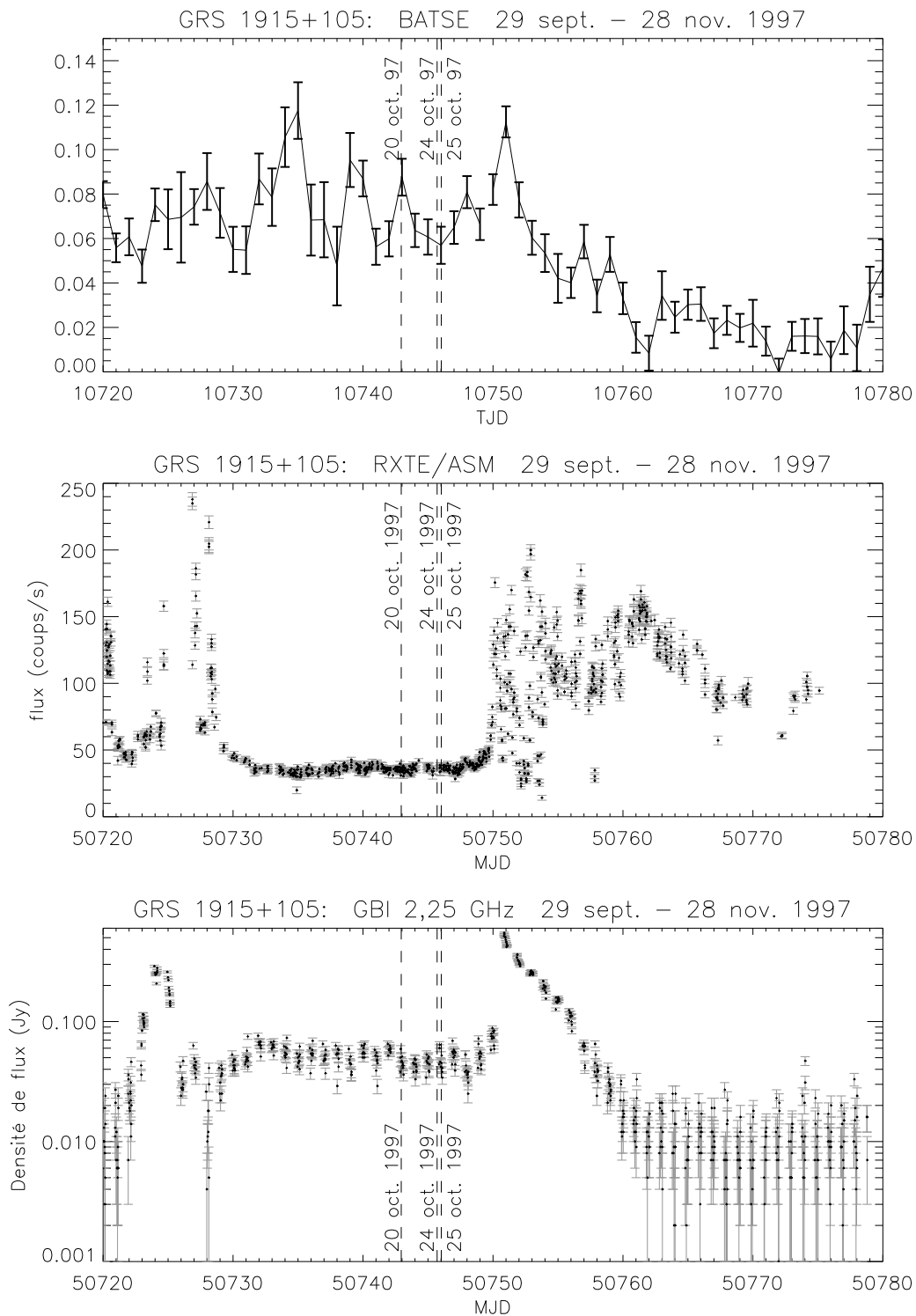


FIG. II.3 – Evolution du flux X et radio de GRS 1915+105 vers octobre 1997. En haut: flux observé par BATSE entre 20 et 100 keV. Au milieu: flux observé par RXTE/ASM entre 2 et 10 keV. En bas: flux observé par le GBI à 2,25 GHz, l'échelle des flux étant logarithmique pour faire ressorti l'état plateau entre ~ 50730 et 50750 MJD.

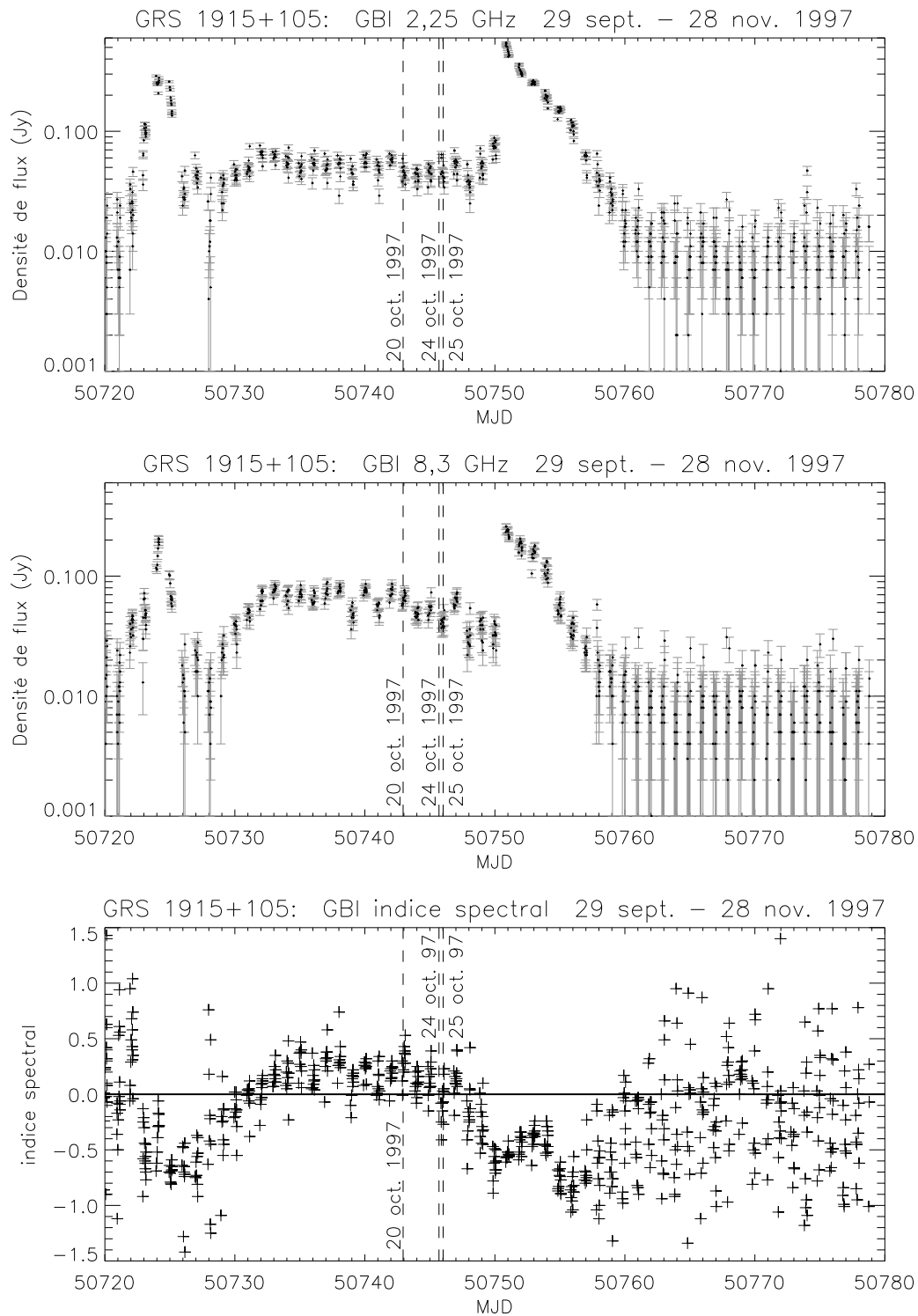


FIG. II.4 – Evolution du flux X radio de GRS 1915+105 vers octobre 1997. En haut: flux observé par le GBI à 2,25 GHz, l'échelle des flux étant logarithmique pour faire ressorti l'état plateau entre ~ 50730 et 50750 MJD. Au milieu: flux observé par le GBI à 8,3 GHz (échelle logarithmique). En bas: indice spectral α entre les flux à 2,25 GHz et 8,3 GHz ($S_\nu \propto \nu^\alpha$).

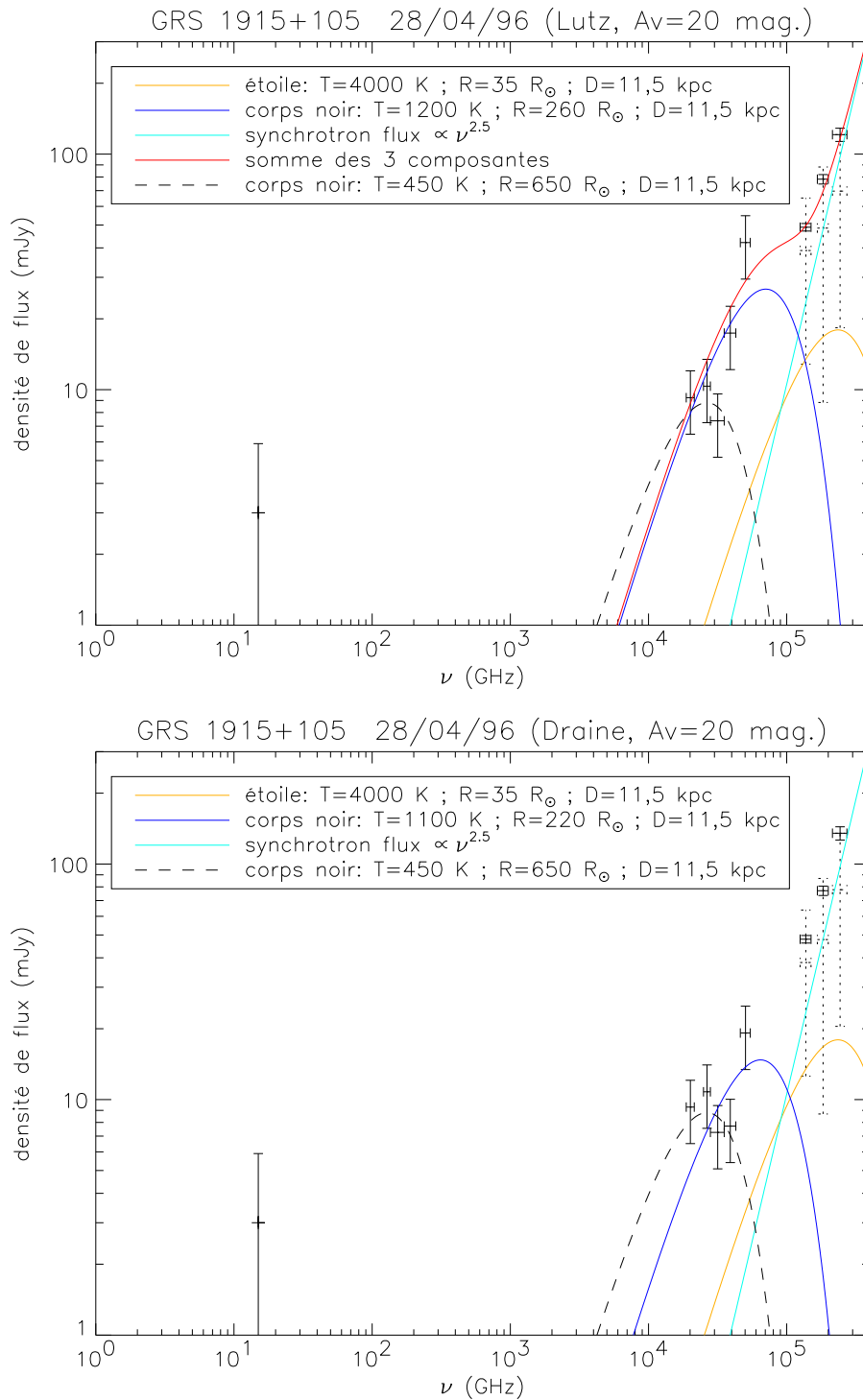


FIG. II.5 – Spectre infrarouge de GRS 1915+105 le 28 avril 1996 et modélisation de celui-ci. En haut les flux ont été corrigés avec la loi de Lutz et al. (1996) et en bas avec la loi de Draine (1989). Les flux J ($2,4 \cdot 10^5$ GHz), H ($1,8 \cdot 10^5$ GHz) et K ($1,4 \cdot 10^5$ GHz) ont été publiés par Mahoney et al. (1997). Les pointillés représentent les valeurs extrémales publiées dans ces trois bandes. La valeur du flux mesuré à 15 GHz avec le Ryle Telescope moins d'un jour après les observations ISOCAM a aussi été tracée.

cette catégorie. Le flux de ce compagnon est dans tous les cas bien trop faible pour expliquer les observations. Si des sursauts ont lieu, les émissions en infrarouge proche sont probablement de type synchrotron, ce qui est représenté par la droite turquoise en prenant la pente la plus forte possible ($\alpha = 2, 5$), c'est-à-dire le cas du synchrotron optiquement épais. Pour tenir compte des flux de l'infrarouge moyen deux composantes de poussières chaudes (en noir) et très chaudes (en bleu) ont été modélisées par des corps noirs de température 650 K pour les plus grandes longueurs d'onde, et 1100–1200 K pour les plus basses. La superposition de ces composantes donne un résultat moyennement satisfaisant pour les flux corrigés avec la loi de Lutz et al. (1996), et pas satisfaisant pour ceux corrigés avec la loi de Draine (1989). Malgré la variabilité de GRS 1915+105, il est certain que son spectre ne peut pas être modélisé simplement par une loi de puissance de l'infrarouge proche (qui correspond à une pente d'indice spectral $\sim 1, 7$) à l'infrarouge moyen, même en tenant compte de la contribution de l'étoile compagnon. Une ou plusieurs composantes supplémentaires sont donc nécessaires pour expliquer les émissions de l'infrarouge moyen, et il est probable qu'il s'agisse de poussières plus ou moins chauffées par l'activité de la binaire, comme suggéré auparavant par Mirabel et al. (1996a) lors de l'observation d'un fort sursaut en infrarouge proche.

II.2.3 L'état plateau en 1997

Les observations effectuées avec ISOCAM en octobre 1997 sont particulièrement intéressantes car elles correspondent à la fin d'un état plateau qui précède une éjection superluminique provenant de GRS 1915+105. La source a été observée les 20, 24 et 25 octobre, et seule l'observation du 24 comporte plusieurs bandes de longueurs d'onde permettant de construire un "spectre". On ne peut pas y ajouter la valeur à $12 \mu\text{m}$ du 20 octobre, qui est plus élevée que les valeurs correspondantes du 24 octobre. L'observation à $6,7 \mu\text{m}$ du 25 octobre n'est décalée que de 6 heures par rapport à la fin des observations du 24 octobre, et son flux est légèrement plus faible que ceux à 6 et $7,7 \mu\text{m}$ mesurés ~ 6 heures plus tôt, ce qui semble confirmer la tendance à la baisse des émissions infrarouge. Le niveau moyen de flux de ces observations de 1997 est plus élevé que celui de 1996. La figure II.6 montre le "spectre" obtenu le 24 octobre 1997 avec en haut le résultat de la correction de loi de Lutz et al. (1996) et en bas celui avec la loi de Draine (1989). De nouveau les extrema de flux de l'infrarouge proche (bandes J, H et K en tirets) ont été indiqués. Les deux valeurs mesurées par le GBI encadrant les observations ISOCAM sont aussi tracées, mais la deuxième qui est la plus basse, ayant été prise deux heures seulement après les observations du satellite infrarouge, c'est celle-ci que l'on prend comme référence pour l'ajustement des modèles. Ceci n'est fait qu'à titre indicatif, la figure II.4 montrant que les valeurs mesurées par le GBI souffrent d'une assez grande dispersion, mais ont une tendance générale à une très légère baisse autour du 24 octobre 1997.

Les corrections des deux lois d'absorption conduisent de nouveau à des résultats très différents. Le spectre infrarouge corrigé avec la loi de Lutz et al. (1996) montre globalement une croissance du flux avec la fréquence, correspondant à un indice spectral $\alpha \sim 0, 9$. Celui corrigé avec la loi de Draine (1989) est moins étalé en flux et a un maximum vers $9 \mu\text{m}$. La contribution de l'étoile compagnon de GRS 1915+105, modélisée par un corps noir à 4000 K et de rayon $35 R_{\odot}$ (cf le paragraphe sur les observations de 1996), n'est pas du tout responsable de cette émission dans l'infrarouge moyen. L'émission radio de l'état plateau est de type syn-

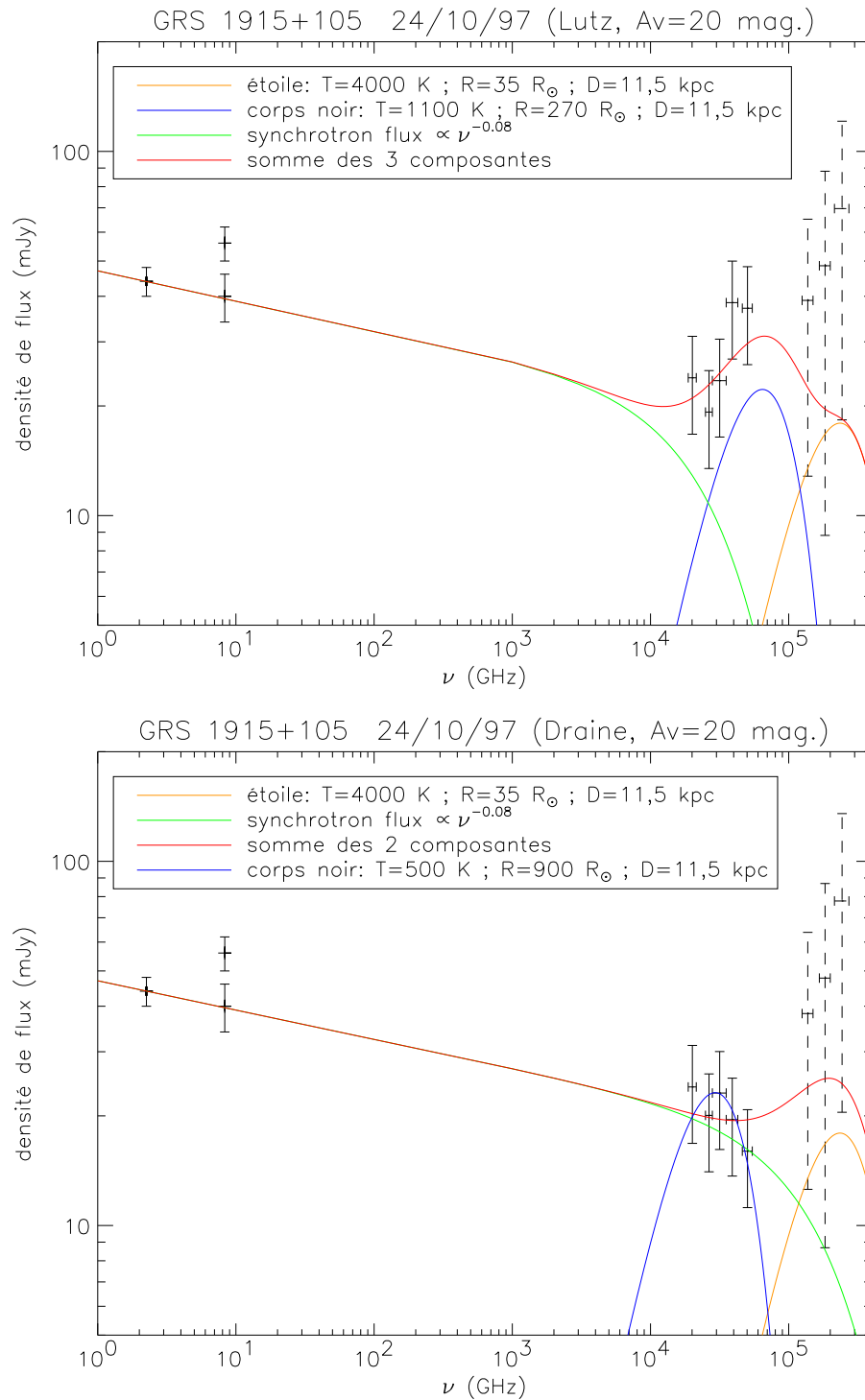


FIG. II.6 – Spectre infrarouge de GRS 1915+105 le 24 octobre 1997 et modélisation de celui-ci. En haut les flux ont été corrigés avec la loi de Lutz et al. (1996) et en bas avec la loi de Draine (1989). Les tirets représentent les valeurs extrêmes publiées dans les bandes J ($2,4 \cdot 10^5$ GHz), H ($1,8 \cdot 10^5$ GHz) et K ($1,4 \cdot 10^5$ GHz). Les deux valeurs mesurées par le GBI à 50745.10 MJD et à 50745.847, et encadrant les observations ISOCAM (cf le tableau II.1) sont aussi tracées.

chrotron optiquement épais, caractérisé par un indice spectral nul ou très faiblement positif. Mais on ne sait pas jusqu'où se prolonge cette émission. Dans le cas d'autres microquasars comme GX 339 (Corbel 1999*a*) et XTE J1118+480 (Hynes et al. 2000; Fender 2001*b*) il a été observé une émission de spectre inversé dans les domaines radio et submillimétrique typique de l'état "Low/Hard" bas et dur en X, interprétée comme une émission synchrotron optiquement épaisse venant d'un jet compact partiellement auto-absorbé et allant peut-être jusqu'à l'infrarouge (Fender 2001*a*; Markoff et al. 2001) où elle peut aussi correspondre à du synchrotron optiquement mince (Corbel 1999*a*; Fender 2001*b*). Or l'état plateau de GRS 1915+105 correspond à un état "Low/Hard" et l'émission synchrotron en infrarouge est donc une possibilité à explorer ici.

La figure II.4 montre le résultat de nos essais de modélisation. Ici l'émission synchrotron dont l'indice spectral $\alpha = -0,08$ correspondant à celui des mesures du GBI est encore très plat, peut encore être considérée comme optiquement épaisse ou en transition vers l'optiquement mince. On voit qu'on ne peut pas prolonger cette émission synchrotron jusque dans l'infrarouge, sans introduire une coupure schématisant le passage à l'optiquement mince (courbe verte). Pour le spectre corrigé avec la loi de Draine (1989), cette émission synchrotron ajoutée à celle de l'étoile compagnon (en jaune) suffit à modéliser de façon satisfaisante les flux en infrarouge moyen (courbe rouge), à condition de considérer que les variations dans les flux des filtres ISOCAM sont négligeables compte tenu des barres d'erreur. La solution alternative à l'émission synchrotron, est une émission thermique de poussière à ~ 500 K (en bleu), qui donne un résultat légèrement plus satisfaisant. Le spectre corrigé avec la loi de Lutz et al. (1996) montre de façon plus claire ce besoin d'une composante autre que l'émission synchrotron, qui même sans coupure ne peut pas expliquer les observations ISOCAM. Elle est modélisée ici par une émission thermique de poussières chauffées à ~ 1100 K. Il est à noter que dans les deux cas, on peut considérer que le spectre est globalement plat de la radio à l'infrarouge, la pente reliant les flux des deux domaines étant de $-0,08$ donc presque nulle. Ceci rejoint les observations faites dans les autres microquasars citées plus haut. Compte tenu des incertitudes sur les flux ISOCAM et de la largeur des filtres, une étude statistique plus poussée sur la qualité de l'ajustement des modèles serait sans signification.

Les observations de 1997 montrent ainsi la présence très probable d'une composante thermique autour de GRS 1915+105, probablement de la poussière, éventuel vestige de l'évolution passée de l'étoile précurseur du trou noir de cette binaire, ou production de l'étoile compagnon. La taille de cette région est estimée à $\sim 270 R_{\odot}$ (1,26 u.a.) si elle est chaude et $\sim 900 R_{\odot}$ (4,2 u.a.) si elle est froide, ce qui est tout à fait compatible avec une enveloppe entourant un système binaire entre un trou noir et une étoile géante K-M III. La présence d'un milieu froid et absorbant est par ailleurs nécessaire à l'explication des dernières observations en X de GRS 1915+105 avec Chandra. Lee et al. (2000*a*) et Lee et al. (2000*b*) mesurent des densités d'absorption de colonne supérieures à celles prévues par l'absorption galactique, ce qui les amènent à supposer qu'il existe de la matière froide et absorbante pour les X, intrinsèque à la source. La poussière révélée par ses émissions dans le domaine infrarouge moyen pourrait jouer ce rôle.

II.3 Conclusion : de la matière autour de GRS 1915+105

Nos observations dévoilent pour la première fois l'émission de GRS 1915+105 en infrarouge moyen. Celle-ci, comme dans les autres domaines, est très dépendante de l'état de la source. En 1996, alors que GRS 1915+105 est dans l'état "High/Soft" en X, nous avons probablement observé le flux résultant d'une série de sursauts infrarouge, dont nous ne savons pas s'ils étaient corrélés à d'autres dans les autres domaines. L'information principale du spectre infrarouge de GRS 1915+105 ainsi perturbé est qu'il est nécessaire de faire appel à une autre composante que celle responsable de l'émission dans l'infrarouge proche pour expliquer celle dans l'infrarouge moyen. Ceci est renforcé par les observations de 1997, situées lors un état plateau et précédant de quelques jours des éjections superluminiques suivies en radio. Cet état particulier est caractérisé par un spectre radio inversé, correspondant d'après les modèles et la comparaison avec les autres microquasars à l'émission synchrotron optiquement épaisse de jets compacts, émission qui se prolonge jusqu'à l'infrarouge pour certains de ces objets. C'est éventuellement le cas pour GRS 1915+105 qui manifeste un spectre globalement plat de la radio à l'infrarouge moyen dans l'état plateau observé, mais alternativement une émission thermique est tout aussi probable pour expliquer le flux de l'infrarouge moyen. Cette composante supplémentaire serait due à de la poussière chauffée par l'activité à haute énergie de GRS 1915+105, et envelopperait le système binaire, absorbant alors de façon intrinsèque une partie du rayonnement X.

Chapitre III

Contreparties possibles à grande échelle d'éjections de GRS 1915+105

III.1 Description générale des éjections observées directement dans GRS 1915+105	23
III.2 Etude multi-longueurs d'onde des contreparties possibles d'interactions à grande échelle	24
III.2.1 Résumé	24
III.2.2 Article de recherche publié dans A&A	24

III.1 Description générale des éjections observées directement dans GRS 1915+105

Les manifestations les plus spectaculaires de GRS 1915+105, consistent en des éjections radio superluminiques, c'est-à-dire dont les vitesses de déplacement sur le fond du ciel sont apparemment supérieures à la vitesse de la lumière, et qui correspondent en réalité à des vitesses très proches de celle-ci ($0,92c-0,98c$ d'après Mirabel et Rodríguez 1994 et Fender et al. 1999*a*). Des observations plus détaillées de GRS 1915+105 par Dhawan et al. (2000*b*) avec le VLBA entre 13 et 0,7 cm, montrent un jet compact de longueur $\sim 10\lambda_{cm}$ u.a., toujours résolu dans l'état plateau qui précède une éjection superluminique (voir le chapitre précédent). Ce jet compact semble disparaître lors de cette éjection correspondant à un sursaut radio majeur, pour se rétablir moins de 18 heures après. Il correspond à une émission synchrotron optiquement épaisse.

A une plus grande échelle, l'existence de jets infrarouge a été annoncée par Sams et al. (1996*a*) qui ont observé en juillet 1995 une élongation dans une image prise dans la bande K ($2,2\mu m$), mais non confirmée en juin 1996 malgré une activité de sursauts X durs (Sams et al. 1996*b*; Eikenberry et Fazio 1997). Dans le domaine centimétrique, aucune trace de jets ou de nuages étendus n'est apparente dans le voisinage proche de GRS 1915+105 sur les cartes à 20 cm. Cependant, deux petites sources radio positionnées de façon axisymétrique par rapport à GRS 1915+105 ont été trouvées à $17'$ chacune de la position de GRS 1915+105 (Rodríguez et Mirabel 1998).

Ces sources sont coïncidentes avec des sources IRAS brillantes, 19124+1106 et 19132+1035, et leur angle de position par rapport à GRS 1915+105 est très similaire à celui des éjections observées aux échelles inférieures à la seconde d'angle. Elles représentent donc des traces éventuelles de l'interaction des jets avec le milieu environnant.

III.2 Etude multi-longueurs d'onde des contreparties possibles d'interactions à grande échelle

III.2.1 Résumé

Les sources IRAS 19124+1106 et 19132+1035, de par leur position particulière symétrique par rapport à GRS 1915+105, sont donc deux contreparties possibles d'éjections de GRS 1915+105 observées lors de leurs interactions à grande échelle avec le milieu interstellaire environnant. Pour vérifier cette hypothèse, une campagne d'observations multi-longueurs d'onde a été menée par Chaty et al. (2001) à laquelle j'ai participé, en particulier concernant l'étude des données ISOCAM de ces deux sources IRAS. Des images de ces sources ont été prises avec plusieurs filtres larges d'ISOCAM entre 5 et 18 μm , et comparées aux observations à 20 cm obtenues par Rodríguez et Mirabel (1998). Ces sources IRAS ont aussi été observées dans l'infrarouge proche en J (1,25 μm) et en K (2,2 μm) où un spectre de IRAS 19132+1035 a aussi été pris, et dans le domaine millimétrique avec les transitions de plusieurs molécules servant de traceur de chocs (voir les détails dans l'article).

La source IRAS 19124+1106 située au Nord de GRS 1915+105 a la morphologie d'une région HII commune. La source IRAS 19132+1035 située au Sud de GRS 1915+105 possède en son extrémité une structure collimatée non thermique orientée dans la direction de GRS 1915+105. Celle-ci pourrait être la trace terminale d'un jet de matière venant de GRS 1915+105. Les deux sources possèdent des amas denses de matière moléculaire et des morphologies (à 20 cm et aussi en infrarouge moyen pour la source Sud) faisant penser à des interactions sous forme de chocs. Cependant les raies émises sont étroites. L'ensemble de ces observations ne permet pas de conclure sur l'existence ou non d'interactions produites par des jets issus de GRS 1915+105. Cependant, la comparaison avec des observations prises dans l'extrémité occidentale de la nébuleuse radio W50, où les jets relativistes de la binaire X SS 433 interagissent avec le milieu interstellaire environnant (cf les descriptions détaillées de l'étude de cette source dans les chapitres IV à VII), montre des morphologies similaires à celles de GRS 1915+105 dans les raies moléculaires. Les phénomènes observés dans les deux sources IRAS pourraient donc ne pas être inhabituels dans le cadre d'interactions à grande distance aux extrémités de cavités créées par des jets relativistes sur une longue période de temps.

III.2.2 Article de recherche publié dans A&A

Voici l'article de recherche auquel j'ai participé et dont je viens de résumer les résultats.

A search for possible interactions between ejections from GRS 1915+105 and the surrounding interstellar medium

S. Chaty^{1,2}, L. F. Rodríguez³, I. F. Mirabel^{2,4}, T. R. Geballe⁵, Y. Fuchs², A. Claret²,
C. J. Cesarsky⁶, and D. Cesarsky^{7,8}

¹ Department of Physics and Astronomy, The Open University, Walton Hall, Milton Keynes, MK7 6AA, UK

² Service d'Astrophysique, DSM/DAPNIA/SAP, CEA/Saclay, L'Orme des Merisiers, Bât. 709, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

³ Instituto de Astronomía, UNAM, Campus Morelia, Morelia, Michoacán 58190, Mexico

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

⁵ Gemini Observatory, 670 N. A'ohoku Place, Hilo, HI 96720, USA

⁶ ESO, Karl-Schwarzschild Strasse 2, 85748 Garching-bei-München, Germany

⁷ Université Paris XI, Institut d'Astrophysique Spatiale, Bât. 121, 91450 Orsay Cedex, France

⁸ Max Plank Institut für Extraterrestrische Physik, Postfach 1603, 85740 Garching, Germany

Received 25 July 2000 / Accepted 13 November 2000

Abstract. We have observed an extended region surrounding the first discovered galactic superluminal source GRS 1915+105, seeking evidence of interaction between the relativistic ejecta of that object and the interstellar medium. We find two radio sources axisymmetrically aligned along the sub-arcsecond relativistic ejecta of GRS 1915+105 and roughly 17' distant from it, which coincide with the luminous IRAS sources 19124+1106 and 19132+1035. We have observed these sources at centimeter (VLA), millimeter (IRAM 30 m), and infrared (ISO, UKIRT, ESO/MPI 2.2 m) wavelengths in both line and continuum emission. At centimeter wavelengths a non-thermal jet-like feature aligned along the outflow axis is located adjacent to the inner edge of the southern source. Strong density enhancements are found in the millimeter tracers CO and H¹³CO⁺ at the positions of both sources and some of the morphology is reminiscent of shock-like interactions; however, linewidths are narrow. At infrared wavelengths strong hydrogen recombination lines and weak lines of molecular hydrogen are observed at the southern source. We discuss these results as possible evidence of the sought-after interaction, both in terms of the regions undergoing ongoing shock-heating and in terms of them being locations of shock-induced star formation. The evidence for each of these is inconclusive. Millimeter line mapping of a portion of W 50 where the relativistic jets of the X-ray binary SS 433 interact with the interstellar medium shows roughly similar morphology as GRS 1915+105, suggesting that the phenomena observed at the IRAS sources may not be unusual for such a long distance interaction.

Key words. stars: individual: GRS 1915+105, SS 433 – ISM: individual objects: IRAS 19124+1106, IRAS 19132+1035 – ISM: jets and outflows – X-rays: stars

1. Introduction

The hard X-ray transient GRS 1915+105 was discovered in 1992 by the all-sky monitor WATCH on GRANAT (Castro-Tirado et al. 1994). It has been intensively studied since then in many wavebands, including the radio, where ejected plasma clouds with apparently superluminal velocities, a common extragalactic phenomenon, were found for the first time in our Galaxy (Mirabel & Rodríguez 1994). Material ejected from GRS 1915+105 would be expected to interact with the surrounding interstellar medium, providing an opportunity to study in detail for the first time

such a relativistic interaction (for a review see Mirabel & Rodríguez 1999).

In a program to look for these interactions we have detected two compact sources of bright radio emission, each coincident with a bright IRAS source near GRS 1915+105. These sources are located axisymmetrically with respect to GRS 1915+105 and at same position angle as its normal sub-arcsec ejections, suggesting that they could be the zones of interaction between the ejecta and the interstellar medium as described in Sect. 2. We have observed these two IRAS sources at near-infrared (ESO/MPI 2.2 m, UKIRT), mid-infrared (ISO), millimeter (IRAM 30 m) and centimeter (VLA) wavelengths. The observations are detailed in Sect. 3. We discuss in

Sect. 4 the possibility of a physical association between the ejections of GRS 1915+105 and the two IRAS sources, comparing some of the results obtained in the putative interaction zones with new measurements of the interaction between one of the jets of SS 443 and the interstellar medium. Some of the observations and results described here have been briefly described in Chaty (1998), Chaty et al. (2000) and Rodríguez & Mirabel (1998) (hereafter RM98).

2. The context: Two axisymmetric sources around GRS 1915+105

In order to search for interactions involving the energetic and relativistic ejections of GRS 1915+105, the region surrounding GRS 1915+105 was observed at radio wavelengths as described by RM98. This search was performed at $\lambda = 20$ cm, using the Very Large Array (VLA) of NRAO¹, in its C-configuration, giving a resolution of $15''$. The resulting map is shown in Fig. 1. The region in the map referred to as G45.45+0.06 was mislabelled G45.46+0.06 in the original papers (e.g., RM98). Characteristics of this radio source are given in Downes et al. (1980) and in Feldt et al. (1998). No evidence of jets or elongated clouds appears in the figure. However, two small radio continuum sources positioned nearly axisymmetrically with respect to GRS 1915+105 were found at angular separations of $17'$ each from GRS 1915+105 (RM98). These small sources are coincident with the bright IRAS sources, 19124+1106 and 19132+1035. Their coordinates are given in Table 1. The position angle of the line connecting the northwest source and GRS 1915+105 is $157^\circ.9$, and their separation is $16'6$, the equivalent values for the southeastern source and GRS 1915+105 are $156^\circ.6$ and $16'9$. The position angles are very similar to the position angle of the sub-arcsec radio-ejections from GRS 1915+105 ($\sim 150^\circ$) (Mirabel & Rodríguez 1994; Fender et al. 1999). The angle between these ejections and the line of sight towards GRS 1915+105 is 70° , with the southeastern ejection approaching and the northwestern one receding (Mirabel & Rodríguez 1994).

The distance to GRS 1915+105 is crucial for determining many of the physical parameters of the object (e.g., mass loss rate, velocity of ejecta, energetics). It was estimated to be 12.5 ± 1.5 kpc by Mirabel & Rodríguez (1994) and by Chaty et al. (1996). Recent VLBA observations are consistent with this value (Dhawan et al. 2000). However, the uncertainty may be larger than 1.5 kpc, as the above lower limit was based on a distance to G45.45+0.06 of 8.8 kpc, whereas Feldt et al. (1998) have placed the H II region at only 6.6 kpc. Moreover, Fender et al. (1999), who derived an upper limit of 11.2 ± 0.8 kpc, consider that the source is constrained to lie between 7 and 12 kpc.

¹ The National Radio Astronomy Observatory is operated by Associated Universities, Inc., under cooperative agreement with the USA National Science Foundation.

Table 1. Positions of GRS 1915+105, IRAS 19124+1106 and IRAS 19132+1035. These coordinates are the positions of peak signal at 20 cm as observed by the VLA

Source	J2000.0 coord.	gal. coord.
GRS 1915+105	$\alpha = 19^{\text{h}}15^{\text{m}}11^{\text{s}}.545$ $\delta = 10^\circ 56' 44'' 80$	$l^{\text{II}} = 45^\circ 40$ $b^{\text{II}} = -0^\circ 29$
IRAS 19124+1106	$\alpha = 19^{\text{h}}14^{\text{m}}45^{\text{s}}.77$ $\delta = 11^\circ 12' 06'' 4$	$l^{\text{II}} = 45^\circ 54$ $b^{\text{II}} = -0^\circ 007$
IRAS 19132+1035	$\alpha = 19^{\text{h}}15^{\text{m}}39^{\text{s}}.13$ $\delta = 10^\circ 41' 17'' 1$	$l^{\text{II}} = 45^\circ 19$ $b^{\text{II}} = -0^\circ 44$

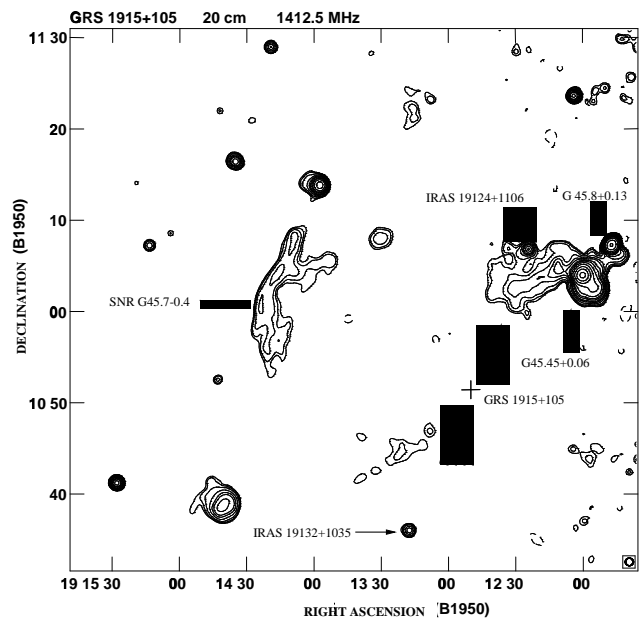


Fig. 1. Map of the surroundings of GRS 1915+105, taken with the VLA-C at $\lambda = 20$ cm. Contour levels are $-3, 3, 4, 6, 10, 15, 20, 30, 40, 60, 100, 200, 400$ and $800 \times 3 \text{ mJy beam}^{-1}$. The half power contour of the beam is shown in the bottom right corner. The arrows around GRS 1915+105 indicate the position angle of the sub-arc relativistic ejecta

If the radio sources are at the same distances from the Sun as GRS 1915+105, and if we assume that the distance of this source is 12.5 ± 1.5 kpc, their angular separations correspond to the distance of 60 pc from GRS 1915+105.

3. Observations and results

3.1. Centimeter

High-resolution maps of the two radio sources have been obtained with the VLA. Details of these observations can be found in RM98. These maps, at three different wavelengths, 2, 6 and 20 cm, are shown in Fig. 2. The morphology of the northern source resembles that of a cometary

Table 2. Flux densities of IRAS 19124+1106 and IRAS 19132+1035. All the flux densities with λ from 12 μm to 20 cm come from RM98. We refer to Table 3 for the fluxes at mid-infrared wavelengths

Source	1.25 μm	2.2 μm	12 μm	25 μm	60 μm	100 μm	2 cm	6 cm	20 cm
	mag	mag	Jy	Jy	Jy	Jy	mJy	mJy	mJy
IRAS 19124+1106	17.9 ± 0.1	12.1 ± 0.1	3.9	19.6	260.6	581.5	114 ± 6	130 ± 4	114 ± 4
IRAS 19132+1035	17.45 ± 0.1	10.7 ± 0.1	6.9	34.0	277.4	488.8	52 ± 6	63 ± 4	60 ± 4
IRAS 19132+1035 “jet”							≤ 1	2	5

HII region, but it also shows a bow shock-like structure to the South-East, e.g. towards GRS 1915+105. At the southern lobe a non-thermal jet extends to the northwest along the line between the source and GRS 1915+105. The flux densities of this jet are $\lesssim 1$, 2 and 5 mJy at 2, 6 and 20 cm, respectively, indicating a spectral index of $\alpha = -0.8$ ($f_\nu \propto \nu^\alpha$), therefore noticeably different than that of the rest of the southern radio lobe, which exhibits thermal emission, as it can be seen in the Table 2. We also reported in Fig. 3² a spectral index map of IRAS 19132+1035 made from the 20 and 6-cm maps. The southern lobe also shows a sharp edge to the south, which could be either a bow shock, or the ionization front of an H II region.

Additional radio observations of these sources in the H92 α recombination line and adjacent continuum at 3.6 cm are detailed in RM98. The line strengths, profiles, and radial velocities are typical of H II regions at kinematic distances of 7.4 ± 1.4 kpc for the north lobe and 6.0 ± 1.4 kpc for the south lobe (distance errors are estimated from the mean value for deviations of circular rotation of 12 km s^{-1} given by Brand & Blitz 1993). We note that the distance uncertainties are large because of the low velocity resolution ($\pm 12 \text{ km s}^{-1}$) of the H92 observations (RM98). These estimates are most consistent with the distance to G45.45+0.06 given by Feldt et al. (1998). The radio luminosities of the sources derived using these distances are similar to those of H II regions powered by O9.5 ZAMS and B0 ZAMS stars (RM98). If instead they are at the nominal distance of GRS 1915+105 hotter individual stars or two stars of the above spectral types would be required to power each source. However, the interpretation of these objects as normal H II regions does not explain the presence of the non-thermal jet-like structure in IRAS 19132+1035. Furthermore, given the large uncertainty in the distance of GRS 1915+105, we cannot a priori rule out the possibility that GRS 1915+105 is roughly at the kinematic distance of the H II regions.

A search for OH maser emission was performed with the VLA in the vicinity of GRS 1915+105, at 1720 MHz. Such emission can be a signpost for interaction between a SNR and molecular gas (as in the case of IC 443, e.g. Denoyer 1979). No detection was obtained. However, this does not imply necessarily that there is no interaction (Rodríguez, Goss, Mirabel, private communication).

² On the color page at the end of this article.

3.2. Infrared

3.2.1. Near-infrared

*Broad-band imaging*³

We imaged the IRAS sources in the *J* (1.25 μm) and *K* (2.2 μm) bands. The observations were made on 1997, April 5, with IRAC2b installed on the Max Planck Institute’s 2.2 m telescope at the European Southern Observatory (ESO). The IRAC2b camera, which contains a Rockwell 256×256 pixel Hg: Cd:Te NICMOS 3 array detector was mounted at the f/35 infrared adapter of the telescope. It was used with lens C, providing an image scale of 0.49 arcsec/pixel and a field of 136×136 arcsec². The typical seeing for these observations was 1.2 arcsec. Each final image is the median of 5 frames, each exposed for 2 min. After taking each image of the object, an image of adjacent sky was taken, to allow subtraction of sky emission. The images were processed by removing bias and dark current, and applying a flat field correction. These steps were performed using IRAF procedures, in particular the DAOPHOT package for the photometry in crowded fields.

The images reveal a compact near-infrared counterpart at the position of IRAS 19124+1106, with *J* = 17.9 ± 0.1 mag and *K* = 12.1 ± 0.1 mag, and a brighter and more extended counterpart of IRAS 19132+1035, with *J* = 17.45 ± 0.1 mag and *K* = 10.7 ± 0.1 mag. Figure 4 shows the central portions of the images containing IRAS 19132+1035.

Spectroscopy

A low resolution *K*-band spectrum of IRAS 19132+1035 was obtained with the facility instrument CGS4 on the UK Infrared 3.8 m Telescope (UKIRT) on UT 1997 July 13, as part of the UKIRT Service Program. The 75 l/mm grating was used in CGS4 together with a slit of width 1.2'' to provide a spectral coverage of 0.67 μm at a resolution of 0.0026 μm (370 km s^{-1} at 2.15 μm) on the 256×256 array of InSb detectors. The slit was oriented at a position angle of 148° and the telescope was moved to center the peak signal from the infrared counterpart in one row of the array. Observations were obtained in the standard

³ Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile.

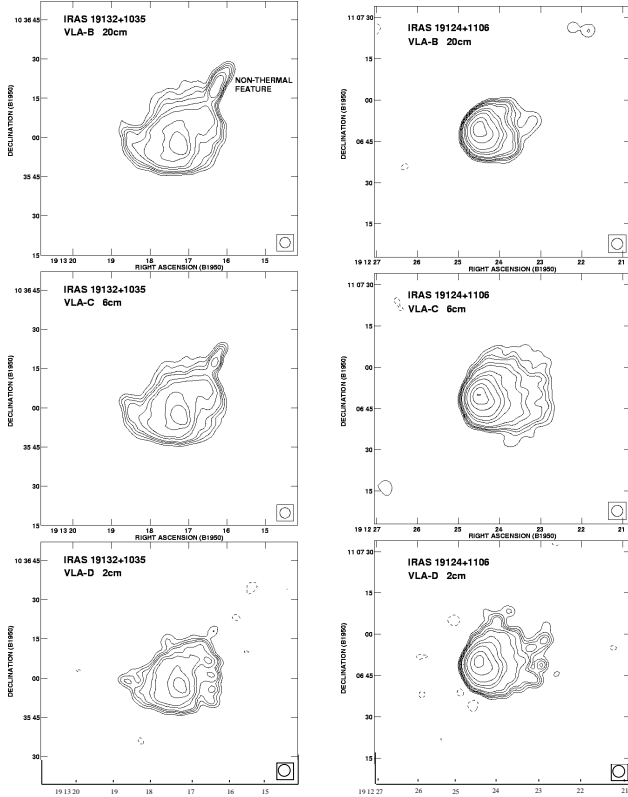


Fig. 2. Maps of the two continuum radio sources IRAS 19132+1035 (left) and IRAS 19124+1106 (right), acquired with the VLA respectively in the D-configuration for the $\lambda = 2$ cm map (bottom), in the C-configuration for the $\lambda = 6$ cm map (middle) and in the B-configuration for the $\lambda = 20$ cm map (top). Contour levels are $-4, 4, 6, 8, 10, 15, 20, 40, 60, 100, 200, 300$ and $400 \times$ the rms noise of $0.05 \text{ mJy beam}^{-1}$. The half power contour of the beam, with diameter of $4''$, is shown in each bottom right corner

stare/nod-along-slit mode. The total integration time was 8 minutes. A near simultaneous spectrum of the F3V star HR 6987 ($T = 6700 \text{ K}$, $K = 4.50$ assumed) was obtained at the same airmass; in order to remove telluric absorption lines (the Brackett γ (7–4) absorption line, with a central depth of 0.88 of the continuum at this spectral resolution, was artificially removed from the spectrum of the comparison star prior to ratioing). Wavelength calibration was obtained from observations of an argon arc lamp and is accurate to $0.0005 \mu\text{m}$.

The spectrum of IRAS 19132+1035 is shown in Fig. 5. It is the sum of the spectra of three adjacent rows, covering an area of 1.2×3.6 arcsec. Most of the flux is contained in the central row. The spectrum exhibits a very red continuum and a number of emission lines. Most prominent are three recombination lines of atomic hydrogen: a very strong Paschen α (4–3) line at $1.876 \mu\text{m}$, and weaker Brackett γ (7–4) and Brackett δ (8–4) lines, at $2.166 \mu\text{m}$

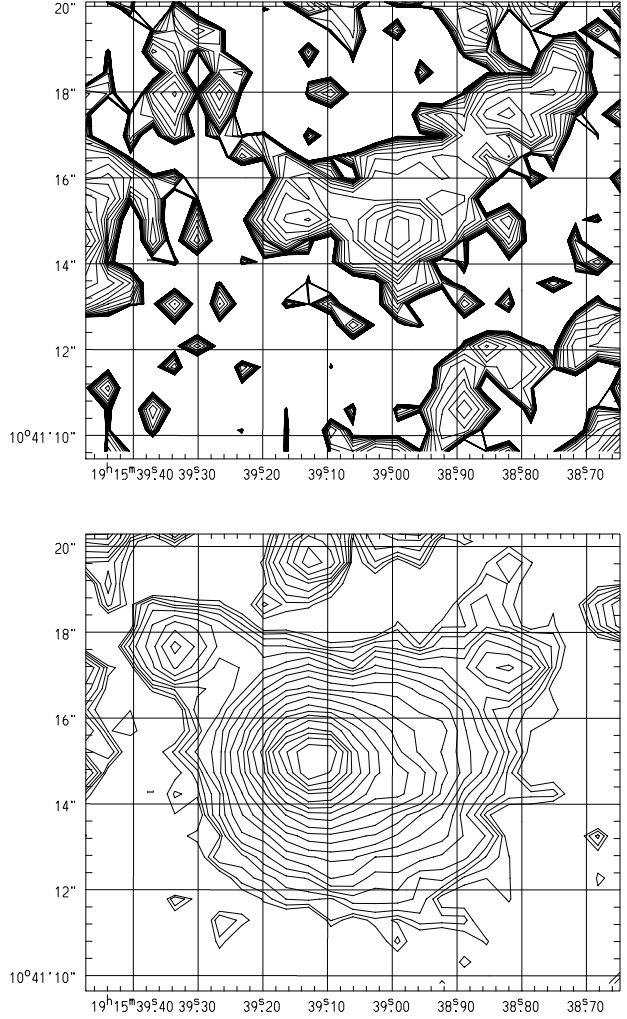


Fig. 4. J (top) and K (bottom) band images of the source IRAS 19132+1035, taken with IRAC2b on the 2.2 m of the ESO. The coordinates are for the J2000 equinox. The ADU flux contour levels are in a logarithmic scale, each separated by a factor $\sqrt{2}$, the first one is equal respectively to 0.864 for the J band and to 25.501 for the K band

and $1.945 \mu\text{m}$, respectively. The Pa α and Br δ lines are uncorrected for the absorption due to the same line in the comparison star and both it and the Br δ line occur near strong telluric absorption lines of water vapor; thus their strengths and profiles are subject to systematic errors.

The peak of the Br γ emission line occurs at $+45 \pm 70 \text{ km s}^{-1}$ in the Local Standard of Rest (LSR). The Full Width at Half Maximum (FWHM) of the profile is only marginally broader than the instrumental resolution, but the profile appears to exhibit a weak high-velocity wing, displaced towards the red. No such wing is present in the profile of either of the other two atomic hydrogen lines. We note that lines displaced towards the blue are much more common in the H II regions, because the front part of an expanding H II region is more easily detected.

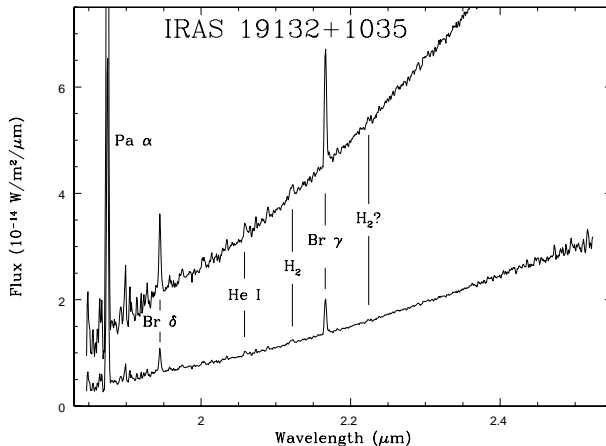


Fig. 5. *K*-band spectrum of IRAS 19132+1035 obtained with CGS 4 on UKIRT. The upper trace is multiplied by a factor of 3.33 to allow an easier reading of the weakest lines. Identifications and positions of detected and marginal lines are indicated

Two fainter emission lines also are visible: the singlet He I 2P–2S transition at $2.059 \mu\text{m}$ and the H_2 1–0 $S(1)$ line at $2.122 \mu\text{m}$. The flux in the H_2 line is $\sim 1 \cdot 10^{-17} \text{ W m}^{-2}$. There is also evidence for the presence of the H_2 2–1 $S(1)$ line at $2.224 \mu\text{m}$, at roughly one-fourth the strength of the 1–0 line, which suggests that most of the excitation of H_2 is due to absorbed UV radiation rather than collisions. The 1–0 line appears partly resolved with a deconvolved FWHM of $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$, but new measurements are required to confirm this. The signal-to-noise ratio of the 2–1 line is too low to determine if its profile is resolved.

3.2.2. Mid-infrared

Both infrared sources were imaged in six wavebands from 7 to $15 \mu\text{m}$ with the infrared camera ISOCAM⁴ (Cesarsky et al. 1996), on the Infrared Space Observatory (ISO) satellite mission as part of the Guaranteed and Open Time Programme. The observations were performed on 1996 April 28 and on 1997 October 20. The log of the observations and the derived fluxes in all bands are found in Table 3. The images were taken through the Large Width (LW) filters at angular resolutions given in this Table. Data reduction used the CIA package and included subtraction of the dark current, suppression of the cosmic ray impacts by a multiresolution median method, correction of the detector transient behaviour, flat field correction and when necessary a distortion correction (see Starck et al. 1999 and references therein).

The observation at $7 \mu\text{m}$ of the south lobe, shown at the bottom of Fig. 6⁵, is particularly striking, because

⁴ ISOCAM was constructed under the scientific direction and the technical expertise of the Service d’Astrophysique of the CEA/Saclay. The ISOCAM Consortium is led by the PI C. Cesarsky.

⁵ On the color page at the end of this article.

it shows thermal emission, presumably from heated dust, exactly coincident with the radio counterpart. One component of this emission is localized, between the maximum and the jet feature seen at radio wavelengths, on a line connecting GRS 1915+105 and IRAS 19132+1035. The other component is more extended, and closely resembles the remainder of the radio image with its bow-shock morphology at the south-east edge. The $15 \mu\text{m}$ image of the north lobe is shown at the top of Fig. 6. The morphology is similar to the radio images, resembling a common cometary H II region, but with two bow shock-like structures facing each other.

3.3. Millimeter

We used the 30 m radio telescope of the Instituto de Radio Astronomía Milimétrica (IRAM⁶) to observe molecular lines which are good density tracers and are diagnostics of shock excitation and chemistry.

The observations, totalling 70 hours, took place during 1997 April 17–24, November 29–December 3, and during 1997 December 31–1998 January 5. The observed molecules and transitions, together with their respective frequencies were: ^{12}CO ($J = 2 - 1$) at $\nu = 230.5 \text{ GHz}$, ^{13}CO ($J = 2 - 1$) at $\nu = 220.4 \text{ GHz}$, H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) at $\nu = 89.2 \text{ GHz}$, SiO ($J = 2 - 1, v = 0$) at $\nu = 86.8 \text{ GHz}$, SiO ($J = 3 - 2, v = 0$) at $\nu = 130.3 \text{ GHz}$, SiO ($J = 5 - 4, v = 0$) at $\nu = 217.1 \text{ GHz}$ and CS ($J = 2 - 1$) at $\nu = 98.0 \text{ GHz}$. Details are given in Table 4.

We used position switching during the observations, with the off-source position located ($-500''$, $-1200''$) from the position of GRS 1915+105. Tests demonstrated that the off position contained no significant line emission. The treatment and analysis of the millimetric data were standard, consisting for each spectrum of a subtraction of a polynomial baseline of first or second order, in order to remove instrumental fringes.

3.3.1. IRAS 19132+1035

For each of the ^{12}CO , ^{13}CO , H^{13}CO^+ and SiO 2–1 transitions, we obtained 23 spectra at positions separated by $6''$, along the line joining GRS 1915+105 to the South lobe and crossing the maximum of the centimetric continuum shown at the bottom left panel of Fig. 2; this maximum was defined as the (0, 0) position. Integration times were 15 min per point, except at the (0, 0) position where it was 45 min, (-13 , 20) where it was 135 min, and (-10 , 15) where it was 90 min. The two latter locations correspond to the jet-like feature. In addition we obtained spectra at eight locations adjacent to the jet. The observations of CS, SiO 3–2 and SiO 5–4 each

⁶ IRAM is an European institute for millimeter astronomy, founded by the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) and the German Max-Planck-Gesellschaft (MPG), in collaboration with the Spanish Instituto Geografico Nacional (IGN).

Table 3. Log, characteristics and fluxes of the sources from ISO observations. PFOV = Pixel Field Of View

Source	Date	Filter	PFOV	Flux
IRAS 19132+1035	28/04/96	LW2 (5–8.5 μm)	3''	13.2 ± 2.6 Jy
IRAS 19132+1035	28/04/96	LW7 (8.7–10.7 μm)	6''	5.9 ± 1.2 Jy
IRAS 19132+1035	28/04/96	LW3 (12–18 μm)	6''	10.7 ± 2.2 Jy
IRAS 19132+1035	20/10/97	LW10 (8–15 μm)	1.5''	6.3 ± 1.2 Jy
IRAS 19124+1106	20/10/97	LW9 (14–16 μm)	3''	3.3 ± 0.66 Jy

Table 4. Frequencies of the transitions and receivers used at IRAM. The filter bank b3*, divided into sections b31, b32, b33 and b34, provides a low resolution of 1 MHz, and contains 4×256 channels, for a total bandwidth of 1 GHz; the filterbank b20 provides a high resolution of 100 kHz, and contains 2×128 channels, for a total bandwidth of 25.3 MHz; the autocorrelator b4*, divided into sections b41, b42, b43 and b44 offers resolutions ranging from 10 kHz to 1.25 MHz, a variable number of channels, and a variable total bandwidth from 20 MHz to 1 GHz

Abbr	Transition	Frequency	Receiver	Banks	Beam
^{12}CO	$^{12}\text{CO} (J = 2 - 1)$	$\nu = 230.537\,990$ GHz	230g2	b44 b34	10.9''
^{13}CO	$^{13}\text{CO} (J = 2 - 1)$	$\nu = 220.398\,686$ GHz	230g1	b43 b33 b20	11.4''
H^{13}CO^+	$\text{H}^{13}\text{CO}^+ (J = 1 - 0)$	$\nu = 89.188\,523$ GHz	3mm1	b42 b32	28.2''
CS	CS ($J = 2 - 1$)	$\nu = 97.980\,968$ GHz	3mm1	b41 b31	25.7''
SiO 2-1	SiO ($J = 2 - 1, v = 0$)	$\nu = 86.846\,891$ GHz	3mm2	b41 b31	29''
SiO 3-2	SiO ($J = 3 - 2, v = 0$)	$\nu = 130.268\,702$ GHz	2mm	b42 b32	19.4''
SiO 5-4	SiO ($J = 5 - 4, v = 0$)	$\nu = 217.104\,935$ GHz	230g1	b43 b33 b20	11.6''

consisted of 15 spectra at 6'' separation along the same line, with integration times of 15 min per position with the exception of (0, 0) and (10, -15) where the times were 30 and 7 min, respectively.

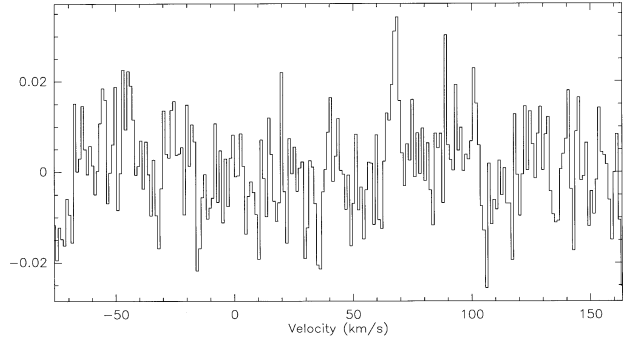
Results for ^{12}CO , ^{13}CO , H^{13}CO^+ and CS

Figure 7⁷ contains position-velocity plots with an expanded velocity scale for the observed lines of ^{12}CO , ^{13}CO , H^{13}CO^+ and CS.

For all transitions the line peak occurs at an LSR velocity of 67 km s^{-1} , close to the velocity of 75.7 km s^{-1} of the H 2α recombination line observations as seen by RM98 with much lower velocity resolution. The intensity distributions of the millimeter lines are not symmetric, each showing a sharper edge to the south (positive RA offset), as seen in the VLA images, and a slightly shifted peak velocity. The CS transition, which is a high density tracer, exhibits a peak shifted to the northwest (more negative RA offsets), towards the jet-like feature.

SiO

The SiO 2–1 transition was detected only close to the position (-10, 14); the spectrum at that location is shown in Fig. 8. The line is weak, but its velocity, $67.6 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$ and width, $4.4 \pm 1.2 \text{ km s}^{-1}$ are similar to those seen for much stronger lines and give us confidence that it is real. The 3–2 transition was not detected at any individual position, but the average of the spectra between (0, 0) and (-17, 25) yields a 3σ detection

**Fig. 8.** Spectrum of the SiO 2–1 line at IRAS 19132+1035, obtained at the offset $(\alpha, \delta) = (-10'', +14'')$. In this and the following spectra, the y -axis is the antenna temperature in K and the x -axis is the radial velocity with respect to the LSR

of a narrow ($1.0 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$) line at $67.3 \text{ km s}^{-1} \pm 0.2$, exhibiting an antenna temperature of $T_A^* = 0.044 \text{ K}$ and an intensity of $0.05 \pm 0.01 \text{ K km s}^{-1}$ (Fig. 9). The SiO 5–4 transition was not detected at any individual location or when all of the spectra were averaged.

Discussion

Figure 7 demonstrates clearly that brightness maxima for transitions with higher critical densities are displaced increasingly towards the northwest where the non-thermal jet-like structure is located. What little SiO emission is detected also originates largely in this region. The very densest region could be the main interaction zone between the putative jet and the ambient medium. However, the narrow lines that are observed are difficult to explain in

⁷ On the color page at the end of this article.

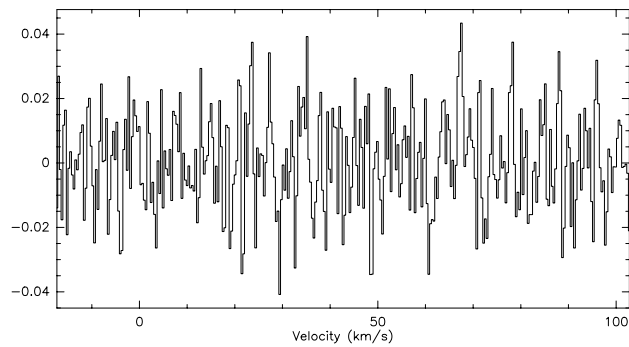


Fig. 9. Spectrum of the SiO 3–2 line at IRAS 19132+1035, averaged over all positions from (0, 0) to (–17, 25)

the above scenario, as an energetic shock might be expected to lead to line emission over a much wider range of velocities than is observed. If a shock is present, it apparently must be of very low velocity.

3.3.2. IRAS 19124+1106

For the ^{12}CO , ^{13}CO , H^{13}CO^+ and SiO 2–1 transitions, we acquired 24 spectra at positions separated by $6''$, along the line joining GRS 1915+105 to the northern lobe. As in the case of the southern lobe, the reference position (0, 0) is defined as the position of maximum radio continuum signal in the northern lobe, as observed by the VLA. The integration time at each position was 5 min, except at the reference position, where it was 10 min. Each of the above transitions was detected over a wide range of positions. Spectra of the CS 2–1, SiO 3–2 and SiO 5–4 transitions were obtained only at the (0, 0) position, each with an integration time of 15 min. None of the three SiO transitions were detected at any position at an upper limit of 0.05 K, or when all positions were averaged.

Results for ^{12}CO , ^{13}CO and H^{13}CO^+

Position velocity diagrams for ^{12}CO , ^{13}CO and H^{13}CO^+ are presented using an expanded velocity scale in Fig. 10⁸. Two strong velocity components are readily apparent in all three transitions. For ^{12}CO at the (0, 0) position, the strongest component is centered at $53.95 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$, with a width of $4.05 \pm 0.09 \text{ km s}^{-1}$, an intensity of 12.9 K, and an integrated brightness of $55.5 \pm 0.09 \text{ K km s}^{-1}$. For ^{13}CO , this component is peaked at $55.10 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$, and has a width of $3.88 \pm 0.10 \text{ km s}^{-1}$, an intensity of 7.32 K, and an integrated brightness of $30.3 \pm 0.60 \text{ K km s}^{-1}$. A second velocity component occurs at $59.5 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ with a width of $3.9 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$, an intensity of 3.11 K and an integrated brightness of $12.8 \pm 0.6 \text{ K km s}^{-1}$ at the ^{12}CO (0, 0) position. The velocities of these two components are close to that of the $\text{H}2\alpha$ recombination line peak at 57.3 km s^{-1} (RM98). A third velocity component, at

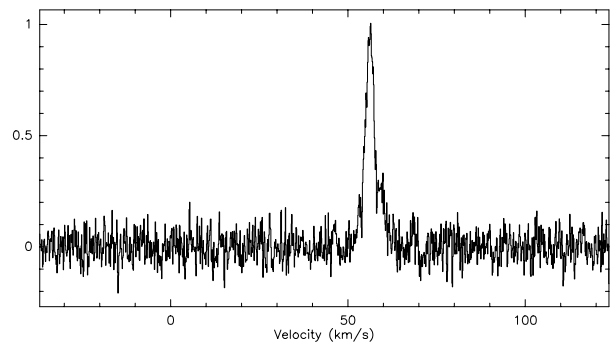


Fig. 11. IRAS 19124+1106, CS, b41, spectrum taken at the position (0, 0)

$\sim 6 \text{ km s}^{-1}$ is visible in the northwestern part of this cloud for CO and in the southeastern part for H^{13}CO^+ . Given the very different velocity the line emission probably originates in a foreground or background cloud.

Results for CS

The single spectrum obtained at (0, 0), shown in Fig. 11, contains a strong component centered at $56.17 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$, of width $3.039 \pm 0.07 \text{ km s}^{-1}$, intensity 0.937 K and integrated brightness $3.03 \pm 0.06 \text{ K km s}^{-1}$. Adjacent to it is a weaker component at $59.91 \pm 0.11 \text{ km s}^{-1}$, with width $1.589 \pm 0.22 \text{ km s}^{-1}$, intensity 0.298 K and integrated brightness $0.504 \pm 0.07 \text{ K km s}^{-1}$. These velocities are similar to those detected in other molecules and in $\text{H}2\alpha$ (RM98).

Discussion

As already noted by RM98 from the centimeter observations, the morphology of the northern source is that of a cometary H II region. The millimeter wave spectroscopy, which reveals two velocity components, is consistent with this morphology.

4. Discussion

The new data do not definitively prove or disprove an association between GRS 1915+105 and either of the IRAS sources. The strongest lines of evidence supporting an association are (1) the axisymmetric locations of the two sources at nearly the same position angle as the recent sub-arcsecond ejections observed at radio wavelengths, (2) the spatial coincidence of the non-thermal radio jet with the inner edge of the southern source, IRAS 19132+1035, as well as the orientation of this jet along the axis, (3) the location of the highest densities in IRAS 19124+1106 and IRAS 19132+1035 on the sides closest to GRS 1915+105 and, in the case of IRAS 19132+1035, close to the non-thermal jet, and (4) the bow shock – like structure in the portion of IRAS 19132+1035 most distant from GRS 1915+105. Some of these lines of evidence are associated only with the southern source. Evidence against

⁸ On the color page at the end of this article.

an association includes (1) the lack of detected high velocity gas at the IRAS sources, (2) the luminosities of the IRAS sources, which are consistent with each of them being powered by one or more hot stars, and (3) the cometary morphology of the northern source, IRAS 19124+1106, which is common in star forming regions.

Although the physical alignment of the IRAS sources could be a background coincidence, the probability of this is low in view of the small number of IRAS sources, the existence of a jet at IRAS 19132+1035, and the locations of these sources within the Galaxy. It remains possible that the jet at IRAS 19132+1035 is an extragalactic background source. This should be tested by radio observations at higher resolution. Because an association between GRS 1915+105 and these objects may be real we explore in the following the potential characteristics of interactions of ejecta from GRS 1915+105 with the interstellar gas and compare these examples with observations of another somewhat similar source.

4.1. Production of a large scale cavity

The angular separation between each IRAS sources and GRS 1915+105 is $17'$. The measured proper motions of the most recent ejections from GRS 1915+105 are respectively for the approaching and receding ejecta in the interval $\mu_{\text{app}} = [17.6, 23.6] \pm 0.5$ mas/d and $\mu_{\text{rec}} = [9.0, 10.0] \pm 0.5$ mas/d (Mirabel & Rodríguez 1994; Fender et al. 1999). This implies typical travel times to reach the lobes of 140 years for the approaching ejecta and of 300 years for the receding ejecta. It is therefore interesting to note that the impact due to the South lobe with the southern IRAS source would appear to occur much earlier than that of the North lobe with the northern IRAS source. Evidence for precession of the jets during the last five years is marginal (Rodríguez & Mirabel 1999), with the maximum angle no more than 10 degrees. Thus a close alignment of currently observed jets close to GRS 1915+105 with those from long past outbursts that may be responsible for the IRAS sources may not be a coincidence.

It is perhaps surprising that the separations from GRS 1915+105 of the two possible interaction zones are identical to better than two percent. These are determined not only by properties of the outflow from GRS 1915+105, but also by the density and uniformity of the interstellar medium. In order for ejected matter to travel up to 60 pc, a large scale cavity must have been created around GRS 1915+105. Over time this cavity could tend to extend an equal distance in each direction. The probable existence of a cavity around GRS 1915+105 already has been pointed out by Mirabel & Rodríguez (1996). The plasma clouds ejected during the last few years exhibit ballistic motions (i.e., with no evidence of deceleration), indicating that the density in the interstellar medium through which they have passed is less than 0.05 protons cm^{-3} (Mirabel & Rodríguez 1996). These clouds have been ob-

served until their emission faded out or became unobservable with the available VLA configuration, typically at distances of one arcsecond from the central source.

Although direct evidence for a cavity is limited to a region very close to GRS 1915+105, it is likely that the cavity extends well beyond one arcsecond from it. Apart from the two IRAS sources, no phenomena that might be associated with deceleration of recent ejecta have been observed from $1''$ angular separation from GRS 1915+105 to $17'$. In order to produce a cavity with a linear dimension of many tens of parsecs, even a relativistic source must be active for a much longer period of time than GRS 1915+105 has been observed. From EXOSAT measurements (Reynolds et al. 1999) GRS 1915+105 was active in 1985 but much fainter than it has been since 1992. For the second discovered superluminal galactic source, GRO J1655–40, Kolb et al. (1997) suggested that the activity of the source is caused by the companion crossing the Hertzsprung gap, a transient phase lasting ~ 1 Myr. The companion of GRS 1915+105 (Martí et al. 2000) is believed to be more massive than the companion of GRO J1655–40 (Shahbaz et al. 1999), and thus the duration of the active phase would be much shorter, although still sufficiently long, especially since GRS 1915+105 has been much more active than GRO J1655–40.

4.2. Interaction between ejecta and ambient material

Considerable heating of the gas must occur at the ends of the cavities, where the ejecta, whether or not partially decelerated en route, impact ambient material. One would expect that much of heating would occur via shock excitation. For the case of GRS 1915+105 the speed and density of the incident material and the relative amounts of atomic and molecular gas (both in the incident and impacted material) are not known, and thus the spectrum of the shock-heated gas is uncertain. The southern IRAS source shows strong infrared lines of atomic hydrogen and weak infrared line emission from molecular hydrogen, very unlike the emission observed in molecular clouds impacted by protostellar winds having speeds of up to 100 km s^{-1} , in which lines of molecular hydrogen dominate and hydrogen recombination lines are nearly non-existent (e.g. Geballe & Garden 1987).

We note that if the non-thermal feature near the southern lobe is an element of the interaction involving the ejecta of GRS 1915+105, the collimation of the jet is $f_{\text{coll}} = \frac{\text{length}_{\text{jet}}}{\text{width}_{\text{jet}}} = \frac{15'}{7''} \gtrsim 100$, ten times larger than the most highly collimated Herbig-Haro objects (see e.g. Bachiller 1996). This implies a jet opening angle of $\lesssim 0.5^\circ$ which is consistent with the limit of $< 8^\circ$ derived by Fender et al. (1999) based on observations of the core, but is more highly constraining. This jet opening angle seems to be in agreement with the jet full opening angle as function of distance from the core for M 87 (Junor et al. 1999), if we take into account the scaling factor between galactic and extragalactic black holes. Therefore,

as for extragalactic jets, it would require in the galactic case ongoing confinement of the jet at large distances from the source, ruling out free expansion of a relativistic gas.

Induced star formation?

The similarity of the luminosities of the IRAS sources to those of compact H II regions containing one or more massive stars, as well as the spectrum of IRAS 19132+1035, which shows strong hydrogen recombination line emission, suggest the possibility that ejecta from GRS 1915+105 have induced massive star formation at the locations of the IRAS sources, via compression of the interstellar gas. In this scenario the non-thermal radio jet observed at IRAS 19132+1035 might be interpreted as a Herbig-Haro-like feature, the result of a protostellar wind breaking out of the natal cloud. However, given the length of time for star formation to proceed to this phase, such an explanation would require activity from GRS 1915+105 at a much earlier time than mentioned above. Moreover, there appears to be no reason for star formation at IRAS 19132+1035 to produce a close coincidence between the position angle of the radio jet at IRAS 19132+1035 and that of the line connecting GRS 1915+105 and IRAS 19132+1035, as is observed. Finally, the radio emission from Herbig-Haro jets usually is thermal (free-free; Rodríguez 1999). In view of these arguments, we do not regard induced star formation to be a likely explanation for the luminosities of IRAS 19124+1106 and IRAS 19132+1035. Dubner et al. (1998) note that in the case of the relativistic jets from SS 433 there is no evidence of induced star formation in the impacted gas.

4.3. Comparison with SS 433

In view of the inconclusive evidence linking the IRAS sources with activity originating at GRS 1915+105, it is perhaps useful to examine other possible examples of such an interaction. Like GRS 1915+105, the famous X-ray binary SS 433 ejects beams of material at relativistic speeds. This object is located inside the radio shell/supernova remnant W50, which exhibits two lateral extensions with dimensions of tens of parsecs (Dubner et al. 1998). The morphology can be attributed to continuous ejection of magnetic field and high-energy particles from the central source. Sub-arcsecond jets are present at SS 433, with 5 orders of magnitude difference between their extents and those of the far lobes. The power injected into these jets is $\sim 10^{39}$ erg s⁻¹ according to Dubner et al. (1998), who also estimate that the kinetic energy transferred to the surroundings of SS 433 during the last $\sim 2 \cdot 10^4$ years amounts to $2 \cdot 10^{51}$ erg.

Major ejection events in GRS 1915+105 are more sporadic than in SS 433, and therefore the average kinetic energy injected into the surroundings over long

periods of time may be smaller (Mirabel & Rodríguez 1999). The kinetic energy of the 1994 March 19 event in GRS 1915+105 was $\sim 10^{43}$ erg (Rodríguez & Mirabel 1999). GRS 1915+105 would need to exhibit one ejection event per hour similar to this one in order to match SS 443. A more likely rate is one event per month (Rodríguez & Mirabel 1999), in which case $\sim 2 \cdot 10^7$ years would be required to equal the energy output of SS 443 in $2 \cdot 10^4$ years. However, we note also that the jets emanating from GRS 1915+105 always are compact close to the source (Dhawan et al. 2000), which indicates that a continuous injection of energy from GRS 1915+105 is occurring. In addition to the large events described above, there are also smaller ones, observed at X-ray, radio and infrared wavelengths, where the mechanical luminosities are in the range $10^{37} - 10^{39}$ erg s⁻¹, and where the synchrotron emission is seen up to the infrared wavelengths (e.g. Mirabel et al. 1998; Fender & Pooley 2000). A comparison of the energetics of GRS 1915+105 with SS 433 and a Herbig-Haro object is reported in Table 5.

Despite the differences between GRS 1915+105 and SS 433, each may have created a cavity of similar linear extent. In view of the uncertainty as to what effects might be observable at the putative ends of the cavity produced by GRS 1915+105, we have observed the western tip of W50 where the ejecta of SS 443 and the shell remnant interact, in some of the same millimeter lines of ¹²CO, ¹³CO, H¹³CO⁺ and SiO as were observed for the IRAS sources. The observed region in W50 is at the constant declination 05°00'00" and right ascensions between 19^h05^m27^s and 19^h06^m24^s (B1950) (see Dubner et al. 1998, Figs. 1a and 1b). The off position was 15 arcmin east and north of the reference point located at 19^h06^m00^s; 05°00'00". Measurements at W50 were separated by 24", with integration times of 5 min each, except at (0, 0) where the integration time was 10 min.

The results are shown in Fig. 12⁹ over the relevant velocity range. Emission from ¹²CO, ¹³CO and H¹³CO⁺ are found roughly 200–300" west of the reference position, at the westernmost edge of the radio shell (Dubner et al. 1998, Figs. 1a and 1b).

The emission from the high density tracer H¹³CO⁺ is the most compact and probably indicates the location of the strongest interaction. The line profiles of all three species are asymmetric but narrow. SiO 2–1 emission was not detected. These results are very similar to those for IRAS 19132+1035. These similarities between SS 433/W50 and GRS 1915+105/IRAS 19132+1035 and IRAS 19124+1106 suggest that high density, low velocity molecular clumps may not be unusual products of the interaction of the ejecta of a distant energetic source and the surrounding medium.

⁹ On the color page at the end of this article.

Table 5. Characteristics of jets from different sources. HH = Herbig-Haro. The range is the ratio of distance between the far lobes and the subarcsec jets, the collimation factor is the ratio between the length of the jet and its width, and the kinetic power of the ejections is a time average

	HH	SS 433	GRS 1915
Velocity	1–500 km s ⁻¹	0.26 c	0.92 c
Separation	1 au–10 pc	50 pc	60 pc
Range	10 ⁶	10 ⁵	10 ⁴ – 10 ⁵
Collimation	2–10	≥ 12	~ 100?
Kinetic Pow.	10 ³² erg s ⁻¹	10 ³⁹ erg s ⁻¹	10 ^{36–39} erg s ⁻¹

5. Conclusions

We have performed extensive multi-wavelength observations from IR to radio of two radio/IRAS sources axisymmetrically located with respect to GRS 1915+105 and aligned with the position angle of the subarcsec jets. The northern source has the morphology of a common cometary H II region. The observations of the southern cloud reveal a collimated non-thermal structure which may be the far end of a jet of material from GRS 1915+105. Both sources contain dense clumps of molecular material. Overall the evidence for these regions being interaction zones seems inconclusive. An abbreviated study of what may be a very similar interaction between the ejecta of SS 433 and the surrounding interstellar medium reveals strikingly similar (and also apparently inconclusive) phenomena, perhaps indicating that such phenomena might be produced by sources which via their violent behavior have created large cavities over long periods of time.

Acknowledgements. We thank F. Comeron for allowing us to use part of his time at the ESO/MPI 2.2 m telescope of the ESO/La Silla. S.C. thanks the astronomers on duty at IRAM, particularly R. Moreno and D. Reynaud, for much assistance and many fruitful discussions during the observations. He thanks also G. Pineau des Forêts and B. Le Floch for helpful discussions. S. C. would like to acknowledge the invitation to work in the dynamic Instituto de Astronomia de Morelia, group of the Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM), and the fruitful discussions leading to some of the ideas in this paper. He thanks also the Groupe de Recherche Accrétion-Disque-Jets (GdR ADJ) of the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) altogether with the UNAM for the financial support of this journey. We thank R. P. Fender for pointing out to us the previous mislabelling of the region G 45.45+0.06. We also thank the anonymous referee for prompt and useful comments, which allowed us to improve the manuscript. S. C. acknowledges support from grant F/00-180/A from the Leverhulme Trust. I. F. M. acknowledges support from CONICET/Argentina. The UK Infrared

Telescope is operated by the Joint Astronomy Centre on behalf of the UK Particle Physics and Astronomy Research Council. The ISOCAM data presented in this paper were analysed using “CIA”, a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium.

References

- Bachiller, R. 1996, *ARA&A*, 34, 111
 Brand, J., & Blitz, L. 1993, *A&A*, 275, 67
 Castro-Tirado, A. J., Brandt, S., Lund, N., et al. 1994, *ApJS*, 92, 469
 Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnese, P., et al. 1996, *A&A*, 315, L32
 Chaty, S. 1998, Ph.D. Thesis, University Paris XI
 Chaty, S., Mirabel, I. F., Duc, P.-A., Wink, J. E., & Rodríguez, L. F. 1996, *A&A*, 310, 825
 Chaty, S., Rodríguez, L. F., & Mirabel, I. F. 2000, in *A. Letters and Communications* (eds.), *Proceedings of X-ray Astronomy '999 – Stellar Endpoints, AGN and the Diffuse Background*, ed. G. Malaguti, G. Palumbo & N. White (Gordon & Breach Singapore), in press
 Denoyer, L. K. 1979, *ApJ*, 232, L165
 Dhawan, V., Mirabel, I., & Rodríguez, L. 2000, *ApJ*, 543
 Downes, D., Wilson, T., Bieging, J., & Wink, J. 1980, *A&AS*, 40, 379
 Dubner, G., Holdaway, M., Goss, M., & Mirabel, I. F. 1998, *A&AS*, 116, 1842
 Feldt, M., Stecklum, B., Henning, T., et al. 1998, *A&A*, 339, 759
 Fender, R. P., Garrington, S. T., McKay, D. J., et al. 1999, *MNRAS*, 304, 865
 Fender, R. P., & Pooley, G. G. 2000, *MNRAS*, 318, L1
 Geballe, T. R., & Garden, R. 1987, *ApJ*, 317, L107
 Junor, W., Biretta, J. A., & Livio, M. 1999, *Nature*, 401, 891
 Kolb, U., King, A., Ritter, H., & Frank, J. 1997, *ApJ*, 485, L33
 Martí, J., Mirabel, I. F., Chaty, S., & Rodríguez, L. F. 2000, *A&A*, 356, 943
 Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1999, *ARA&A*, 37, 409
 Mirabel, I. F., Dhawan, V., Chaty, S., et al. 1998, *A&A*, 330, L9
 Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, 371, 46
 Mirabel, I. F. and Rodríguez, L. F. 1996, in *Solar and Astrophysical Magnetohydrodynamic Flows* ed. K. Tsinganos (Kluwer Academic Publishers), 683
 Reynolds, A. P., Parmar, A. N., Hakala, P. J., et al. 1999, *A&AS*, 134, 287
 Rodríguez, L. F. 1999, in *Star Formation 1999, Proceedings of Star Formation 1999*, ed. N. R. O. T. Nakamoto, held in Nagoya, Japan, June 21–25, 1999, 257
 Rodríguez, L. F., & Mirabel, I. F. 1998, *A&A*, 340, L47 (RM98)
 Rodríguez, L. F., & Mirabel, I. F. 1999, *A&J*, 511, 398
 Shahbaz, T., van der Hooft, F., Casares, J., Charles, P., & van Paradijs, J. 1999, *MNRAS*, 306, 89
 Starck, J. L., Abergel, A., Aussel, H., et al. 1999, *A&AS*, 134, 135

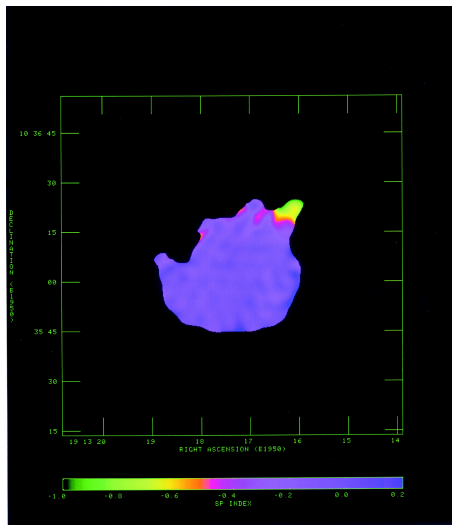


Fig. 3. Spectral index map of IRAS 19132+1035 made from the 20 and 6-cm maps. The color coding for the spectral index is given at the bottom of the figure. Note the negative, non-thermal spectral index of the jet feature to the northwest

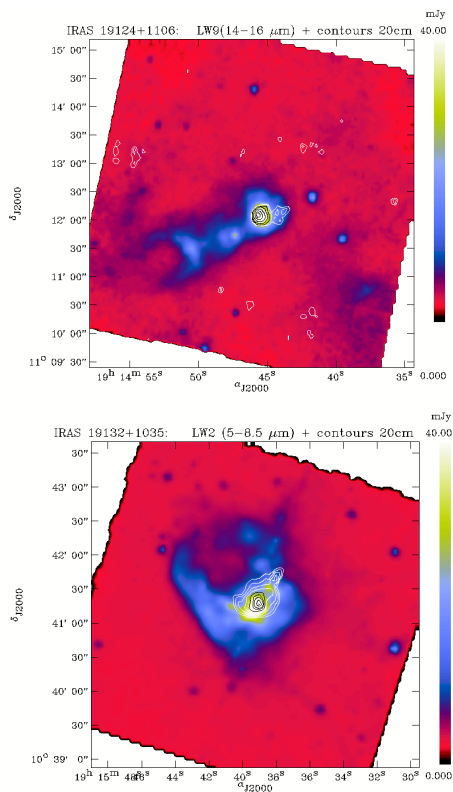


Fig. 6. Top: ISO map of the source IRAS 19124+1106, at $\lambda = 15 \mu\text{m}$, taken with the LW9 filter. Superimposed are the 20cm radio contours at 0.4, 0.6, 1, 2, 5, 10 and 15 mJy. Bottom: ISO map of the source IRAS 19132+1035, at $\lambda = 7 \mu\text{m}$, taken with the LW2 filter. Superimposed are the 20 cm radio contours at the levels 0.2, 0.4, 0.7, 1.2, 1.8, 2.5, 3, 4 and 5 mJy

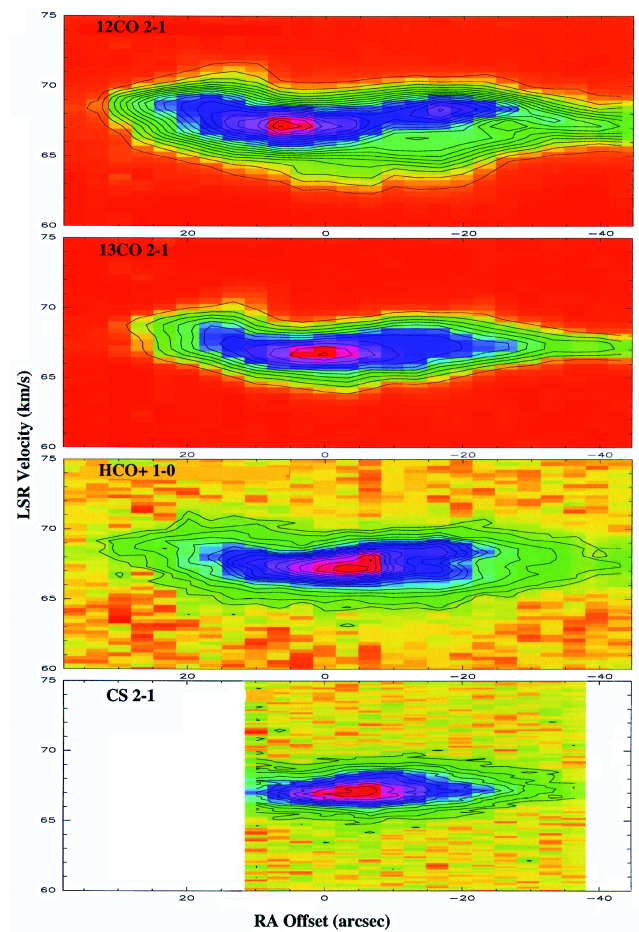


Fig. 7. Observations of IRAS 19132+1035. Offsets are relative to the position of maximum radio emission observed at the VLA. The black contours are antennae iso-temperature: ^{12}CO : $T_{\text{A}}^* = -1$, and from 1 to 20 K separated by an interval of 1 K; ^{13}CO : $T_{\text{A}}^* = -1$, and from 1 to 11 K separated by an interval of 1 K; H^{13}CO^+ : $T_{\text{A}}^* = -1$, and from 0.2 to 2.1 K separated by an interval of 0.1 K; CS : $T_{\text{A}}^* = -1$, and from 0.2 to 2.2 K separated by an interval of 0.2 K

1046

S. Chaty et al.: Interactions between GRS 1915+105 and its surroundings

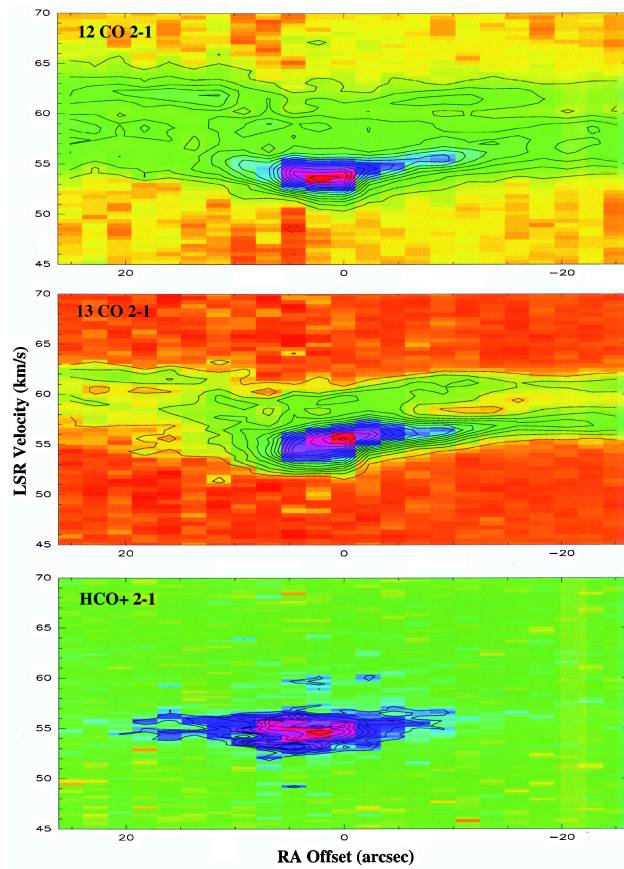


Fig. 10. Observations of IRAS 19124+1106. Offsets are relative to the position of maximum radio emission observed at the VLA. The black contours are antennae iso-temperatures: ^{12}CO : $T_{\text{A}}^* = -1$, and from 1 to 14 K separated by an interval of 1 K; ^{13}CO : -1 and from 0.5 to 8 K separated by an interval of 0.5 K; H^{13}CO^+ : -1 0.3 0.4 and from 0.5 to 0.8 K separated by an interval of 0.05 K

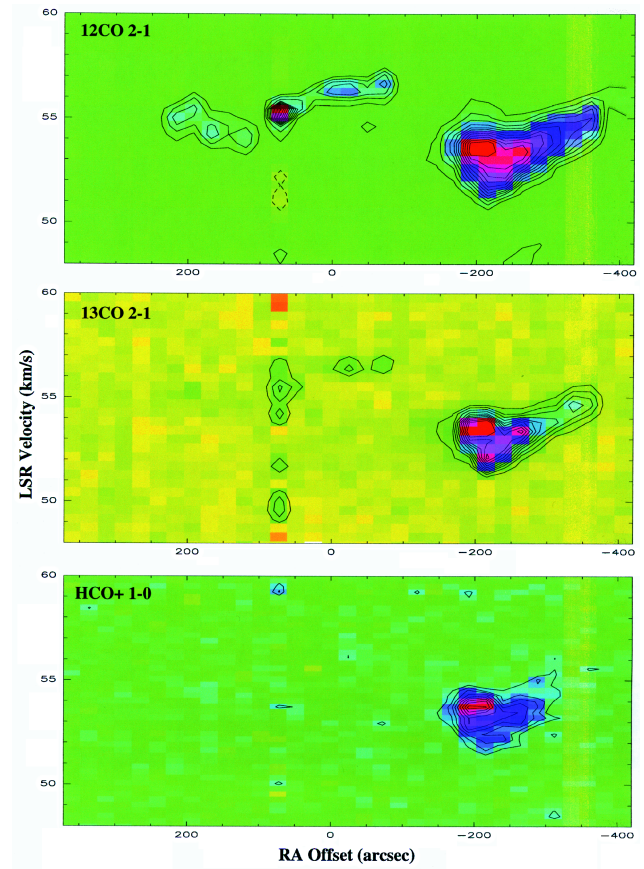


Fig. 12. Observations of W50, the supernova remnant shell surrounding SS 433. Offsets are relative to the position of the central source. The black contours are antennae iso-temperatures: ^{12}CO : $T_{\text{A}}^* = -1$ and from 1 to 12 K separated by 1 K; ^{13}CO : -1 and from 0.5 to 5 K separated by 1 K; H^{13}CO^+ : -1 and from 0.2 to 1 K separated by 0.1 K

Chapitre IV

Vue générale du système SS 433 / W50

IV.1 La découverte de SS 433	38
IV.2 Le système binaire SS 433 en bref	38
IV.3 Un spectre particulier	40
IV.3.1 Les raies “en mouvement”	40
IV.3.2 Les raies “stationnaires” : fonction de masse	43
IV.3.3 Le continuum autour du domaine visible	44
IV.4 Les observations à haute énergie	46
IV.4.1 Les jets X compacts	46
IV.4.2 Les jets X à grande échelle	47
IV.4.3 Pas de rayonnement γ ?	48
IV.5 Nature de la binaire	48
IV.6 Les jets compacts vus en radio	50
IV.7 La nébuleuse W50	53
IV.8 Distance	56
IV.9 Conclusion	57

SS 433 est une source connue depuis très longtemps, plus de vingt ans, mais comme nous allons le voir par la suite, c’est un objet qui tout en étant bien connu par certains aspects, reste très mystérieux. Cette source a été intensivement étudiée pendant les années 80, avec plusieurs centaines d’articles sortis à ce sujet, puis presque plus rien, elle est passée de mode ! Les gens se sont peut-être découragés de ne pas percer ses mystères... De nos jours, SS 433 est classée dans la catégorie des microquasars, mais elle est longtemps restée la seule source de jets relativistes connue dans notre Galaxie. Ce fut donc un objet tout à fait unique, jusqu’aux années 90, où la découverte de plusieurs sources de jets bipolaires relativistes ouvra la voie aux microquasars.

De très bonnes revues ont été publiées décrivant le système SS 433 / W50 (Margon 1984; Zwitter et al. 1989 et Vermeulen 1996) mais elles sont un peu anciennes ou restreintes à un aspect particulier, aussi vais-je présenter ici ma propre revue, qui sera certainement incomplète, mais axée sur les phénomènes utiles à l’étude de ce système développée dans les chapitres suivants.

IV.1 La découverte de SS 433

Les premières coordonnées exactes de SS 433 apparaissent en 1977 dans le catalogue de Stephenson et Sanduleak, qui rassemble des étoiles possédant des raies d'émission $H\alpha$ particulièrement fortes. Cet objet se trouvant en 433^e position du catalogue, fut logiquement appelé SS 433. Cette source avait probablement été repérée pour la première fois en radio, comme assez brillante dans la constellation de l'Aigle, et notée au début des années 1970 dans le Fourth Cambridge Catalogue sous l'appellation 4C 04.66, mais avec des coordonnées ne correspondant pas à celles actuelles. De son côté, la nébuleuse radio W50 était connue sous le nom de G 40.0-3.1, correspondant à l'extrémité orientale de ce qu'on appelle maintenant W50. Elle était considérée à l'époque comme un objet distinct du reste de supernovae G 39.7-2.0, constituant le reste de l'actuelle W50, englobant en apparence, mais sans lien physique prouvé, la source 4C 04.66 (Velusamy et Kundu 1974). En 1976, D.H. Clark publia une carte de W50 comportant une source ponctuelle (SS 433), mais elle ne montrait que la moitié nord de W50, expliquant peut-être pourquoi la position centrale de SS 433 ne fut pas remarquée. La même année, SS 433 fut notée comme une source X variable dans les catalogues de deux satellites: le 4^e catalogue de Uhuru (4U1908+05), et celui de Ariel 5 (A1909+04) (cf les références dans Zwitter et al. 1989). La mauvaise résolution spatiale de ces instruments ne permit pas d'identifier la contrepartie optique, mais le caractère variable de la source fut déjà relevé. Ce n'est qu'en 1978, en redécouvrant la source radio variable pointée avec précision, que deux groupes indépendants se rendirent compte que les émissions radio, optiques et X provenaient de la même source. Puis on observa de façon plus détaillée son spectre optique, dans lequel des raies brillantes et au comportement très inhabituel apparaissaient, ce qui déclencha une ruée d'études sur cet objet dans les années qui suivirent.

IV.2 Le système binaire SS 433 en bref

C'est principalement grâce aux études photométriques et spectroscopiques de l'émission de SS 433 dans les domaines visible et de l'infrarouge proche que les chercheurs ont obtenu le plus d'informations sur ce système. Paradoxalement, malgré le nombre impressionnant de campagnes d'observation de SS 433 qui ont conduit à de nombreux modèles tentant de décrire cette source, peu de preuves concluantes ont pu être apportées. Ceci est dû à la complexité du système, et aussi à sa position dans notre Galaxie, ses coordonnées étant :

$$\begin{array}{l} \text{équatoriales J2000} \\ \left\{ \begin{array}{l} \alpha = 19\text{h } 11\text{m } 49.6\text{s} \\ \delta = +04^\circ 58' 58'' \end{array} \right. \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{galactiques} \\ \left\{ \begin{array}{l} l = 39.69^\circ \\ b = -2.24^\circ \end{array} \right. \end{array}$$

ce qui correspond au disque galactique, une région très "encombrée" du ciel et donc plus difficile à étudier. Les seules certitudes sur SS 433 peuvent être résumées par ce qui suit : c'est un système binaire entre un objet compact et une étoile non effondrée, les natures exactes de ces deux objets restant sujets à spéculations, entourés d'une zone optiquement épaisse de forme indéterminée (disque, tore...); ce système, de période orbitale de $\simeq 13$ jours, produit des jets bipolaires relativistes, de vitesse de l'ordre de 0,26 fois la vitesse de la lumière, qui subissent un mouvement de précession d'une période d'environ 162 jours. La figure IV.1 schématise ce système à jets, dont

les paramètres supplémentaires sont : θ le demi-angle d'ouverture du cône tracé par les jets lors de leur précession et i l'angle d'inclinaison de l'axe de précession par rapport à la ligne de visée.

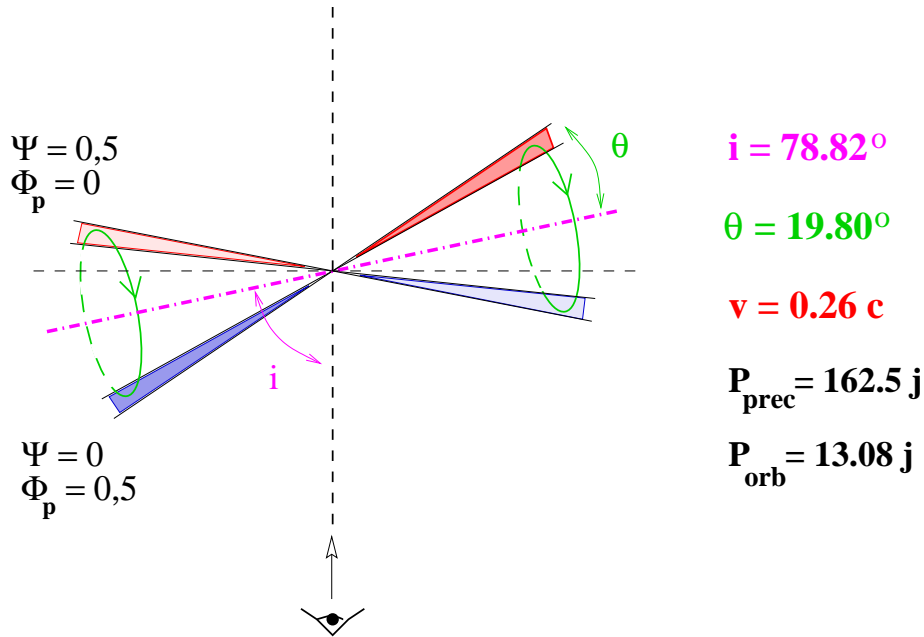


FIG. IV.1 – Schéma de la précession des jets de SS 433. La figure se place dans le plan formé par la ligne de visée et l'axe de précession des jets. Les phases de précessions Φ_p et Ψ correspondent aux deux conventions choisies respectivement par Kemp et al. (1986) et par Margon (1984), la première étant celle que nous utiliserons dans notre étude du système au chapitre suivant.

En plus de ces éléments, la présence d'un disque d'accrétion important est justifiée par de nombreux arguments comme le besoin d'expliquer le mouvement de précession qui doit correspondre physiquement à un couple s'exerçant sur un objet suffisamment grand, l'envie d'avoir un plan de symétrie simple pour expliquer l'excellent alignement des jets relativistes de directions opposés, la supposition qu'un transfert de masse substantiel doit avoir lieu de l'étoile dite normale à l'objet compact, et l'analogie avec les autres systèmes binaires X (Margon 1984). La structure et la dynamique de ce disque d'accrétion est encore mal connue. tous les auteurs s'accordent pour dire qu'au moins la partie interne de ce disque est en permanence perpendiculaire aux jets relativistes. Mais la forme de la partie la plus externe ainsi que sa taille sont plus controversées. Le modèle le plus courant est celui du disque asservi, décrit par exemple par Whitmire et Matese (1980), van den Heuvel et al. (1980) et Hut et van den Heuvel (1981). Ce modèle suppose que l'axe de rotation de l'étoile donneuse n'est pas aligné avec la perpendiculaire au plan de l'orbite, ce qui le contraint à un mouvement de précession sous le couple gravitationnel exercé alors par l'objet compact. Si le flot de matière transféré à l'objet compact à travers le disque d'accrétion est suffisamment rapide pour que la matière préserve le moment angulaire qu'elle a acquis en quittant l'étoile donneuse, alors le disque d'accrétion suit le mouvement de précession de celle-ci. Le mauvais alignement des axes provoque aussi un léger mouvement de précession du plan de l'orbite selon un angle $< 12^\circ$ d'après Whitmire et Matese (1980). Ce disque d'accrétion est géométriquement épais d'après l'observation des courbes de lumière dans les do-

maines X et visible (Stewart et al. 1987; Antokhina et al. 1992; Fukue et al. 1997). Cependant l’assombrissement observé est peut-être aussi dû à la présence de matière dense entourant le système et provenant éventuellement d’un écoulement de ce disque vers l’extérieur du système (Shklovskiĭ 1981; Zwitter et al. 1991; Fabrika 1993; Kotani et al. 1996; Paragi et al. 1999).

Je vais résumer dans ce qui suit, les observations (très nombreuses) qui ont mené à ces conclusions et à la construction de ce modèle largement accepté pour ce système binaire.

IV.3 Un spectre particulier

IV.3.1 Les raies “en mouvement”

Le modèle cinématique

La première chose, très surprenante à l’époque, qui fut remarquée dans le spectre de SS 433 après les fortes raies H α en émission, c’est la présence de raies larges d’HeI et d’hydrogène de la série de Balmer, à des positions représentant des décalages Doppler énormes et variables, avec un maximum de 50 000 km.s⁻¹ vers le rouge et de 35 000 km.s⁻¹ vers le bleu (Margon 1979). Ces changements de longueur d’ondes, périodiques sur une échelle de 163 jours aux petites déviations près, donnèrent à ces raies l’appellation de “raies en mouvement”. Des jets collimatés et opposés ont rapidement été proposés comme explication de ce phénomène, et de nombreux auteurs ont contribué à résoudre les éléments troublants de ce comportement (cf les revues de Margon 1984 et Zwitter et al. 1989 pour les détails), pour finalement constituer le modèle dit cinématique représenté sur la figure IV.1 et décrit par :

- La matière émettant ces raies se déplace suivant deux jets exactement alignés et opposés, à une vitesse constante de $v = 0,2601 \pm 0,0014c$.
- Chaque jet change de direction avec un vecteur directeur qui suit la surface d’un cône de demi-angle d’ouverture $\theta = 19,80 \pm 0,18^\circ$. La période de ce mouvement de précession est $P_{prec} = 162,532 \pm 0,062$ jours.
- L’angle entre l’axe de symétrie du cône et la ligne de visée de l’objet est $i = 78,82 \pm 0,11^\circ$.

Les valeurs données ci-dessus représentent les paramètres les plus adaptés pour reconstituer les décalages Doppler des observations. Il faut être prudent avec leurs incertitudes données par Margon (1984) sans prendre en compte les déviations par rapport au modèle. Celles-ci avaient d’après lui trois causes :

La première est la nutation, d’une période de 6,28 jours et d’une amplitude de 5–10% de la variation venant de la précession. Cette nutation, prédite par Katz et al. (1982) est due à l’interaction entre le mouvement orbital du compagnon de l’objet compact et la précession du disque d’accrétion autour de celui-ci (la présence d’un système binaire rapproché comprenant un objet compact accrétant de la matière de son compagnon ayant été logiquement supposée par le besoin d’un mécanisme pour provoquer la précession, d’une source de matière pour fournir

les jets et d'une source produisant un rayonnement X). En effet, la période orbitale de 13 jours du compagnon est non négligeable par rapport aux 163 jours de la précession du disque, ce qui provoque un couple de torsion sur ce disque, variable dans le temps de façon périodique. Les jets étant contraints de suivre la normale au disque d'accrétion, et précessant comme celui-ci, ils répercutent ce mouvement de nutation, qui se traduit alors par une perturbation du décalage Doppler de la précession.

La deuxième cause de déviation est un apparent changement dans la période de précession pendant quelques semaines à quelques mois, mais de façon non systématique. Récemment Eikenberry et al. (2001a) en étudiant les données sur une période de vingt ans ont observé de telles déviations, mais pas à long terme d'où leur limite $\dot{P}_{prec} < 5.10^{-5}$.

La troisième cause de déviation invoquée par Margon (1984) est une variation aléatoire sur un à quelques jours, de nature inexpliquée. Collins et Garasi (1994) ne trouvent pas de preuve de cette variation aléatoire, et ils attribuent les précédentes détections à une modélisation incomplète du mouvement de nutation et éventuellement aussi de celui de précession. Il est à noter que Eikenberry et al. (2001a) ont effectué une nouvelle détermination des paramètres de ce modèle cinématique, en réduisant l'impact de la nutation, et trouvent un résidu important indépendant de la phase, qui pourrait être provoqué par du bruit dans deux paramètres à la fois. Le résultat de leur modélisation donne les valeurs suivantes : $v = 0,2647 \pm 0,0008 c$, $\theta = 20,92 \pm 0,08^\circ$, $P_{prec} = 162,375 \pm 0,011$ jours et $i = 78,05 \pm 0,05^\circ$, qui sont similaires à celles déterminées auparavant.

La structure des jets optiques

Les raies “en mouvements”, HeI, Balmer, mais aussi Paschen et Brackett dans l'infrarouge proche, ont été étudiées intensivement. La figure IV.2 montre un exemple de spectre dans le domaine visible, où ces raies en mouvement sont clairement repérées. J'essaie dans ce paragraphe de résumer leurs propriétés assez complexes et leurs implications sur la structure des jets “visibles”.

Ces raies sont non polarisées et ont des profils, réguliers ou très irréguliers, très variables en moins d'un jour (Margon 1984). Elles apparaissent et disparaissent – leur absence étant notée parfois pendant quelques jours – de façon symétrique dans les décalages vers le rouge et vers le bleu (Margon et al. 1984). Leur intensité est aussi variable, pouvant décroître d'un facteur 10 en 24 heures. Les raies ne se déplacent pas de manière lisse comme venant d'un jet continu de matière, mais elles semblent provenir de “paquets” séparés, parcelles de matière se déplaçant avec un mouvement balistique à 0,26 fois la vitesse de la lumière, chacune donnant naissance à une composante discrète de raie qui augmente en flux et s'affaiblit à une longueur d'onde correspondant à sa vitesse radiale projetée sur la ligne de visée (Murdin et al. 1980; Vermeulen 1996). Ces raies atteignent leur maximum de brillance en ~ 10 heures, ont un temps de vie total de typiquement ~ 2 jours, mais certaines persistent jusqu'à 6 jours. Les “paquets” étant générés à des intervalles inférieurs à un jour, plus d'une composante par type de raie est habituellement visible dans le spectre (Vermeulen et al. 1993b).

La largeur des raies “en mouvement” correspond à quelques milliers de kilomètres par seconde, ce qui mène à une limite supérieure de $\approx 0,1$ radian ($\sim 6^\circ$) pour l'angle d'ouverture

des jets (Zwitter et al. 1989). Panferov et Fabrika (1997) précisent que les jets “visibles” observés à travers la raie $H\alpha$ s’étendent de $\simeq 2.10^{14}$ cm à $\simeq 3.10^{15}$ cm avec un angle d’ouverture de $1-1,4^\circ$. Le fait qu’aucune raie interdite, et particulièrement la raie d’HeII à 4686 \AA n’a été observée parmi ces raies “en mouvement”, implique que la matière émettant ces raies a une densité $n_e > 10^6 \text{ cm}^{-3}$ et une température de $\sim 10^4$ K (Vermeulen 1996). Panferov et Fabrika (1997) estiment la densité du gaz à $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ à partir des rapport d’intensité de raies de Balmer. Des considérations énergétiques conduisent à penser que la matière émettrice est “granuleuse”, mais la raison de cette inhomogénéité n’est pas clairement établie. Une variation dans la densité ou la température de ces inhomogénéités pourrait expliquer la séparation en “paquets”, de même que des chocs internes dans les jets et leur interaction avec le vent de l’étoile compagnon (Begelman et al. 1980) pourraient jouer un rôle dans leur formation, car aux densités probables de la matière émettrice, le temps de refroidissement dans les raies optiques est de l’ordre de quelques secondes à quelques minutes, ce qui ne peut expliquer le temps de vie de ces “paquets” (Vermeulen 1996). Panferov et Fabrika (1997) suggèrent la présence de nuages de gaz, optiquement épais dans la raie $H\alpha$, ayant des tailles de $\sim 10^8$ cm et pouvant se grouper en amas de $\sim 10^{12}$ cm. Ils envisagent l’interaction des jets avec un vent lent venant du disque d’accrétion jusqu’à une distance de la source de $\simeq 3.10^{15}$ cm. Puis les nuages de gaz s’étendent pour remplir entièrement le jet à $\sim 4.10^{15}$ cm de la source centrale, distance à laquelle il n’émet plus dans le domaine visible.

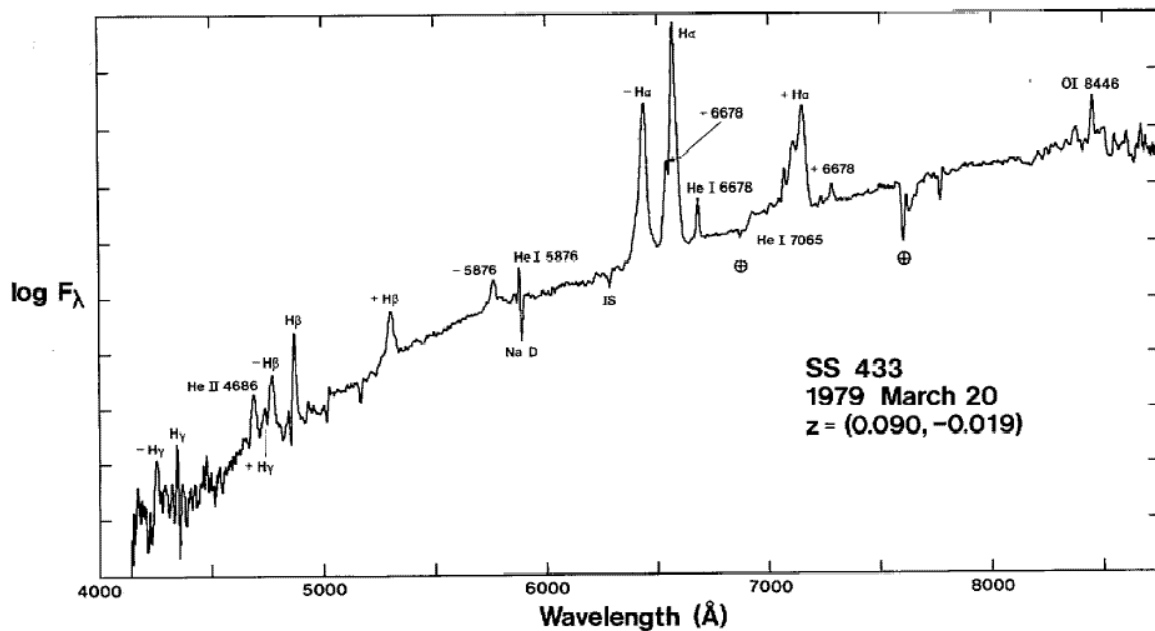


FIG. IV.2 – Spectre typique de SS433, obtenu le 20 mars 1979 (reproduction de la figure 1 de Margon 1979). Les principales raies sont identifiées et les préfixes “+” et “-” distinguent les raies en mouvement ayant des décalages respectivement vers le rouge et vers le bleu. L’échelle des flux est logarithmique, chaque division représentant 0,83 mag.

IV.3.2 Les raies “stationnaires” : fonction de masse

Comparées aux raies “en mouvement”, la série de raies qui ne connaissent pas des décalages Doppler aussi importants forme ce que l’on appelle le spectre “stationnaire”. Il est dominé par des raies d’émission très intenses et larges, de la série de Balmer et d’HeI, d’intensités typiquement trois fois plus grandes que celles des raies “en mouvement” (cf la figure IV.2 où le flux est représenté avec une échelle logarithmique). Par exemple, la raie H α peut avoir une largeur équivalente de plus de 500 Å (Margon 1984) ce qui a provoqué l’inclusion de SS 433 dans le catalogue de Stephenson et Sanduleak. Des raies d’HeII à 4686 et 10124 Å ainsi que les raies confondues CIII/NIII à 4640-50 Å sont aussi présentes dans ce spectre, comme dans de nombreuses sources X de la Galaxie (binaires X, étoiles Wolf-Rayet). On observe aussi nettement la raie OI à 8446 Å (Zwitter et al. 1989). Le spectre de SS 433 montre de nombreuses raies d’absorption, mais la plupart viennent du milieu interstellaire qui nous sépare de cet objet. Seules la raie OI à 7773 Å et quelques raies de FeII sont intrinsèques à la source. De nouveau les profils des raies d’émission sont complexes et variables sur des temps de moins d’un jour, et parfois les raies d’HeI et de Balmer montrent sur leurs ailes des profils d’absorption de type P-Cygni.

Ces raies sont appelées stationnaires, mais cela ne veut pas dire qu’elles ne subissent pas des décalages Doppler. En fait, toutes ces raies montrent des modulations périodiques de 13 jours. Cette découverte en 1980, sur les raies HI, HeI en émission et FeII en absorption, a bien sûr conforté l’idée d’un système binaire à l’origine de ce spectre, d’autant plus que ce mouvement se faisait en phase (Zwitter et al. 1989). Cependant, en 1981 Crampton et Hutchings publièrent l’analyse de la raie d’HeII à 4686 Å, montrant qu’elle connaissait des variations périodiques du même ordre ($P_{orb} = 13,11 \pm 0,02j$), mais avec une amplitude différente et un déphasage de 0,27 par rapport aux autres raies, son maximum de vitesse positive ayant lieu avant celui de celles-ci. Les raies proviennent donc de régions d’émission différentes, et ce résultat montre qu’au moins une de ces deux régions ne peut pas être simplement associée avec une des deux étoiles du système. Crampton et Hutchings (1981) ont supposé que la raie de HeII est formée très près de l’objet compact, à cause de la similarité de situation avec les binaires X, mais aussi parce que les autres raies disparaissent presque au moment de leur maximum de décalage de vitesse au lieu que cela arrive au décalage zéro comme dans tous les systèmes binaires (voir aussi Zwitter et al. 1989). Ces autres raies sont plus probablement formées dans le flot de matière ayant quitté l’étoile compagnon pour s’accréter sur l’objet compact, de vitesse plus faible et presque perpendiculaire au mouvement de ce dernier. Cette hypothèse a été vérifiée par l’observation combinée du minimum primaire photométrique et du décalage spectral dû à la nutation (voir les détails dans Margon 1984). Cependant Zwitter et al. (1989) relèvent des différences dans les amplitudes de décalage des raies non expliquées par cette interprétation.

A partir de la vitesse présumée de l’objet compact, on peut théoriquement calculer la fonction de masse du système binaire, définie et donnée par les formules :

$$f_M = \frac{(M_{\star} \sin i)^3}{(M_{\star} + M_X)^2} = 1,035 \cdot 10^{-7} \times K_X^3 P_{orb} (1 - e^2)^{3/2} M_{\odot}$$

où M_{\star} est la masse de l’étoile dite “normale”, M_X est la masse de l’étoile compacte, i est l’angle

d'inclinaison entre la ligne de visée et la normale au plan de l'orbite, K_X est l'amplitude de vitesse radiale de cette étoile compacte projetée sur la ligne de visée en km.s^{-1} , P_{orb} est la période orbitale du système en jours, et e est l'excentricité de l'orbite. Les variations sinusoïdales des décalages spectraux des raies stationnaires et des mesures photométriques ainsi que leur modélisation montrent que l'orbite est circulaire ou excentrique de façon négligeable ($e < 0.05$ pour Collins et Newsom 1986) donc $e \simeq 0$. Les modèles supposent que le plan de l'orbite est peu incliné par rapport à celui du disque d'accrétion ($< 20^\circ$ d'après van den Heuvel et al. 1980) donc on peut considérer que l'angle i est le même que celui entre la ligne de visée et l'axe des jets relativistes : $i \simeq 80^\circ$. Par définition la fonction de masse dépend très fortement de l'amplitude de la vitesse orbitale, dont la valeur n'est pas facile à déterminer à cause du profil complexe de la raie HeII à 4686 Å. Crampton et Hutchings (1981) ont les premiers évalué $K_X = 195 \text{ km.s}^{-1}$, puis diverses analyses ont été menées, en particulier celle de Fabrika et Bychkova (1990) qui ont mesuré $K_X = 175 \pm 20 \text{ km.s}^{-1}$, et la plus récente donnant la valeur la plus faible, $112 \pm 5 \text{ km.s}^{-1}$ par D'Odorico et al. (1991). Ces trois valeurs correspondent à des fonction de masse $f'_M = f_M / \sin^3 i$ respectivement de : $10,6 M_\odot$, $7,7 M_\odot$ (allant de $5,3$ à $10,7 M_\odot$) et $2,0 \pm 0,3 M_\odot$. Cependant toutes ces valeurs sont à prendre avec précaution, même celle de D'Odorico et al. (1991) bénéficiant de spectres de meilleure résolution, car Vermeulen et al. (1993b) suggère que les vitesses radiales de ces raies stationnaires pourraient être affectées par des phénomènes d'éclipse et aussi par des perturbations venant de la matière s'échappant du système.

IV.3.3 Le continuum autour du domaine visible

SS 433 est une étoile de magnitude apparente $V \approx 14$, mais qui correspond en réalité à un objet extrêmement lumineux si on tient compte de l'absorption du milieu interstellaire traversé par son rayonnement. McAlary et McLaren (1980) ont estimé l'absorption dans le visible à $A_V \sim 7,5$ mag, donnant pour une distance de 3,5 kpc un objet de magnitude visuelle absolue inférieure à $-5,7$. Le continuum visible et proche infrarouge ressemble à la descente de flux de Rayleigh-Jeans d'un corps noir de température $T \approx 30.000 \text{ K}$ pour Wagner (1986), qui trouve $A_V = 7,8 \pm 0,5$ mag, calcule une luminosité bolométrique de $\approx 4,4 \cdot 10^{39} \text{ erg.s}^{-1}$ pour une distance de 5,1 kpc, et fait la comparaison avec les modélisations des études précédentes donnant des températures allant de 40.000 K à 15.000 K. Cette dernière valeur trouvée par McAlary et McLaren (1980) est plus faible car ils ajoutent au modèle de corps noir une émission free-free d'un gaz ionisé à 7500 K. Ce type d'émission avait été envisagé par Giles et al. (1979) qui expliquent l'excès constaté en infrarouge proche par des émissions free-free et free-bound d'une région de gaz optiquement mince, correspondant à un rayon, une température et une densité électroniques tels que $10^{12} < R < 10^{15} \text{ cm}$, soit $14 R_\odot < R < 67 \text{ u.a.}$, $T_e \sim 10^4 \text{ K}$ et $10^8 < N_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, ces valeurs étant peu contraignantes.

Il est raisonnable de penser que le spectre de SS 433 présente un maximum dans le domaine ultra-violet, mais cette source étant située dans le plan galactique où l'absorption UV est très forte, il est très difficile de la détecter dans ce domaine. Dolan et al. (1997) ont mesuré des flux de l'ordre de $8 \mu\text{Jy}$ entre 1400 et 3000 Å (principalement aux plus grandes longueurs d'onde), et de ~ 15 à $40 \mu\text{Jy}$ avec leur polarimètre centré sur 2770 Å. Ils modélisent l'émission la plus forte par un corps noir de température $T = (7,2 \pm 2,0) \times 10^4 \text{ K}$ et de rayon $(1,5 - 2,0) \times 10^{12} \text{ cm}$

($\sim 21 - 29 R_{\odot}$) avec $A_V = 8,4$. Cependant il faut considérer leurs résultats avec prudence car la correction de l'absorption du milieu interstellaire dans ce domaine pour SS 433 est très mal connue.

Le continuum visible ressemble à un corps noir, mais cela ne prouve pas qu'il soit émis par une étoile. La question est de savoir si c'est le disque ou l'étoile donneuse qui est vue. Cherepashchuk (1981) estime à partir des profondeurs des minima dans les courbes de lumière visible, que la contribution du disque d'accrétion à la luminosité visible totale est d'au moins 60%. Kemp et al. (1986) à partir d'une mesure de flux très faible dans la bande V prise exactement au moment du minimum primaire orbital, qui correspond pour lui à l'éclipse de l'objet compact par l'étoile compagnon, suggère que le disque est beaucoup plus brillant que l'étoile compagnon. Stewart et al. (1987) ont montré pour la première fois que le minimum primaire de la courbe de lumière visible, donc l'éclipse partielle du composant le plus lumineux, coïncide avec une éclipse dans le domaine X, démontrant que le disque d'accrétion est la source dominante de radiations visibles qui est éclipsée lors de ce minimum primaire. Ces conclusions sont mises en doute par Goranskii et al. (1998) qui suggèrent que l'éclipse du disque est partielle ou qu'une grande fraction de la matière émettrice est située en dehors du lobe de Roche de l'objet compact, et que l'étoile normale contribue de façon importante au flux total.

Les variations périodiques des raies et du continuum du spectre de SS 433 ont conduit à la construction de divers éphémérides, fondées sur l'observation des décalages spectraux des raies d'émission, ou sur la photométrie dans la bande visible V à $0,55 \mu\text{m}$. Concernant la période orbitale, la phase de départ $\varphi = 0,0$ est souvent choisie coïncidente avec le minimum primaire de la courbe de lumière orbitale. Kemp et al. (1986) ont étudié les données photométriques sur 6 années et ont pu construire une courbe de lumière orbitale moyennée, de façon à s'affranchir de la variation due à la précession (cf la figure V.11 du chapitre suivant). Leurs statistiques donnent une période orbitale $P_{orb} = 13,081 \pm 0,003 \text{ j}$ avec comme époque de référence un minimum primaire ayant lieu le jour Julien (JD) 2 440 003,434. D'après Zwitter et al. (1989) leur analyse est compatible avec celle de Crampton et Hutchings (1981) effectuée 5 ans auparavant, en choisissant comme phase de départ le décalage nul en vitesse de la raie d'HeII à 4686 \AA . De plus, la validité de cette éphéméride a été vérifiée sur plusieurs années, car Aslanov et al. (1993) ont observé un minimum primaire en 1987 qui coïncide avec la prédiction de Kemp et al. (1986). Ces auteurs ont aussi construit des courbes de lumières en fonction de la phase de précession, à différentes phases orbitales (cf la figure V.12 du chapitre suivant). Leur point de départ est différent de certaines éphémérides précédentes qui ont pour phase $\Psi = 0,0$ au moment du maximum de séparation des paires de raies "en mouvement". En choisissant $\Phi_p = 0,0$ au moment du minimum de flux dans le visible en terme de composante de Fourier correspondant à 162 jours, Kemp et al. (1986) placent ce maximum de séparation des raies à $\Phi_p = 0,5$ qui correspond en fait au moment où le disque présente le maximum de sa surface vers nous (cf précédemment la figure IV.1). C'est cette éphéméride que nous utiliserons au chapitre suivant dans notre étude du système binaire SS 433.

On peut noter qu'en plus de la variation de flux due à la fois à la précession et au mouve-

ment orbital, Zwitter et al. (1991) observent dans le domaine visible, des variabilités à différentes échelles de temps : > 6 h, ≈ 1 h et ≈ 10 minutes. Le premier type de variations est attribué aux mouvements orbitaux et de précession; le deuxième correspond à des variations presque périodiques et assez fortes ($\sim 10\%$) dues à une éventuelle couronne étendue entourant les jets; la troisième sorte de variations beaucoup plus faible que les deux autres est peut-être liée aux activités de la source centrale. La variabilité de la luminosité dans le visible sur quelques jours est aussi parfois due à des sursauts qui sont observés à la fois dans le continuum et dans les raies stationnaires (Aslanov et al. 1993; Vermeulen et al. 1993*b*). Ces sursauts dans le visible précèdent de quelques jours des sursauts radio (Goranskii et al. 1998).

En conclusion de cette revue de l'émission de SS 433 dans le domaine visible, il n'est pas évident de savoir quels composants du spectre – raies en émission, en absorption, continuum – si aucun, sont dominés par l'étoile “normale” (non compacte) du système, par la matière du disque d'accrétion ou par celle en transition entre les deux objets.

IV.4 Les observations à haute énergie

IV.4.1 Les jets X compacts

L'émission X qui fut observée en premier dans SS 433 correspondait au continuum, puis les progrès des satellites de ce domaine ont permis d'observer son spectre à haute énergie avec plus de précision. Le continuum peut être modélisé par un rayonnement free-free appelé plus souvent bremsstrahlung thermique, avec une température vérifiant $kT \sim 30$ keV pour Brinkmann et al. (1991) et $kT \sim 20$ keV pour Kotani et al. (1996). Ces auteurs ont développé le modèle décrivant l'origine des émissions en X dans le gaz extrêmement chaud s'échappant près de la base dans les jets, qui s'étirent et se refroidissent adiabatiquement jusqu'à atteindre 100 eV où ils deviennent thermiquement instables. L'observation des éclipses partielles en X dues au passage de l'étoile compagnon montre que le spectre “s'amollit” durant l'éclipse, passant d'une température du continuum vérifiant $kT \sim 30$ keV à $kT \sim 12$ keV (Kawai et al. 1989; Brinkmann et al. 1991), ce qui indique une obscuration de la partie interne la plus chaude des jets (Brinkmann et al. 1996) et donc un gradient de température le long de ceux-ci. Ces éclipses permettent aussi d'évaluer la taille de la partie de chaque jet qui émet dans le domaine X, de l'ordre de 10^{12} cm d'après Stewart et al. (1987).

La confirmation de l'origine de l'émission X dans le plasma à haute température des jets est venue de l'observation, par Kotani et al. (1994) entre 1 et 9 keV avec le satellite ASCA, des décalages Doppler de paires de raies d'émission dans le spectre X, c'est-à-dire venant à la fois du jet se rapprochant de nous et de celui qui s'éloigne. L'observation récente de SS 433 avec le satellite Chandra, confirme que son spectre présente de nombreuses raies d'émission entre 1,5 et 11,5 Å (0,8–8 keV), principalement dues à des espèces hautement ionisées (hydrogénéoïdes et héliumoïdes) de Ne, Na, Mg, Si, S, Ar, Ca et Fe, la plupart déjà détectées avec ASCA (Kotani et al. 1994; Kotani et al. 1996). Toutes les raies sont élargies selon des vitesses allant jusqu'à 1700 km/s et cette largeur ne dépend pas significativement de la température caractéris-

tique d'émission, ce qui suggère que cette émission X a lieu dans une région qui s'étend librement avec une collimation constante (Marshall et al. 2001*b*). Les mesures de profils de raies sont ainsi compatibles avec le modèle de jet conique d'angle d'ouverture constant et égal à $1,23 \pm 0,06^\circ$, ainsi qu'avec un flot de vitesse constante. Marshall et al. (2001*b*) notent aussi que les raies dans le visible donnent une valeur plus large pour l'ouverture du cône, ce qui peut indiquer que cette émission visible résulte des interactions du jet relativiste avec le milieu ambiant situé plus loin le long du jet, comme le propose Begelman et al. (1980). La vitesse des jets, mesurée avec précision par Marshall et al. (2001*b*) dans le décalage des raies X, est de $v = 0,2699 \pm 0,0007c$, soit $2920 \pm 440 \text{ km.s}^{-1}$ de plus que celle déduite des raies d'émission dans le visible, ce qui renforce l'hypothèse que les régions d'émission des deux domaines sont physiquement distinctes.

La région produisant l'émission observée en X est donc selon Marshall et al. (2001*b*) celle des jets ayant déjà atteint leur vitesse relativiste terminale, optiquement mince, de température décroissant de $1,1.10^8 \text{ K}$ à 6.10^6 K et de densité allant de $2.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à $4.10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Cette évolution se fait à des distance comprises entre 2.10^{10} cm et 2.10^{11} cm par rapport à leur point de formation, et le rayon de la base du jet conique où commence l'émission X est estimé à $\sim 10^8 \text{ cm}$. La puissance cinétique de ces jets est de $3,2.10^{38} \text{ erg.s}^{-1}$, soit 1000 fois plus importante en moyenne que la luminosité X non absorbée entre 2 et 10 keV, et l'estimation de leur taux d'éjection de matière est de $1,5.10^{-7} M_\odot.\text{an}^{-1}$.

Enfin, Kotani et al. (1996) et Marshall et al. (2001*b*) ont remarqué que les raies du spectre X décalées vers le bleu sont bien plus fortes que celles décalées vers le rouge, l'effet Doppler ne pouvant pas suffire pour expliquer ce rapport d'intensité, ce qui nécessite la présence d'un milieu absorbant le jet qui s'éloigne de nous, probablement de la matière s'écoulant du disque d'accrétion.

IV.4.2 Les jets X à grande échelle

Dans le domaine X, les jets sont aussi observés à de plus grandes distances de la source centrale, où ils ont une structure morcelée. Leur maximum d'émission est atteint à $\sim 35'$ (32,6 pc) de SS 433 du côté est et à $\sim 30'$ (28 pc) du côté ouest (Brinkmann et al. 1996), et ils n'émettent pratiquement pas autour de SS 433 jusqu'à $15'$ (14 pc) de distance (Safi-Harb et Ögelman 1997). Les deux jets montrent des morphologies et des propriétés spectrales différentes, indiquant une forte influence de la matière environnante sur le mécanisme de perte d'énergie des jets.

Le spectre du jet oriental est non thermique entre 0,1 et 2 keV, en loi de puissance avec un indice photon ($\nu S_\nu \propto \nu^\Gamma$) de $\Gamma \sim 1,6$ d'après Brinkmann et al. (1996). Ce résultat est renforcé par l'étude de Safi-Harb et Ögelman (1997) d'observations du satellite ASCA entre 1 et 9 keV donnant $\Gamma \sim 1-2$, et par Safi-Harb et Petre (1999) grâce à des observations avec RXTE entre 3 et 100 keV qui favorisent un modèle non thermique ($\Gamma \sim 1,5$). Safi-Harb et al. (2001) confirment ceci par de nouvelles modélisations du spectre de ce jet oriental entre 10 et 20 keV. Le jet se termine dans une région en forme de choc terminal, à $\sim 65'$ de SS 433, coïncident spatialement avec la structure radio de la nébuleuse W50 entourant cette source (cf plus loin et la figure VI.4 du chapitre VI). L'émission X de cette région est très molle et brillante (Safi-Harb et Ögelman 1997) de nature non déterminée d'après eux, mais Brinkmann et al. (1996) affirment qu'elle est thermique.

Le jet occidental a un spectre X nettement plus mou, d'origine thermique ou de loi de puissance à forte pente $\Gamma \gtrsim 2,3$ entre 0,1 et 2 keV pour Brinkmann et al. (1996). Les résultats de la modélisation des observations RXTE par Safi-Harb et al. (2001) montrent qu'une loi de puissance mène à un indice photon variant entre 1,7 et 2,0, tandis que le modèle *bremstrahlung* thermique donne des températures élevées ($kT = 6,5-10,2$ keV). Aucune émission X n'est trouvée en coïncidence spatiale avec l'extrémité occidentale de la nébuleuse radio W50 (Safi-Harb et Ögelman 1997).

Les spectres des deux jets ne présentent pas de raies d'émission (Namiki et al. 2000) et ils s'amollissent (c'est-à-dire que leur flux diminue plus vite vers les plus hautes fréquences) en s'éloignant de la source centrale (voir Brinkmann et al. 1996; Safi-Harb et Ögelman 1997; Namiki et al. 2000). Les deux lobes X ont une luminosité totale de $\sim 10^{35} - 10^{36}$ erg.s⁻¹ si on les suppose à une distance de 5,5 kpc de nous (Safi-Harb et Ögelman 1997). Les propriétés de ces jets X à grande échelle seront détaillées dans le chapitre VI pour les comparer à nos observations en infrarouge.

IV.4.3 Pas de rayonnement γ ?

À plus haute énergie, une seule détection a été publiée par Lamb et al. (1983) dans le domaine γ avec le satellite HEAO 3, une raie d'émission à 1,5 MeV, mais dont l'interprétation par ces auteurs comme une transition nucléaire du ²⁴Mg dans le cadre du modèle cinétique, implique une abondance anormalement élevée de magnésium par rapport au carbone et à l'oxygène. De plus, cette détection n'a jamais été confirmée par les études suivantes (cf les références dans Zwitter et al. 1989). Geldzahler et Geller (1994) ont cherché à détecter cette raie avec le satellite SMM (Solar Maximum Mission), mais n'ont rien trouvé entre 1980 et 1989. Récemment, Rowell et al. (2001) n'ont trouvé avec HEGRA que des limites supérieures pour des émissions au dessus de 1 TeV, à l'endroit du choc terminal du jet oriental, où les observations X suggèrent une accélération de particules ou des diffusions Compton-inverse possibles.

IV.5 Nature de la binaire

Nous venons de décrire de nombreuses observations qui prouvent que SS 433 est un système binaire entre une étoile effondrée appelée objet compact et une étoile dite "normale". Nous avons aussi vu précédemment que le continuum visible émis par SS 433 a souvent été modélisé par un corps noir dont la température varie de 15.000 K à 40.000 K selon les auteurs (Wagner 1986). Certains en ont un peu rapidement déduit que l'étoile compagne de l'objet compact était une étoile de type O ou B remplissant son lobe de Roche (Cherepashchuk 1981). En complétant avec les raies stationnaires, Murdin et al. (1980) proposent même un type précis d'étoile, une O5f. À partir du spectre stationnaire et des caractéristiques photométriques de SS 433 dans le visible et l'infrarouge, van den Heuvel et al. (1980) proposent que ce compagne est une étoile Of ou Wolf-Rayet (WR). Avec cette hypothèse, et celle du modèle de disque asservi, Hut et van den Heuvel (1981) en déduisent qu'avec une période orbitale de 13 jours, si l'étoile compacte est un trou noir, ces deux types d'étoiles sont possibles pour le compagne,

mais si l'objet compact est une étoile à neutrons, seule une WR est autorisée comme compagnon de type précoce. Ils couplent ce résultat au fait que seules les Wolf-Rayet de type WN7 à WN9 montrent clairement des raies d'émission d'hydrogène, ce qui est observé dans le spectre de SS 433, et en déduisent donc que l'étoile compagnon est le plus probablement une Wolf-Rayet WN7–9. Nous reviendrons sur la nature de l'étoile compagnon dans le chapitre suivant, à partir de nos observations du système en infrarouge moyen.

Une manière habituelle de déterminer la nature des deux composantes d'un système binaire, en particulier celle de l'objet compact dans les binaires X, est de connaître leurs masses, et pour cela d'utiliser la fonction de masse du système. Or, comme nous l'avons vu en décrivant les valeurs de la fonction de masse calculées pour SS 433, celles-ci doivent être interprétées avec de grandes précautions, en particulier dans leur utilisation pour la détermination de la nature de l'objet compact. En premier lieu, la valeur même de cette fonction de masse est incertaine, contrairement à ce qu'affirmait Margon (1984). Ensuite, cette fonction de masse dépend de l'inclinaison i de l'orbite sur la ligne de visée, et du rapport des masses q :

$$f_M = \frac{M_\star \sin^3 i}{(1+q)^2} = \frac{M_X \sin^3 i}{q(1+q)^2} \quad \text{où} \quad q = \frac{M_X}{M_\star}$$

ces deux paramètres étant indispensables pour déterminer la masse de chaque composante du système. Nous avons vu que i est proche de l'angle d'inclinaison des jets par rapport à la ligne de visée, donc $i \simeq 79^\circ$. Mais la détermination du rapport des masses est plus compliquée.

Cette détermination se fait principalement grâce à l'observation des éclipses du système dans les courbes de lumière, qui sont interprétées suivant un modèle choisi pour représenter le système binaire et son disque d'accrétion. Zwitter et al. (1989) font une revue de différents modèles classés en deux groupes : ceux qui essaient de reproduire toute la courbe de lumière, et nécessitent ainsi de nombreux paramètres libres qui donnent des solutions non uniques, et ceux qui ne considèrent que certains aspects de la courbe de lumière, ne permettant pas de décrire la physique du système dans son ensemble. Aucun de ces différents modèles, donnant parfois des résultats complètement opposés, ne paraît le mieux adapté pour décrire SS 433. Ils ont en commun de supposer une orbite circulaire, une étoile compagnon d'axe de rotation presque perpendiculaire au plan orbital et en corotation avec le mouvement orbital, cette étoile compagnon remplissant son lobe de Roche. Cependant, Hut et van den Heuvel (1981) avaient conclu que la corotation était incompatible avec une période de 13 jours dans le cadre d'un disque d'accrétion asservi. Brinkmann et al. (1989) trouvent aussi des incompatibilités entre la durée de l'éclipse en X, et les hypothèses de corotation et de remplissage de lobe de Roche par l'étoile compagnon. Ces différents modèles aux arguments contradictoires ont pour conséquence que le rapport des masses dans SS 433 n'est toujours pas connu, ne serait-ce qu'approximativement. Dans les évaluations des dix dernières années, sa valeur varie de $q = 0,15$ (Antokhina et al. 1992) à $q = 2$ (Fukue et al. 1998), ce qui implique en prenant la fonction de masse de D'Odorico et al. (1991) $f_M/\sin^3 i = 2,0 M_\odot$ des masses allant de 2,6 à $18 M_\odot$ pour l'étoile compagnon, et de 0,4 à $36 M_\odot$ pour l'objet compact ! La nature de ce dernier n'a donc pas encore été contrainte par cette méthode.

Une autre manière de prouver que par exemple SS 433 contient une étoile à neutrons serait de la découvrir sous la forme d'un pulsar. Mais d'après Vermeulen (1996) les tentatives pour détecter dans les émissions radio et X des fluctuations périodiques sur des échelles de quelques secondes ou inférieures à la seconde n'ont rien révélé de tel. De même, l'examen des données UV ne montre aucune modulation périodique entre $200 \mu\text{s}$ et 100s (Dolan et al. 1997) qui pourrait être due à une reproduction des pulsation X d'un éventuel pulsar dans l'atmosphère de l'étoile compagnon, comme dans d'autres binaires X (Dolan et al. 1998).

Enfin, l'idée actuellement la plus couramment répandue, selon laquelle l'objet compact de SS 433 est une étoile à neutrons, vient de la comparaison de cette binaire X émettant des jets relativistes, avec les autres binaires X de ce type appelées microquasars (voir la revue de ces sources par Mirabel et Rodríguez 1999). On peut remarquer que les jets relativistes émis par les binaires qui contiennent probablement un trou noir (GRS 1915+105, GRO J1655-40 et XTE J1748-288) ont des vitesses très proches de celle de la lumière, tandis que ceux des binaires contenant plus probablement une étoile à neutrons (Cygnus X-3, CIGam, Scorpio X-1 et Circinus X-1) ont des vitesses $\leq 0,5c$. Un argument en faveur de l'étoile à neutrons pour SS 433 est le fait que son spectre en X est "mou" c'est-à-dire qu'il diminue fortement à partir de $\sim 7 \text{keV}$ et ne s'étend pas beaucoup au delà de $\sim 30 \text{keV}$ (Brinkmann et al. 1991), alors que tous les microquasars à candidats trous noirs présentent des spectres très durs dépassant les 100keV .

IV.6 Les jets compacts vus en radio

SS 433 est une source variable dans le domaine radio. Elle a pu être étudiée directement à différentes échelles spatiales, comme le détaille Vermeulen (1996).

Le VLBI¹ permet de "voir" avec le plus de précision la région du cœur radio de la source, à moins de 100 millisecondes d'angle (mas²). Ce cœur a une structure allongée à 5 GHz, avec deux "ailes" qui s'étendent sur $\sim 20 \text{mas}$ ($\sim 70 \text{u.a.}$ soit $\sim 10^{13} \text{m}$) sur deux côtés opposés d'un centre peu brillant (Vermeulen et al. 1993a, confirmé par Paragi et al. 1999). Ces extensions sont visibles en permanence mais ont des flux variables, leur rapport de flux indiquant un effet Doppler. Vermeulen et al. (1993a) en ont déduit que cette émission provient de matière éjectée de façon quasi-continue. Autour de ce cœur sont observés des paquets d'émission qui s'éloignent dans des directions opposées avec des vitesses angulaires correspondant à une vitesse réelle de $0,26c$ (cf la figure IV.3 reproduite de Vermeulen et al. 1993a). Il n'existe aucun signe de décélération des jets. Ces structures suivent globalement le comportement prévu par le modèle cinématique, à la fois dans les asymétries dues à l'effet Doppler, que dans la vitesse projetée, et même selon les perturbations dues à la nutation. Les paramètres de ce modèle cinématique sont donc vérifiés ou déterminés de façon indépendante des observations dans le visible. Les écarts au modèle dans les rapports de flux entre les éjections symétriques, qui ne peuvent s'expliquer par l'effet Doppler, sont d'après Paragi et al. (1999) dus à une absorption free-free d'un milieu enveloppant de façon non sphérique différentes parties du jet avec des profondeurs optiques variables.

1. voir l'annexe E expliquant les acronymes

2. millisecondes d'angle

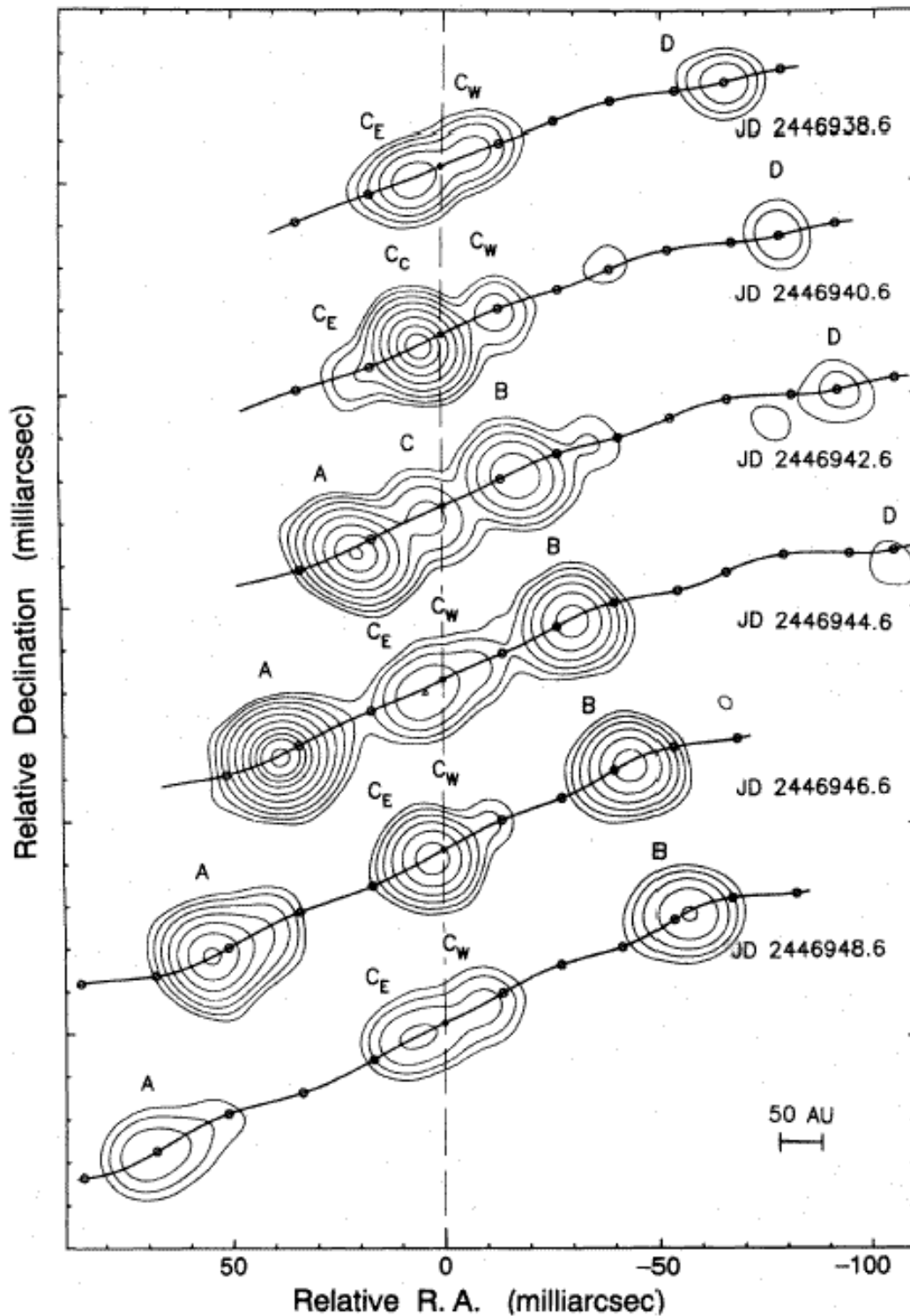


FIG. IV.3 – Images VLBI de SS433 à 5 GHz, observé à deux jours d'intervalles en 1987 par Vermeulen et al. (1993a). Les contours correspondent aux mêmes niveaux de flux sur les 6 images (2, 4, 8, 16, 32, 60, 100, 140, 180, 240 mJy/beam). La ligne verticale en larges tirets représente la position du centre des éjections au cours du temps. La position des émissions prédites par le modèle cinématique, incluant le mouvement de nutation, est indiquée sur chaque image par la ligne continue, les points représentant des intervalles de 2 jours.

Les structures vues avec le VLBI diminuent rapidement en intensité au delà de $\sim 5.10^{15}$ cm, probablement à cause d'une expansion adiabatique. A une résolution moins précise, $\sim 10^{16}$ cm, les images prises avec MERLIN montrent des émissions de jets compacts le long du trajet prédit par le modèle cinématique (Vermeulen 1996). De nouveau ces jets n'ont pas une apparence continue, mais contiennent des "nœuds" plus ou moins brillants, qui se déplacent comme des entités discrètes ayant une vitesse de 0,26 c. Les nœuds les plus brillants peuvent être reliés aux épisodes de sursauts observés auparavant dans les mesures photométriques radio regroupant l'ensemble de la source, c'est-à-dire probablement au moment de leur départ du système binaire. Cependant, ces nœuds de taille $\sim 10^{16}$ cm n'ont pas encore été clairement reliés aux structures de tailles presque dix fois plus petites vues avec le VLBI.

A plus grande échelle encore, les observations plus anciennes avec le VLA montrent des lobes continus de forme enroulée, qui s'étendent jusqu'à $\sim 2.10^{17}$ cm (2–3'') des deux côtés de la source centrale. Cette distance correspond à environ 300 jours de voyage à 0,26 c, ce qui est moins que deux périodes de précession. Ces jets changent nettement de morphologie en plusieurs semaines, comme on peut le voir sur la figure IV.4 reproduite de Hjellming et Johnston (1981*b*), donnant l'impression d'un motif en forme de colimaçon projeté sur le plan du ciel. Aucune émission radio venant des jets n'a été détectée à de plus grandes distances (Vermeulen 1996) jusqu'à la coquille de la nébuleuse radio W50 que je décris dans la section suivante. Les images VLA étudiées par Hjellming et Johnston (1981*b*) ont permis à l'époque une vérification très importante, car indépendante, des paramètres du modèle cinématique. Elles ont aussi permis de compléter ce modèle, en donnant l'angle de position apparente de l'axe des jets sur le plan du ciel (Hjellming et Johnston 1981*a*), 100° par rapport à l'axe vertical de déclinaison (en partant dans le sens opposé à celui des aiguilles d'une montre), le sens de rotation des jets (celui des aiguilles d'une montre quand on regarde l'axe des jets s'éloigner de nous) et surtout en révélant que le jet oriental est situé du côté de l'axe de rotation le plus proche de nous, tandis que le jet occidental est situé du côté le plus éloigné (cf la figure IV.1).

L'émission radio de ces lobes correspond à un indice spectral de $\alpha \approx 0,6$ (la densité de flux vérifiant $S \propto \nu^\alpha$) à des fréquences > 1 GHz. Cet indice est caractéristique d'une émission synchrotron optiquement mince dont l'identification est renforcée par la présence dans ces lobes d'une polarisation linéaire de 8 à 20% selon les époques (Hjellming et Johnston 1981*a*). Hjellming et Johnston (1988) ont développé un modèle de jets coniques relativistes pour expliquer le spectre et la morphologie radio de cette source. La densité de flux typique de ces périodes de calme pour SS 433 est de 0,5 Jy à 5 GHz. Mais la source présente aussi des périodes de sursauts radio bien au dessus de 1 Jy (Vermeulen 1996). L'origine de ces sursauts est difficile à trouver car ces émissions correspondent aux contributions de plusieurs structures évoluant simultanément dans les jets. Il existe apparemment deux types de sursauts radio, avec ou sans délai net entre les maxima des pics de flux aux différentes fréquences, qui d'après Bursov et Trushkin (1995) pourraient provenir de deux régions différentes des jets: le cœur lui même ($< 10^{13}$ cm) et une zone de brillance à $\sim 4.10^{15}$ cm.

Enfin les dernières images publiées des jets radio ont été prises avec le VLBA+VLA par Paragi et al. (1999). Ils confirment la structure habituelle des jets, mais surtout détectent la présence à 1,6 et 5 GHz de deux composantes faibles à des angles de position inhabituels ($PA \sim 30 \pm 20^\circ$ donc loin des positions possibles des jets relativistes où $PA = 80 \pm 20^\circ$). Ces

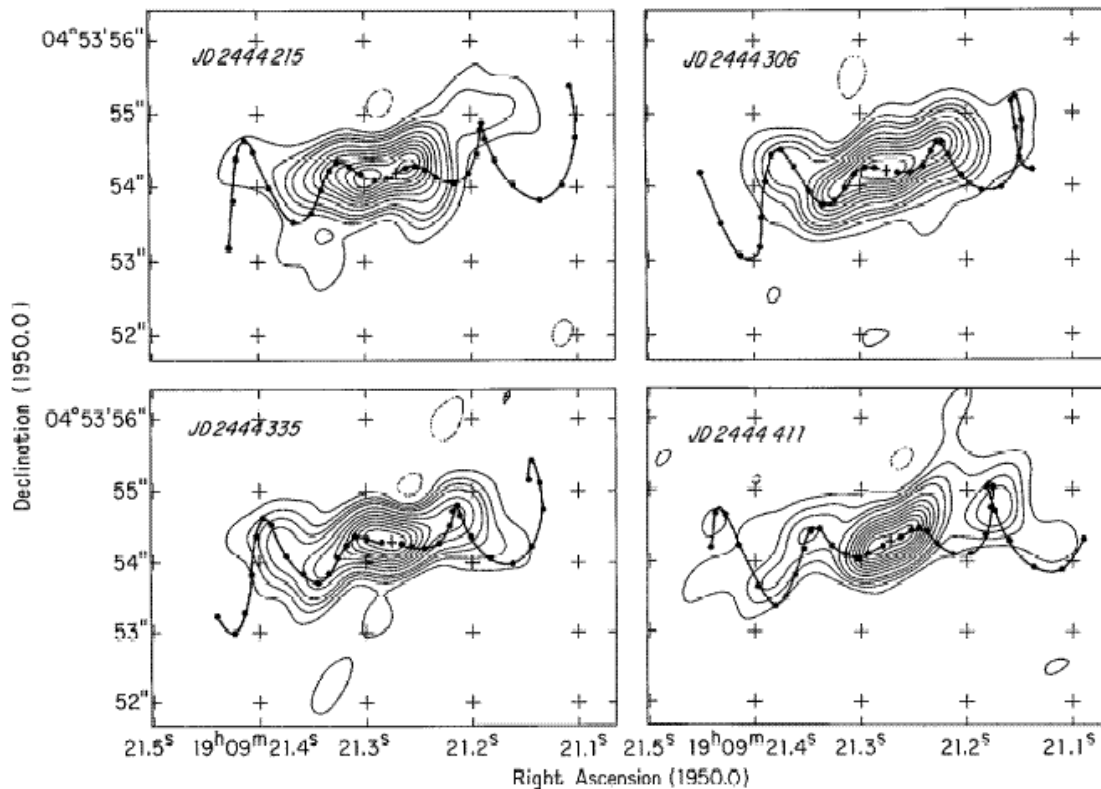


FIG. IV.4 – Image radio de SS 433 prise avec le VLA à 4885 MHz (reproduction de la figure 2 de Hjellming et Johnston 1981b). Le cœur radio non résolu a été enlevé, et les positions de bouffées de matières éjectées avec des intervalles de 20 jours sont représentées par des points le long des trajectoires prédites par le modèle cinématique (avec les paramètres de cette époque).

structures s'étendent au nord-est et au sud-ouest de la source centrale sur des distances de 30 mas à 70 mas. Ces régions d'émission radio pourraient être reliées à une extension du disque d'accrétion, ou à un vent équatorial de matière s'écoulant vers l'extérieur du système binaire. Cet aspect sera plus amplement discuté dans le chapitre suivant.

IV.7 La nébuleuse W50

SS 433 est donc une source très particulière de par son système binaire, mais aussi à cause de son environnement interstellaire : elle est au centre de la curieuse nébuleuse radio W50. Bien qu'il n'y ait plus de doute concernant l'association réelle entre SS 433 et W50, aussi bien la vraie nature de W50, que le mécanisme en jeu dans l'interaction entre les jets relativistes et le plasma environnant restent sources d'interrogations. La description la plus complète de W50 a été faite par Dubner et al. (1998) où pour la première fois cette nébuleuse radio non thermique a été cartographiée dans son entier avec une bonne résolution angulaire ($55''$) permettant de faire ressortir toutes les structures spatiales. Comme on le voit sur la figure IV.5 montrant W50 à 1465 MHz (20 cm), cette nébuleuse est de grande taille apparente, s'étalant sur $\sim 1^\circ \times 2^\circ$, ce qui représente $\sim 56 \text{ pc} \times 112 \text{ pc}$ à une distance de 3,2 kpc. Sa forme est très particulière: une

enveloppe sphérique de rayon $29'$, avec deux extensions latérales appelées “oreilles”, “anses” ou “ailes” selon les auteurs, qui font ressembler le tout à un coquillage ou à un bec de canard selon l’imagination des observateurs.

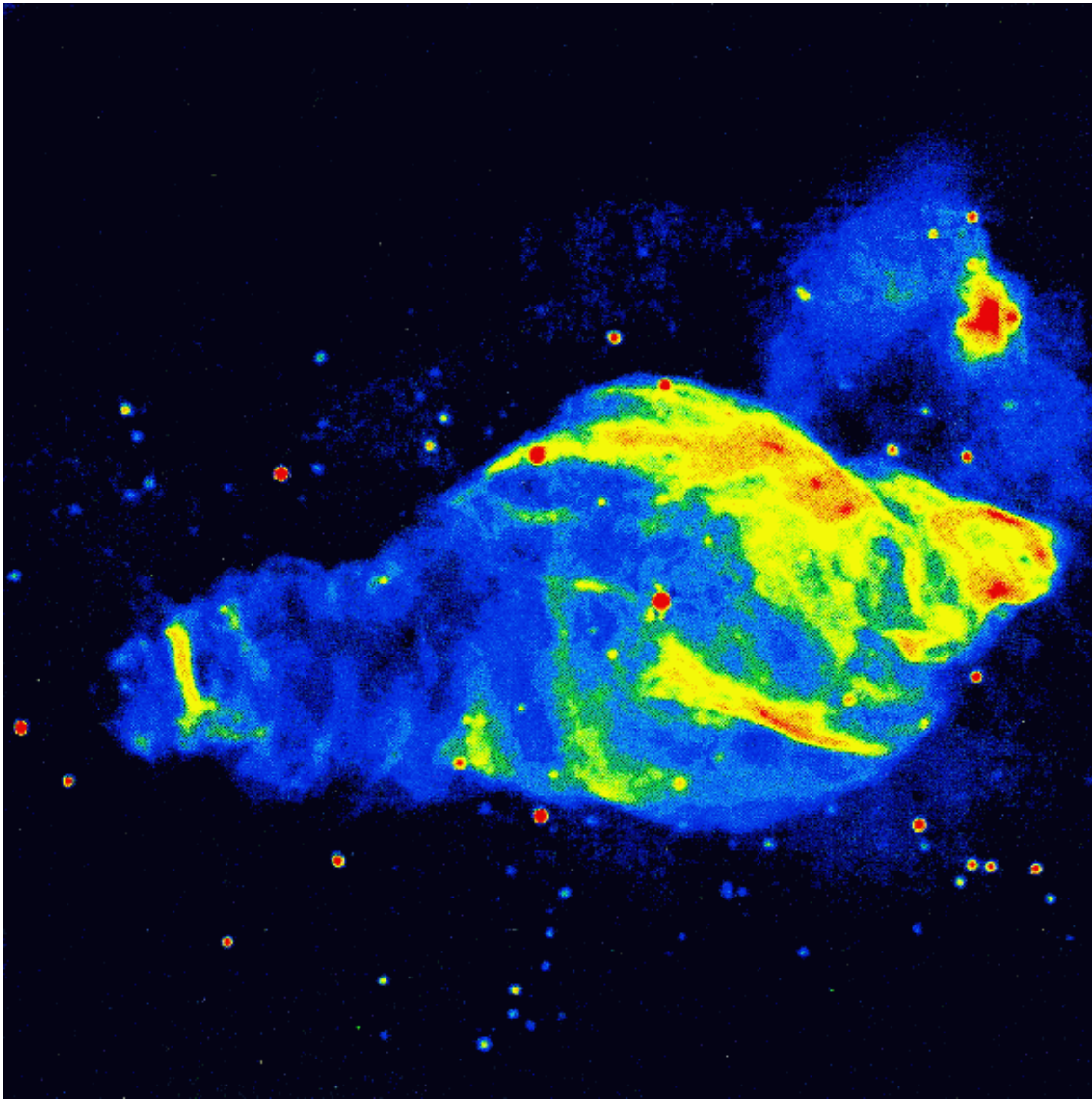


FIG. IV.5 – La nébuleuse radio W50 observée à 20 cm (1465 MHz) avec le VLA (reproduction de la figure 1a de Dubner et al. 1998). Le Nord est vers le haut et l’Est vers la gauche. SS 433 est la source ponctuelle au centre de cette nébuleuse. Les autres sources ponctuelles dans la nébuleuse sont probablement d’origine extragalactique. La région brillante au nord-ouest de l’image est la région HII S74 située en avant-plan de W50, à 2,7 kpc de nous.

Différentes hypothèses ont été émises pour expliquer la forme et la nature de W50. Les deux plus plausibles invoquent un reste de supernova (cf par exemple Velusamy et Kundu 1974 et Elston et Baum 1987), ou une bulle interstellaire en expansion provoquée par le fort vent stellaire du compagnon visible de SS 433, et dans laquelle les jets s’étirent (Königl 1983). La

plupart du temps, W50 est classé comme un reste de supernova, mais son type n'est pas vraiment défini : il n'est ni du type coquille (comme le caractéristique Cassiopeia A), ni du type pléïon (de morphologie remplie au centre comme la nébuleuse du Crabe), mais ressemble aux deux par certains aspects, ce qui le range dans la catégorie des restes de supernova "composites". Autre particularité, sa morphologie est allongée, correspondant à la déformation due à l'interaction avec les jets provenant de SS 433, qui poussent la coquille et ont ainsi construit les "ailes" de cette nébuleuse, en lui injectant continuellement de la matière, des particules de hautes énergies et du champ magnétique pour Begelman et al. (1980).

On observe une certaine asymétrie dans ces deux ailes, le lobe Est étant plus étendu que le lobe Ouest. Ceci est interprété comme venant d'une asymétrie du milieu interstellaire environnant SS 433, supposé être plus dense à l'Ouest qu'à l'Est, ce qui expliquerait aussi la plus grande intensité de flux du côté occidental, où la coquille externe du reste de supernova et le jet rencontreraient plus de matière provoquant une plus forte émission. Cette asymétrie est aussi observée dans les valeurs des indices spectraux mesurés par Dubner et al. (1998) en radio : le spectre ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) est plus mou dans le lobe oriental ($\alpha \sim 0.8$) que dans le lobe occidental ($\alpha \sim 0.48$), avec une composante centrale ayant un indice spectral typique des restes de supernova en coquille, $\alpha \sim 0.56$. Cette évolution spectrale est compatible avec la distribution supposée de matière environnante, l'indice le plus pentu correspondant aux régions en expansion dans un milieu plus diffus et le plus plat correspondant au milieu plus dense. L'extrémité occidentale de la nébuleuse peut ainsi être interprétée comme la trace d'un choc terminal sur un milieu ambiant plus dense, similaire à celui observé dans les jets extragalactiques (Dubner et al. 1998). Cette interprétation peut aussi être appliquée pour la partie Nord de W50, qui est probablement produite par l'émission synchrotron d'électrons accélérés par l'onde de choc lors de la rencontre de la coquille du reste de supernova (ou du vent stellaire) avec le milieu environnant (Safi-Harb et Petre 1999). L'image à 20 cm de W50 révèle dans le lobe oriental une série de filaments pratiquement verticaux, à des distances de $0,5^\circ$ à 1° de SS 433 (Dubner et al. 1998). Ces filaments, régulièrement espacés de $5,2' \pm 0,4'$ et dont le dernier est particulièrement brillant, ressemblent à la projection d'une structure en hélice sur le plan du ciel. Le diamètre de cette structure correspond aux 40° du cône de précession des jets compacts, suggérant qu'elle représente la trace à grande échelle de ces jets relativistes. A partir de simulations numériques de l'interaction de jets dans un reste de supernova, Velázquez et Raga (2000) proposent que cette structure en hélice a pour origine des chocs secondaires incidents et réfléchis dans le faisceau du jet.

L'étude du milieu interstellaire environnant W50, à l'aide de la raie d'émission HI à 21 cm, permet à Dubner et al. (1998) d'observer que la nébuleuse a balayé le gaz environnant sur une coquille elliptique représentant environ $30.000 M_\odot$ d'hydrogène neutre (en plaçant la source à une distance de 3 kpc). A partir de l'estimation de la vitesse d'expansion de cette coquille, ils déduisent l'énergie cinétique transférée au milieu environnant : $\sim 2.10^{51}$ erg. Cette valeur est bien plus grande que l'énergie cinétique typique associée aux restes de supernova classiques, $\sim 10^{49}$ erg. Ceci confirme que les jets de SS 433 ont fourni une quantité importante d'énergie cinétique au milieu extérieur, car ce résultat est compatible avec l'estimation du taux minimal d'injection d'énergie cinétique dans les jets, quelques 10^{39} erg.s $^{-1}$ (Margon 1984), et l'âge estimé de la nébuleuse, supérieur à $\sim 2.10^4$ ans (Zealey et al. 1980), donnant $\sim 10^{51}$ erg pour l'énergie cinétique totale fournie par les jets. L'étude des vitesses radiales de la raie HI à 21 cm

permet aussi à Dubner et al. (1998) d'ajouter un argument en faveur du modèle cinématique de Hjellming et Johnston (1981*b*) où le lobe oriental pointe vers nous, contrairement au lobe occidental situé du côté de l'axe de précession le plus éloigné de la Terre.

L'aspect multi-longueurs d'onde de la nébuleuse W50 sera développé dans le chapitre VI consacré à l'étude infrarouge de celle-ci comparée aux autres domaines du spectre électromagnétique.

IV.8 Distance

Malgré les nombreuses études sur le système SS 433/W50, une incertitude plane encore sur la distance qui le sépare de la Terre. Les estimations varient selon la technique employée. Par exemple, à partir des observations radio, précises à la seconde d'angle, de la structure en tire-bouchon des jets, Hjellming et Johnston (1981*b*) simulèrent cette précession des jets relativistes, et en supposant que leur vitesse se maintient à $0.26c$, il en déduisirent une distance de $5,5 \pm 1,1$ kpc. A partir d'observation de la différence de polarisation des lobes, Elston et Baum (1987) obtiennent ~ 3 kpc. A l'aide d'observations VLBI, donc à l'échelle de la milliseconde d'angle, Vermeulen et ses collaborateurs mesurèrent le déplacement sur le fond du ciel d'éjections discrètes de SS 433 pendant une dizaine de jours, et ils en déduisirent une distance de $4,85 \pm 0,2$ kpc (Vermeulen et al. 1993*a*). Une assez bonne revue des différentes valeurs publiées se trouve dans l'article de Dubner et al. (1998), qui mentionne aussi la détermination de cette distance par des mesures d'absorption de HI ayant donné 3,1 kpc, et les estimations à partir des relations diamètre-brillance de surface (entre 2,2 et 3,6 kpc). Dubner et ses collaborateurs ont mesuré cette distance par des observations précises de l'émission HI à 21 cm, et ils en ont déduit la vitesse radiale associée à W50, 42 km.s^{-1} , ce qui correspond à une distance de $3,0 \pm 0,2$ kpc d'après les courbes de rotation de la Galaxie de Fich et al. (1989). Durouchoux et al. (2000) ont observé la transition 1-0 du CO dans le lobe occidental de W50, et ont trouvé un nuage moléculaire de vitesse $\sim 50 \text{ km.s}^{-1}$, semblant être associé avec la nébuleuse (voir plus loin le chapitre VI) et la situant donc à une distance de $\sim 3,2$ kpc. Récemment cette équipe a de nouveau observé cette raie d'émission du CO(1-0), et mesuré des décalages du pic de cette raie compris entre 48,5 et 51 km.s^{-1} selon la localisation de l'observation dans le nuage de CO (Sood et al. en préparation). En tenant compte des incertitudes des courbes de Fich et al. (1989), ils estiment l'incertitude sur la distance à 10%, obtenant donc un intervalle de $3.37\text{--}3.54 \text{ kpc} \pm 0,35$ kpc. Ces valeurs et celle de Dubner et al. (1998) sont compatibles si on considère que le nuage HI entoure la nébuleuse W50 et est donc bien plus grand que les nuages de CO situés dans cette nébuleuse, d'où une mesure de distance du HI plus proche que celle du CO.

On peut remarquer une certaine incompatibilité entre les différentes estimations de la distance de SS 433 par rapport à la Terre, en particulier entre les valeurs mesurées avec les méthodes les plus fiables comme celles de Vermeulen et al. (1993*a*) et de Durouchoux et al. (2000). Il faut cependant critiquer le résultat de Vermeulen et al. (1993*a*), qui s'il a la qualité d'être assez précis quant à la mesure du déplacement d'éjecta sur le fond du ciel ($\pm 2''$), a le défaut de ne pas expliquer la provenance de la valeur choisie pour l'angle du jet par rapport à la ligne de visée, ni l'incertitude sur la distance qui peut en découler. Pour évaluer cette incertitude,

repreons les données de Vermeulen et al. (1993a) : ils supposent que deux pics radios observées (A et B) ont été éjectés en même temps à $\sim 2.446.940,0$ JD à la vitesse $v = 0,26c$ et ils en déduisent une distance de $4,85 \pm 0,2$ kpc. Si θ est l'angle de l'axe d'éjection par rapport à la ligne de visée ($0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$), μ_a et μ_r les vitesses apparentes sur le ciel des pics radios respectivement s'approchant et s'éloignant de nous, la distance de la source à l'observateur est (Mirabel et Rodríguez 1999, équation 4) :

$$D = \frac{c \tan \theta}{2} \frac{\mu_a - \mu_r}{\mu_a \mu_r} = C^{te} \times \tan \theta$$

Sans connaître les vitesses apparentes, avec $\theta = 63^\circ$ donné par Vermeulen et al. (1993a), on peut facilement calculer $C^{te} = 2,47$ kpc. En négligeant les autres facteurs, une incertitude sur l'angle $\Delta\theta$ provoque donc une incertitude de distance $\Delta D = C^{te} \frac{\Delta\theta}{\cos^2 \theta}$. Pour estimer l'incertitude sur θ on peut calculer sa valeur à partir des éphémérides du mouvement de précession. Kemp et al. (1986) donnent $\Phi_p = 0$ (cf le schéma de la figure IV.1) à $T_0 = 2.445.217,9$ JD et une période $P_{prec} = 162,5$ jours, ce qui permet de calculer la phase du jour de l'éjection des pics radios : $\Phi_p = 0,603$. Pour un demi-angle projeté du cône de précession de $19,8^\circ$, parcouru en un quart de période, cette phase correspond à un angle projeté de $8,16^\circ$ par rapport à la phase $\Phi_p = 0,5$ où l'angle du jet par rapport à la ligne de visée est au minimum ($59,02^\circ$ cf la figure IV.1). Le jour de l'éjection de A et B, l'éphéméride de Kemp et al. (1986) donne ainsi un angle du jet avec la ligne de visée de $\theta = 67,18^\circ$. Ceci nous permet d'estimer l'incertitude sur θ à au moins la différence entre cette valeur et celle de Vermeulen et al. (1993a) : $\Delta\theta \simeq 4^\circ$. En prenant $\theta = 67,18^\circ$ on obtient une différence de distance $\Delta D = 1,2$ kpc. Ceci peut ramener l'estimation de Vermeulen sur la distance de SS 433 de 4,85 kpc à 3,65 kpc, ce qui devient compatible avec l'estimation de 3.37–3.54 kpc $\pm 0,35$ kpc par Sood et al. (en préparation).

IV.9 Conclusion

L'ensemble formé par le système binaire SS 433 et la nébuleuse W50 qui l'entoure est, comme nous venons de le voir, très complexe, ce qui le rend d'autant plus intéressant. Depuis sa découverte dans les années 70, il a perdu son statut unique de source galactique de jets relativistes avec la découverte des microquasars (Mirabel et al. 1992), et ce n'est plus la seule source X de jets se propageant à l'intérieur d'un reste de supernova. En effet, Gaensler et al. (1998) propose que le reste de supernova G309.2-00.6 est un analogue jeune de W50, et la morphologie du pléion CTB 80 observé en H α comporte une structure complexe avec des lobes allongés résultant peut-être d'un vent bipolaire venant du pulsar central de la nébuleuse (Hester 2000). Cependant, SS 433 est un objet de notre Galaxie qui reste unique par l'étendue des échelles de longueurs auxquelles il peut être observé : de moins d'une unité astronomique ($\sim 10^{11}$ m) pour les raies stationnaires provenant du système binaire et pour les raies en mouvement du spectre X provenant des jets relativistes, à la centaine de parsec ($\sim 10^{18}$ m) pour la nébuleuse radio, soit au moins huit ordres de grandeur uniquement pour les jets. Ces écarts sont plus courants dans les objets extragalactiques comme les jets des radio-galaxies, qui peuvent aller d'une taille inférieure au parsec jusqu'aux mégaparsecs.

Dans les chapitres suivant, nous allons suivre pour SS 433 cette évolution vers les grandes

échelles, en commençant par étudier le spectre émis par le système binaire en infrarouge moyen, puis en observant la répartition des émissions infrarouges dans la nébuleuse W50 par rapport aux autres domaines du spectre, et enfin en comparant ces résultats à ceux observés dans les radio-galaxies et les quasars.

Chapitre V

Observation du système binaire SS 433

V.1 Les observations	59
V.2 Les raies en émission	66
V.2.1 Comparaison avec les spectres de quelques étoiles Wolf-Rayet	66
V.2.2 Variations selon la phase orbitale	73
V.3 Le continuum	73
V.3.1 Dérougissement et constats	73
V.3.2 Modélisation	79
V.3.3 Interprétations	80
V.3.4 Evaluation de la perte de masse	84
V.3.5 Que devient la matière éjectée?	86
V.3.6 Le spectre général de SS 433 de la radio au visible	87
V.4 Conclusion: SS 433 une étoile Wolf-Rayet + une étoile à neutrons?	89

Dans ce chapitre, nous allons étudier plus spécifiquement le système binaire qui compose SS 433. Ainsi que cela a été dit dans le chapitre introductif de cet objet, malgré un modèle cinématique très précis qui réussit assez bien à reproduire les observations, de nombreux aspects de SS 433 restent inconnus ou soumis à des conjectures, en particulier concernant la nature du compagnon de l'objet compact. Nos observations, uniques en infrarouge moyen, prouvent pour la première fois la présence d'un vent de matière dans le système, et donnent des indices intéressants sur la nature possible de ce compagnon: une étoile Wolf-Rayet.

V.1 Les observations

SS 433 a été observé à plusieurs reprises avec ISO, au cours de différents programmes qui n'ont chacun pas pu être menés à leur terme. Le résultat de cet ensemble d'observations pas totalement cohérent apporte tout de même un éclairage intéressant sur la nature possible de ce qui émet dans le domaine infrarouge. Le détail de ces observations est noté dans le tableau V.1.

Elles consistent en quatre spectres pris avec le mode spectroscopique d'ISOPHOT de 2,47 à 4,87 μm et de 5,84 à 11,62 μm , trois mesures prises avec le mode photométrique multi-filtres d'ISOPHOT à 12, 25 et 60 μm le même jour qu'un des spectres, et des images ISOCAM prises avec différents filtres larges entre 5 et 18 μm . Le traitement de ces données est expliqué dans l'annexe B, en particulier pour les modes photométriques d'ISOPHOT où quelques difficultés ont été rencontrées. Il est à noter que les différentes résolutions spatiales de ces observations englobent très largement tout le système binaire et ses proches environs, puisqu'à une distance de 3,2 kpc, une seconde d'angle correspond à $1,55 \cdot 10^{-2} \text{ pc} \simeq 3200 \text{ u.a.}$ Sauf mention contraire, toutes les données montrées par la suite ont été dérougées en prenant $A_V = 8$ et avec la loi de Lutz et al. (1996) (cf la discussion dans l'annexe C) car la loi de Draine (1989) donnait aux spectres une allure non modélisable comme je le montre plus loin au paragraphe V.3.

TAB. V.1 – *Détail des observations de SS 433 avec ISO*

date civile et en JD	Φ_p^a	φ^b	mode	λ (FWHM) ou filtre	ouverture
3 nov. 1996 2450 391,195	0,84	0,11	PHT40 ^c	2,47–4,87 μm ($\sim 0,04$)	24'' \times 24''
" " " "	"	"	PHT40 ^c	5,84–11,62 μm ($\sim 0,1$)	24'' \times 24''
11 avr. 1997 2450 550,272	0,81	0,27	PHT40 ^c	2,47–4,87 μm ($\sim 0,04$)	24'' \times 24''
" " " "	"	"	PHT40 ^c	5,84–11,62 μm ($\sim 0,1$)	24'' \times 24''
" " 2450 550,298	"	"	PHT03 ^d	P1 12 μm : 11,89 \pm 6,51	18'' \times 18''
" " " "	"	"	PHT03 ^d	P2 25 μm : 23,81 \pm 9,18	52'' \times 52''
" " 2450 550,303	"	"	PHT22 ^e	C100 60 μm : 60,8 \pm 23,9	43'' \times 43'' ^f
17 avr. 1997 2450 556,016	0,85	0,71	PHT40 ^c	2,47–4,87 μm ($\sim 0,04$)	24'' \times 24''
" " " "	"	"	PHT40 ^c	5,84–11,62 μm ($\sim 0,1$)	24'' \times 24''
23 avr. 1997 2450 561,939	0,89	0,16	PHT40 ^c	2,47–4,87 μm ($\sim 0,04$)	24'' \times 24''
" " " "	"	"	PHT40 ^c	5,84–11,62 μm ($\sim 0,1$)	24'' \times 24''
24 oct. 1997 2450 746,268	0,02	0,25	CAM01 ^g	LW3 12–18 μm	3'' \times 3'' ^h
" " " "	"	"	"	LW7 8,5–10,7 μm	" "
" " " "	"	"	"	LW9 14–16 μm	" "
" " " "	"	"	"	LW6 7–8,5 μm	" "
" " " "	"	"	"	LW8 10,7–12 μm	" "
" " " "	"	"	"	LW4 5,5–6,5 μm	" "
26 oct. 1997 2450 748,294	0,03	0,41	CAM01 ^g	LW2 5–8,5 μm	1,5'' \times 1,5'' ^h

^a phase de précession à $\pm 0,05$ d'après Kemp et al. (1986)

^b phase orbitale à $\pm 0,19$ d'après Kemp et al. (1986)

^c spectrophotométrie avec ISOPHOT

^d photométrie multi-filtres avec ISOPHOT

^e caméra photométrique multi-filtres d'ISOPHOT

^f par pixel, donnant un champ de vue de 130'' \times 130'' en tout

^g imagerie avec ISOCAM

^h par pixel

Nous avons vu dans la présentation générale de SS 433 que cette source est très variable, en particulier elle connaît de temps en temps des sursauts en X et en radio. Nous avons donc vérifié l'état de la source lors de nos observations en infrarouge, en prenant les données des archives du satellite RXTE et du télescope GBI¹. La figure V.1 montre l'évolution des flux X (1,5 – 12 keV)

1. cf la liste des acronymes en annexe E

et radio (2,25 et 8,3 GHz de largeur 35 MHz) de SS 433 pendant l'intervalle de temps couvert par nos observations. Cet intervalle de presque un an permet d'avoir une vue d'ensemble des périodes calmes et agitées de la source, et montre la non corrélation entre les sursauts en radio et ceux en X.

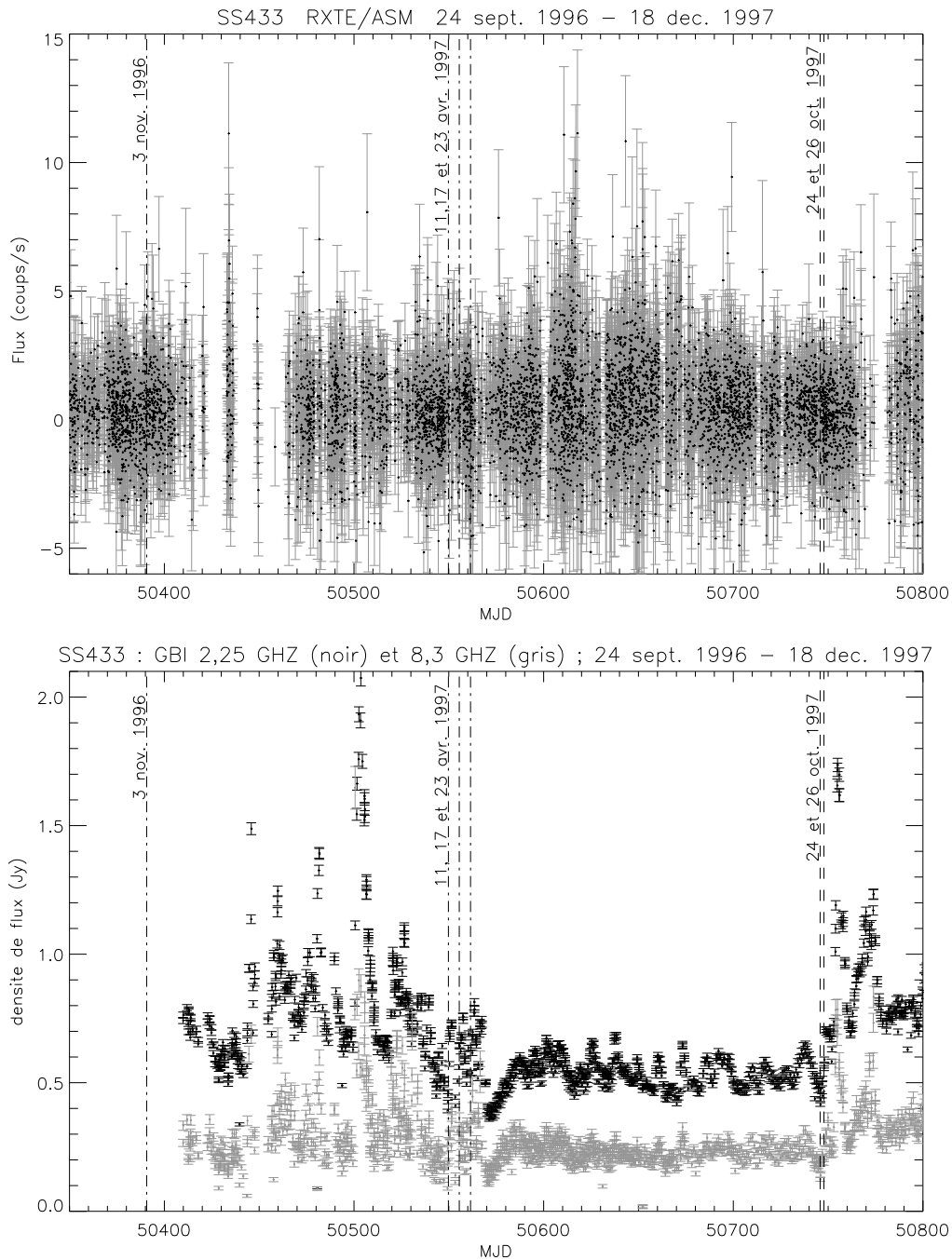


FIG. V.1 – Evolution des flux X et radio de SS433 pendant les observations ISO. En haut : flux observé par RXTE/ASM entre 2 et 10 keV. En bas : flux observé par le GBI à 2,25 GHz (en noir) et 8,3 GHz (en gris).

Les figures V.2, V.3 et V.4 montrent plus précisément l'état radio et X de SS 433 lors des trois périodes d'observations avec ISO (sauf pour le 3 novembre 1996 où le GBI n'était pas en opération) et le tableau V.2 donne les flux correspondants. On remarque que la plupart des flux X sont très faibles ou correspondent à des non détections (flux négatifs) indiquant que SS 433, déjà habituellement une source faible de rayons X, était dans un état très calme lors de nos observations. Nous n'avons donc pas à nous préoccuper d'un éventuel phénomène transitoire de chauffage par les photons de hautes énergies. Concernant le flux en radio, les observations d'avril 1997 ont lieu après une période de sursauts d'intensités moyennes (cf figure V.3), et pendant le retour au "calme" qui connaît des mini-sursauts d'intensité un peu plus élevée que les fluctuations de l'état calme (de flux moyen $\sim 0,52$ Jy à 2,25 GHz). Les observations d'octobre 1997 précèdent un sursaut radio (cf figure V.4) et correspondent à des flux moyens.

TAB. V.2 – Flux X et radio pendant les observations ISO de SS 433.

dates ISO civiles et MJD	archives RXTE/ASM		archives GBI (flux en Jy)			
	dates ^a	flux ^b \pm err.	dates ^a	F _{2,25GHz} \pm err. ^c	F _{8,3GHz} \pm err. ^c	α ^d
3 nov. 1996	50390,56	0,10 \pm 1,21	télescope en arrêt			
50390,69	50390,72	0,34 \pm 1,08	télescope en arrêt			
11 avr. 1997	50549,53	0,99 \pm 0,82	50549,59	0,465 \pm 0,008	0,271 \pm 0,015	-0,41
50549,77–,80	50550,05	-0,98 \pm 1,02	50550,30	0,573 \pm 0,009	0,195 \pm 0,011	-0,83
17 avr. 1997	50554,88	1,20 \pm 1,26	50555,29	0,561 \pm 0,009	0,184 \pm 0,011	-0,85
50555,51	50555,59	1,59 \pm 0,78	50555,53	0,646 \pm 0,010	0,291 \pm 0,016	-0,61
23 avr. 1997	50561,19	0,39 \pm 0,95	50560,43	0,691 \pm 0,011	0,324 \pm 0,017	-0,58
50561,44	50561,44	-0,16 \pm 0,83	50561,56	0,636 \pm 0,010	0,262 \pm 0,014	-0,68
24 oct. 1997	50745,09	-1,06 \pm 1,20	50745,01	0,490 \pm 0,008	0,199 \pm 0,011	-0,69
50745,77	50745,89	0,81 \pm 0,89	50745,837	0,415 \pm 0,007	0,125 \pm 0,008	-0,92
26 oct. 1997	50747,68	-0,40 \pm 1,06	50747,01	0,516 \pm 0,009	0,228 \pm 0,009	-0,63
50747,75	50747,82	0,24 \pm 0,90	50747,83	0,556 \pm 0,009	0,190 \pm 0,011	-0,82

^a en MJD encadrant celle des observations

^b coups.s⁻¹

^c erreur à $\pm 1\sigma$

^d indice spectral tel que $S_\nu \propto \nu^\alpha$

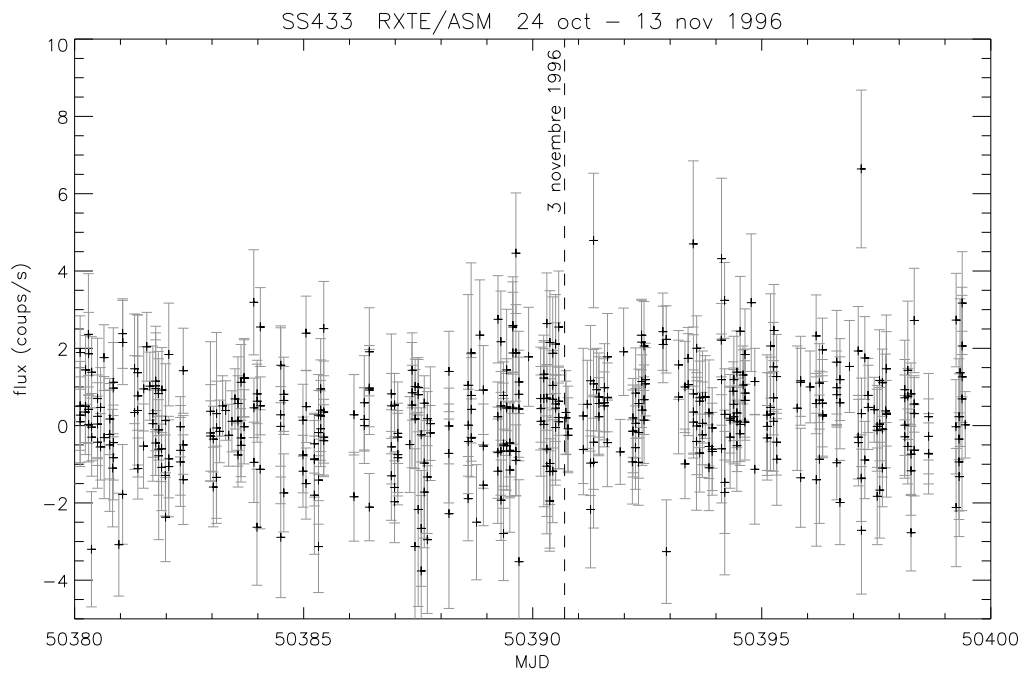


FIG. V.2 – Evolution du flux X de SS433 aux alentours de l'observation spectroscopique avec ISOPHOT-S du 3 novembre 1996.

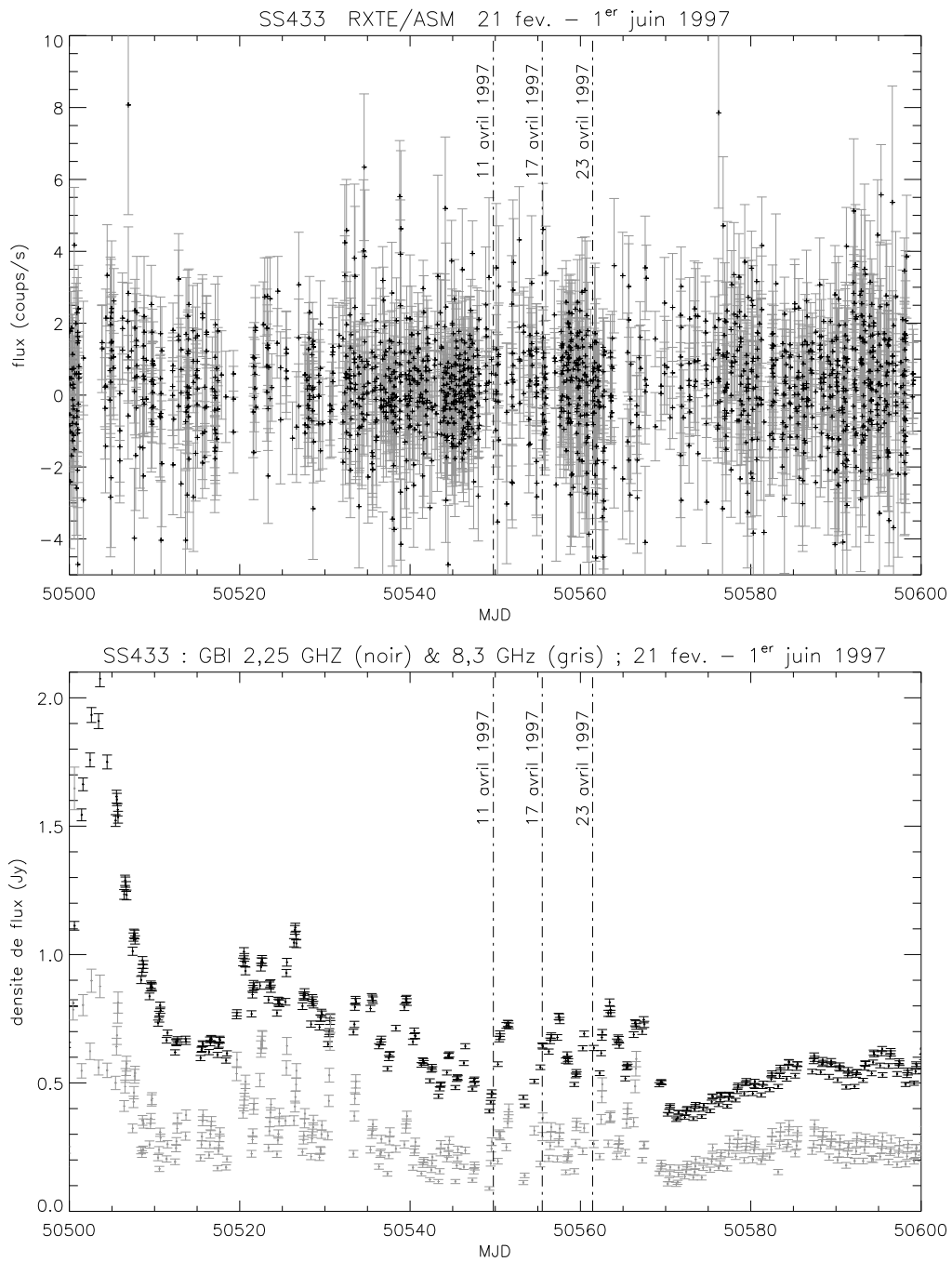


FIG. V.3 – Evolution des flux X et radio de SS 433 pendant les observations ISO d'avril 1997. En haut : flux observé par RXTE/ASM entre 2 et 10 keV. En bas : flux observé par le GBI à 2,25 GHz (en noir) et 8,3 GHz (en gris).

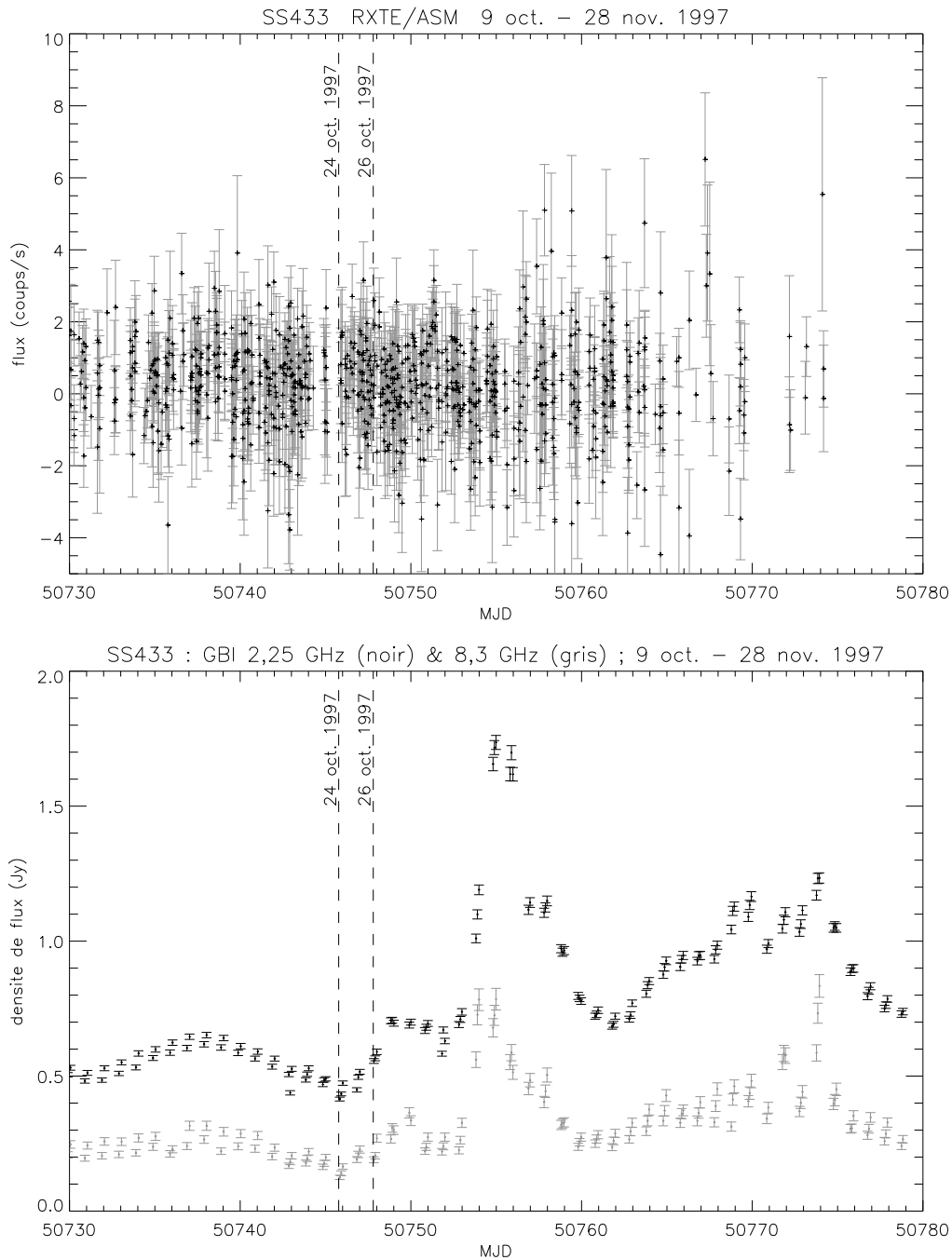


FIG. V.4 – Evolution des flux X et radio de SS433 pendant les observations ISO d'octobre 1997. En haut : flux observé par RXTE/ASM entre 2 et 10 keV. En bas : flux observé par le GBI à 2,25 GHz (en noir) et 8,3 GHz (en gris).

V.2 Les raies en émission

Dès les premiers temps de la découverte de SS 433, des chercheurs ont soupçonné son compagnon d'être une étoile de type précoce, en supposant que la luminosité et le continuum de son spectre visible et infrarouge proche sont dominés par ce compagnon. Pour Murdin et al. (1980) la modélisation de la forme du continuum et les raies d'émission HeII, NIII et CIII traduisant une grande excitation sont compatibles avec une étoile de type O5f. Pour van den Heuvel et al. (1980) qui font remarquer que le flux dans ces raies est bien trop important pour être dû à l'excitation causée par la source X, l'étoile compagnon est une Of ou une Wolf-Rayet (WR) ou une étoile de type intermédiaire entre les deux, qui produit un vent dense émettant ces raies et dont la perte de masse doit être alors d'au moins quelques $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. Un peu plus tard, van den Heuvel (1981) cite une communication privée de Conti, qui affirme que hormis les raies "en mouvements" le type d'étoile dont le spectre est le plus proche de celui de SS 433 est une Wolf-Rayet dans la séquence azote de type WN9. Cependant, la nature de ce compagnon n'a jamais réellement été déterminée avec certitude.

V.2.1 Comparaison avec les spectres de quelques étoiles Wolf-Rayet

Lorsque le spectre de SS 433 observé par ISOPHOT-S a révélé d'assez nombreuses raies d'émission, il a paru naturel de comparer ce spectre à celui de diverses étoiles Wolf-Rayet. Le spectre des étoiles Of ressemblant beaucoup à celui des Wolf-Rayet de type tardif dans la séquence azote, les WNL (Crowther et al. 1996), certaines Of ayant même été reclassifiées comme des WN9 et WN10 (Crowther et al. 1995I), nous avons cherché dans les archives du satellite ISO des spectres de ce type d'étoiles. Nous avons trouvé quatre WR observées par ISOSWS, le spectromètre basses longueurs d'ondes à haute résolution d'ISO, de type WN6 à WN8 et dont les caractéristiques principales sont résumées dans le tableau V.3. Il est à noter que d'après Crowther et al. (1995III) les séquences d'évolution possibles des WR sont² $O \rightarrow Of \rightarrow WNL + \text{abs} \rightarrow WN7 (\rightarrow WNE) \rightarrow WC \rightarrow SN$ ou $O \rightarrow LBV$ ou $RSG \rightarrow WN8 \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN$. Afin de comparer ces spectres à ceux de SS 433 pris avec PHOT-S, donc avec une bien moindre résolution spectrale que celle de SWS, nous avons coupé et dégradé les spectres de ces WR à la résolution de PHOT-S, de façon à obtenir exactement les mêmes intervalles de longueurs d'onde qu'avec celui-ci.

TAB. V.3 – Principales caractéristiques des WR servant de comparaison avec SS 433

Nom	type	binaire	distance	A_V ^a	référence
WR 78	WN7h ^a WNL	non	2,0 kpc	1,48–1,87	Crowther et al. 1995II
WR 134	WN6	possible	~ 2,1 kpc	1,22–1,99	Morel et al. 1999
WR 136	WN6b(h) WNE-s ^b	possible	1,8 kpc	1,35–2,25	Stevens et Howarth 1999
WR 147	WN8(h) WNL	B0.5 V à 0,55''	630 ± 70 pc	11,2	Morris et al. 2000 et 1998

^a d'après van der Hucht (2001) sauf pour le A_V de WR 147

^b d'après Crowther et al. 1995IV

2. voir la liste des acronymes de l'annexe E

Les figures V.5 et V.6 montrent la comparaison des spectres non dérougés de ces WR avec celui de SS 433 pris le 11 avril 1997 (celui où le flux est plus important et le signal sur bruit le meilleur pour les raies). On y voit clairement que seul le spectre de WR 147 est similaire à celui de SS 433. Le détail des comparaisons selon les raies est donné dans le tableau V.4, les raies de référence ayant été choisies par rapport à WR 147 et SS 433. Ces deux spectres comportent les mêmes raies, excepté celle à $10,5 \mu\text{m}$ qui apparaît nettement pour WR 147 alors qu'elle est absente pour SS 433. Cependant cette différence n'est pas importante dans la perspective de comparer SS 433 aux différents types de Wolf-Rayet, car Smith et Houck (2001) montrent les spectres de diverses WN8 et WN9 entre 8 et $13 \mu\text{m}$, pour lesquels cette raie à $10,5 \mu\text{m}$ est parfois très faible ou absente.

A ceci près, la grande ressemblance entre les spectres de SS 433 et WR 147 nous a incité à pousser la comparaison plus loin. Nous avons donc mesuré les largeurs équivalentes des raies ainsi que leur flux, cette fois sur les spectres dérougés avec $A_V = 8$ pour SS 433 et $A_V = 11,2$ pour WR 147, et en utilisant la loi de Lutz (la loi de Draine donnant des résultats similaires). Le tableau V.5 montre le résultat de ces mesures correspondant aux spectres de la figure V.7, qui compare celui de WR 147 avec ceux de SS 433 selon les différentes époques d'observation. Les raies, dont les positions sont clairement marquées sur cette figure, ont été identifiées selon Morris et al. (2000) qui ont étudié en détail le spectre SWS de WR 147.

L'identification de ces raies principales montre qu'elles sont composées d'hydrogène et d'hélium neutres et ionisés à différents niveaux d'excitation. La seule raie comportant un élément métallique et qui aurait pu être suffisamment intense, c'est-à-dire celle à $10,5 \mu\text{m}$ – par comparaison avec WR 147 où les autres raies métalliques de cet intervalle de longueurs d'onde sont très faibles (cf le spectre SWS dans Morris et al. 2000) – n'est pas du tout observée dans le spectre de SS 433. D'autres raies que celles notées dans le tableau V.5 apparaissent dans les différents spectres de SS 433, mais elles varient selon la date d'observation et sont en général à la limite de détection. De plus, en comparant les longueurs d'ondes de ces raies éventuelles avec celles des raies du spectre SWS de WR 147 montré dans Morris et al. (2000) on constate que ce sont encore une fois toutes des raies d'hydrogène ou d'hélium, à part une à $8,997 \mu\text{m}$ le 23 avril 1997 qui correspondrait à la raie interdite [ArIII]. Les spectres de SS 433 ne montrent donc malheureusement aucune indication de métallicité, certainement en partie à cause de la faiblesse de leur sensibilité et de leur résolution spectrale, ce qui aurait constitué une clé importante pour l'identification précise avec un type d'étoile donné. **On peut cependant affirmer que SS 433 présente des raies d'émission de type Wolf-Rayet.**

On remarque par ailleurs que les raies composées uniquement d'HeII (à $3,09$ et $4,765 \mu\text{m}$) sont difficilement mesurables à cause du bruit les entourant, sauf sur le spectre du 17 avril 1997. Ces raies sont par contre nettement plus présentes dans les spectres des WR que nous avons à disposition pour comparaison (cf tableau V.4), à part pour WR 147 où ces raies d'HeII sont aussi faibles que pour SS 433. Cela traduit-il un manque d'excitation et donc une plus faible température dans ces deux étoiles que dans les autres WR qui sont d'un type plus évolué? Dans l'affirmatif, ce serait un élément supplémentaire suggérant que SS 433 a un spectre de type WR peu évoluée, c'est-à-dire de WN11 à WN8 comprenant aussi les Of et les LBV.

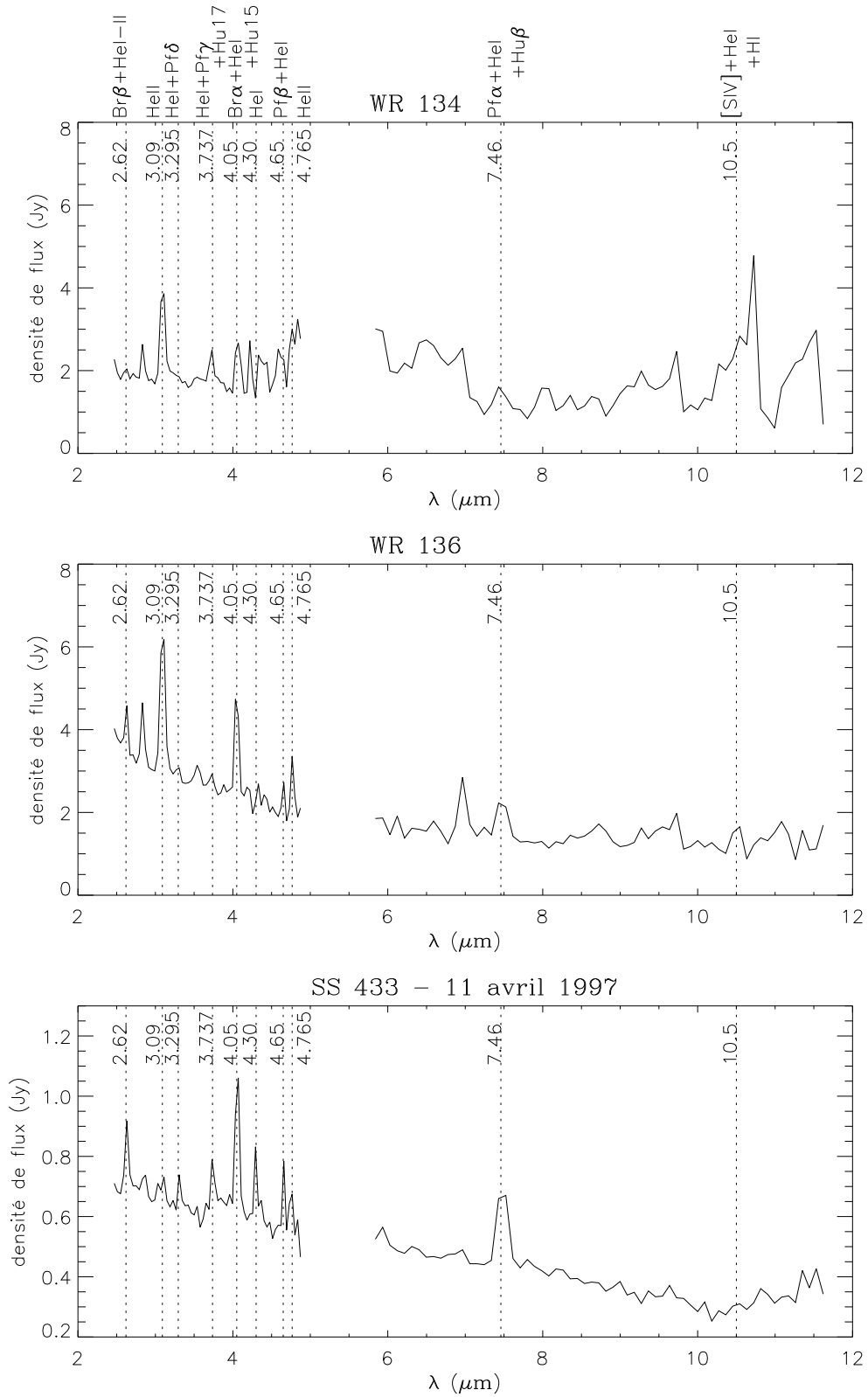


FIG. V.5 – Comparaison des spectres non dérogés de WR 134 et WR 136 avec celui de SS 433 pris le 11 avril 1997. Les raies ont été identifiées (cf le haut de la figure) selon Morris et al. (2000).

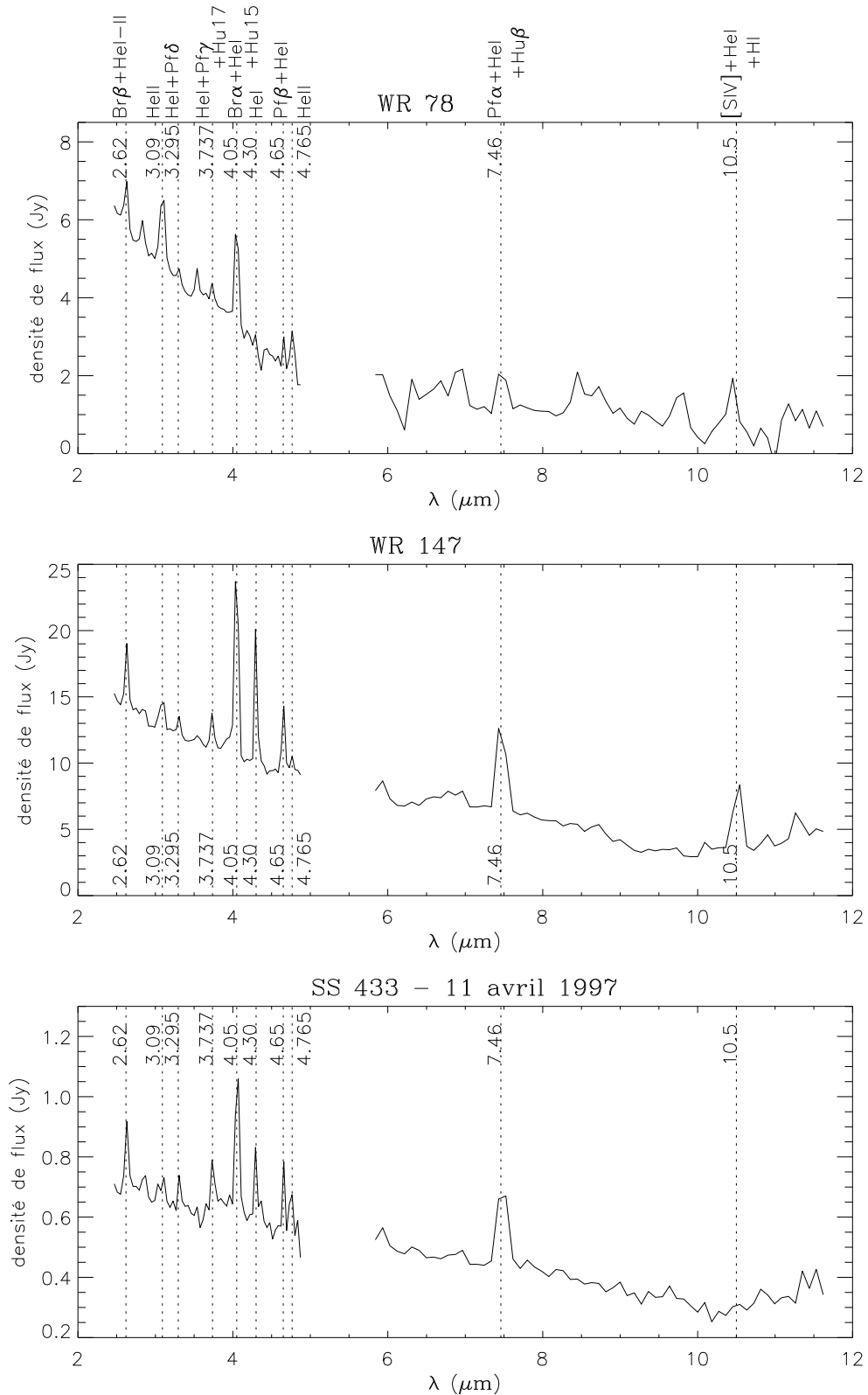


FIG. V.6 – Comparaison des spectres non dérougés de WR 78 et WR 147 avec celui de SS 433 pris le 11 avril 1997. Les raies ont été identifiées (cf le haut de la figure) selon Morris et al. (2000).

TAB. V.4 – Comparaison des raies des spectres des WR observées avec celles de SS 433 au 11 avril 1997

Objet	raie	commentaire
WR 78		spectre assez peu ressemblant à SS 433
	2,62 μm	présente comme pour SS 433
	3,09 μm	très forte alors que presque pas vue dans SS 433
	3,295 μm	présente mais très faible
	3,737 μm	faible par rapport à SS 433
	4,05 μm	forte comme pour SS 433
	4,30 μm	très faible contrairement à SS 433
	4,65 μm	présente
	4,765 μm	présente
	7,46 μm	faible par rapport à SS 433
	10,5 μm	décalée et faible
WR 134		spectre très différent de celui de SS 433
	2,62 μm	absente
	3,09 μm	très forte alors que presque pas vue dans SS 433
	3,295 μm	absente ou noyée dans la raie précédente
	3,737 μm	présente comme pour SS 433
	4,05 μm	faible par rapport à SS 433
	4,30 μm	décalée?
	4,65 μm	absente ou décalée contrairement à SS 433
	4,765 μm	dans le bruit
	7,46 μm	très faible
	10,5 μm	dans le bruit confondue avec une autre raie
WR 136		spectre un peu plus proche de SS 433
	2,62 μm	présente
	3,09 μm	très forte alors que presque pas vue dans SS 433
	3,295 μm	présente mais très faible
	3,737 μm	faible par rapport à SS 433
	4,05 μm	forte comme pour SS 433
	4,30 μm	absente contrairement à SS 433
	4,65 μm	présente
	4,765 μm	plus forte que celle à 4,65 μm contrairement à SS 433
	7,46 μm	faible par rapport à SS 433
	10,5 μm	faible et presque confondue avec le bruit
WR 147		spectre très similaire à SS 433
	2,62 μm	présente et moyenne comme pour SS 433
	3,09 μm	faible comme pour SS 433
	3,295 μm	faible comme pour SS 433
	3,737 μm	un peu plus faible que pour SS 433
	4,05 μm	très forte comme pour SS 433
	4,30 μm	forte, plus que pour SS 433
	4,65 μm	moyenne comme pour SS 433
	4,765 μm	faible un peu plus que pour SS 433
	7,46 μm	forte comme pour SS 433
	10,5 μm	forte contrairement à SS 433 où elle est absente

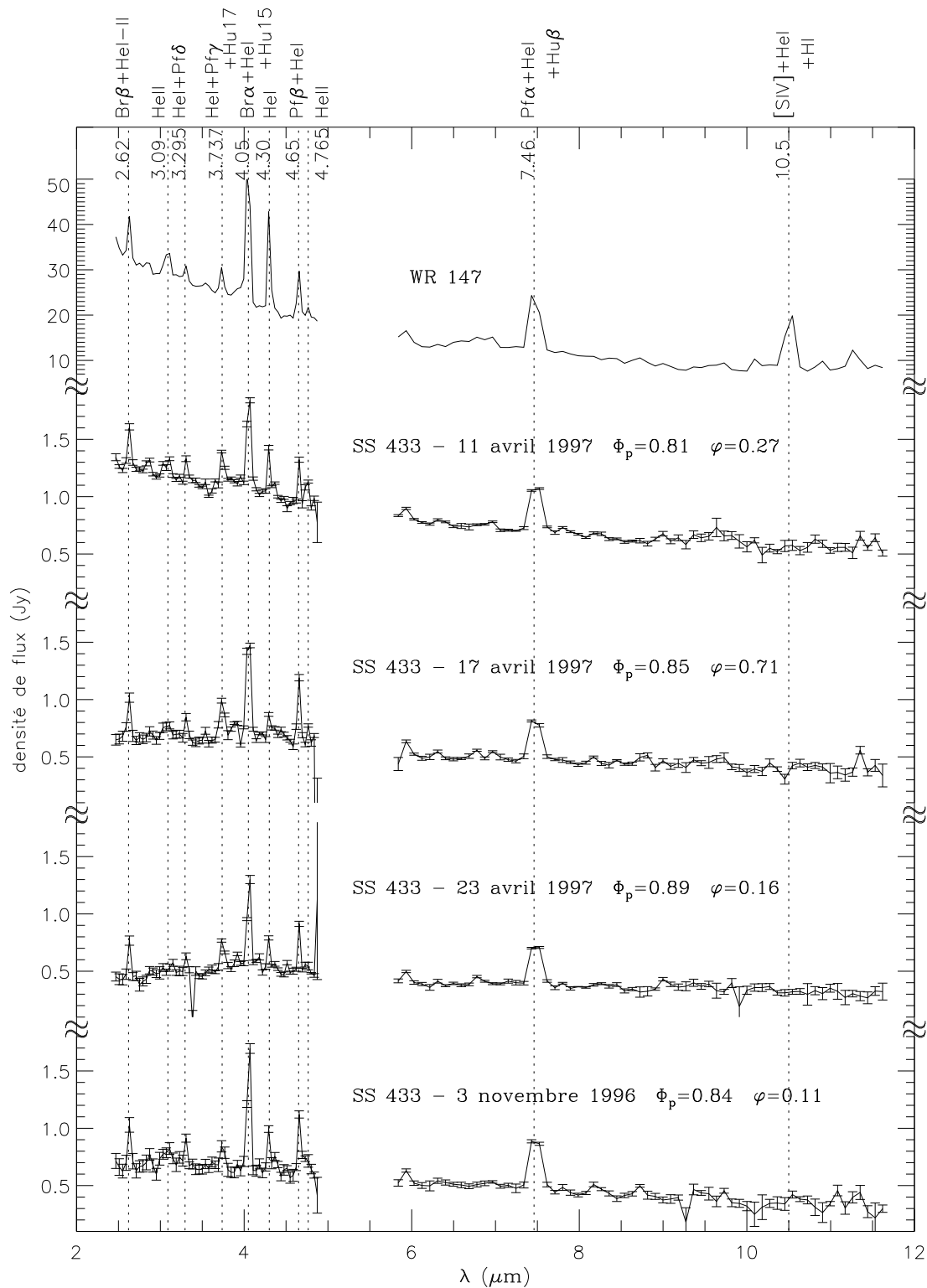


FIG. V.7 – Spectres de WR 147 et de SS 433 aux quatre différentes époques où cet objet a été observé. Les données ont été dérougées en utilisant la loi de Lutz avec $A_V = 8$ pour SS 433 et $A_V = 11,2$ pour WR 147. Les raies ont été identifiées selon Morris et al. (2000). La phase de précession (Φ_p) et celle orbitale (φ) sont précisées pour chaque spectre.

TAB. V.5 – Largeurs équivalentes des raies observées dans les spectres de SS 433 et de WR 147. Les mesures ont été effectuées avec “xiraf” sur les spectres déroulés avec la loi de Lutz et $A_V = 8$ pour SS 433 et $A_V = 11, 2$ pour WR 147.

raie	objet	λ_{mes} μm	L.E. ^a μm	\pm erreur μm	Flux $\text{Jy}^*\mu\text{m}$	\pm erreur $\text{Jy}^*\mu\text{m}$	FWHM μm	\pm erreur μm
2.62 Br β + HeI + HeII	3 nov 96	2.632	-0.038	± 0.015	0.02339 ± 0.01		0.0472 ± 0.02	
	11 avr 97	2.628	-0.017	± 0.003	0.02123 ± 0.003		0.046 ± 0.005	
	17 avr 97	2.626	-0.033	± 0.001	0.02124 ± 0.001		0.0455 ± 0.001	
	23 avr 97	2.626	-0.0325	± 0.007	0.01431 ± 0.002		0.0307 ± 0.004	
	WR 147	2.629	-0.016	± 0.002	0.5045 ± 0.06		0.0406 ± 0.005	
3.09 HeII	3 nov 96	3.068 ^b	-0.044	± 0.04	0.02809 ± 0.025		0.1469 ± 0.1	
	11 avr 97	3.078 ^b	-0.014	± 0.01	0.01660 ± 0.01		0.1092 ± 0.07	
	17 avr 97	3.069	-0.021	± 0.005	0.01404 ± 0.004		0.1119 ± 0.01	
	23 avr 97	3.139 ^b	-0.010	± 0.01	0.00485 ± 0.0049		0.0412 ± 0.04	
	WR 147	3.089	-0.016	± 0.001	0.4541 ± 0.01		0.0788 ± 0.002	
3.295 HeI + Pf δ	3 nov 96	3.300	-0.015	± 0.003	0.01052 ± 0.002		0.0317 ± 0.006	
	11 avr 97	3.312	-0.009	± 0.002	0.00967 ± 0.001		0.0330 ± 0.003	
	17 avr 97	3.313	-0.016	± 0.004	0.01036 ± 0.003		0.0384 ± 0.006	
	23 avr 97	3.306 ^b	-0.0095	± 0.009	0.00483 ± 0.005		0.0257 ± 0.025	
	WR 147	3.305	-0.006	± 0.001	0.1647 ± 0.005		0.0393 ± 0.001	
3.737 HeI + Pf γ + Hu17	3 nov 96	3.746	-0.020	± 0.001	0.01316 ± 0.0001		0.0491 ± 0.001	
	11 avr 97	3.740	-0.014	± 0.003	0.01578 ± 0.003		0.0406 ± 0.01	
	17 avr 97	3.735	-0.037	± 0.001	0.02469 ± 0.001		0.0658 ± 0.001	
	23 avr 97	3.742	-0.037	± 0.006	0.01862 ± 0.003		0.0567 ± 0.008	
	WR 147	3.733	-0.013	± 0.001	0.3281 ± 0.01		0.0467 ± 0.002	
4.05 Br α + HeI + Hu15	3 nov 96	4.058	-0.102	± 0.008	0.06370 ± 0.003		0.0396 ± 0.002	
	11 avr 97	4.058	-0.049	± 0.01	0.05312 ± 0.01		0.0510 ± 0.01	
	17 avr 97	4.052	-0.114	± 0.02	0.07120 ± 0.01		0.0598 ± 0.008	
	23 avr 97	4.058	-0.073	± 0.01	0.04197 ± 0.004		0.0376 ± 0.005	
	WR 147	4.046	-0.093	± 0.02	2.117 ± 0.3		0.0553 ± 0.008	
4.30 HeI	3 nov 96	4.292	-0.0185	± 0.001	0.01246 ± 0.0002		0.0213 ± 0.04	
	11 avr 97	4.295	-0.013	± 0.001	0.01387 ± 0.001		0.0240 ± 0.002	
	17 avr 97	4.298	-0.012	± 0.001	0.00791 ± 0.001		0.0286 ± 0.005	
	23 avr 97	4.288	-0.022	± 0.002	0.01142 ± 0.001		0.0292 ± 0.001	
	WR 147	4.299	-0.047	± 0.001	0.9870 ± 0.005		0.0311 ± 0.001	
4.65 Pf β + HeI	3 nov 96	4.659	-0.034	± 0.012	0.02212 ± 0.007		0.0346 ± 0.015	
	11 avr 97	4.657	-0.016	± 0.001	0.01481 ± 0.001		0.0207 ± 0.003	
	17 avr 97	4.655	-0.045	± 0.001	0.02824 ± 0.001		0.0379 ± 0.001	
	23 avr 97	4.656	-0.031	± 0.002	0.01583 ± 0.001		0.0208 ± 0.002	
	WR 147	4.653	-0.024	± 0.001	0.4807 ± 0.02		0.0362 ± 0.002	
4.765 HeII	3 nov 96	?						
	11 avr 97	4.752 ^b	-0.016	± 0.016	0.01411 ± 0.014		0.0419 ± 0.04	
	17 avr 97	4.765	-0.011	± 0.001	0.00641 ± 0.007		0.022 ± 0.022	
	23 avr 97	4.745 ^b	-0.008	± 0.008	0.00425 ± 0.004		0.0464 ± 0.05	
	WR 147	4.765 ^b	-0.004	± 0.004	0.0874 ± 0.08		0.0291 ± 0.03	
7.46 Pf α + HeI + Hu β	3 nov 96	7.476	-0.1925	± 0.05	0.08772 ± 0.015		0.1406 ± 0.03	
	11 avr 97	7.481	-0.109	± 0.03	0.07538 ± 0.01		0.1352 ± 0.02	
	17 avr 97	7.471	-0.145	± 0.01	0.06758 ± 0.004		0.1371 ± 0.007	
	23 avr 97	7.481	-0.174	± 0.01	0.06588 ± 0.002		0.1306 ± 0.01	
	WR 147	7.466	-0.156	± 0.01	1.931 ± 0.1		0.1067 ± 0.01	
10.5 [SIV] + HeI + HI	3 nov 96	10.520 ^b	-0.306	± 0.3	0.07758 ± 0.07		0.52 ± 0.52	
	11 avr 97	?						
	17 avr 97	?						
	23 avr 97	?						
	WR 147	10.515	-0.224	± 0.03	1.808 ± 0.2		0.1086 ± 0.009	

^a Largeur Equivalente

^b Raie à la limite de détection ou au même niveau que le bruit

V.2.2 Variations selon la phase orbitale

Les spectres de SS433 sont assez variables selon la date de leur observation, que ce soit au niveau de leur continuum (étudié dans le paragraphe suivant), de l'intensité des raies, ou du bruit. Par exemple la première partie, entre 2 et 4 μm , des spectres des 17 et 23 avril se termine par respectivement une brusque chute et une brusque hausse du flux, qui sont certainement liées à des problèmes instrumentaux. De même la chute de flux vers 3,3 μm dans le spectre du 23 avril est trop fine et brutale pour être une raie d'absorption, et ressemble plutôt à un artefact instrumental.

Il est à noter que les résolutions spectrales des deux modes de l'instrument ISOPHOT-S utilisés pour obtenir ces spectres, en moyenne 0,0445 μm (3560 km.s^{-1}) entre 2,5 et 5 μm et 0,0949 μm (3160 km.s^{-1}) entre 6 et 12 μm , sont bien trop imprécises pour espérer mesurer un décalage des raies dites "stationnaires", dont le décalage dans le visible inférieur à 300 km.s^{-1} correspond à $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 10^{-3} \Rightarrow \Delta\lambda < 4.10^{-3} \mu\text{m}$. Les raies dites "en mouvement" provenant des jets de matière à 0,26 c, correspondent à $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 0,05 \Rightarrow \Delta\lambda \sim 0,2 \mu\text{m}$ pour $\lambda = 4 \mu\text{m}$, soit un décalage maximum cinq fois plus grand que notre résolution spectrale. Elles seraient donc théoriquement repérables avec ce critère, mais la phase de précession variant peu entre nos différentes observations, et ces raies étant trois fois plus faibles que les autres dans le spectre visible, il est très probable que les raies que nous observons en infrarouge moyen avec ISOPHOT sont "stationnaires".

Nous avons essayé de corrélérer la variation des raies à la phase orbitale, dans le but de repérer leurs provenances géographiques c'est-à-dire si elles appartiennent par exemple à l'étoile compagnon de l'objet compact ou si elles sont émises par la matière transférée au disque d'accrétion, mais ceci s'est avéré sans résultat probant, d'autant plus que l'incertitude sur la phase orbitale est très grande ($\delta\varphi = 0,19$), et que la contribution de l'orientation du système suivant la phase de précession est difficile à évaluer.

Comme toutes les raies stationnaires observées auparavant dans les différents spectres optiques et infrarouge proches, on ne peut pas déduire si les raies observées proviennent de l'étoile compagnon ou d'une région proche de celle-ci, ou bien du disque d'accrétion.

V.3 Le continuum

V.3.1 Déroutissement et constats

L'étude du continuum des spectres a été faite en déroutissant les données avec la loi de Lutz et al. (1996), car la loi de Draine (1989) donne au continuum une allure "déformée" avec une "bosse" apparaissant à partir de $\sim 7 \mu\text{m}$, et qui est trop étroite pour être facilement modélisable par une loi simple comme celle d'un corps noir ou d'un changement de pente entre lois de puissances. La figure V.8 illustre ceci en montrant le résultat obtenu par le déroutissement avec

chaque loi. En fait, cette “bosse” est due à l’augmentation du coefficient d’absorption de la loi de Draine pour tenir compte de l’absorption des silicates du milieu interstellaire, après le minimum de la zone 3–8 μm dû au mélange standard de silicates et de graphites (cf l’annexe C pour plus de détails). Ce minimum est bien moins prononcé dans la loi de Lutz, ce qui explique une pente moins grande mais régulière (sans “bosse”) des spectres dérougés avec cette loi par rapport à ceux dérougés avec la loi de Draine. Vers 8,5 μm les valeurs des coefficients d’absorption des deux lois de raccordent et les flux des deux types de spectres sont alors confondus. La régularité des spectres corrigés avec la loi de Lutz, ainsi que des arguments sur l’environnement particulier de SS 433 (cf la discussion dans l’annexe C consacrée aux lois d’absorption) nous fait préférer cette loi que nous utiliserons dans toute la suite de ce chapitre.

Les figures V.9 et V.10 montrent les spectres dérougés de SS 433 les 11, 17 et 23 avril 1997 et le 3 novembre 1996. Le niveau de flux des trois spectres pris en 1997 à 6 jours d’intervalle baisse à chaque observation. Il est à noter une étonnante similitude dans le niveau du continuum des spectres du 3 novembre 1996 et du 17 avril 1997, déjà repérable dans la figure V.8. Cette similitude, qui n’est pas visible dans les raies d’émission du tableau V.5, oblige à présenter ces deux spectres sur des figures distinctes. Nous allons essayer d’expliquer les variations de niveau à l’aide des éphémérides du système binaire données par Kemp et al. (1986) dont nous avons reproduit les figures 3 et 4 sur les figures V.11 et V.12.

Les quatre dates d’observation (cf tableau V.1) correspondent à des phases de précession (Φ_p) très proches (respectivement 0,81 ; 0,85 ; 0,89 et 0,84) mais à des phases orbitales (φ) très différentes (respectivement 0,27 ; 0,71 ; 0,16 et 0,11). En premier lieu, intéressons-nous aux spectres de 1997. Si on reporte leurs phases orbitales sur la courbe de la figure 3 de Kemp et al. (1986) – figure V.11 – montrant la courbe de lumière orbitale moyenne du système binaire (en magnitude relative à une étoile de référence), on obtient des magnitudes relatives dans le visible de : $\simeq 2,65$; $\simeq 2,7$ et $\simeq 2,82$ pour les 11, 17 et 23 avril respectivement, donc des flux décroissant suivant ces dates. Si de plus, on reporte les phases de précession des ces trois dates sur la figure 4 de Kemp et al. (1986) – figure V.12 – montrant les courbes de lumières en fonction de la précession à différentes phases orbitales (centrées sur $\varphi = 0$; 0,25 ; 0,5 et 0,75), on obtient des magnitudes relatives dans le visible de : $\simeq 2,8$; $\simeq 2,92$ et entre $\simeq 2,9$ et $\simeq 3,2$ à ces mêmes dates, donc de nouveau indiquant une décroissance du flux en fonction du temps sur cette période. On explique ainsi de manière très satisfaisante la diminution du niveau du continuum observées entre les 11, 17 et 23 avril 1997.

Cependant, il est beaucoup plus difficile d’expliquer la similitude entre les niveaux du 3 novembre 1996 et du 17 avril 1997. Même si les phases orbitales du spectre du 3 novembre 1996 et de ceux de 1997 sont proches, on peut difficilement comparer le niveau de flux de ces spectres pris à 5 mois d’intervalle à cause de la variabilité intrinsèque de la source. Si l’on tente de raisonner comme précédemment avec les courbes de lumière de Kemp et al. (1986), on obtient avec les phases orbitales des magnitudes relatives dans le visible de $\simeq 2,87$ pour le 3 novembre 1996 donc un flux légèrement plus faible que $\simeq 2,82$ le 17 avril 1997, et avec les phases de précession on obtient entre $\simeq 3,1$ (pour $\varphi = 0.0$) et $\simeq 2,8$ (pour $\varphi = 0.25$) le 3 novembre (où $\varphi = 0.11$) comparé à $\gtrsim 2,92$ (valeur pour $\varphi = 0.75$) le 17 avril (où $\varphi = 0.71$). On peut éventuellement supposer que le 3 novembre la magnitude relative due à la précession est plus proche de 2,8 que de 3,1 et

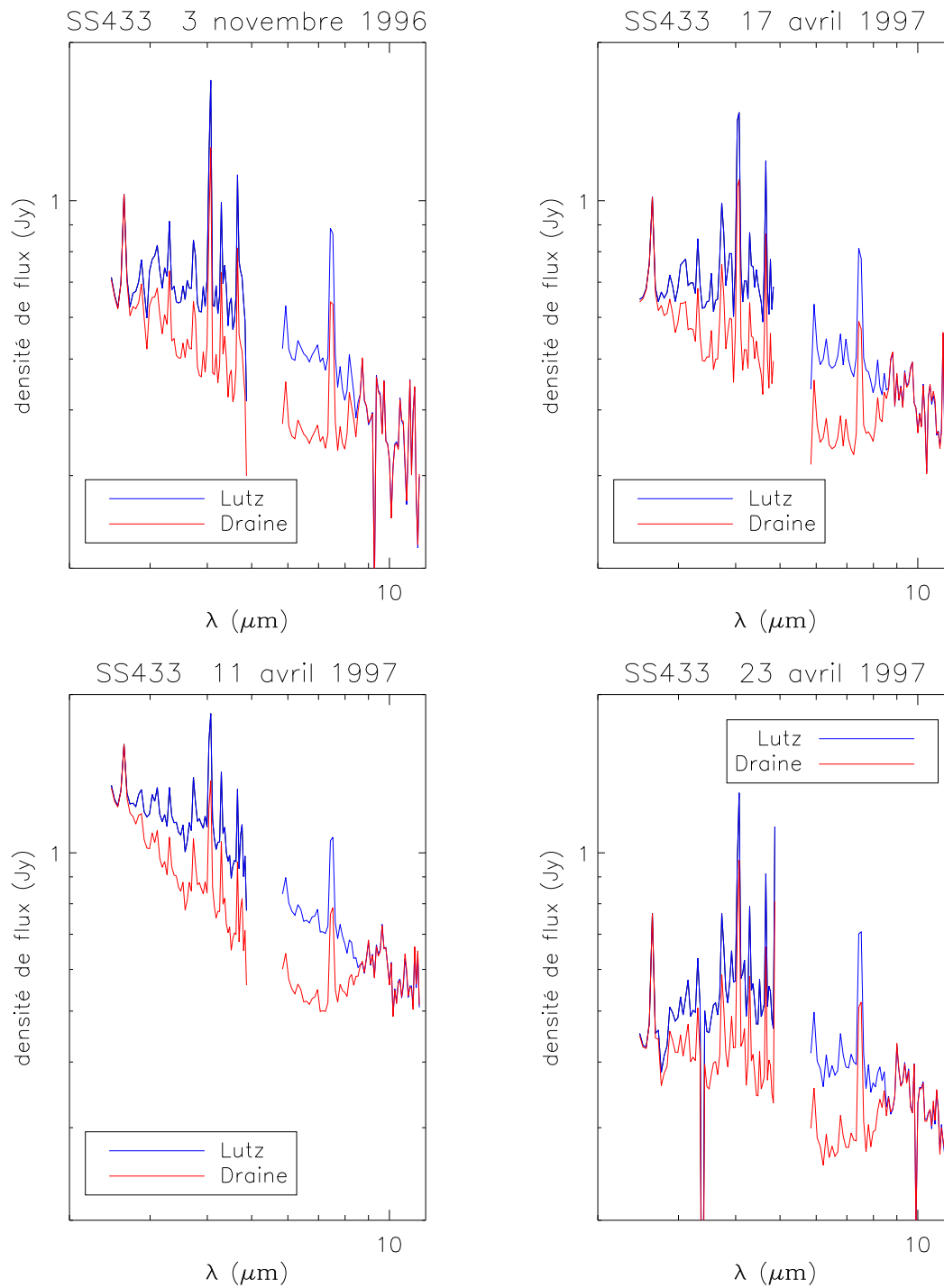


FIG. V.8 – Comparaison des spectres dérougis de SS433 avec les lois de Lutz et de Draine ($A_V = 8$).

ainsi invoquer un équilibre entre la variation venant du mouvement orbital et celle venant de la précession. Ce raisonnement est moins satisfaisant que celui concernant les spectres de 1997. Il est aussi à noter que dans les deux cas, nous n'avons pas tenu compte des incertitudes sur les

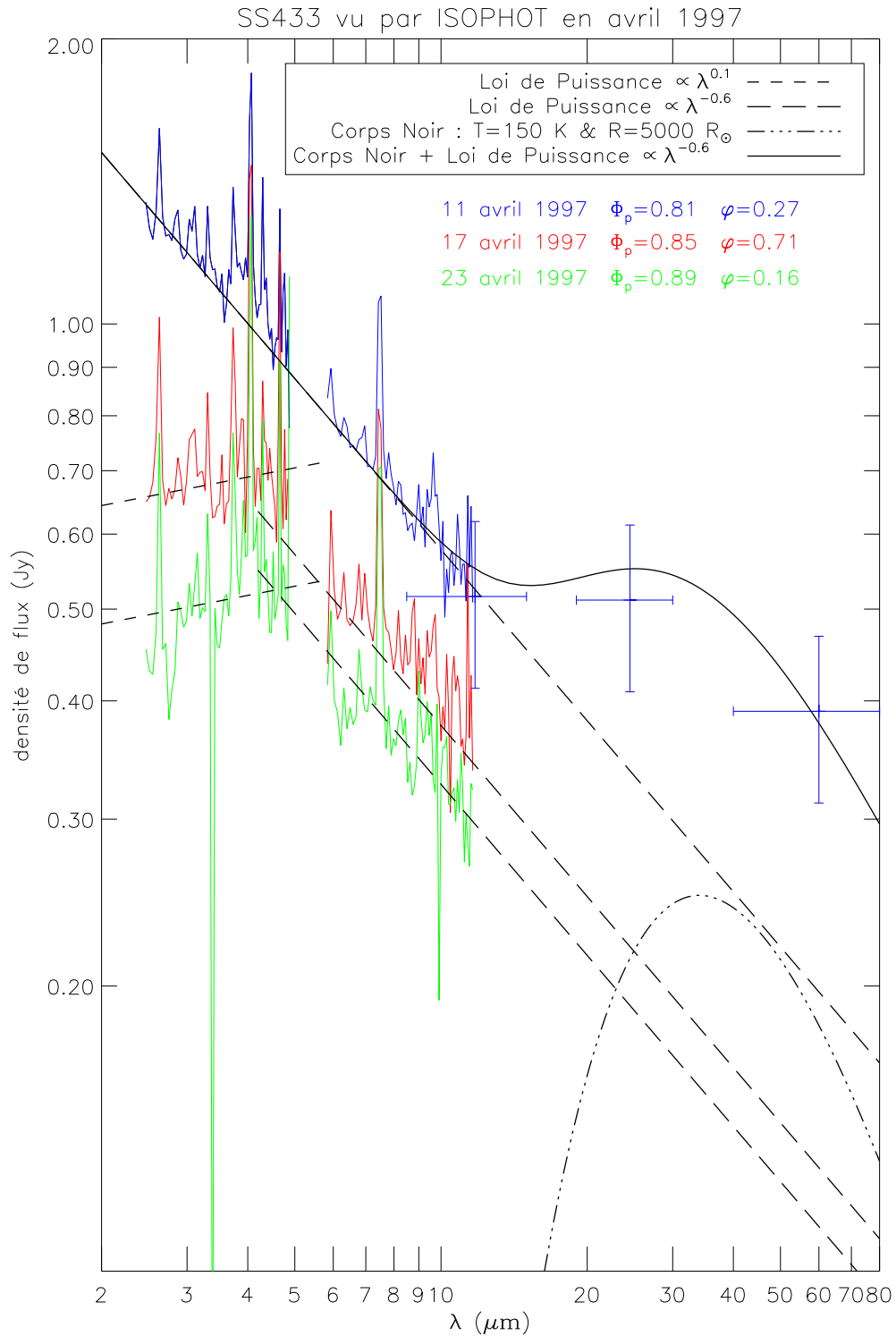


FIG. V.9 – Spectres dérougés de SS 433 du 11, 17 et 23 avril 1997, pris avec ISOPHOT-S entre $\sim 2,5$ et $11,6 \mu\text{m}$, et complété par les mesures ISOPHOT-P à 12, 25 et $60 \mu\text{m}$ pour le 11 avril. Les échelles ont été choisies pour pouvoir comparer cette figure à la suivante.

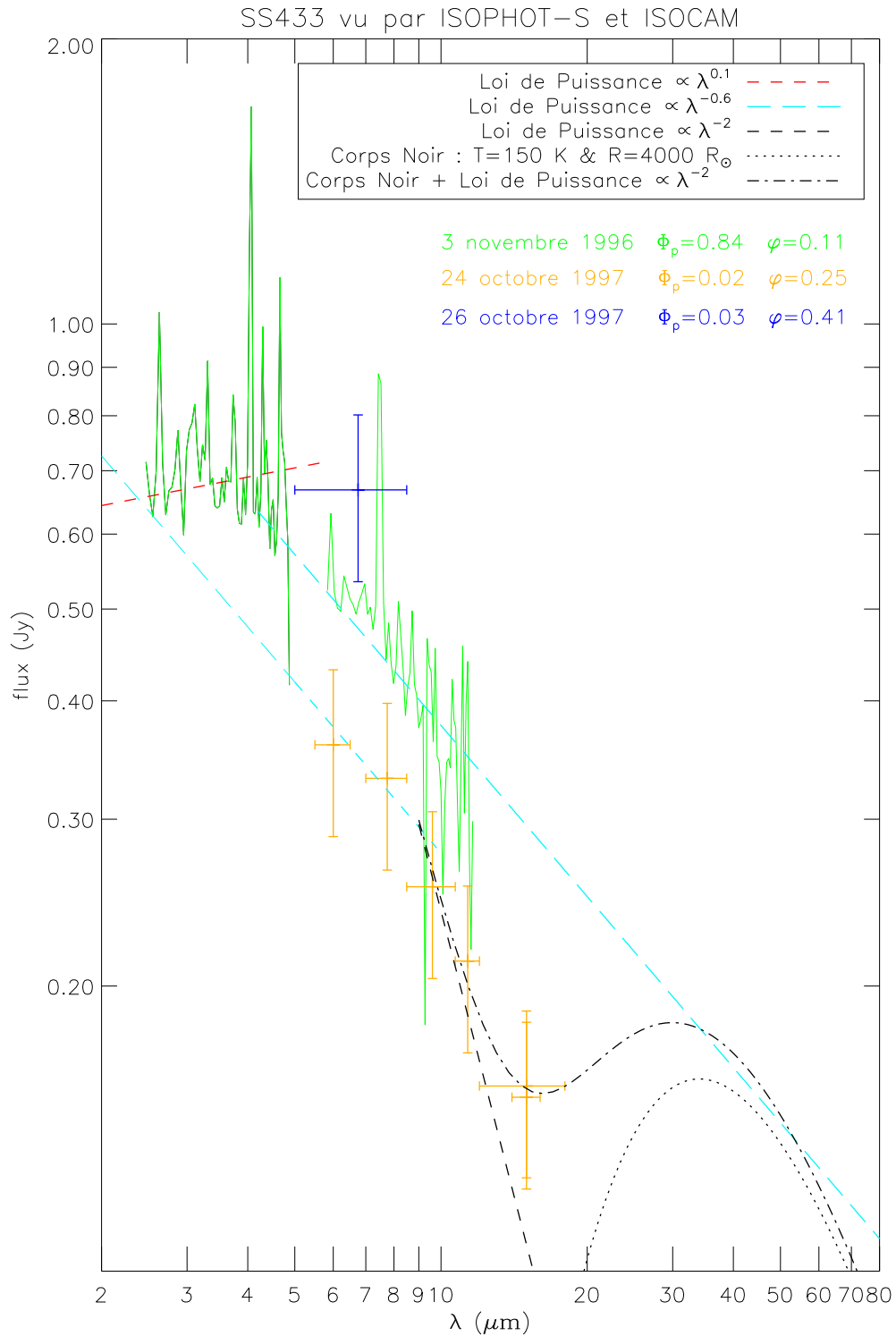


FIG. V.10 – Spectre de SS433 du 3 novembre 1996 pris avec ISOPHOT-S et flux mesurés avec ISOCAM les 24 et 26 octobre 1997. Les mêmes échelles que celles de la figure V.9 ont été utilisées pour pouvoir comparer facilement ces deux figures.

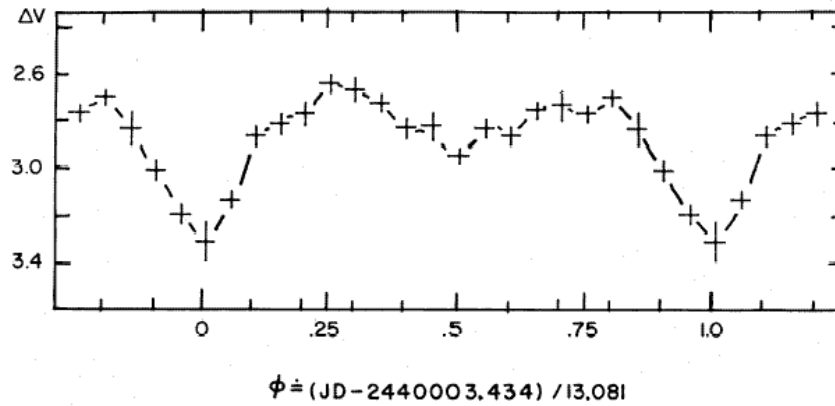


FIG. V.11 – Courbe de lumière orbitale en V de SS 433, moyennée sur les cycles de précession de 1979 à 1985 (reproduction de la figure 3 de Kemp et al. 1986).

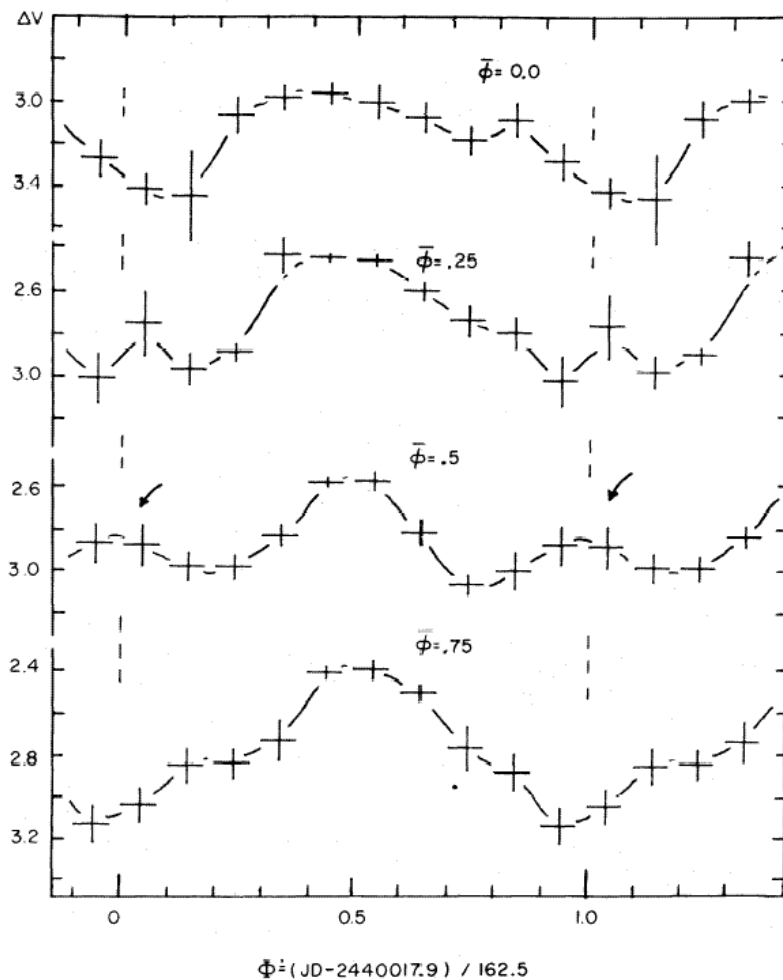


FIG. V.12 – Courbes de lumière en V de SS 433 dépendant de la précession à différentes phases orbitales centrées sur $\varphi = 0 ; 0,25 ; 0,5$ et $0,75$ (reproduction de la figure 4 de Kemp et al. 1986).

phases : 0,05 pour la précession et 0,19 pour la phase orbitale. Cette dernière est très grande, venant de l'incertitude sur la période $P = 13,081 \pm 0,003$ jours donnée par Kemp et al. (1986), à cause du nombre important d'orbites écoulées entre la date de référence de leurs éphémérides et celle des observations ISO. Les explications précédentes n'ont donc qu'une valeur indicative.

Cependant, le raisonnement utilisant les courbes de lumières de Kemp et al. (1986) ne peut pas expliquer le niveau des flux mesurés avec ISOCAM en octobre 1997, ni le grand décalage entre le flux du 24 octobre et celui du 26 octobre. Celui-ci ($\simeq 670$ mJy) est le double des valeurs des filtres correspondants du 24 octobre ($\simeq 360$ et 330 mJy). En plus des incertitudes sur les phases, la différence de résolution spatiale des deux observations (cf le tableau V.1) augmente les imprécisions de mesure, mais n'est pas suffisante pour expliquer une telle différence. Notons simplement que ces deux observations précèdent un sursaut radio ayant eu lieu le 2 novembre (cf figure V.1 et V.4), qui part d'un niveau de flux nettement plus élevé que la moyenne, l'augmentation de ce niveau ayant commencé juste après l'observation du 24 octobre. Ce changement dans l'émission radio traduit peut-être une plus grande excitation dans le système, qui expliquerait une émission plus forte en infrarouge deux jours plus tard.

V.3.2 Modélisation

Le niveau du continuum des spectres présentés dans les figure V.9 et V.10 peut être modélisé de façon très satisfaisante par des lois de puissance de la forme $S_\nu \propto \nu^\alpha \propto \lambda^{-\alpha}$. Les échelles logarithmiques de ces figures permettent de repérer très facilement la puissance dans chaque cas, donnée par la pente de la droite correspondante. Les résultats de la modélisation sont les suivants :

WR 147 : $S_\nu = 100 \cdot \lambda_{\mu m}^{-1,1}$ Jy (non tracé)

La pente du continuum correspond à $\alpha = 1,1 \pm 0,05$. Le continuum du spectre de WR 147 est nettement plus pentu que celui de SS 433 (cf plus bas).

11 avril 1997 : $S_\nu = 2,3 \cdot \lambda_{\mu m}^{-0,6}$ Jy

Le continuum entre 2 et 12 μm correspond parfaitement à une loi de puissance de pente $\alpha = 0,6 \pm 0,05$. Le flux mesuré avec le mode photométrique d'ISOPHOT à 12 μm , 515 mJy une fois dérougi, est tout à fait compatible avec celui du mode spectrophotométrique, 508 mJy à 11,62 μm , ce qui est rassurant quant à la calibration de cette mesure qui a été faite avec une ouverture (résolution spatiale) inhabituelle pour ce mode photométrique (cf l'annexe B sur le traitement des données PHOT). Le flux à 25 μm montre un aplatissement dans la pente du continuum correspondant à une nouvelle contribution apparaissant au delà de 12 μm et responsable de l'émission à 25 et 60 μm . Celle-ci a été modélisée sur la figure V.9 par un corps noir de température 150 K et de taille 5000 R_\odot ($\simeq 23,3 u.a$) pouvant schématiser de la poussière optiquement épaisse, mais on peut aussi supposer une émission optiquement mince de poussière formée de silicates (cf annexe C) et calculer à partir de ces valeurs des températures moyennes de 256 K et 116 K de masse 1, 1.10^{24} Kg et 1, 9.10^{25} Kg ($5,5.10^{-7} M_\odot$ et $9,6.10^{-6} M_\odot$).

17, 23 avril 1997 et 3 novembre 1996 : $S_\nu = 0,45 \cdot \lambda_{\mu\text{m}}^{0,1}$ Jy et $S_\nu = 1,3 \cdot \lambda_{\mu\text{m}}^{-0,6}$ Jy pour le 23 avril et pour les autres $S_\nu = 0,6 \cdot \lambda_{\mu\text{m}}^{0,1}$ Jy et $S_\nu = 1,5 \cdot \lambda_{\mu\text{m}}^{-0,6}$ Jy

Sur ces trois spectres, on observe un changement net de pente vers $4 \mu\text{m}$; de 4 à $12 \mu\text{m}$ la pente correspond à un indice spectral $\alpha = 0,6 \pm 0,05$ comme pour le 11 avril 1997, mais avant $4 \mu\text{m}$ le spectre est plus plat correspondant à $\alpha = -0,1 \pm 0,05$. La similarité des continuum des spectres du 3 novembre 1996 et du 17 avril 1997 implique qu'ils sont modélisés par les mêmes lois de puissance (mêmes coefficients de proportionnalité). Il est à noter que dans ces spectres, comme dans celui du 11 avril, le continuum montre une légère surélévation autour de $4 \mu\text{m}$, probablement due à l'ensemble de raies assez fortes et rapprochées par rapport à la résolution spectrale de PHOT-S présentes vers cette longueur d'onde.

24 octobre 1997 : $S_\nu = 1,1 \cdot \lambda_{\mu\text{m}}^{-0,6}$ Jy et $S_\nu = 27 \cdot \lambda_{\mu\text{m}}^{-2}$ Jy

Il est plus difficile de modéliser le "spectre" formé par les flux mesurés avec ISOCAM, car ils proviennent de filtres larges. Il est logique de penser que le même type d'émission a lieu à cette époque, donc j'ai essayé l'indice spectral $\alpha = 0,6$ pour les longueurs d'ondes les plus courtes. Celui-ci correspond assez bien aux flux de LW4 ($6 \mu\text{m}$), LW6 ($7,75 \mu\text{m}$) et LW7 ($9,6 \mu\text{m}$), mais après la pente augmente. On peut relativement bien modéliser ce changement de pente en combinant une loi de puissance d'indice $\alpha = 2$ et un corps noir de même température que pour le 11 avril, 150 K, et de taille $4000 R_\odot$ ($\simeq 18,6 \text{ u.a.}$) plus petite, correspondant en fait à une orientation différente par rapport à la ligne de visée à cette date d'observation.

Le choix de lois de puissances et des indices spectraux décrits ci-dessus n'est pas dû au hasard. Le spectre du 11 avril a un continuum particulièrement régulier qui fait penser à une loi de puissance. En la modélisant, la correspondance quasi-parfaite avec l'indice spectral $\alpha = 0,6$ est frappante. Cet indice spectral est très bien connu de ceux qui étudient les vents stellaires, car il correspond à la valeur théorique de l'émission free-free d'un vent ionisé, homogène, en expansion sphérique à vitesse constante (Panagia et Felli 1975; Wright et Barlow 1975) dans le cas intermédiaire entre le régime optiquement épais ($\alpha = 2$ en radio) et le régime optiquement mince (en infra-rouge proche) où l'indice spectral devient alors $\alpha = -0,1$ (André 1987). En essayant cette dernière valeur pour la partie plate des spectres (entre 2 et $4 \mu\text{m}$) on voit qu'elle correspond bien au continuum observé. La pente de WR147 avec $\alpha = 1,1$ correspond plutôt au cas de l'émission d'un flot accéléré donnant théoriquement un spectre en $\nu^{1,16}$ (Schmid-Burgk 1982). Cet indice spectral est peut-être aussi lié à l'interaction entre le vent de WR147 et celui de son compagnon, une étoile B, des collisions étant observées en radio par Williams et al. (1997). L'excellente coïncidence entre les indices spectraux théoriques et ceux observés pour SS 433, permet de conclure que **l'émission observée dans l'infrarouge moyen avec ISO est de type free-free dans le régime intermédiaire entre l'optiquement épais et l'optiquement mince, ce dernier régime étant atteint entre 4 et $2 \mu\text{m}$.**

V.3.3 Interprétations

Le résultat précédent est obtenu par comparaison avec un modèle dit de vent standard. Mais il serait hâtif et imprudent d'en conclure que l'émission infrarouge provient d'un tel vent

(ionisé, homogène, en expansion sphérique à vitesse constante). En effet, Schmid-Burgk (1982) a montré par exemple que, la température étant homogène et la vitesse constante, la dépendance spectrale du flux en $\nu^{0,6}$ reste valable pour diverses géométries comme les ellipsoïdes, les cônes, les ceintures équatoriales et les jets, à condition que ces formes ne soient pas trop minces, c'est-à-dire que le rapport de leurs longueurs caractéristiques ne soit pas plus grand que ~ 10 . La déviation de la variation spectrale en $\nu^{0,6}$ n'est donc pas une preuve de structure non sphérique, et inversement la conservation de cet indice spectral n'est pas une preuve de géométrie sphérique, mais correspond à une vitesse de vent relativement constante et une température globalement homogène. De même, la variation spectrale en $\nu^{-0,1}$ suivie par la partie optiquement mince du vent est indépendante de la configuration géométrique. Ainsi, le continuum observé dans SS 433 peut être émis par un vent sphérique standard d'une étoile de type O ou Wolf-Rayet, ou par un vent à la géométrie bien plus complexe mais "épaisse".

Cas sphérique

Avant d'envisager ces cas non sphériques, essayons d'estimer la taille caractéristique de la région émettrice. Dans une géométrie sphérique, pour un vent ionisé, homogène, en expansion sphérique à vitesse constante, le rayon caractéristique d'émission free-free est donné par Wright et Barlow (1975) dans leur formule (11) :

$$R(\nu) = 2,8 \cdot 10^{28} \gamma^{1/3} g^{1/3} Z^{2/3} T^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{\mu v_\infty \nu} \right)^{2/3} \text{ cm}$$

où γ est le nombre d'électrons libres par nucléon, g est le facteur de Gaunt, Z est la charge ionique moyenne, T est la température du plasma en degrés Kelvin, \dot{M} est le taux de perte de masse en $M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$, μ est le poids atomique moyen par nucléon, v_∞ est la vitesse constante du vent en $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ et ν est la fréquence de l'émission en Hz. Si on utilise la formule (8) de Wright et Barlow (1975) donnant la densité de flux émise (en Jansky) :

$$S_\nu = 23,2 \left(\frac{\dot{M}}{\mu v_\infty} \right)^{4/3} \frac{\nu^{2/3}}{D_{kpc}^2} \gamma^{2/3} g^{2/3} Z^{4/3} \text{ Jy}$$

où D est la distance de la source en kpc, on obtient pour le rayon caractéristique :

$$R(\nu) = 5,81 \cdot 10^{27} T^{-1/2} S_\nu^{1/2} \nu^{-1} D_{kpc} \text{ cm}$$

Appliquons cette formule aux spectres de SS 433, en prenant comme distance $D_{kpc} = 3,2$ kpc, et comme température $T \sim 10^4$ K caractéristique d'un plasma venant d'une étoile O ou WR. Les modèles de continuum nous donnent les densités de flux aux différentes dates d'observation. On choisit de calculer ce rayon caractéristique à $4 \mu\text{m}$ c'est-à-dire à $\nu = 7,5 \cdot 10^{13}$ Hz, car c'est la longueur d'onde qui correspond à la transition entre les régimes optiquement épais et optiquement

mince, observée dans nos spectres infrarouge. On obtient :

$$\begin{array}{lll}
 11 \text{ avril } 1997: & S_\nu \simeq 1 \text{ Jy} & \Rightarrow R_t \simeq 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm} \simeq 36 R_\odot \simeq 0,17 \text{ u.a.} \\
 17 \text{ avril } 1997 \text{ et } 3 \text{ nov } 1996: & S_\nu \simeq 0,67 \text{ Jy} & \Rightarrow R_t \simeq 2,0 \cdot 10^{12} \text{ cm} \simeq 29 R_\odot \simeq 0,135 \text{ u.a.} \\
 23 \text{ avril } 1997: & S_\nu \simeq 0,55 \text{ Jy} & \Rightarrow R_t \simeq 1,85 \cdot 10^{12} \text{ cm} \simeq 26,5 R_\odot \simeq 0,125 \text{ u.a.}
 \end{array}$$

ce qui donne en ordre de grandeur $R_t \sim 26 - 36 R_\odot$ pour la taille caractéristique de la zone de passage entre le vent optiquement épais et le vent optiquement mince. Il est à noter que la valeur choisie pour la température est indicative, c'est une limite inférieure, les plasmas des Wolf-Rayet étant souvent de l'ordre de $2-3 \cdot 10^4 \text{ K}$ ce qui diminue le rayon de transition à $18-25 R_\odot$ ou $15-20 R_\odot$ toujours dans une géométrie de vent sphérique. Pour cette raison, et aussi parce que le niveau du flux dépend fortement de la date d'observation et donc de l'angle de vue du système, ces valeurs sont à prendre en compte uniquement en ordre de grandeur.

On peut cependant les comparer à celle trouvée par Shklovskiï (1981) à partir du flux à $10 \mu\text{m}$ mesuré par Wynn-Williams et Becklin (1979) mais sans le corriger de l'absorption du milieu interstellaire, et en supposant un plasma optiquement épais donc un continuum en ν^2 . En prenant $T = 10^4 \text{ K}$ et une distance de 3 kpc, il trouve pour le rayon linéaire de la région d'émission $R = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm} \simeq 72 R_\odot$, mais considère qu'en corrigeant les effets d'inclinaison du système par rapport à la ligne de visée, cette région est une sphéroïde oblate de rayon principal $\approx 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}$ ($\sim 144 R_\odot$) de taille supérieure à celle du système binaire et qui forme donc une enveloppe commune autour de celui-ci. A $10 \mu\text{m}$, les flux du 11 et du 23 avril 1997 donnent $R = 2,08 - 4,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}$, soit $\simeq 30 - 67,5 R_\odot$, en bon accord avec la valeur de Shklovskiï (1981) non corrigée des effets d'inclinaison.

Cas non sphériques

Un exemple de modèle non sphérique a été étudié par Fender et al. (1996) à partir de van Kerkwijk et al. (1996) pour Cygnus X-3, une binaire X toute aussi mystérieuse que SS 433, entre un objet compact indéterminé et probablement une étoile Wolf-Rayet de type WN. Afin d'expliquer la variabilité de certaines raies d'émission de cet objet, ils évoquent la présence d'un vent provenant de la WR et aplati en forme de disque dans le plan de la binaire. Cette forme serait due à l'action de l'objet compact qui concentrerait la matière non accrétée dans ce plan. Il est tentant d'imaginer la même chose pour SS 433, en supposant un disque très épais donc évitant une trop grande anisotropie pour correspondre au spectre en $\nu^{0,6}$. Cette nécessité d'une géométrie épaisse, en plus d'avoir été invoquée par de nombreux observateurs (cf la revue dans le chapitre IV d'introduction sur SS 433), expliquerait la très faible ($< 0,3\%$) polarisation linéaire observée à $2,2 \mu\text{m}$ par Thompson et al. (1979), alors que le degré significatif de polarisation linéaire intrinsèque de Cygnus X-3 dans la bande K est un argument en faveur du modèle de "disque de vent", indiquant dans la binaire un plan préférentiel de diffusion. Cependant, il faut remarquer que Cygnus X-3 est une binaire très serrée (sa période orbitale est de 4,8h) ce qui place la plus grande partie de la matière émettrice de ce vent en forme de disque à l'extérieur de l'orbite. Les composantes de la binaire SS 433, de période orbitale 13,08 jours, sont bien plus éloignées. Un tel "disque de vent" serait donc probablement majoritairement situé à l'intérieur

de l'orbite, là où il émettrait le flux infrarouge, ce qui rejoindrait le modèle cinématique où le minimum primaire du domaine visible est dû au passage de l'étoile compagne devant une autre composante plus brillante. La grande durée de l'éclipse observée simultanément dans les rayons X lors de ce minimum primaire, ne serait ainsi peut-être pas due à une étoile remplissant son lobe de Roche, mais à une partie de ce vent dense en forme de disque épais entourant l'étoile compagne.

L'idée d'une telle forme de disque avait déjà été évoquée par Zwitter et al. (1991) en même temps que l'idée de matière s'échappant du disque d'accrétion, pour expliquer les asymétries de la courbe de lumière dans le domaine visible, en particulier le décalage de position du minimum secondaire avec la précession. Ils proposent un flot de matière optiquement épais en forme de disque, s'échappant du disque d'accrétion, pas nécessairement confiné dans le plan de celui-ci, et pouvant avoir un angle d'ouverture de 20° . Kotani et al. (1996) jugent cette analyse compatible avec leurs observations en X d'une absorption du jet qui s'éloigne de nous. Ils l'expliquent par un rebord étendu du disque d'accrétion, formé par du gaz s'échappant de celui-ci, et précessant avec les jets. Ce rebord étendu se distingue du disque d'accrétion par sa grande dimension et sa transparence partielle aux rayons X. Cependant ils ne donnent pas la taille de ce rebord, ne sachant pas s'il est limité à l'intérieur du lobe de Roche de l'objet compact ou non. D'après eux, il est possible que ce rebord atteigne la limite du lobe de Roche, et qu'ainsi la matière puisse s'échapper du système et former un disque de grande dimension qui se déverse hors du système, situé dans le plan orbital.

Une forme de disque a aussi été évoquée par Fabrika (1993). Il suppose que lors de l'énorme transfert de masse de l'étoile compagne au disque d'accrétion, le système perd une partie importante (30%) de cette matière à travers le point de Lagrange L_2 situé derrière l'objet compact. Le gaz est éjecté à une vitesse de $200\text{--}300\text{ km.s}^{-1}$, spirale vers l'extérieur et remplit alors une enveloppe en forme de disque, qui à cause du mouvement de précession s'élargit en une forme de double cônes d'angle total d'ouverture de 60° . Ce disque étendu a un rayon intérieur de $R_0 = 10^{14}\text{ cm}$ ($\sim 6,7\text{ u.a.}$). Il n'est pas complètement rempli jusqu'à une distance de $\sim 10^{15}\text{ cm}$ ($\sim 67\text{ u.a.}$) à cause des mouvements orbitaux et de précession, et il s'étend jusqu'à $\sim 0,8\text{ pc}$ pour un âge de 10^4 ans de SS 433 dans cette phase de dépassement du lobe de Roche du compagne. Ce disque étendu est illuminé par le disque d'accrétion qui ionise le gaz de l'enveloppe en expansion, lui-même responsable des raies d'émission observées dans les spectres en visible et en proche infrarouge de SS 433. On peut éventuellement supposer que dans ce modèle, tant que l'enveloppe n'est pas complètement remplie, le plasma est optiquement mince, puis au delà de $\sim 67\text{ u.a.}$ il devient optiquement épais. Cependant, ce rayon de transition, ainsi que le rayon externe et même le rayon interne de cette structure particulière, sont bien trop grands ($1\text{ u.a.} \simeq 215 R_\odot$) par rapport aux valeurs typiques ($< 100 R_\odot$) des zones d'émission calculées avec nos spectres. Ce modèle de disque étendu n'est donc pas applicable pour expliquer l'émission du continuum infrarouge observé, mais il n'interdit pas l'existence d'un vent de WR produisant cette émission infrarouge, puis s'échappant par le point L_2 pour former ensuite ce disque étendu.

Nous reviendrons plus loin sur la structure étendue de la matière entourant le système binaire SS 433 à plus grande échelle. Mais pour compléter les remarques ci-dessus, on peut citer

les observations radio de la région interne des jets faites par Paragi et al. (1999), montrant dans ceux-ci une asymétrie intrinsèque, qui n'est pas le reflet d'un simple effet Doppler. Il propose que cette asymétrie est due à une absorption free-free par un milieu qui a la forme d'un disque d'épaisseur projetée ~ 25 u.a., valeur compatible avec les valeurs du modèle de Fabrika (1993).

V.3.4 Evaluation de la perte de masse

Revenons à l'échelle du système binaire. Comme l'ont fait Ogle et ses collaborateurs (Ogle et al. 2001) pour Cygnus X-3 (Cyg X-3), on peut évaluer la perte de masse \dot{M} contenue dans le vent émettant le flux en infrarouge moyen. Pour cela, on utilise la formule (8) de Wright et Barlow (1975) où le flux émis par un vent stellaire supposé sphérique, homogène et de vitesse constante s'écrit :

$$S_\nu = \frac{2,3 \cdot 10^{10}}{D_{kpc}^2} \left(\frac{\dot{M}}{\mu v_\infty} \right)^{4/3} (\nu_{GHz} \gamma g Z^2)^{2/3} \text{ mJy}$$

avec la distance $D = 3,2$ kpc
le facteur de Gaunt $g \simeq 1$
la vitesse terminale constante v_∞
le poids atomique moyen par nucléon μ
le nombre d'électrons libres par nucléon γ
la charge ionique moyenne Z

ce qui donne :

$$\dot{M} = 9,69 \cdot 10^{-8} S_\nu^{3/4} (\nu_{GHz} \gamma Z^2)^{-1/2} \mu v_\infty \text{ M}_\odot \cdot \text{an}^{-1}$$

Or pour le spectre du 11 avril 1997, le flux de SS 433 est $S_\nu = 1000$ mJy à $4 \mu\text{m}$ c'est-à-dire à $\nu = 7,5 \cdot 10^4$ GHz, donc cette équation devient :

$$\dot{M} = 6,29 \cdot 10^{-8} (\gamma Z^2)^{-1/2} \mu v_\infty \text{ M}_\odot \cdot \text{an}^{-1}$$

Dans le cas présent, nous ne connaissons pas la vitesse terminale du vent, mais nous pouvons choisir $v_\infty = 1500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ comme pour Cyg X-3, et WR 66 qui est soupçonnée d'être en binaire avec un objet compact (van der Hucht 2001), ce qui est compatible avec la largeur des raies stationnaires $\sim 1000\text{--}2000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ d'après van den Heuvel et al. (1980), et avec les valeurs typiques des vents des étoiles WN9–WN2 allant de ~ 500 à $3000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ (d'après Willis 1999). Plus précisément, van der Hucht (2001) donne les vitesses terminales moyennes en fonction du sous-type de WR : $1800 \pm 400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les WN6, $1300 \pm 300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les WN7, $1000 \pm 300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les WN8 et $1000 \pm 400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les WN9, calculées sur une douzaine d'étoiles observées dans chaque catégorie, sauf pour la dernière où seules deux étoiles ont été considérées.

Pour les trois variables restantes, on peut comme Ogle et al. (2001) raisonner sur les cas sui-

vants :

- un vent de type WN avec une composition typique de WR tardive où $\mu = 1,5$ $\gamma = 1$ et $Z = 1$ donne $\dot{M} = 1,4 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$
- un vent partiellement ionisé où $\mu = 4$ $\gamma = 0,5$ et $Z = 0,5$ donne $\dot{M} = 1,1 \cdot 10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$
- un vent totalement ionisé où $\mu = 4$ $\gamma = 2$ et $Z = 2$ donne $\dot{M} = 1,3 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$

Il est à noter que le fait d’avoir utilisé une formule valable pour une symétrie sphérique ne surestime que très légèrement la perte de masse, car d’après Schmid-Burgk (1982) cette surestimation ne dépasse un facteur $\gtrsim 2$ que pour les cas de très grande anisotropie du vent (un facteur 10 entre les longueurs caractéristiques).

Les pertes de masse calculées ci-dessus sont supérieures à celles trouvées par Ogley et al. (2001) pour Cyg X-3 d’un facteur 2 pour la première, et d’un facteur 4 pour les suivantes. Compte tenu de la dépendance de ces valeurs par rapport à des paramètres mal connus, la vitesse du vent en particulier qui fait rapidement changer le résultat d’un facteur 2 ou 3, il ne faut tenir compte que de leur ordre de grandeur.

Elles sont en bon accord avec les précédentes estimations de perte de masse qui sont assez anciennes. van den Heuvel (1981) a estimé le taux de perte de masse de 10^{-5} à $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ en supposant qu’elle venait d’une étoile de type O ou WR. Il a aussi estimé le transfert de masse du compagnon visible à l’objet compact à quelques $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, à partir de l’estimation de la luminosité et la supposition qu’elle est produite par conversion de l’énergie cinétique du flot transféré, cette valeur étant largement supérieure à la limite d’Eddington égale à $\sim 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ pour l’accrétion autour d’une étoile à neutrons. Shklovskii (1981) a calculé pour la perte de masse du système $\sim 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ à partir d’une mesure de flux à $10 \mu\text{m}$, en supposant un plasma optiquement épais formant une enveloppe commune autour du système binaire et ayant une vitesse de dispersion de $v \sim 2000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Récemment, King et al. (2000) ont simulé des évolutions possibles pour SS 433 depuis le début du transfert de masse de l’étoile compagnon à l’objet compact jusqu’au stade actuel, en prenant différentes masses initiales pour les deux composantes. Il ont ainsi évalué des taux de transferts de masse de $7 \cdot 10^{-6}$ à $4 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, qui sont un peu faibles mais dont les valeurs les plus élevées respectent les ordres de grandeurs des taux calculés ci-dessus avec le continuum infrarouge.

Cependant, il faut remarquer que les dernières évaluations de perte de masse des Wolf-Rayet ont récemment été révisées à la baisse, à cause des inhomogénéités dans le vent, d’un facteur de 2 à 3 d’après Willis (1999) et Morris et al. (1999). Pour WR 147, Morris et al. (2000) trouvent $\dot{M} = 1,5 - 3,7 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, et la moyenne pour les étoiles WN est $\simeq 3 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Willis 1999). Si on suppose la présence d’inhomogénéités dans le vent de SS 433 et qu’on diminue d’un facteur 3 les résultats des calculs ci-dessus, on trouve $\dot{M} \sim 4 - 34 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. Les valeurs trouvées pour la perte de masse de SS 433 correspondent donc à des valeurs moyenne à forte pour une WR. Plus précisément, les résultats de Crowther et al. (1995III) montrent que parmi les WNL, la perte de masse diffère suivant les sous-types de WR selon le classement : $\dot{M}(\text{Of}) < \dot{M}(\text{WN7} + \text{abs}) < \dot{M}(\text{WN7}) < \dot{M}(\text{WN8})$. De plus, parmi les WR dont nous avons montré les spectres au paragraphe V.2 de ce chapitre, SS 433 est la plus proche de WR 147 qui est

une WN8. On peut conclure qu'en infrarouge moyen, SS 433 ressemble à une WN8, sans affirmer que c'est le type de l'étoile compagnon car les calculs que nous avons effectués sont très approximatifs et nous incitent à la prudence.

V.3.5 Que devient la matière éjectée ?

La question se pose de savoir où part cette matière éjectée à de forts taux par le vent. Nous avons vu dans le chapitre précédent, que la dernière estimation du taux d'éjection de matière dans les jets relativistes est de $\simeq 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Marshall et al. 2001*b*), donc négligeable par rapport aux estimations de perte de masse due au vent que nous venons de décrire. La matière est donc principalement éjectée par un autre moyen.

Il est logique de penser qu'il existe un lien entre cette matière et l'émission observée avec ISOPHOT au delà de $12 \mu\text{m}$, que nous avons modélisée par de la poussière. Si celle-ci est optiquement épaisse, l'émission infrarouge correspond à une région de taille de $\sim 4000\text{--}5000 R_{\odot}$ soit une vingtaine d'unités astronomiques, ce qui peut constituer une limite inférieure pour le cas de poussière optiquement mince. Si on accepte que le compagnon visible de SS 433 soit une étoile WN8, on peut supposer que cette poussière a été créée dans le stade précédent celui de Wolf-Rayet, c'est-à-dire lors du passage par une "Luminous Blue Variable" (LBV) ou par une SuperGéante Rouge (RSG) d'après Crowther et al. (1995*III*), types d'étoiles caractérisés aussi par de fortes pertes de masse et connus pour produire de la poussière. Mais dans les WR binaires classiques (avec un compagnon non compact), la poussière peut être continuellement fabriquée, entre autres moyens via des ondes de chocs en forme de spirales provoquées par le mouvement orbital, comme cela a été évoqué par Koenigsberger et al. (1999). Un processus analogue se produit peut-être pour SS 433, si l'on adapte le modèle de Fabrika (1993) décrit au paragraphe V.3.3. Il suffit de supposer que des ondes de choc se développent dans la spirale de matière, dont la forme complexe est due à la fois au mouvement orbital et au mouvement de précession, s'étendant de $\sim 6,7$ à 67 u.a. De la poussière se formerait dans cette zone, dont la taille est compatible en ordre de grandeur avec celle calculée à partir des flux en infrarouge lointain.

Dans son modèle, Fabrika (1993) ne dit rien de l'aplatissement de son disque étendu complètement rempli à partir de 67 u.a. La matière s'accumule-t-elle de façon générale sur le plan équatorial, provoquant les structures étendues observées par Paragi et al. (1999) à $1,6$ et 5 GHz, à 30 millisecondes d'angle (96 u.a.) au nord-est et à 70 millisecondes d'angle (224 u.a.) au sud-ouest (NE et SW) du système central? C'est probablement le cas car très récemment, Blundell et al. (2001) ont observé avec le VLBI un flot sortant équatorial dont ils estiment le taux de perte de masse à $2 \cdot 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ en prenant un modèle d'émission free-free d'un vent optiquement épais.

On peut comparer le flux mesuré par Blundell et al. (2001), ~ 50 mJy à $1,6$ GHz, avec ceux mesurés par Paragi et al. (1999) dans ces extensions et avec les extrapolations à $1,6$ et 5 GHz du flux mesuré avec ISOPHOT (cf tableau V.6). On choisit le spectre du 11 avril 1997 dont le niveau de flux est le plus élevé et surtout dont la phase orbitale est la plus proche de celle

des observations de Paragi et al. (1999). La modélisation du continuum du spectre du 11 avril montrée sur la figure V.9 donne la loi $S_\nu = 2,3 \cdot \lambda_{\mu m}^{-0,6}$ mJy que nous avons utilisée pour extrapoler les flux en radio. Ceux-ci sont bien plus faibles que ceux mesurés par Paragi et al. (1999) dont les observations correspondent à des radiations non thermiques avec un indice spectral $\simeq -1$. Ils interprètent ces deux émissions étendues comme des structures de longues vies ou permanentes s'étalant sur le plan équatorial du système. Elles seraient la manifestation radio des surplus d'éjection de matière dans ce plan (liés aux épisodes de surplus de transfert de masse) via le point de Lagrange L_2 , qui pourraient développer des ondes de choc dans le milieu environnant et donc produire des électrons relativistes responsables de l'émission non thermique. Blundell et al. (2001) mesurent un flux tout à fait compatible avec celui de Paragi et al. (1999) mais ils ne distinguent pas des taches, leurs images montrant plutôt un flot lisse comparable à un vent stellaire.

TAB. V.6 – *Comparaison des flux des extensions radio observées par Paragi et al. (1999) (dont sont tirées les notations) avec les extrapolations à 1,6 et 5 GHz du flux mesuré avec ISOPHOT le 11 avril 1997*

date	φ	Φ_p	Flux mesuré ou calculé	à 1,6 GHz	à 5 GHz	α ($F_\nu \propto \nu^\alpha$)
6 mai 1995	0,28	0,5	observation NE	19,7 mJy	6,0 mJy	-1,0
			observation SW	32,6 mJy	10,5 mJy	-0,99
			total	52,3 mJy	16,5 mJy	-1.0
11 avril 1997	0,27	0,81	extrapolation de l'IR	1,5 mJy	3,1 mJy	0,6

V.3.6 Le spectre général de SS 433 de la radio au visible

Nous avons rassemblé dans la figure V.13 les données du spectre global de SS 433 de la radio au domaine visible, de façon à avoir son allure générale, malgré sa grande variabilité. Ces données ont été prises à des époques très différentes entre domaines de fréquences, et aussi parfois à des dates différentes dans un même domaine. Nous n'avons évidemment pas pu prendre toutes les observations existantes sur cet objet, celles-ci étant beaucoup trop nombreuses, en particulier dans le domaine visible. Nous avons sélectionné les mesures uniques en millimétrique et infrarouge lointain (Band et Gordon 1989 et Band 1987), celles simultanées à plusieurs fréquences en proche infrarouge (Giles et al. 1979; McAlary et McLaren 1980) et celles hors périodes de sursauts pour les données radio (Seaquist et al. 1980), auxquelles nous avons ajouté les mesures de Paragi et al. (1999) et l'intervalle de valeurs mesurées par le GBI pendant nos observation infrarouge. Les flux en infrarouge proches ont été dérougis avec $A_V = 8$ et en utilisant la loi de Lutz (sauf pour le filtre B à $0.44 \mu m$ où on a utilisé la loi de Rieke et Lebofsky 1985) à partir des flux donnés par Giles et al. (1979) et McAlary et McLaren (1980). La loi de Lutz a aussi été appliquée pour les valeurs minimales et maximales mesurées en infrarouge avec IRAS par Band (1987). Les flux de Paragi et al. (1999) représentent la somme des flux de toutes les composantes observées avec le VLBA+VLA (la source centrale + les jets compacts + les extensions équatoriales) mais ils restent nettement plus faibles que les observations de Seaquist et al. (1980) certainement à cause de la bien meilleure résolution spatiale de leurs observations.

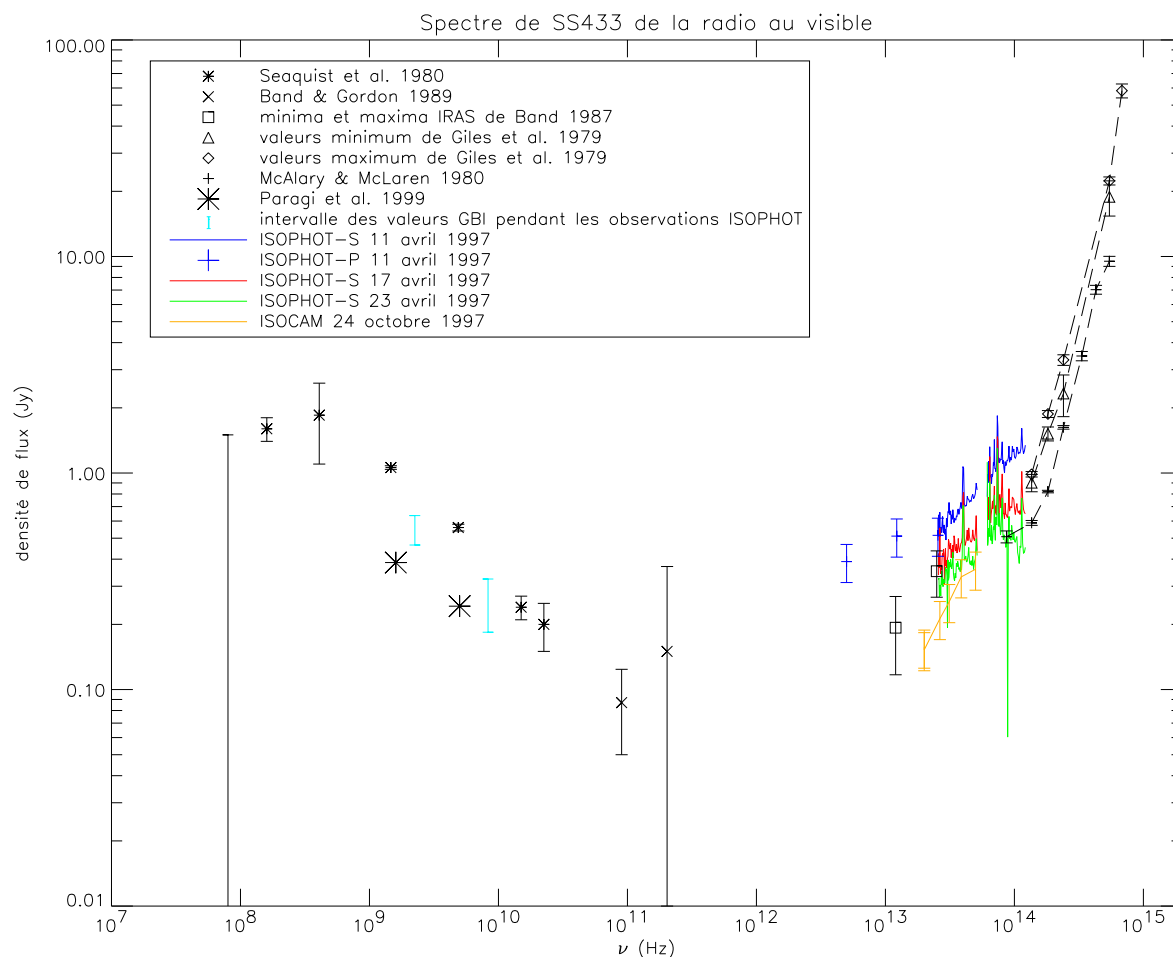


FIG. V.13 – Spectre global de SS433 de la radio au domaine visible. L'origine des différentes valeurs est marquée sur la figure. Toutes les mesures en infrarouge (proche et lointain) ont été dérogées avec la loi de Lutz et $A_V = 8$, y compris les valeurs IRAS maximales et minimales de Band (1987). La mesure dans le filtre B ($0.44 \mu\text{m}$) de Giles et al. (1979) a été dérogée avec la loi de Rieke et Lebofsky (1985). Les tirets reliant les mesures en infrarouge proche permettent de facilement les séparer visuellement, et font ressortir leur pente, nettement plus forte que celle en infrarouge moyen (données ISO).

Le spectre de SS 433 est non thermique dans le domaine radio, où il présente une pente correspondant à un indice spectral de $\alpha \sim -0,6$ jusque dans le domaine millimétrique à 90 GHz, et un aplatissement vers les fréquences inférieures à 0,3 GHz (à 80 MHz Seaquist et al. 1980 ne donnent qu'une limite supérieure). Ce spectre radio est compatible avec l'émission synchrotron optiquement mince du modèle de jet conique compact de Hjellming et Johnston (1988).

Les maxima des flux à 12 et 25 μm de Band (1987) sont un peu faibles, même une fois corrigés de l'absorption, par rapport à nos mesures ISOPHOT. Leurs observations sont pourtant très proches des phases orbitales de maxima primaire et secondaire, mais la variation de flux est assez rapide à ces stades, et le niveau de flux dépend aussi de la phase de précession. De plus, aucune correction de couleur n'a été appliquée aux flux IRAS qui sont calibrés pour un spectre

en ν^{-1} ce qui est loin de notre cas. On peut supposer que ces différents éléments expliquent l'écart constaté (à $25 \mu\text{m}$ en particulier). IRAS n'a pas détecté SS 433 à 60 et $100 \mu\text{m}$.

Comme nous l'avons décrit plus haut, l'émission en infrarouge lointain, c'est-à-dire pour $\lambda > 12 \mu\text{m}$ ($\nu < 2,5 \cdot 10^{13}$ Hz) provient probablement de poussière. Entre 12 et $4 \mu\text{m}$ ($2,5 - 7,5 \cdot 10^{13}$ Hz) le flux observé suit une évolution spectrale en $\nu^{0,6}$ de nature free-free intermédiaire entre les régimes optiquement épais et optiquement mince, provenant d'un vent de matière de type Wolf-Rayet à la géométrie indéterminée. Cette émission peut se prolonger jusqu'à $2 \mu\text{m}$, le 11 avril 1997 par exemple. Dans les autres cas, en dessous de $\sim 4 \mu\text{m}$ l'émission free-free devient optiquement mince d'indice spectral $\sim -0,1$.

Contrairement à ce que présage cet aplatissement la pente des flux en infrarouge proche et en visible est forte avec un flux qui croît avec la fréquence approximativement comme ν^2 . Giles et al. (1979), Allen (1979) et McAlary et McLaren (1980) ont interprété cette pente comme la somme d'une contribution free-free optiquement mince et celle d'un corps noir, une étoile de température 15700 K pour McAlary et McLaren (1980). Mais ce corps noir pourrait être le disque d'accrétion (Cherepashchuk 1981 ; Kemp et al. 1986) ou sa partie interne quasi-sphérique source puissante d'UV et de radiations visibles d'après Fabrika (1993).

V.4 Conclusion : SS 433 une étoile Wolf-Rayet + une étoile à neutrons ?

Les observations uniques en infrarouge moyen étudiées dans ce chapitre ont été présentées dans une conférence internationale (Fuchs et al. 2001c) et constituent un article de recherche en cours d'écriture (Fuchs et al. en préparation). Elles montrent que le spectre de SS 433 entre $2,5$ et $12 \mu\text{m}$ présente des raies d'émission d'hydrogène et d'hélium neutres et ionisés de type Wolf-Rayet, et un continuum compatible avec le vent d'une telle étoile, puisque dû à une émission de type free-free optiquement mince et intermédiaire vers l'optiquement épais. La géométrie de ce vent ainsi que la localisation exacte de l'émission infrarouge ne sont pas déterminées, mais correspondent à une région à l'échelle du système binaire, c'est-à-dire inférieure à une unité astronomique. L'évaluation de la perte de masse par ce vent mène à des valeurs supérieures à $4 \cdot 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, soit un peu supérieures à la moyenne des étoiles Wolf-Rayet de type azote (les WN). L'émission en infrarouge lointain traduit la présence probable de poussières plus éloignées du système binaire, restes d'un précédent stade dans l'évolution du compagnon visible de la binaire, ou formées par des chocs de la matière éjectée dans le stade actuel.

A ces résultats il faut ajouter la très grande similarité entre le spectre de SS 433 et celui de WR 147. En infrarouge, SS 433 ressemble donc beaucoup à une jeune étoile Wolf-Rayet, les stades plus évolués de ce type d'étoiles étant à exclure à cause de la présence de fortes raies d'hydrogène et de la très grande perte de masse estimée. Ce dernier point ainsi que la ressemblance du spectre avec celui d'une étoile WN8, place le compagnon visible de la binaire dans l'intervalle Of/WN9 – WN8, laissant la possibilité pour une LBV. Il faut cependant garder à l'esprit que l'observation d'un spectre WR signifie seulement que l'on est en présence des mêmes conditions que ce type d'étoiles, c'est-à-dire d'une atmosphère dense en expansion, sans grande asymétrie, et illuminée par une forte source centrale de rayonnements ultra-violets. Il n'est pas

exclu que cette source de rayonnements soit la partie située au centre du disque d'accrétion entourant l'objet compact.

Nous avons présenté, dans le chapitre d'introduction du système SS 433, une discussion sur la nature de l'objet compact de cette binaire X, qui aboutit à la conclusion que c'est probablement une étoile à neutron. Si on suppose que SS 433 est une étoile Wolf-Rayet, cela n'apporte pas un élément déterminant dans cette discussion, car une étoile WR n'est pas obligatoirement de grande masse. Les masses des WR sont assez peu connues, elles ont été déterminées pour seulement 13 WN ayant des masses allant de 2,3 à 55 M_{\odot} d'après van der Hucht (2001). Celle de Cygnus X-3, qui est une binaire entre une WNE et un objet compact, est évaluée entre 5 M_{\odot} et 11 M_{\odot} par Hanson et al. (2000).

SS 433 serait ainsi la deuxième binaire X connue comportant une WR, après Cygnus X-3 (van Kerkwijk et al. 1996; Fender et al. 1999b). Ces deux systèmes accrétant de la matière à partir de compagnons aux propriétés similaires, il est tentant de les comparer, ce qui est résumé dans le tableau V.7. Ainsi Cyg X-3 présente aussi un vent de type Wolf-Rayet avec un indice spectral de $\sim 0,6$ en infrarouge (Ogley et al. 2001). Les deux objets sont des sources alternant en radio et en X des périodes de calme et de sursauts, mais Cyg X-3 est une source beaucoup plus brillante, en particulier en radio où les sursauts atteignent des flux de plus de 10 Jy. De plus, Martí et al. (2001) ont récemment observé le développement de jets bipolaires relativistes sortant de Cyg X-3, phénomène connu depuis longtemps dans SS 433 (Hjellming et Johnston 1981b). Or la puissance cinétique fournie dans ces jets relativistes ($\sim 10^{39}$ erg.s $^{-1}$) et la luminosité résultante dans le domaine radio ($\sim 10^{33}$ erg.s $^{-1}$ pour Cyg X-3 et $\sim 10^{32}$ erg.s $^{-1}$ pour SS 433) sont probablement reliées à une forte accrétion de matière. Le même mécanisme doit avoir lieu dans les deux sources : le compagnon visible perd avec un taux énorme ($\sim 10^{-4} M_{\odot}$.an $^{-1}$) de la matière qui est transférée à l'objet compact, provoquant une accrétion dite "super-Eddington", nécessaire à l'éjection d'une partie de cette matière sous forme de jets bipolaires relativistes. Le reste de la matière est éjecté via un vent à la géométrie se rapprochant d'un disque épais.

TAB. V.7 – Résumé des propriétés de SS 433 et Cyg X-3

Source	Objet compact	type du compagnon	P	\dot{P} (s.s $^{-1}$)	\dot{M} du vent $10^{-4} M_{\odot}$.an $^{-1}$	v_{jet}
SS 433	E.N. ^{a?}	WNL 8/9 [?]	13,08 j	$< -1,5.10^{-13}$ ^b	1,3–11	0,26 ^c
Cyg X-3	E.N. ou T.N. ^c	WNE 4/5 ^d	4,8 h	$-6,6.10^{-10}$	0,4–2,9 ^e	$\simeq 0,5$ ^c ^f

^a Étoile à Neutrons

^b d'après Goranskii et al. (1998) qui mesure $P_{orb} = 13,08211 \pm 0,00008$ constante sur 17 ans d'observation

^c Trou Noir

^d d'après Fender et al. (1999b)

^e d'après Ogley et al. (2001)

^f pour une distance de 10 kpc d'après Martí et al. (2001)

Cependant Cyg X-3 est une binaire beaucoup plus serrée que SS 433, avec une période de 4,8 h et se resserrant encore, alors qu'aucune variation de période orbitale n'est observée dans SS 433. La petite taille de Cyg X-3 provoque probablement plus d'instabilités dans le transfert de matière, qui expliquerait ainsi la plus grande fréquence de sursauts et leur très grande intensité,

correspondant à un minimum de $\sim 10^{43}$ erg par éjection majeure. SS 433 est une source plus persistente, qui injecte continuellement de l'énergie dans le milieu environnant via ses jets, à un taux moyen de $\sim 10^{39}$ erg.s $^{-1}$, ce qui permet d'estimer l'énergie cinétique totale transférée à $\sim 10^{51}$ erg dans les derniers $\sim 2.10^4$ ans (Dubner et al. 1998).

SS 433 et Cyg X-3 restent des objets uniques parmi les binaires X. On peut supposer qu'il existe dans notre Galaxie d'autres systèmes comprenant une étoile Wolf-Rayet et un objet compact, mais qu'ils sont rares et surtout difficiles à identifier en tant que tels, à cause de leur complexité et de l'absorption provoquée par les fortes quantité de matière éjectées en dehors des jets. En attendant de découvrir ces autres systèmes, espérons que le progrès dans les moyens d'observation, télescopes et satellites, et dans les théories, permettront un jour d'élucider tous les mystères de Cyg X-3 et SS 433.

Chapitre VI

Observation de la nébuleuse W50

VI.1 Les observations précédant notre étude	93
VI.2 La cartographie partielle de W50 avec ISOCAM	100
VI.3 Observations dans le lobe oriental	102
VI.3.1 Le quart Nord-Est de la partie centrale de W50	102
VI.3.2 Un des nœuds X	104
VI.4 Observations du lobe occidental	106
VI.4.1 Les résultats ISOCAM	106
VI.4.2 Comparaison des cartes en infrarouge et en radio	106
VI.4.3 Comparaison des cartes en infrarouge et en X	108
VI.4.4 Comparaison de la carte ISOCAM avec les observations IRAS et visible	110
VI.4.5 Comparaison des cartes en infrarouge et en millimétrique	111
VI.4.6 Spectre des noeuds infrarouges et discussion sur leur nature	112
VI.5 Projets d'observation	118

Après avoir étudié le spectre infrarouge du système binaire SS 433, nous allons nous intéresser à W50, la nébuleuse qui l'entoure. Nous allons comparer les images d'une partie de cette nébuleuse observée à $15\ \mu\text{m}$ avec la caméra infrarouge ISOCAM, avec les images obtenues aux autres longueurs d'onde : radio, infrarouge moyen et lointain, X.

VI.1 Les observations précédant notre étude

Nous avons déjà décrit, au chapitre IV, les jets compacts produits par SS 433 qui émettent en s'éloignant de la source centrale successivement dans les domaines X, visible et radio, jusqu'à une distance de $\sim 10^{15}$ m. A de plus grandes distances, ces jets "disparaissent" des observations pour réapparaître à $\sim 14\text{pc}$ ($\sim 4.10^{17}$ m) sous forme de lobes X, et ils finissent leur course à $\sim 100\text{pc}$, aux extrémités orientales et occidentales de la nébuleuse radio W50 entourant le système binaire. Je vais rappeler brièvement et compléter les caractéristiques de ces lobes à grande échelle.

La nébuleuse radio W50 est constituée d'une partie centrale circulaire de $58'$ de diamètre, qui est probablement la trace d'un reste de supernova (Velusamy et Kundu 1974), à moins d'être le résultat d'une onde de choc générée par le vent stellaire émanant de SS 433 (Königl 1983). La nébuleuse s'étend plus loin à l'Est et à l'Ouest sur $\sim 30^\circ$ formant des "ailes" qui sont centrées autour de l'angle de position 100° . Cet angle de position correspond aussi à celui de l'axe de précession des jets radio observés aux échelles inférieures à la seconde d'angle (Hjellming et Johnston 1981a). L'alignement sur des dizaines de minutes d'angle de ces ailes avec l'orientation de cet axe, est une indication importante montrant que les jets émanant de SS 433 s'étendent sur une centaine de parsecs, où ils interagissent avec la coquille de W50 pour former ces ailes. La figure VI.1 illustre cet alignement.

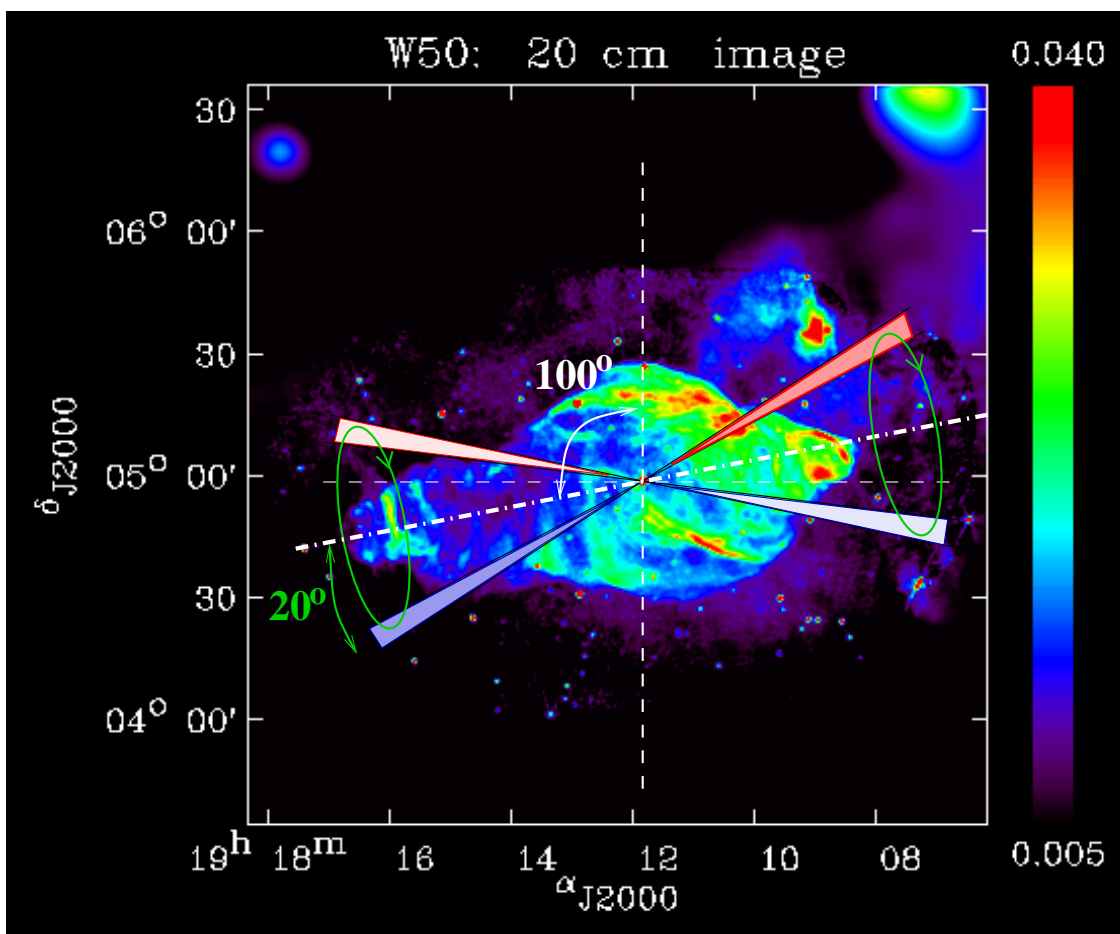


FIG. VI.1 – *Superposition de la nébuleuse radio W50 et de l'orientation du cône de précession des jets projeté sur le plan du ciel. L'axe de ce cône a un angle de position de 100° d'après les observations des jets compacts radio de Hjellming et Johnston (1981a). Les ailes de W50 sont nettement alignées sur cet axe, et restent comprises dans les limites définies par le cône de précession.*

La présence continue des jets à l'échelle des parsecs est aussi démontrée par l'observation de lobes X (cf les figures VI.2 et VI.4) s'étalant le long du même axe d'angle de position 100° ,

et remplissant les extensions du cône de précession des jets compacts. Ces lobes X sont brillants sur leur axe central, ce qui n'est pas prévu pour des jets se propageant le long de la surface de ce cône. Ceci est une indication que les jets sont focalisés vers l'axe du cône, mais le mécanisme de focalisation, hydrodynamique ou dû à un champ magnétique toroïdal, n'est pas clairement identifié (Vermeulen 1996). La structure spatiale de ces lobes vus avec ASCA a été étudiée par Namiki et al. (2000) qui les ont décomposés selon leur distribution azimutale et radiale autour de SS 433. La figure VI.3 montre ces distributions selon la bande de basse énergie 0,7–3,0 keV, celle de haute énergie 3,0–10,0 keV, et la bande totale 0,7–10,0 keV. Les distributions azimutales montrent cette émission X centrée et étroite pour les deux lobes (de largeur à mi-hauteur $\sim 15^\circ$). Les distributions radiales dans la bande de haute énergie montrent clairement des pics d'émission à $\lesssim 20^\circ$ vers l'Est et à $\gtrsim 20^\circ$ vers l'Ouest de SS 433, alors que ces pics ne sont pas aussi proéminents dans la bande de basse énergie. Par contre, le large pic d'émission autour de $35'$ à l'Est de SS 433 est plus marqué dans la bande de basse énergie que dans celle de haute énergie, et celui à $\sim 30'$ du côté Ouest a complètement disparu dans la bande de haute énergie. Namiki et al. (2000) confirment donc ainsi, et aussi par des modélisations du spectre par des lois de puissance, les observations de Brinkmann et al. (1996) et de Safi-Harb et Ögelman (1997) concernant l'évolution spatiale des spectres des lobes, qui sont plus plats donc plus “durs” près de SS 433 et deviennent plus pentus donc plus “mous” en s'éloignant de la source centrale.

En dessous de 10 keV, les spectres de ces lobes peuvent être modélisés d'une façon toute aussi satisfaisante par des lois de puissance ou par du bremsstrahlung thermique (Brinkmann et al. 1996 ; Safi-Harb et Ögelman 1997). Cependant d'après Safi-Harb et Ögelman (1997) une composante additionnelle est nécessaire pour bien modéliser l'excès de flux dans la bande 1–3 keV de la région orientale la plus brillante, à $\sim 35'$ à l'Est de SS 433, et ceci améliore aussi légèrement la modélisation de la région brillante à $\sim 30'$ à l'Ouest de SS 433 (cf la figure VI.4). Au delà de 10 keV, la modélisation du spectre du lobe oriental favorise une loi de puissance et permet de conclure que l'émission est non thermique (Safi-Harb et Petre 1999 ; Safi-Harb et al. 2001), excepté à l'extrémité orientale coïncidant avec le brillant filament radio où l'émission est thermique. Dans le lobe occidental, le spectre X dur laisse la possibilité pour les deux types d'émission, thermique ou non, mais le modèle bremsstrahlung conduit à des températures très élevées (Safi-Harb et al. 2001). L'émission en rayons X durs des lobes de SS 433 est donc probablement d'origine synchrotron, et en supposant l'équipartition d'énergie entre les électrons relativistes et le champ magnétique, Safi-Harb et Ögelman (1997) et Safi-Harb et Petre (1999) évaluent ce champ magnétique à $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$ G, l'énergie maximum des électrons à $\sim 240 - 400$ TeV, leur facteur de Lorentz à $\sim 10^7 - 10^8$ et la luminosité X des lobes à $\sim 10^{35}$ erg.s $^{-1}$, pour une distance de 3 kpc. Le temps de vie des électrons produisant ces X durs est évalué à $\sim 500 - 2000$ ans, donc moins que l'âge supposé de W50 ($> 2.10^4$ ans), ce qui implique que ces électrons sont continuellement injectés et maintenus à de très grandes vitesses sur de grandes échelles. Cette interprétation synchrotron implique aussi que W50 représente un site possible d'accélération de rayons cosmiques.

La morphologie radio de la nébuleuse W50 donne l'impression que le lobe oriental pointant vers nous, a une structure plus ouverte vers l'extérieur que le lobe occidental, qui semble être resté bloqué dans une partie plus dense du plan Galactique. Cette impression est renforcée lorsqu'on superpose la carte radio de W50 à celle obtenue avec ROSAT entre 0,1 et 2,5 keV (cf la figure VI.4). L'“oreille” radio occidentale s'étend plus loin que le lobe X, seule une très

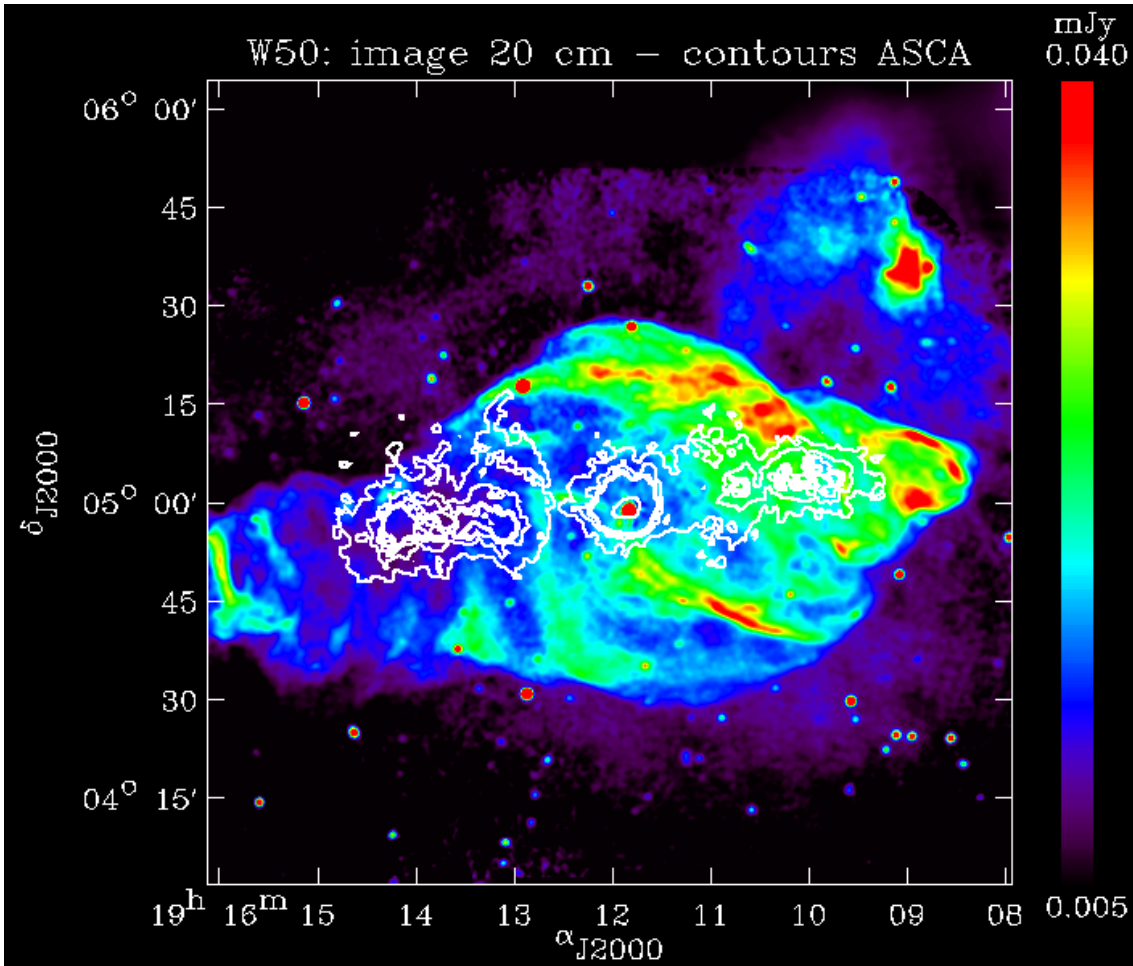


FIG. VI.2 – Superposition des contours X de l'image ASCA (0,5–9 keV) de W50 avec celle à 20 cm. Les pixels de l'image ASCA prise avec les détecteurs GIS2 et GIS3 ont une résolution de $15'' \times 15''$ et le champ de vue total est circulaire de 50' de diamètre. L'image ASCA est donc ici composée de deux observations (une pour chacun des deux lobes) et ne couvre pas toute la nébuleuse radio. L'image a été lissée par une convolution avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur 4 pixels ($\simeq 1'$). Les contours ASCA correspondent à : 1; 2; 2,9; 3,3; 3,5 et 30 coups. On voit nettement que les lobes X restent confinés sur l'axe des jets dans un angle d'ouverture de $\sim 20^\circ$.

faible contribution X molle remplissant cette “oreille” (Brinkmann et al. 1996). Ceci s'oppose à la ressemblance entre les structures en X et en radio à l'extrémité orientale. La structure terminale, brillante et très “molle”, située au bout du lobe X vu par ROSAT, correspond au brillant filament radio situé presque à l'extrémité du lobe oriental. Mais il existe une forte anticorrélation entre l'émission non thermique en X de la partie interne de ce lobe oriental, et la faible brillance de surface de la nébuleuse radio dans cette région. L'émission X coïncidant avec le filament radio dans la partie orientale de W50 est interprétée comme la trace thermique d'un choc avec le milieu ambiant à la tête du jet. Les émissions X de la partie interne des lobes sont produites dans des chocs dus à l'accélération de particules par la coquille rencontrant le milieu environnant (Safi-Harb et Petre 1999) ou des chocs en retour produits après la collision des

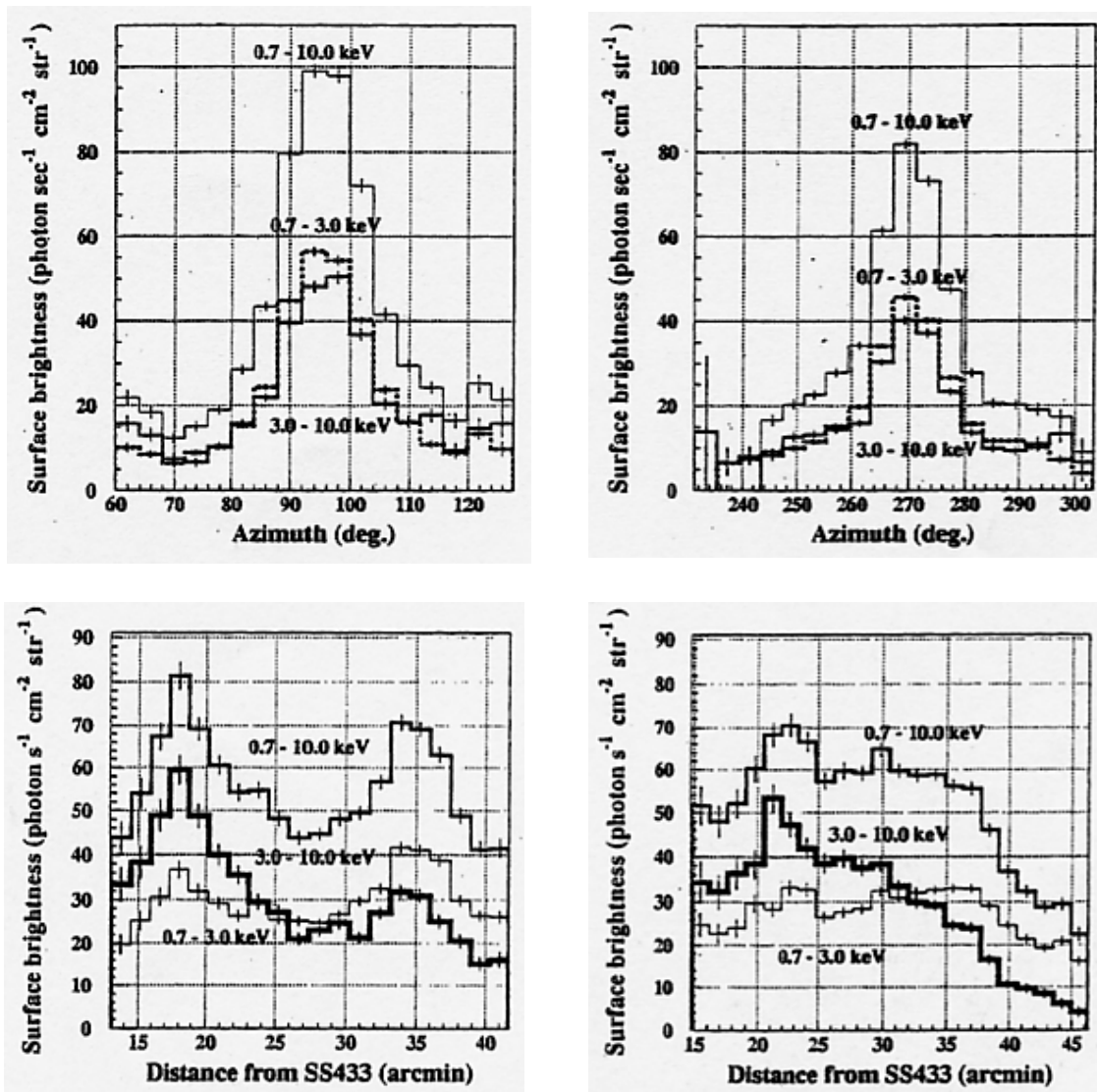


FIG. VI.3 – Distributions azimuthales et radiales des lobes X de SS433 (reproduction des figures 5 à 8 de Namiki et al. 2000).

jets avec la coquille du reste de supernova (Safi-Harb et Ögelman 1997). Concernant l'extrémité occidentale de W50, l'interprétation selon laquelle la matière est compressée par sa rencontre avec le milieu extérieur est, en plus de la morphologie radio, aussi renforcée par les observations de Chaty et al. (2001) d'émissions de ^{12}CO , ^{13}CO et H^{13}CO^+ . Ce dernier est un traceur de fortes densités moléculaires, et son émission est la plus compacte, indiquant probablement le lieu des plus fortes interactions à $\alpha \simeq 19^{\text{h}} 08^{\text{m}} 15^{\text{s}}$ et $\delta \simeq 05^{\circ} 04' 50''$ (cf l'article reproduit dans le chapitre III).

La nébuleuse W50 a aussi été observée dans les domaines visible et infrarouge. Les cartes dans le visible en bande R de Zealey et al. (1980) et de Mazeh et al. (1983) montrent des fila-

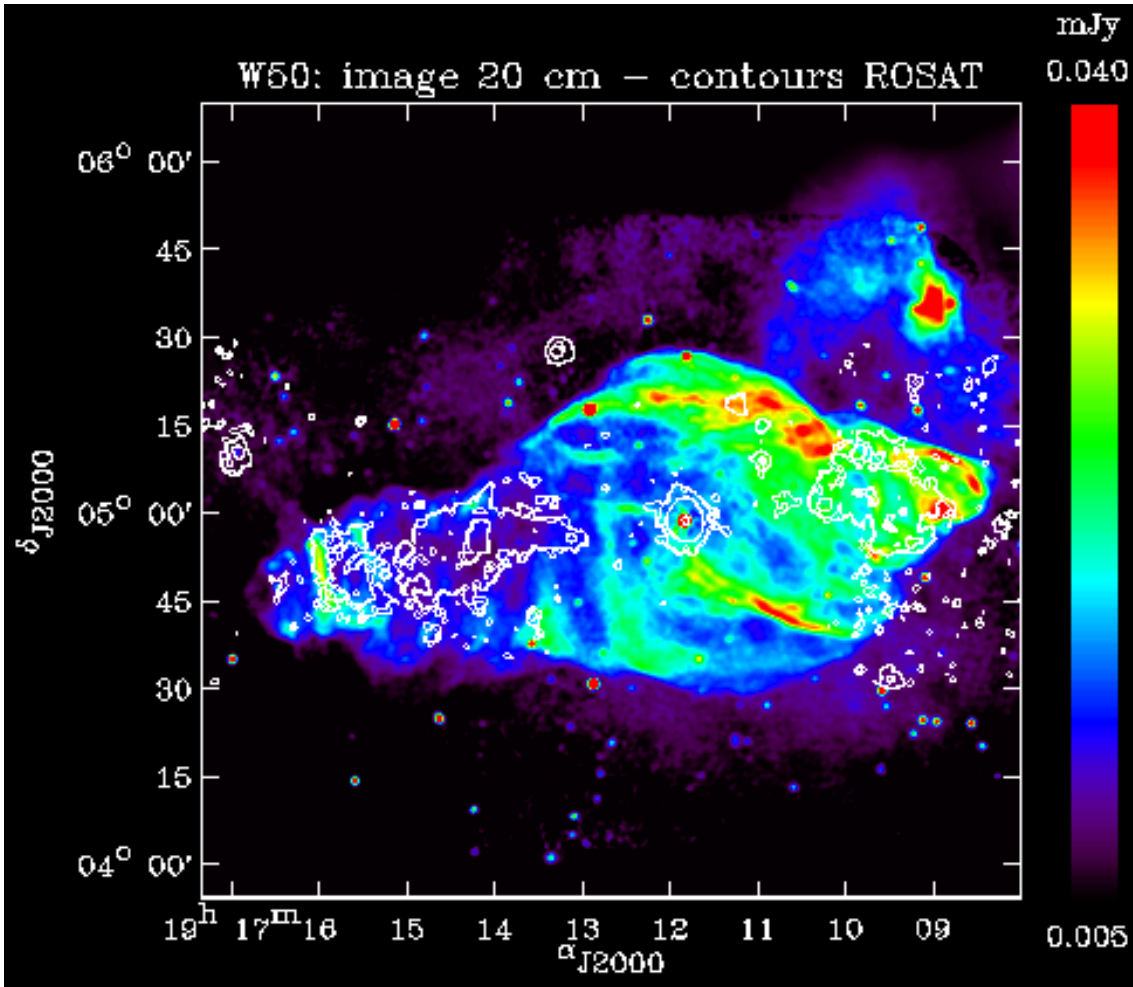


FIG. VI.4 – Superposition des contours X de l'image ROSAT (0,11–2,35 keV) de W50 avec celle à 20 cm. Les pixels de l'image ROSAT ont un champ de vue de $12'' \times 12''$. L'image a été lissée par une convolution avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur 5 pixels ($\simeq 1'$). Les contours ROSAT correspondent à : 0,00009; 0,0001; 0,00015; 0,00018; 0,0002; 0,0035 coups/s. La source ponctuelle apparaissant à $\alpha = 19^{\text{h}} 10^{\text{m}} 13^{\text{s}}$ et $\delta = 05^{\circ} 02' 14''$ (J2000) est une source X sans relation avec W50. Cette image montre la ressemblance des émissions X et radio du lobe Est de W50 – anti-corrélation dans le lobe qui s'éloigne de SS433 et corrélation dans le filament de l'extrémité – et la non-corrélation de ces émissions du côté occidental.

ments à $\sim 30'$ à l'Est et à l'Ouest de SS 433, s'étalant verticalement sur $\sim 20'$ (cf figure VI.5). Tous les filaments sont situés bien nettement à l'intérieur des limites de W50 et dans le cône de précession des jets. Ces filaments ont des rapports $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ et $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$ élevés, le premier étant inhabituel mais pas unique parmi les restes de supernova (probablement lié à des effets d'abondance du milieu interstellaire environnant), et ce dernier étant caractéristique des nébuleuses chauffées par des chocs d'après Kirshner et Chevalier (1980). Les raies du spectre de ces filaments ont des vitesses radiales de dispersion très faibles, $40\text{--}60 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, mais du fait de la grande intensité des raies $[\text{SII}]$ et $[\text{OI}]$, Zealey et al. (1980) affirment qu'elles sont produites dans des chocs à des vitesses $< 100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Elston et Baum (1987) trouvent que ces filaments

visibles ont des contreparties radio à 20 cm, comme on s'y attendrait dans un vieux reste de supernova. Cependant il semble qu'il y ait deux types de filaments. Ceux associés avec les bords extérieurs de W50 ont une forte émission radio, alors que ceux de l'intérieur de W50 n'ont que de très faibles filaments radio associés. Elston et Baum (1987) remarquent que dans l'analogie avec les autres vieux restes de supernova en coquille, on s'attendrait à trouver des émissions dans le visible tout au long de la coquille, alors que les filaments visibles dans W50 sont confinés dans les régions de la coquille situées à l'intérieur du cône des jets radio, et qu'aucune émission visible n'est observée dans les filaments radio très brillants formant le Nord de la nébuleuse et la limite de l'aile occidentale. Tout cela suggère que les filaments du visible résultent de la propagation d'ondes de choc dans les filaments pré-existants du reste de supernova, à l'endroit où les jets relativistes interagissent avec celui-ci.

Les observations de Band (1987) en infrarouge moyen et lointain avec IRAS révèlent la présence de nœuds alignés avec les jets de SS 433. La figure VI.5 est la reproduction de la figure 4 de Band (1987) qui montre la position de ces nœuds et des filaments observés dans le visible par rapport à la nébuleuse radio, sur laquelle sont superposés les lobes X. Les numéros des nœuds de l'infrarouge, attribués par Band (1987), ont été ajoutés pour plus de clarté. Le nœud "5" est le seul à avoir une contrepartie radio et est considéré comme sans relation avec W50. Les nœuds "1", "2" et "3" sont situés sur l'axe des jets. Wang et al. (1990) suggèrent que ces nœuds sont dus à des grains de poussière et du gaz chauffés par les électrons et les ions relativistes lors de la collision avec les jets.

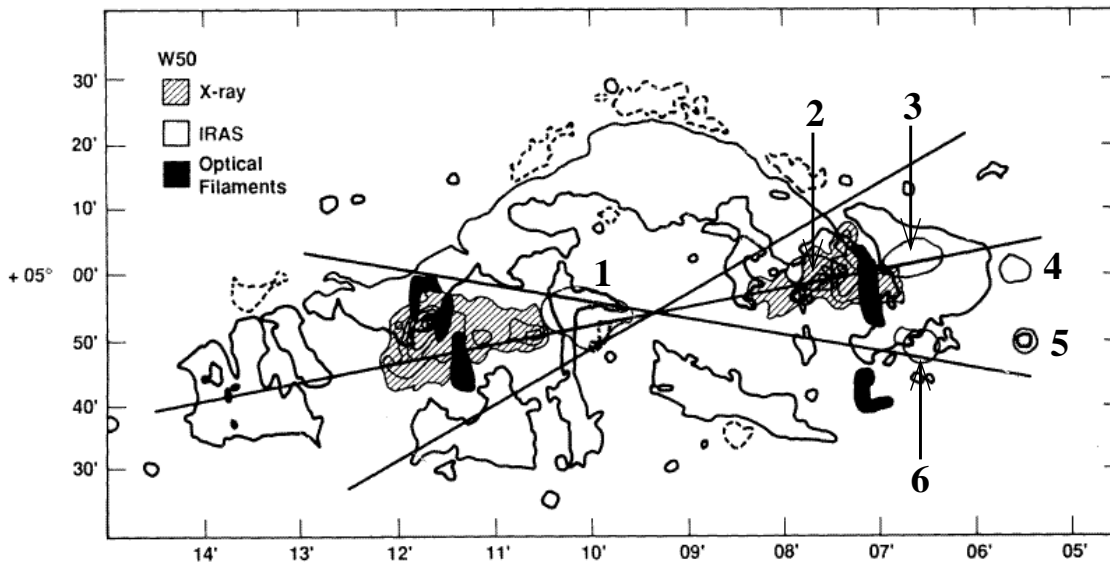


FIG. VI.5 – Carte radio, infrarouge, visible et X de W50 (reproduction de la figure 4 de Band 1987). Les contours en gras sont ceux de la carte à 20 cm de Elston et Baum (1987), sur lesquels sont superposés ceux de la carte X obtenue avec le satellite Einstein par Watson et al. (1983). L'axe et les limites du cône de précession des jets compacts sont indiqués. Les filaments observés dans le visible sont dessinés d'après Zealey et al. (1980). Les numéros des nœuds observés en infrarouge à 12, 25, 60 et 100 μm par Band (1987) et représentés par des contours fins, ont été ajoutés pour plus de clarté. Les coordonnées sont en B1950.

VI.2 La cartographie partielle de W50 avec ISOCAM

La nébuleuse W50 a donc souvent été cartographiée de la radio aux rayons X, mais une seule fois en infrarouge, avec le satellite IRAS dont la résolution spatiale était assez pauvre ($\sim 1'$). Nous allons étudier par la suite les observations de cette nébuleuse prises avec ISOCAM, la caméra infrarouge du satellite ISO, dont la résolution spatiale a gagné un ordre de grandeur en qualité par rapport à IRAS. Ce progrès s'est fait au dépend du champ de vue total de l'instrument, obligeant à construire d'immenses mosaïques d'images individuelles. Par manque de temps alloué pour les observations, la nébuleuse W50 n'a pas pu être entièrement cartographiée avec ISOCAM. La figure VI.6 montre l'ensemble de nos observations ISOCAM par rapport à la carte radio de W50. Elles sont constituées de trois parties : le quart Nord-Est de la partie centrale de W50 observé avec le filtre LW9 (14–16 μm), une petite partie de l'aile Est de W50 correspondant au noeud X à 35' de SS433 observée avec les filtres LW2 (5–8,5 μm) et LW3 (12–18 μm) et une grande partie de l'aile Ouest de W50 depuis SS433 jusqu'à l'extrémité occidentale de la nébuleuse observée avec le filtre LW3 (12–18 μm). Les détails sont donnés dans le tableau VI.1.

TAB. VI.1 – *Détail des observations de W50 avec ISOCAM*

nom ^a	position ^b	date	filtre	mosaïque ^c	FOV ^d
<i>La petite partie dans l'Est de W50</i>					
SS433-1	19 ^h 14 ^m 13,17 ^s 04° 57' 13,9''	16 mars 1996	LW2 (5–8,5 μm) LW3 (12–18 μm)	5 × 5	9,6' × 9,6'
<i>Le quart Nord-Est de la partie centrale de W50</i>					
SS433_W3	19 ^h 12 ^m 28,09 ^s 05° 06' 06,4''	5 mai 1997	LW3 (12–18 μm)	15 × 15	25' × 25'
<i>La partie occidentale de W50</i>					
SS433_p1	19 ^h 08 ^m 45,00 ^s 05° 01' 59,9''	20 oct. 1997	LW9 (14–16 μm)	15 × 10	25' × 17'
SS433_p2	19 ^h 09 ^m 30,00 ^s 05° 08' 30,0''	22 sept. 1997	LW9 (14–16 μm)	7 × 3	12,8' × 6,4'
SS433_p3	19 ^h 09 ^m 30,00 ^s 04° 59' 30,0''	22 sept. 1997	LW9 (14–16 μm)	3 × 3	6,4' × 6,4'
SS433_p4	19 ^h 09 ^m 30,00 ^s 04° 52' 59,9''	20 oct. 1997	LW9 (14–16 μm)	4 × 3	8' × 6,4'
SS433_p5	19 ^h 09 ^m 50,00 ^s 05° 01' 59,9''	30 oct. 1997	LW9 (14–16 μm)	15 × 3	25' × 6,4'
SS433_p6	19 ^h 10 ^m 10,00 ^s 05° 01' 00,0''	30 oct. 1997	LW9 (14–16 μm)	12 × 3	20' × 6,4'
SS433_p7	19 ^h 11 ^m 09,00 ^s 05° 01' 00,0''	30 oct. 1997	LW9 (14–16 μm)	10 × 15	17' × 25'

^a nom du fichier de données dans les archives d'ISO

^b position centrale de l'observation enregistrée dans les archives d'ISO, en J2000

^c nombre de positions d'observations constituant la mosaïque finale

^d Field Of View = champ de vue total de l'observation. Toutes ces observations ont été faites avec la résolution spatiale 6'' × 6'' par pixel.

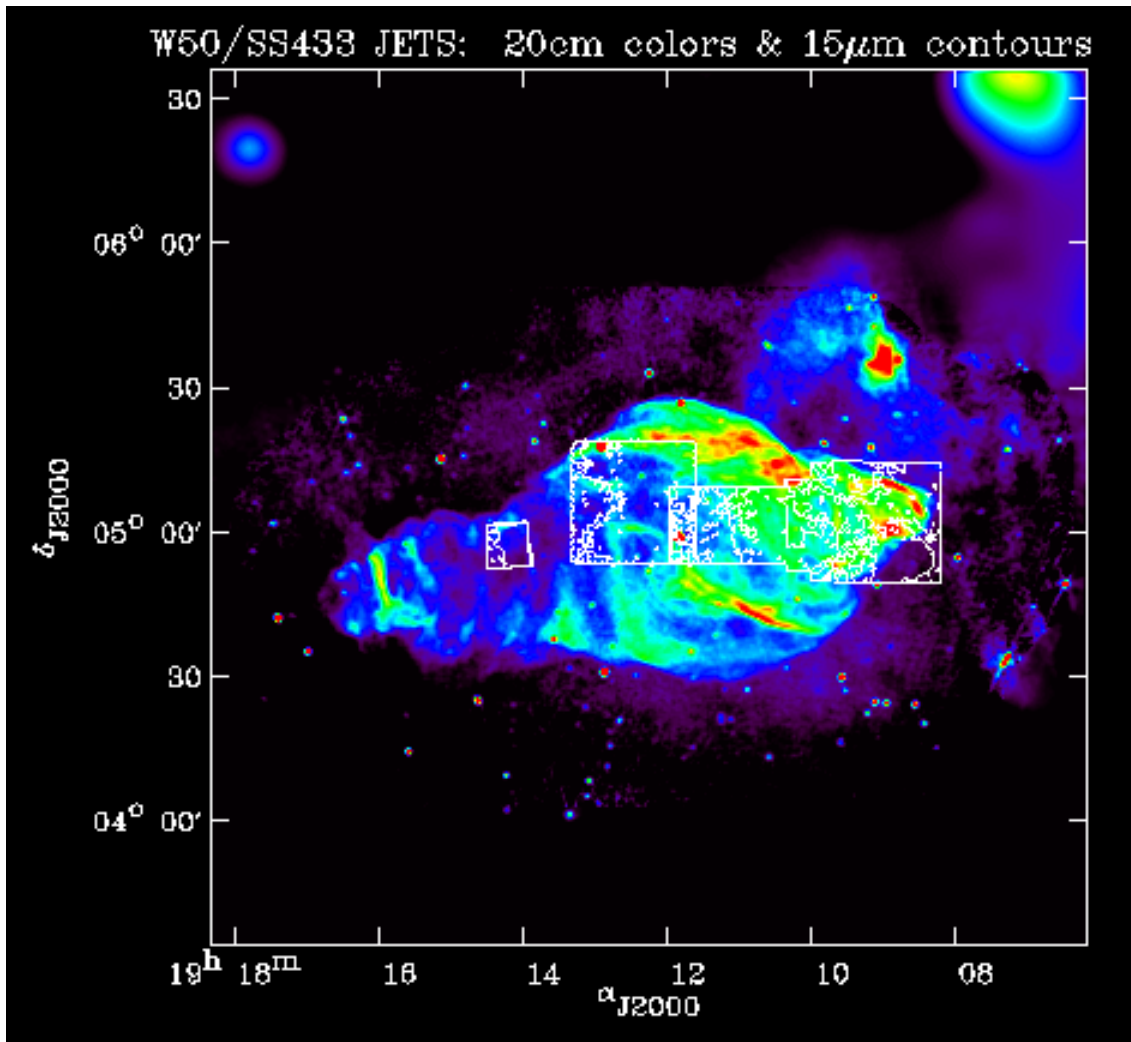


FIG. VI.6 – Emplacement des observations faites avec ISOCAM (contours) par rapport à la nébuleuse W50 montrée à 20 cm.

VI.3 Observations dans le lobe oriental

VI.3.1 Le quart Nord-Est de la partie centrale de W50

Cette observation avec le filtre LW3 (12–18 μm), de $\sim 27' \times 27'$ représentant un quart de la “bulle” centrale de W50, a été faite en une seule fois, sur une durée totale de 18206 s. La figure VI.7 montre la position de cette observation par rapport à la nébuleuse radio, et sur trois images la superposition des contours radio et X (ASCA et ROSAT) et de l’image à 15 μm . SS 433 est la source ponctuelle située en bas à droite des images à 15 μm , entourée d’une série de contours circulaires radio ou X selon l’image superposée. Pour faire ressortir au mieux les éventuelles structures infrarouge, l’échelle de couleurs de l’image à 15 μm représente la densité de flux par pixel à $\pm 2,3\sigma$ du flux médian de l’image. Mais on ne voit aucune structure caractéristique ressortir. La source circulaire très brillante située à l’ascension droite $\alpha = 19^{\text{h}} 12^{\text{m}} 40,2^{\text{s}}$ et la déclinaison $\delta = 05^{\circ} 11' 09''$ (J2000) est une source ponctuelle IRAS 19102+0506 sans relation avec W50. Le reste de l’image ne montre que de très faibles fluctuations du fond du ciel, sans aucune corrélation ni avec l’image radio à 20 cm, ni avec les images du rayonnement X dur 0,5–9 keV d’ASCA et X mou 0,11–2,35 keV de ROSAT. En particulier, on n’observe pas la trace du filament radio très brillant formant la bordure Nord de la coquille centrale de W50, ni la trace des jets relativistes apparaissant dans le domaine X à partir de $\sim 15'$ à l’Est de SS 433 pour les X les plus mous. Les contours concentriques du coin inférieur gauche des images, montrant les émissions mesurées par ASCA et ROSAT, représentent une source ponctuelle X très molle d’après Safi-Harb (communication privée corrigeant l’erreur dans Safi-Harb et Ögelman 1997), située à $\alpha = 19^{\text{h}} 13^{\text{m}} 23,15^{\text{s}}$ et $\delta = 04^{\circ} 55' 17,9''$ (J2000) et qui a été soustraite de leur image pour leur étude du lobe oriental. Cette source est peut-être liée à l’étoile apparaissant sur l’image à 15 μm et entourée par les contours X, et nous ne la prendrons donc pas en compte.

On peut aussi comparer cette image à 15 μm avec les résultats de Band (1987) avec IRAS, qui a repéré des “nœuds” d’émissions à 12, 25, 60 et 100 μm . Le “nœud 1” de coordonnées $\alpha = 19^{\text{h}} 12^{\text{m}} 36,28^{\text{s}}$ et $\delta = 04^{\circ} 59' 07,1''$ (J2000) s’étalant à 12 μm sur $\sim 15'$ à $\sim 3'$ à l’Est de SS 433 (d’après la figure 3a de Band 1987 et voir aussi la figure VI.5), correspond à la partie inférieure de l’image ISOCAM à 15 μm , où le flux est très légèrement plus élevé que la moyenne du fond du ciel, mais autant que dans le quart Nord-Ouest de cette image qui ne correspond à aucun flux particulier mesuré avec IRAS. On n’observe donc aucune trace de ce nœud dans l’image ISOCAM à 15 μm . Il est à noter que le “nœud 1” est le plus faible des nœuds mesurés par Band (1987), et en particulier à 12 μm son flux est à la limite de la détection (0,44 Jy pour une structure de rayon $\sim 7'$), il pourrait donc s’agir d’un artefact.

La non détection d’émission infrarouge à 15 μm dans la partie centrale de W50 n’est pas surprenante car c’est l’intérieur de la “bulle” représentant le reste de supernova (ou l’onde de choc d’un vent stellaire) qui a donc logiquement été vidé de sa matière la plus dense par le souffle de l’explosion (ou par le vent stellaire). Cette partie Nord-Est du centre de W50 est aussi celle où il y a peu d’émission radio hormis quelques filaments dont on ne retrouve pas la trace en infrarouge. Quant aux jets relativistes, leur émission X est très faible et molle dans la partie observée dans cette image, et il est difficile de faire la distinction entre ce qui provient de ces jets

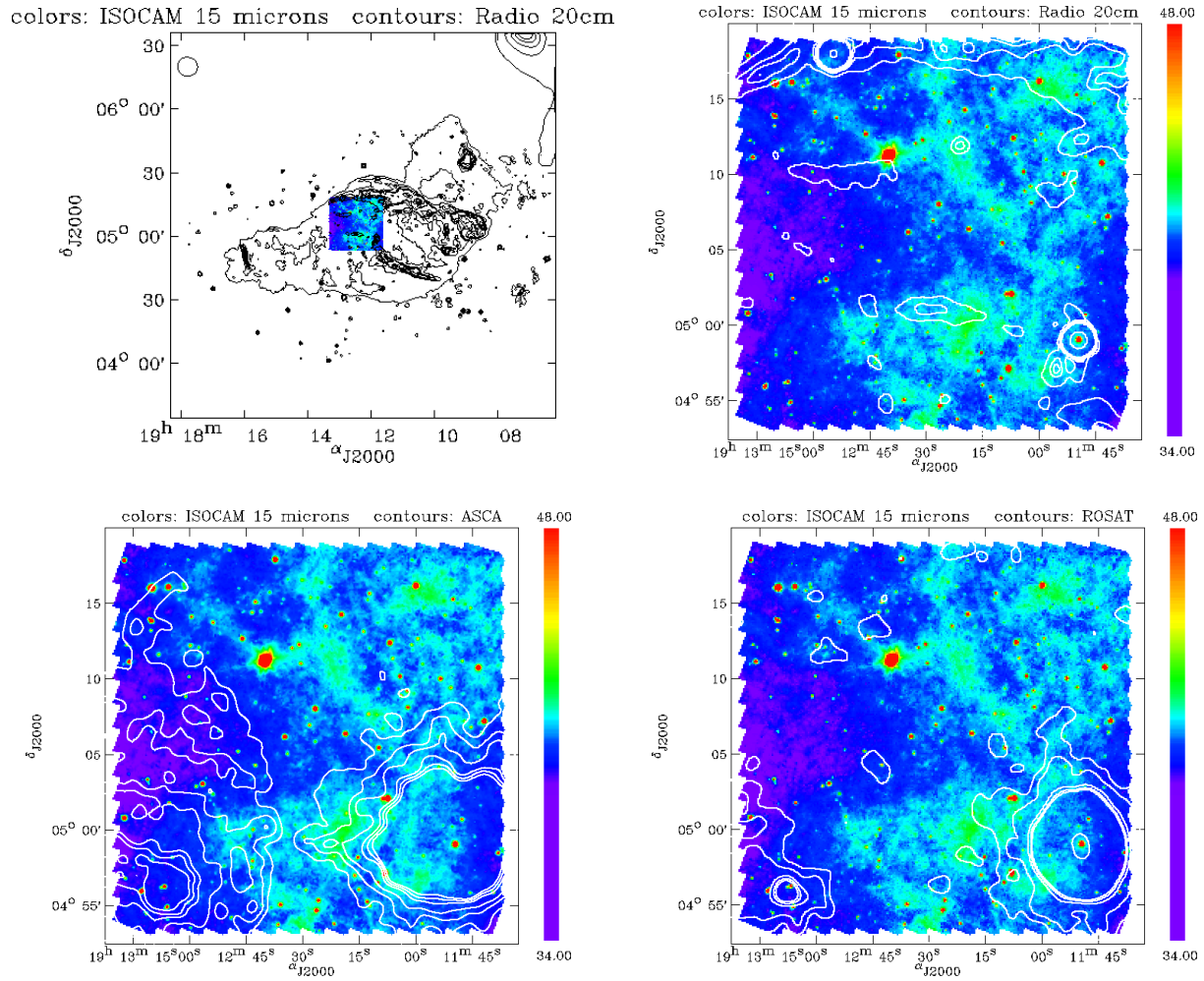


FIG. VI.7 – Comparaison de l'image ISOCAM du centre-Est de W50 avec les cartes radio et X. L'image en haut à gauche montre la position de l'observation ISOCAM par rapport à la nébuleuse radio, et les autres montrent la superposition de l'image ISOCAM LW3 (12–18 μm) avec respectivement, en haut à droite les contours de l'image à 20 cm, en bas à gauche les contours de l'image ASCA 0,5–9 keV, et en bas à droite les contours de l'image ROSAT 0,11–2,35 keV. Les résolutions spatiales sont $56'' \times 54''$ à 20 cm, $6'' \times 6''$ à 15 μm , $\sim 15'' \times 15''$ pour ASCA et $12'' \times 12''$ pour ROSAT. L'échelle de couleurs de l'image à 15 μm représente la densité de flux par pixel à $\pm 2,3\sigma$ du flux médian de l'image. Les contours radio correspondent à : 0,01; 0,02; 0,025; 0,028; 0,03; 0,35; 0,04; 0,4 Jy/beam. Les contours ASCA correspondent à : 1; 1,5; 2; 3; 3,5; 4 coups. Les contours ROSAT correspondent à : 0,00008; 0,0001; 0,00015; 0,00018; 0,0002; 0,0035 coups/s. SS433 est la source ponctuelle située en bas à droite des images à 15 μm , entourée d'une série de contours circulaires radio ou X selon l'image superposée. La bande verticale apparaissant plus sombre sur la bordure inférieure droite de l'image à 15 μm est due à des problèmes instrumentaux au début de l'observation.

relativistes (supposés de nature synchrotron) et ce qui est contaminé par la source ponctuelle X sans relation avec W50.

VI.3.2 Un des nœuds X

La deuxième observation ISOCAM du lobe oriental, est une petite partie située à $\sim 35'$ à l'Est de SS 433, à l'endroit d'un des nœuds de forte émission X repéré avec ROSAT et ASCA (appelé "e2" par Safi-Harb et Ögelman 1997). Ce nœud est le plus brillant de ceux observés avec ROSAT, et Safi-Harb et Ögelman (1997) ne modélisent correctement son spectre entre 1 et 3 keV que par des modèles à deux composantes, la première étant une loi de puissance ou un bremsstrahlung thermique, et la deuxième une raie gaussienne, une loi de puissance cassée ou une deuxième composante thermique. L'observation ISOCAM a été faite avec deux filtres larges LW2 (5,0–8,5 μm) et LW3 (12–18 μm). La figure VI.8 montre la position de cette observation par rapport à la nébuleuse radio, et sur trois images la superposition des contours radio et X (ASCA et ROSAT) et de l'image à 15 μm . Pour faire ressortir au mieux les éventuelles structures infrarouges, l'échelle de couleurs de l'image à 15 μm représente la densité de flux par pixel à $\pm 3\sigma$ du flux médian de l'image. De nouveau l'image ISOCAM ne révèle aucune structure en infrarouge, en particulier à l'endroit du nœud X des images ROSAT et ASCA, que ce soit à 15 μm ou à 6,5 μm (dont l'image n'est pas montrée ici). Ce résultat semble contredire celui de Mirabel et al. (1996*b*) sur les mêmes données, où ils ont trouvé une structure ressemblant au nœud X, mais à l'époque le logiciel de traitement et de présentation des données ISOCAM était moins achevé et devait contenir quelques erreurs, par exemple leur image a un petit décalage en déclinaison par rapport à celle de la figure VI.8.

Par ailleurs, la partie observée avec ISOCAM est située à l'endroit du filament observé dans le visible par Zealey et al. (1980) ($\alpha = 19^{\text{h}} 14^{\text{m}} 20,34^{\text{s}}$ et $\delta = 05^{\circ} 02' 16,3''$ en J2000 et cf la figure VI.5). Celui-ci doit traverser l'image à 15 μm du Nord-Est au Sud-Ouest, mais sa trace n'est pas visible en infrarouge.

On n'observe donc de nouveau aucune corrélation entre les émissions du domaine infrarouge et celles des autres domaines de longueur d'onde. Ce n'est pas étonnant pour la radio dont l'émission est très faible sur cette partie de la nébuleuse correspondant au minimum d'émission de l'aile orientale, au Nord d'un des faibles filaments verticaux rappelant une structure en hélice. Dans le domaine X, cette région est un nœud de forte émission, c'est le plus intense dans la bande spectrale de ROSAT, 0,1–2,4 keV (Safi-Harb et Ögelman 1997). Il est interprété comme une région de chocs dans le jet relativiste : soit des chocs d'accélération des particules relativistes du jet par la coquille du reste de supernova, soit des chocs en retour produits par la collision des jets avec cette coquille (Safi-Harb et Ögelman 1997 ; Safi-Harb et Petre 1999). Ces deux hypothèses sont compatibles avec la présence du filament visible marquant la coquille circulaire centrale de W50. Mais le manque d'émission infrarouge indique que cela se fait dans un milieu peu dense.

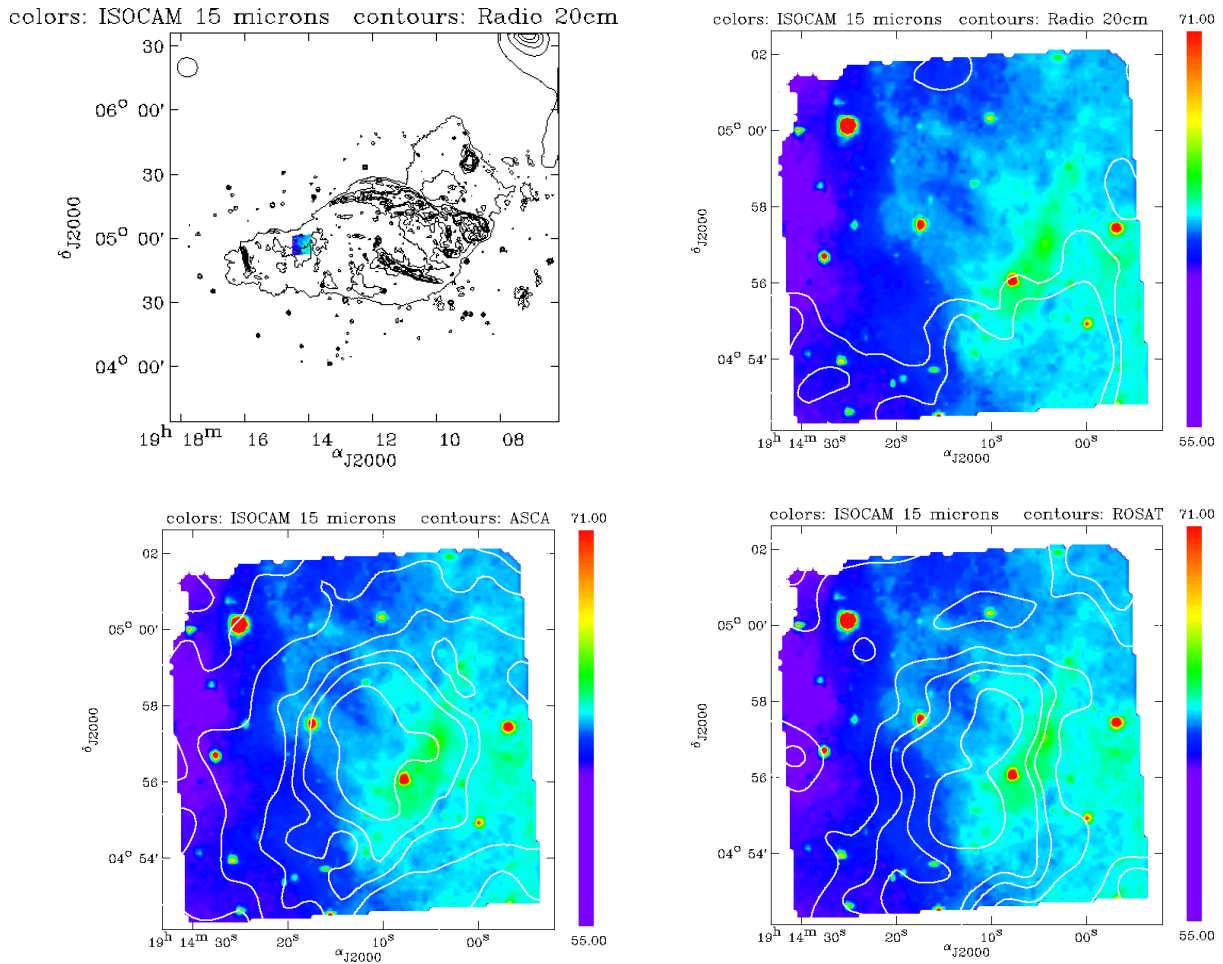


FIG. VI.8 – Comparaison de l'image ISO-CAM d'une petite partie de l'est du lobe W50 avec les cartes radio et X. L'image en haut à gauche montre la position de l'observation ISO-CAM par rapport à la nébuleuse radio, et les autres montrent la superposition de l'image ISO-CAM LW3 (12–18 μm) avec respectivement, en haut à droite les contours de l'image à 20 cm, en bas à gauche les contours de l'image ASCA 0,5–9 keV, et en bas à droite les contours de l'image ROSAT 0,11–2,35 keV. Les résolutions spatiales sont $56'' \times 54''$ à 20 cm, $6'' \times 6''$ à 15 μm , $\sim 15'' \times 15''$ pour ASCA et $12'' \times 12''$ pour ROSAT. L'échelle de couleurs de l'image à 15 μm représente la densité de flux par pixel à $\pm 3\sigma$ du flux médian de l'image. Les contours radio correspondent à : 0,01; 0,02; 0,025; 0,028; 0,03; 0,35; 0,04; 0,4 Jy/beam. Les contours ASCA correspondent à : 1; 1,5; 2; 3; 3,5; 4 et 5 coups. Les contours ROSAT correspondent à : 0,00008; 0,0001; 0,00015; 0,00018; 0,0002; 0,0025 coups/s.

VI.4 Observations du lobe occidental

VI.4.1 Les résultats ISOCAM

La cartographie la plus complète de nos observations ISOCAM est celle du lobe occidental. Elle a été réalisée avec le filtre large LW9 (14–16 μm) en sept parties observées pendant trois périodes réparties sur un mois (voir le tableau VI.1 pour les détails). Les sept parties ont été combinées en une seule grande mosaïque de $\sim 50'$ sur $\sim 15'$ à $25'$. Pour cela il a fallu ajuster leurs fonds de ciel médians par rapport à ceux des parties “1” (la plus à l’Ouest et cf le tableau VI.1) et “4”, prises comme référence car de meilleure qualité. On obtient la carte du bas de la figure VI.9, qui montre dans sa partie supérieure la surface de W50 couverte par cette observation. L’image finale à 15 μm est montrée avec une échelle de couleurs correspondant à des flux s’étalant de -1σ à $+2\sigma$ du flux médian. Ceci permet de bien faire ressortir les structures infrarouges diffuses par rapport au fond du ciel, les sources ponctuelles apparaissant sous la forme de taches circulaires rouges plus ou moins grandes.

SS 433 est la source ponctuelle située à l’extrémité orientale de la carte ISOCAM, comme indiqué sur la figure VI.9. Les environs proches de SS 433 ne contiennent pratiquement aucune structure spatiale dans toute la partie Nord visible sur la carte, et à l’Ouest jusqu’à une distance de $\sim 20'$ du système binaire, les quelques structures apparaissant à $\sim 8'$ à l’Ouest ayant des flux très faiblement supérieurs à celui du fond du ciel. A une distance $> 20'$, légèrement plus au Nord que SS 433, apparaît un “nœud” d’émission infrarouge diffuse, de forme triangulaire de $\sim 7'$ de côté, et dont le centre brillant dépasse nettement la limite de 2σ . La source ponctuelle de même déclinaison que SS 433 et située à $35'$ à l’Ouest est une source IRAS 19070+0454 sans rapport avec W50. Dans la même direction que le premier nœud, à une distance $> 35'$ de SS 433 et jusqu’à l’extrémité de la carte ISOCAM, s’étale une structure diffuse allongée comportant plusieurs “points chauds” diffus groupés entre environ $\alpha = 05^\circ 06'$ et $\alpha = 05^\circ 13'$, et $\delta = 19^h 09^m 30^s$ et $\delta = 19^h 08^m 50^s$. Enfin, une dernière structure de $\sim 10' \times 5'$ ressort faiblement par rapport au fond du ciel, à $\sim 40'$ à l’Ouest de SS 433 et légèrement plus au Sud que le système binaire. Nous allons à présent comparer ces émissions de l’infrarouge moyen avec les différentes cartes des autres domaines de longueurs d’onde.

VI.4.2 Comparaison des cartes en infrarouge et en radio

La figure VI.10 montre la superposition des contours de la carte radio à 20 cm de W50 avec l’image à 15 μm que je viens de décrire. Bien évidemment SS 433 étant une forte source radio, elle apparaît entourée de nombreux contours radio. On observe que le nœud infrarouge le plus proche de SS 433 n’a qu’une faible contrepartie à 20 cm, prolongement du large filament radio très brillant formant la partie Nord de la coquille centrale de W50. L’extrémité de l’aile occidentale de la nébuleuse radio correspond partiellement, c’est-à-dire dans sa moitié Nord, avec la grande zone d’émission diffuse à 15 μm . La région d’émission infrarouge la plus au sud et la plus faible, se situe quant à elle en dehors de la nébuleuse radio. On remarque que les deux plus importantes régions d’émission à 15 μm sont situées le long de l’axe des jets relativistes menant à l’extrémité occidentale de la nébuleuse W50 (cf figure VI.1). Ces observations amènent donc à considérer que ces zones d’émission infrarouge sont associées à W50, éventuellement

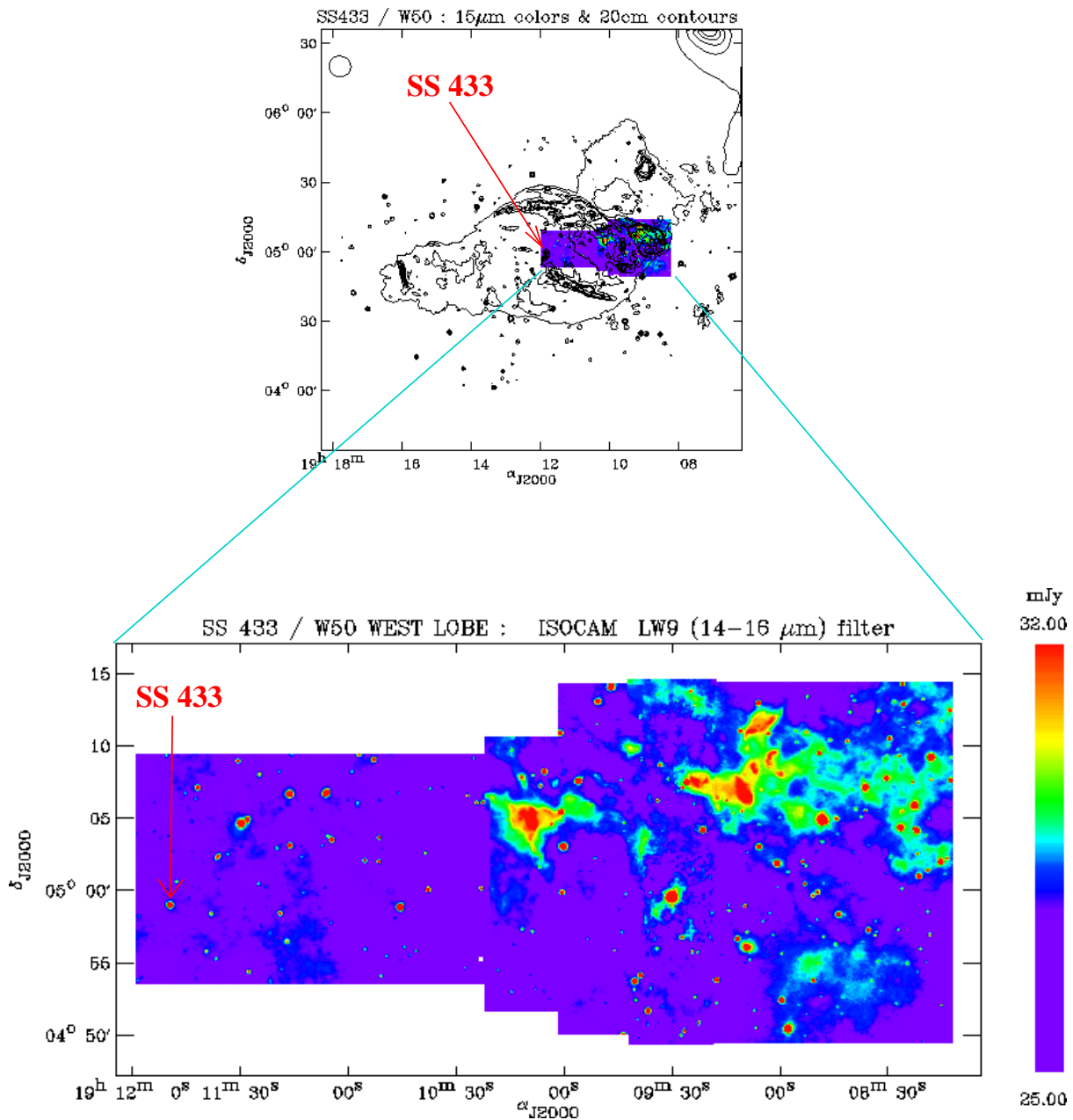


FIG. VI.9 – Cartographie ISOCAM du lobe Ouest de W50. Le haut de la figure montre la superposition de la carte ISOCAM en couleurs par rapport à la nébuleuse W50 à 20 cm en contours. Le bas de la figure montre cette carte ISOCAM prise avec LW9 (14–16 μm) et de résolution spatiale $6'' \times 6''$ par pixel, constituée de sept parties observées à des moments différents (cf le tableau VI.1). Afin d'obtenir lors de la superposition des images une carte avec des flux cohérents entre eux, on a ramené les flux médians de chaque image à ceux des parties "1" et "4". L'image finale est montrée avec une échelle de flux allant de -1σ à $+2\sigma$ par rapport au flux médian total.

situées sur le trajet du jet relativiste. Elles correspondent peut-être à des zones de densité supérieure au reste de la nébuleuse, et sont éventuellement révélées par le passage du jet relativiste.

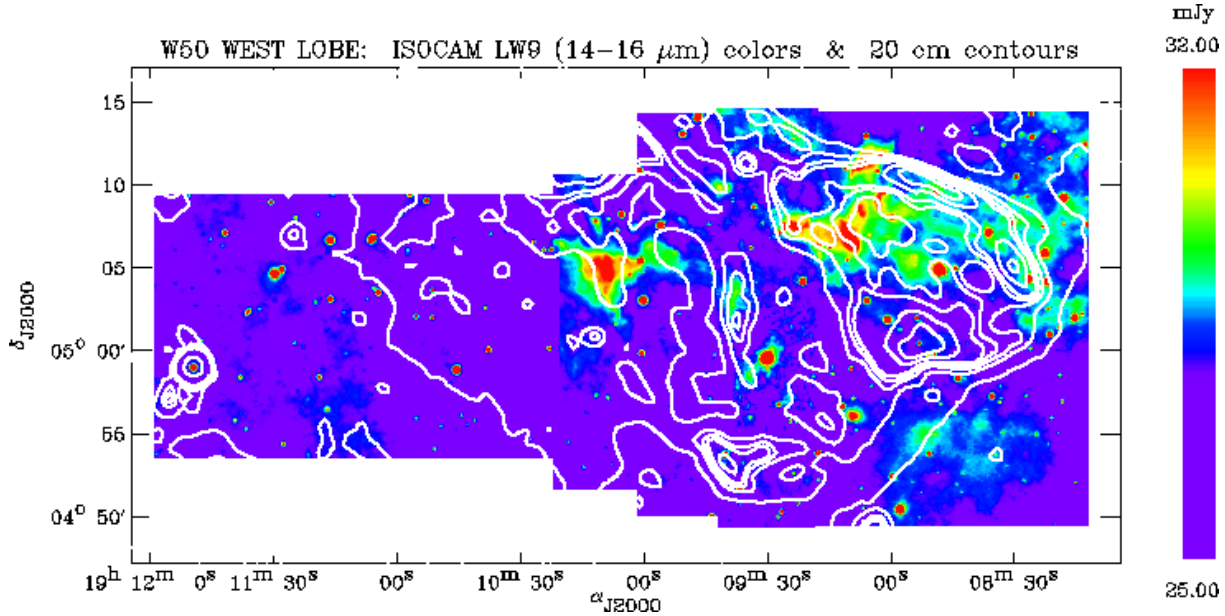


FIG. VI.10 – Comparaison de l’image ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ du lobe Ouest de W50 avec les contours radio. L’échelle des flux de l’image infrarouge LW9 ($14\text{--}16\ \mu\text{m}$) s’étale de -1σ à $+2\sigma$ autour du flux médian. Les contours radio sont : $0,01; 0,02; 0,025; 0,028; 0,03; 0,35; 0,04; 0,4\ \text{Jy/beam}$. SS 433 est la source ponctuelle entourée de contours circulaires à l’extrémité orientale de l’image.

VI.4.3 Comparaison des cartes en infrarouge et en X

L’alignement des principales zones d’émission à $15\ \mu\text{m}$ avec l’axe des jets relativistes est confirmée par la comparaison de la carte infrarouge avec celles obtenues dans le domaine X. La figure VI.11 montre la superposition de l’image ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ avec les contours de l’image obtenue avec ROSAT dans l’intervalle $0,11\text{--}2,35\ \text{keV}$ (en bas) et de l’image obtenue avec ASCA entre $0,5$ et $9\ \text{keV}$ (en haut). L’image ASCA a une résolution spatiale de $\sim 15'' \times 15''$ légèrement moins précise que celle obtenue avec ROSAT ($\sim 12'' \times 12''$). Ces deux résolutions restent très largement imprécises par rapport à celle de l’image ISOCAM ($6'' \times 6''$ par pixel), et il faut en tenir compte dans les comparaisons que nous allons faire. Ceci d’autant plus que les deux images ont été convoluées avec une Gaussienne de largeur à mi-hauteur $1'$, de façon à lisser l’image d’origine qui est impossible à étudier autrement.

Dans les deux images, SS 433 apparaît comme la source X la plus brillante entourée de nombreux contours globalement circulaires (larges à cause de la diffusion du milieu interstellaire nous séparant de la source). Sur l’image ASCA, les contours du lobe occidental indiquent nettement la direction du jet relativiste. Les nœuds d’émission X dure ne semblent pas corrélés avec les émissions à $15\ \mu\text{m}$. Certains sont situés autour du nœud infrarouge le plus proche de SS 433, le recouvrant partiellement, mais l’ensemble qu’ils forment ne rappelle pas le triangle de ce nœud

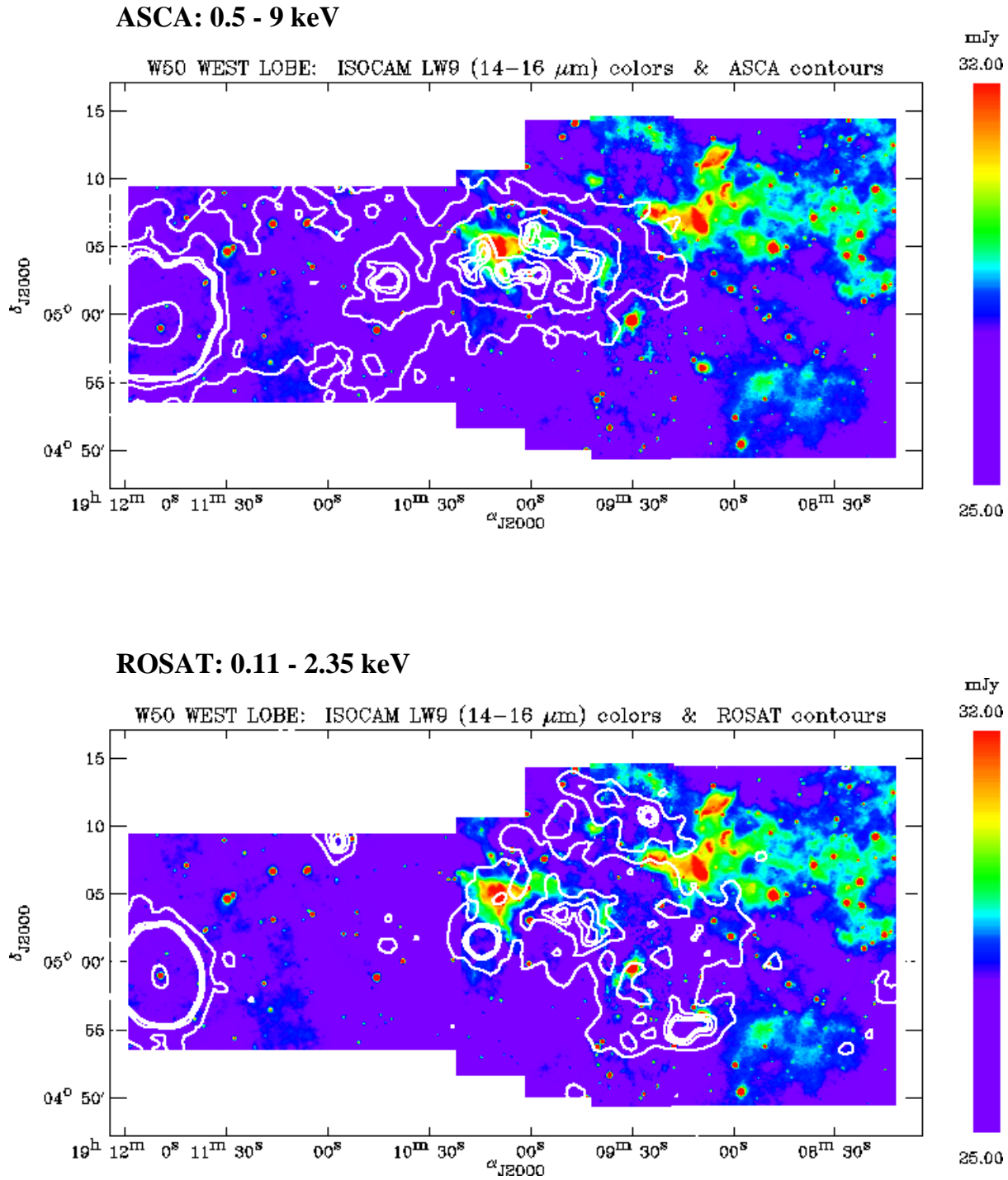


FIG. VI.11 – Comparaison de l'image ISOCAM 14–16 μm du lobe ouest de W50 avec les cartes en X obtenues avec ASCA 0,5–9 keV (en haut) et ROSAT 0,11–2,35 keV (en bas). Les résolutions spatiales sont $6'' \times 6''$ par pixel pour ISOCAM, $15'' \times 15''$ par pixel pour ASCA et $12'' \times 12''$ par pixel pour ROSAT, ces deux images étant lissées avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur de $1'$. Les contours ASCA correspondent à : 1; 2; 2,9; 3,3; 3,5 et 30 coups. Les contours ROSAT correspondent à : 0,0001; 0,00015; 0,00018; 0,0002; 0,0035 coups/s.

à $15\ \mu\text{m}$, et leurs maxima sont à l'extérieur de celui-ci. Le contour de la faible émission diffuse X, qui remplit l'intérieur du lobe radio comme on le voit sur la figure VI.2, s'arrête en son extrémité occidentale à l'endroit où l'émission infrarouge diffuse recommence. Cependant, cette zone correspondant aussi au bord du champ de vue d'ASCA, cet effet pourrait être d'origine instrumental. L'image ROSAT possède un plus grand champ de vue, et semble confirmer cette anti-corrélation. En effet, les contours des flux les plus faibles correspondent assez bien à ceux de la grande région d'émission infrarouge diffuse s'étendant vers l'Ouest jusqu'à l'extrémité occidentale de W50. L'anti-corrélation est en particulier assez frappante dans la partie la plus au Nord de l'image à $15\ \mu\text{m}$. Il semble que dans ces régions proches du bord de la nébuleuse, l'émission X diffuse est arrêtée par sa rencontre avec le milieu plus dense qui émet en infrarouge. Ce rayonnement X est peut-être même responsable de cette émission infrarouge, en chauffant ce milieu. Les nœuds X de ROSAT n'ont pas de corrélation avec l'émission infrarouge, et la source ponctuelle représentée par des contours circulaires centrés sur $\alpha = 19^{\text{h}} 10^{\text{m}} 13^{\text{s}}$ et $\delta = 05^{\circ} 02' 14''$ (J2000) est, d'après Safi-Harb et Ögelman (1997), une source sans lien avec W50, mais qui contamine l'image ROSAT aux alentours du nœud infrarouge le plus proche de SS 433. Il est donc difficile de commenter la faible émission mesurée par ROSAT à l'endroit de ce nœud à $15\ \mu\text{m}$.

L'interprétation de ces observations n'est pas facile, d'autant plus que le lobe occidental a très peu été étudié dans le domaine X où les efforts se sont concentrés sur le lobe oriental. Safi-Harb et Ögelman (1997) interprètent l'absence d'émission X dans l'oreille radio et le spectre plus mou que du côté oriental, comme l'indication que les jets interagissent avec un milieu environnant inhomogène. Les émissions en infrarouge soupçonnées de révéler les régions les plus denses, confirment cette inhomogénéité du lobe occidental. Cependant la nature de émissions X de ce lobe n'est pas clairement établie. Namiki et al. (2000) constatent que le spectre et la morphologie de l'émission observée avec ASCA sont compatibles avec l'hypothèse que des électrons de grande énergie sont générés à l'endroit où le lobe X apparaît, et qu'ils perdent leur énergie par rayonnement synchrotron en s'éloignant de SS 433. Mais les autres études de Safi-Harb et Ögelman (1997) et Safi-Harb et al. (2001) n'écartent pas l'hypothèse que l'émission X soit thermique, même si cela mène à de très hautes températures: $kT = 6,5\text{--}10,2\ \text{keV}$. Concernant la position des pics d'émission X, il faut rester prudent compte tenu du fait que les satellites ASCA et ROSAT n'ont pas une grande précision de pointage, et que les images ont été lissées pour être exploitables, ce qui peut aussi décaler la position des maxima, et a abaissé la précision à $1'$. Certains nœuds X recouvrent donc la région regroupant la forte émission à $15\ \mu\text{m}$ située vers $25'$ à l'Ouest de SS 433 et le prolongement de densité de flux plus faible s'étalant jusqu'à $33'$, mais les maxima d'émission des deux domaines semblent spatialement non liés. Les interprétations générales prenant en compte ces résultats seront développées à la fin de cette section, dans le paragraphe VI.4.6.

VI.4.4 Comparaison de la carte ISOCAM avec les observations IRAS et visible

Nous avons vu au début de ce chapitre, que Band (1987) a observé avec le satellite IRAS, des nœuds d'émission à 12, 25, 60 et $100\ \mu\text{m}$ dans ou près de la nébuleuse W50 (cf figure VI.5). A partir des coordonnées qu'il donne pour ces nœuds, et de leurs rayons que nous avons convertis en rayon angulaire, on peut schématiser ces nœuds par des cercles, superposés à l'image ISOCAM

à $15\ \mu\text{m}$ du lobe occidental de W50. La figure VI.12 montre ainsi que trois nœuds IRAS font partie du champ de vue de l'observation ISOCAM, et surtout qu'ils sont tous les trois coïncidents spatialement avec les régions d'émission repérées. Le nœud "6", correspondant à la plus faible des trois régions ISOCAM, est situé à la limite de W50. Les nœuds "2" et "3" coïncident chacun avec le cœur des régions ISOCAM où l'émission est la plus dense. Les cercles ne représentent qu'une taille approximative de ces nœuds dont la forme ne pouvait pas être définie avec la résolution spatiale d'IRAS de l'ordre de $1'$. Il est à noter que les nœuds "2" et "3" encadrent un des filaments observés dans le visible par Zealey et al. (1980) comme on peut le voir sur la figure VI.5. Ce filament a pour coordonnées en J2000 : $\alpha = 19^{\text{h}} 09^{\text{m}} 45,4^{\text{s}}$; $\delta = 05^{\circ} 07' 13,2''$ et $\alpha = 19^{\text{h}} 09^{\text{m}} 37,92^{\text{s}}$; $\delta = 05^{\circ} 01' 14,7''$ d'après Zealey et al. (1980), ce qui semble correspondre aux extrémités du filament occidental le plus au Nord. La zone de cette émission dans le visible est difficile à déterminer avec précision et n'est donc pas tracée sur la figure VI.12, mais elle semble correspondre partiellement avec une région de faible émission diffuse à $15\ \mu\text{m}$, située à $\simeq 35'$ de SS 433, entre les deux régions plus denses et légèrement plus au sud que le cœur du nœud "2". Les nœuds infrarouges "2" et "3" sont donc particulièrement intéressants, ce qui va être confirmé par l'étude dans le millimétrique.

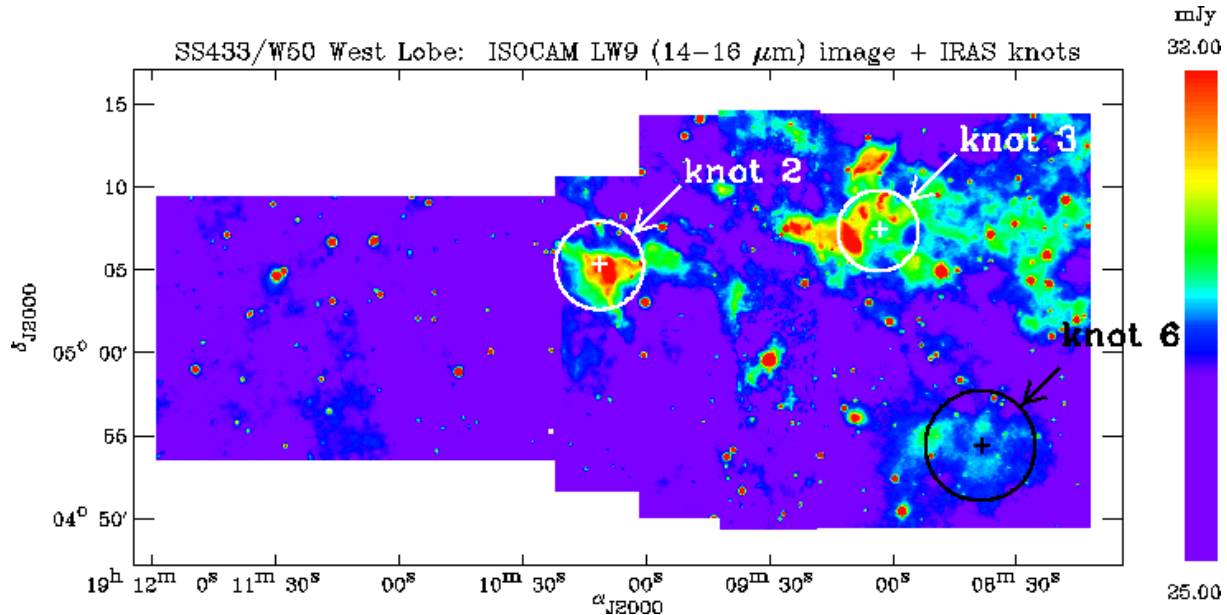


FIG. VI.12 – Comparaison de l'image ISOCAM $14\text{--}16\ \mu\text{m}$ du lobe Ouest de W50 avec les nœuds IRAS observés précédemment par Band (1987). Les résolutions spatiales sont $6'' \times 6''$ par pixel pour ISOCAM, et pour IRAS: $0,75'$ à 12 et $25\ \mu\text{m}$, $1,5'$ à $60\ \mu\text{m}$ et $3'$ à $100\ \mu\text{m}$. Les rayons des cercles schématisant les nœuds IRAS ont été déduits du tableau III de Band (1987) et sont de $160''$, $147''$ et $200''$ respectivement pour les nœuds 2, 3 et 6.

VI.4.5 Comparaison des cartes en infrarouge et en millimétrique

La nébuleuse W50 a été peu observée dans le domaine millimétrique. Durouchoux et al. (2000) ont observé la transition 1–0 du CO à 115 GHz ($2,6\ \text{mm}$) sur une partie du lobe occidental avec le radio-télescope Mopra de 15 m. En particulier, ils ont construit une carte d'intensité de cette

raie décalée avec une vitesse de $\simeq 50 \text{ km.s}^{-1}$, ce qui correspond à la distance de W50 (voir la discussion du paragraphe IV.8 du chapitre IV de présentation générale du système). Cette carte, reproduite sur le bas de la figure VI.13, montre une zone d'émission à $\sim 20'$ à l'Ouest de SS 433, donc à l'endroit du nœud "2", et contenue dans le cône de précession. Il n'y pas d'émission significative de cette raie, donc pas de nuage moléculaire, entre SS 433 et cette région, comme à $15 \mu\text{m}$. La figure VI.13 montre aussi la superposition de l'image ISOCAM ($14\text{--}16 \mu\text{m}$) du lobe occidental, avec les contours de cartes récentes de cette raie CO(1-0) décalée de 50 km.s^{-1} , construites à partir d'observations avec le SEST et le Mopra des nœuds "2" et "3". Ces cartes ont été obtenues par Durouchoux (communication privée) et font partie d'un article en préparation avec lui et ses collaborateurs (Sood et al. en préparation).

On observe un pic d'intensité de cette raie CO(1-0) à l'intérieur de chacun des deux nœuds "2" et "3". Les figures VI.14 et VI.15 montrent des gros plans de ces deux régions. Les contours d'intensité de la raie CO(1-0) à 50 km.s^{-1} centrés sur le nœud "2" ont une vague forme triangulaire rappelant celle à $15 \mu\text{m}$, et leur maximum est décalé de $\sim 2'$ vers l'Est par rapport à celui de l'émission à $15 \mu\text{m}$. De plus, Durouchoux (communication privée) a aussi observé l'émission de la transition 2-1 du CO dans ce nœud, dont la raie décalée à 50 km.s^{-1} permet de construire une carte d'intensité très similaire à celle du CO(1-0) présentée ici. Le nœud "3" a été observé avec une moins bonne résolution ($1'$) mais son maximum est situé sur un pic de l'image ISOCAM, et les contours correspondent à ceux de l'émission à $15 \mu\text{m}$. La position des maxima d'intensité de la raie d'émission CO(1-0) est confirmée par la vérification rapide des dernières observations de Durouchoux (communication privée) en avril 2001. On observe donc une très bonne corrélation entre les émissions du CO en millimétrique et celles de l'infrarouge moyen. **Il semble donc que l'émission à $15 \mu\text{m}$ provient de régions où des nuages moléculaires sont présents, lesquels sont situés à la même distance de la Terre que W50.** De plus, la présence de la raie en émission CO(2-1) au même endroit que celle de CO(1-0) pour le nœud "2" (cette transition n'a pas été cherchée avec le Mopra dans le nœud "3") peut indiquer que le milieu moléculaire émetteur subit des chocs. Une étude plus approfondie des rapports d'intensité de raies pourra peut-être expliciter cela.

VI.4.6 Spectre des nœuds infrarouges et discussion sur leur nature

Les nœuds "2" et "3" découverts par Band (1987) et observables à $15 \mu\text{m}$ avec ISOCAM, correspondant comme nous venons de le voir à des régions d'émission moléculaire, il est intéressant de rassembler toutes les données existantes qui s'y rapportent. Les flux IRAS mesurés par Band (1987) sont une première étape. Le haut de la figure VI.16 représente leur répartition spectrale, comprenant les valeurs mesurées à $15 \mu\text{m}$ sur l'image ISOCAM, en intégrant la densité de flux sur des cercles de rayon $160''$ et $147''$ respectivement pour les nœuds "2" et "3". Aucune correction de couleur n'a été effectuée pour ces valeurs, mais par défaut IRAS et ISOCAM ont la même convention (cf l'annexe B). Les flux tracés sont ceux mesurés, ils n'ont pas été corrigés de l'absorption du milieu interstellaire, mais celle-ci est faible au dessus de $12 \mu\text{m}$ et négligeable par rapport aux barres d'erreur des mesures (30%). Les valeurs trouvées avec ISOCAM sont compatibles avec celles mesurées avec IRAS. On observe pour les deux nœuds une forte augmentation de flux vers les longueurs d'ondes croissantes, en forme de "bosse" au delà de $25 \mu\text{m}$, habituellement caractéristique de l'émission thermique provenant de poussières. Entre

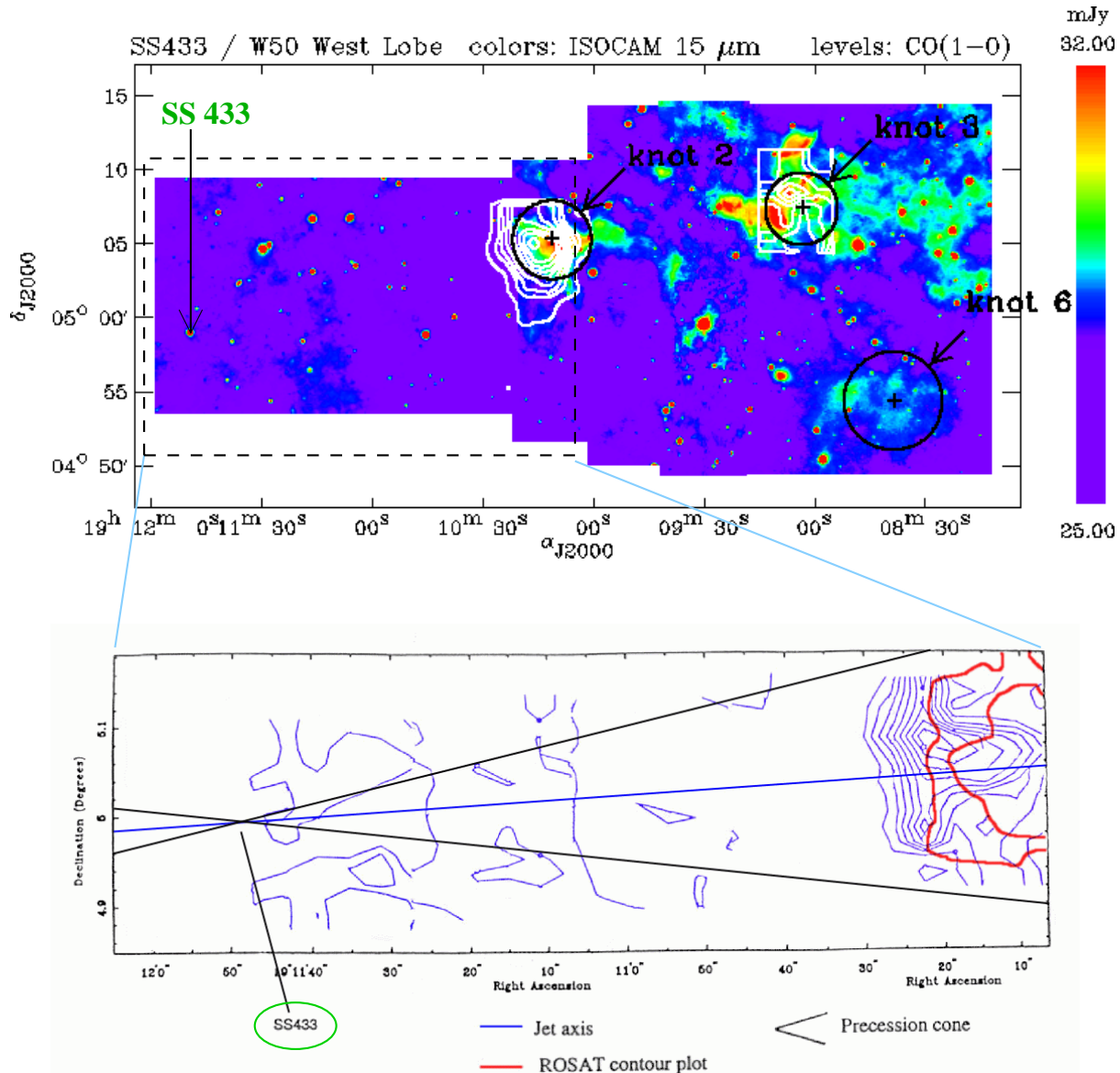


FIG. VI.13 – Comparaison de l'image ISOCAM LW9 ($14\text{--}16\mu\text{m}$) du lobe Ouest de W50 avec les cartes CO(1-0) (Durouchoux communication privée). En bas: reproduction de la figure 5 de Durouchoux et al. (2000) montrant en bleu les contours d'intensité en K.km.s^{-1} de la raie d'émission CO(1-0) décalée vers 50 km.s^{-1} et mesurée avec le Mopra, en gras et rouge les contours de ROSAT, et indiquant la position de l'axe du jet et les limites du cône de précession. En haut: en couleurs carte ISOCAM LW9 ($14\text{--}16\mu\text{m}$) sur laquelle sont indiqués la position et la taille de l'observation Mopra du bas de la figure, et les nœuds infrarouge découverts par Band (1987). Ont été aussi superposés les observations récentes des nœuds "2" et "3" avec le SEST et le Mopra: les contours représentent l'intensité de la raie d'émission CO(1-0) à 115 GHz décalée vers 50 km.s^{-1} , mesurée toutes les $30''$ pour le nœud "2" et toutes les $1'$ pour le nœud "3", et dont les valeurs sont respectivement 2, 6, 9, 13, 17, 20, 24, 27, 30 K.km.s^{-1} et 1, 3, 5, 7, 9 K.km.s^{-1} .

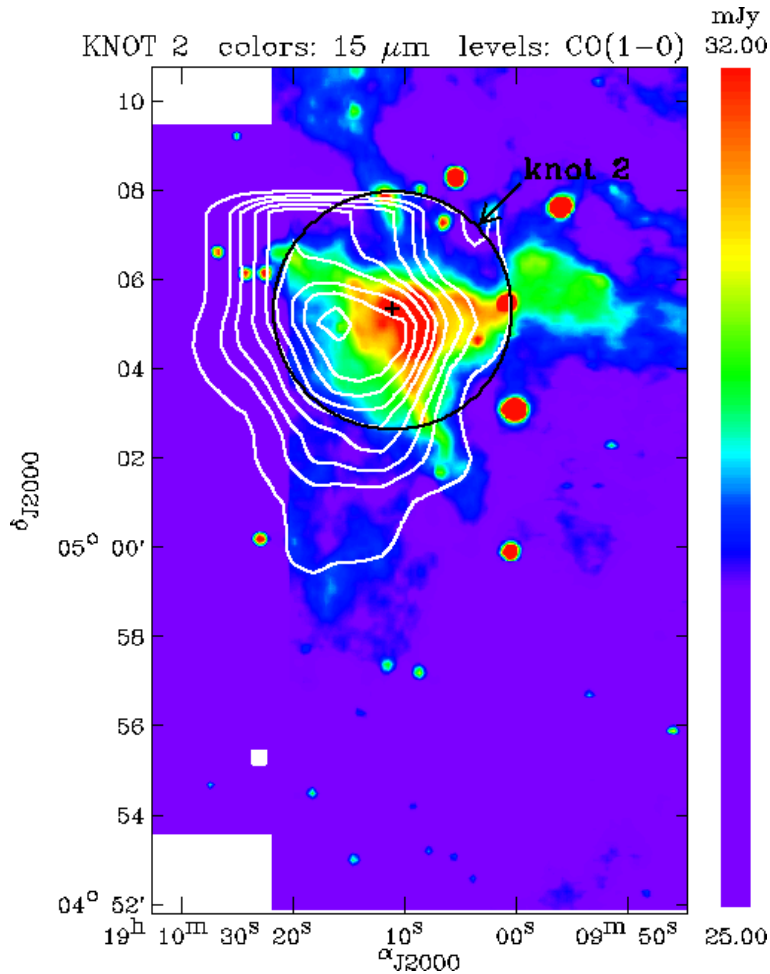


FIG. VI.14 – Noeud IRAS numéro 2 vu par ISOCAM à $15\mu\text{m}$ et en millimétrique (transition 1-0 du CO) avec le SEST: gros plan de la partie correspondante de la figure VI.13. L'échelle des flux de l'image infrarouge LW9 ($14\text{--}16\mu\text{m}$) s'étale de -1σ à $+2\sigma$ autour du flux médian. Les contours représentent l'intensité de la raie d'émission CO(1-0) à 115GHz décalée vers 50km.s^{-1} , mesurée toutes les $30''$ et dont les valeurs sont respectivement 2, 6, 9, 13, 17, 20, 24, 27, 30K.km.s^{-1} .

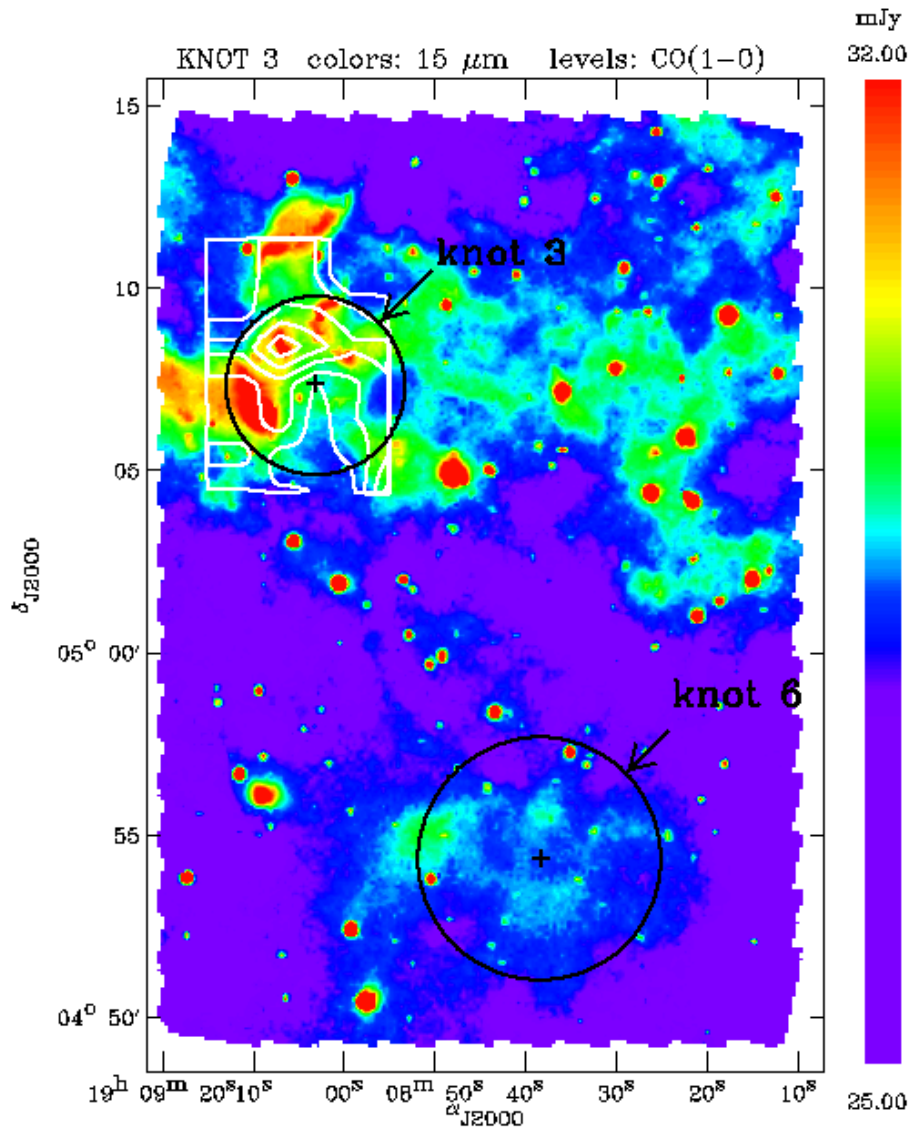


FIG. VI.15 – Noeud IRAS numéro 3 vu par ISOCAM à $15\ \mu\text{m}$ et en millimétrique avec le Mopra (transition 1–0 du CO) : gros plan de la partie correspondante de la figure VI.13. L'échelle des flux de l'image infrarouge LW9 ($14\text{--}16\ \mu\text{m}$) s'étale de -1σ à $+2\sigma$ autour du flux médian. Les contours représentent l'intensité de la raie d'émission CO(1–0) à 115 GHz décalée vers $50\ \text{km.s}^{-1}$, mesurée toutes les $1'$ et dont les valeurs sont respectivement 1, 3, 5, 7, 9 K.km.s^{-1} .

12 et 25 μm , le spectre est beaucoup plus plat, la rupture de pente révélant dans l'infrarouge moyen une nouvelle contribution, d'une nature différente de celle de l'infrarouge lointain, ou par exemple de même nature thermique mais avec une température différente.

Il n'y pas d'autres données sur le continuum du nœud "2", mais le nœud "3" a été observé par deux autres instruments d'ISO : SWS et LWS, les spectromètres respectivement basses et hautes longueurs d'onde. Les données ont été récupérées des archives du satellite ISO, où elles sont traitées de façon standard et automatique, et elles n'ont subi aucune correction supplémentaire. Le bas de la figure VI.16 montre le spectre continu LWS entre 40 et 200 μm , et la série des petits intervalles de spectre pris avec SWS entre 2 et 40 μm , dont les flux médians sont représentés par des croix. La répartition spectrale construite avec IRAS et ISOCAM est aussi tracée. Il est à noter que les champs de vue correspondant à ces différentes observations sont très différents, 14" \times 20" pour SWS, 84" \times 84" pour LWS, et pour ISOCAM et IRAS englobant tout le nœud ayant un rayon de $\sim 147''$. Ceci explique la différence de niveau des densités de flux des spectres SWS et LWS par rapport à ISOCAM et IRAS.

L'observation avec SWS avait pour but de détecter des raies d'émission, mais SWS étant très sensible aux effets des rayons cosmiques (Wright communication privée) la plupart des intervalles présentent des flux négatifs, et aucune raie n'apparaît dans les intervalles dont le flux est "fiable" (la raie d'absorption du OH détectée par Wright 2000 est décalée de 30 km.s⁻¹ et n'est donc pas reliée à W50). Le spectre observé avec LWS à plus grandes longueurs d'onde n'a pas été étudié en détails. D'après Lutz (communication privée) il ne présente pas de raies proéminentes, à part celle du CII à 157 μm , mais il est très bruité en dessous de 90 μm . Son continuum au delà de 60 μm est compatible avec une émission de corps noir à 30 K, ou entre 60 et 130 μm avec une émission de poussière optiquement mince, de température entre 25 K et 40 K. Ce dernier résultat est compatible avec celui de Wang et al. (1990), qui calculent la température des nœuds à partir d'un modèle d'émission optiquement mince, et trouve 32,5 K pour le nœud "3". Au dessus de 130 μm , le spectre s'aplatit légèrement, correspondant soit au maximum de la "bosse" du corps noir, soit peut-être à l'ajout de la contribution de poussières plus froides ($\lesssim 20$ K). Entre 40 et 60 μm , le spectre est aussi beaucoup plus plat, ce qui rejoint la remarque sur les flux mesurés avec IRAS et ISOCAM : il existe une contribution supplémentaire, thermique avec une température plus élevée, ou non thermique et donc de nature différente de celle de l'infrarouge lointain.

La discussion sur la nature de l'émission infrarouge dans W50 est ouverte. Au delà de 60 μm , c'est une émission thermique, mais la cause de cette émission n'est pas connue avec certitude. Il est possible que toute l'émission infrarouge, observée de 12 à 200 μm , soit thermique venant de poussières à différentes températures dominantes (30 K au delà de 60 μm), entourant une ou des étoiles jeunes qui les chauffent, et regroupées en "nuages sombres" moléculaires non détectables dans le domaine visible mais formant les nœuds "2" et "3" observés avec ISOCAM et IRAS. C'est l'hypothèse envisagée par Band et Gordon (1989) qui, à partir d'observations de raies du CO, estiment les masses des deux nuages "2" et "3" à 1,3.10³ M_⊙ et 1,5.10² M_⊙, et dans le cas de nuages auto-gravitant à 1,1.10³ M_⊙ et 6,9.10² M_⊙. Ces nuages seraient donc relativement peu massifs, et de rayon $\sim 2,5$ pc en les supposant à une distance de 3,5 kpc de la Terre. L'image ISOCAM à 15 μm peut renforcer cette hypothèse si on suppose que les surdensités de flux présentes dans les nœuds, qui ont un aspect ponctuel pour certaines d'entre

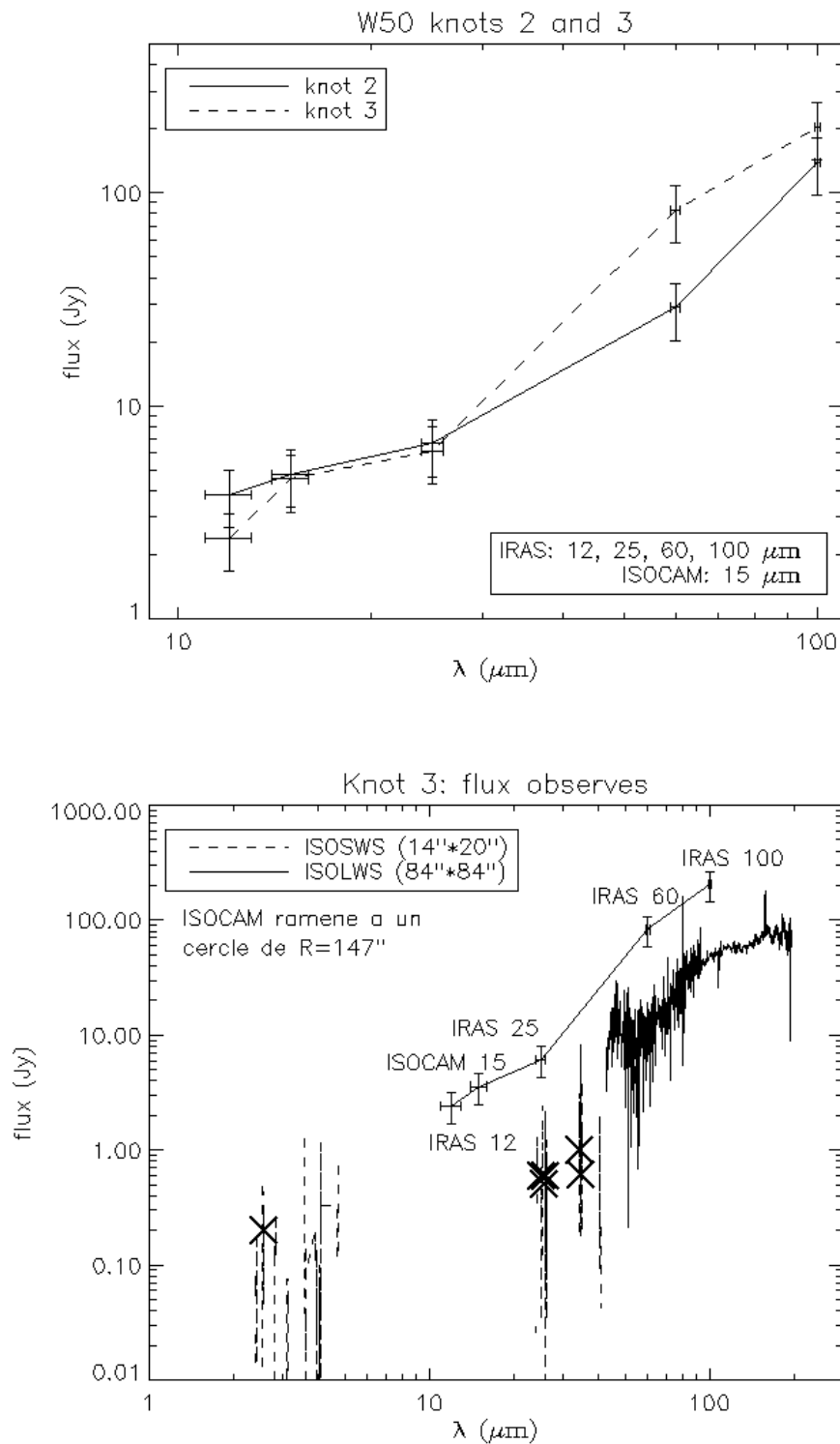


FIG. VI.16 – En haut : répartition spectrale des densités de flux des nœuds infrarouges “2” et “3”, mesurées avec IRAS et ISOCAM en intégrant la densité de flux sur des cercles de rayons $160''$ et $147''$ respectivement pour les nœuds “2” et “3”. Aucune correction de couleur n’a été effectuée pour ces valeurs, mais par défaut IRAS et ISOCAM ont la même convention (cf l’annexe B). En bas : répartition spectrale du nœud “3” obtenue avec IRAS et ISOCAM; spectre continu observé avec LWS entre 40 et $200 \mu\text{m}$ et avec une ouverture de $84'' \times 84''$; série des petits intervalles de spectres pris avec SWS avec une ouverture de $14'' \times 20''$ entre 2 et $40 \mu\text{m}$, dont les flux médians sont représentés par des croix.

elles, proviennent de ces étoiles jeunes chauffant les nuages dans lesquelles elles se sont formées. Cependant la distance de ces nuages par rapport à la Terre, correspondant à celle de W50, n'est pas connue avec assez de précision pour déterminer la profondeur de ces nuages dans la nébuleuse. Ils pourraient se situer sur les bords de celles-ci, comme ils pourraient aussi se situer sur le trajet du jet relativiste occidental. Les conséquences d'un éventuel passage de ce jet dans un tel environnement sont difficiles à évaluer. Il peut avoir provoqué des condensations, comme il peut avoir balayé les enveloppes extérieures des nuages pour ne laisser que leurs cœurs, ce qui expliquerait leurs apparentes faibles masses.

Une autre hypothèse est celle de Wang et al. (1990) qui suggèrent que l'émission des nœuds entre 60 et 100 μm est dominée par l'émission thermique de grains de poussière de taille $\sim 0,15 \mu\text{m}$. Elle serait optiquement mince issue de poussières à une température de $\sim 30 \text{K}$. Ces grains, ainsi que le gaz environnant, seraient chauffés et partiellement ionisés par les collisions avec les électrons et les protons relativistes du jet, lors de sa rencontre avec les nuages englobés dans la nébuleuse W50. Entre 12 et 25 μm , l'étude de Wang et al. (1990) conclut que l'émission free-free contribue à moins de 1% du flux observé. Ils supposent que dans ce domaine les émissions sont dues à des raies d'émission ioniques ou à des molécules aromatiques "PAH", mais les quelques petits intervalles de longueurs d'onde correspondants observés avec SWS à l'endroit du nœud "3" ne montrent aucune raie d'émission. Une autre possibilité est alors que l'émission en infrarouge moyen est du type synchrotron. Celle-ci proviendrait des électrons du jet, accélérés par des chocs lors de la rencontre du jet avec le nuage moléculaire. Cette interprétation est inspirée des observations des jets dans les radio-galaxies et les quasars (cf le chapitre suivant) où parfois l'émission est de type synchrotron du domaine X à la radio en passant par l'infrarouge. Cette hypothèse est à regrouper avec le modèle non thermique du lobe X occidental. Le jet apparaît vers 15' à l'Ouest de SS 433, là où sont produits, pour une raison encore inconnue, des électrons de très grande énergie qui la perdent par émission synchrotron le long de leur trajet, d'abord sous forme de rayons X durs puis plus mous (cf la description du paragraphe VI.1 et la figure VI.3) et aussi dans l'infrarouge moyen. En arrivant au niveau de la coquille du reste de supernova, ces particules peuvent rencontrer la matière constituant cette coquille et les chocs produiraient le filament observé dans le visible. La perte d'énergie de ces électrons avec l'éloignement de SS 433 expliquerait que l'extrémité du lobe occidental de W50 n'émette plus que très faiblement dans les X très mous (Brinkmann et al. 1996), dans l'infrarouge et éventuellement dans la radio. Au passage dans le milieu hétérogène de ce lobe occidental, le jet chaufferait des poussières responsables alors de l'émission dans l'infrarouge lointain des nœuds "2" et "3".

On peut aussi tout à fait envisager la présence d'émission à la fois thermique et non thermique, que ce soit pour les lobes X, ou pour les nœuds infrarouges.

VI.5 Projets d'observation

Nous venons de voir différentes interprétations possibles pour expliquer les émissions du lobe occidental de W50, qui paraît plus hétérogène que le lobe oriental. Le milieu de celui-ci est peut-être moins dense qu'à l'Ouest, ou aussi de nature différente. Par exemple, lors de leurs observations dans ce lobe oriental Durouchoux (communication privée) n'ont pas mesuré d'émission

de CO(1–0), mais l'étude des émissions X par Safi-Harb et Petre (1999) conclut qu'elles sont dues à des interactions entre le jet relativiste et la coquille du reste de supernova. Le milieu interstellaire de l'aile orientale de W50 pourrait être constitué de HI, qui a été observé par Dubner et al. (1998) dans cette zone, mais avec une pauvre résolution angulaire (21').

Des observations plus précises, spatialement et spectralement, sont nécessaires pour comprendre la nature des émissions observées dans le nébuleuse W50. En particulier, il serait intéressant de compléter l'étude du lobe occidental entreprise ci-dessus, dont les résultats préliminaires ont été présentés au cours de deux ateliers (Fuchs et al. 2001a; Fuchs et al. 2001b), et qui constituent un article en préparation. Pour cela, plusieurs projets sont en cours.

Dans le domaine X, je participe à une proposition d'observation de W50 avec le satellite XMM-Newton, ayant pour investigatrice principale Samar Safi-Harb. Cette observation permettra d'obtenir une carte X de W50 entre 0,1 et 15 keV, à la fois assez facilement grâce à son champ de vue de 30', et avec une bien meilleure résolution spatiale (6" de largeur à mi hauteur) que ROSAT et ASCA. La comparaison avec les émissions des autres domaines, dans le lobe occidental en particulier, sera alors beaucoup plus significative. XMM-Newton permettra aussi d'obtenir des spectres précis des lobes X, de vérifier par exemple s'ils ne contiennent pas de raies d'émission et de déterminer si l'émission est thermique ou non dans le lobe occidental.

Nous avons vu que les nœuds en infrarouge sont des éléments intrigants du lobe occidental de W50. L'image ISOCAM a révélé leur structure diffuse entourant des "points chauds". Ceux-ci sont peut-être des étoiles jeunes enfouies dans la poussière de leur nuage de formation, ou ce sont peut-être des zones de matière subissant des chocs dus au passage du jet relativiste. Pour vérifier ces hypothèses, je compte demander du temps d'observation sur des télescopes opérant dans l'infrarouge proche, en particulier le télescope UKIRT (United Kingdom Infra-Red Telescope) à Hawaii. L'observation des "points chauds" dans différents filtres étroits, J, H, K et Br γ permettra pour les trois premiers de repérer des éventuelles étoiles enfouies apparaissant alors plus brillantes en K qu'en J, et pour le dernier filtre, de chercher la trace de chocs. Une éventuelle émission synchrotron pourrait aussi apparaître diffuse et avec un spectre plat ou inversé.

L'émission de ces nœuds en infrarouge correspond à celle de la raie CO(1–0) venant de nuages moléculaires, mais la taille de ceux-ci n'est pas connue, car limitée par le champ des observations effectuées jusqu'à présent. Il faudrait donc cartographier l'ensemble du lobe occidental et surtout la partie située entre les deux régions déjà observées, afin de savoir si ces nuages moléculaires sont limités aux nœuds infrarouges, ou s'ils s'étendent plus loin et ne serait alors plus corrélés avec l'émission à 15 μ m. Cette cartographie pourrait être réalisée par le SEST, ou par le télescope de 30 m de l'IRAM.

Enfin, SS 433 n'étant plus la seule source connue de jets relativistes se propageant à l'intérieur d'un reste de supernova, il serait intéressant de la comparer aux autres candidats, comme G309.2-00.6 (Gaensler et al. 1998) ou des plériions comme Vela et CTB 80, la morphologie de ce dernier étant très similaire à celle de W50. Cependant la recherche de cas similaires à SS 433/W50 ne doit pas se limiter à notre Galaxie, les jets extragalactiques possédant des propriétés intéressantes à étudier dans le contexte de comparaison avec les jets galactiques rela-

tivistes, comme nous allons le discuter dans le chapitre suivant.

Chapitre VII

Analogies entre SS 433 / W50 et les jets extragalactiques

VII.1 Les quasars et les radiogalaxies	122
VII.2 Comparaison des observations multi-longueurs d’ondes des jets galactiques et extragalactiques	124
VII.2.1 Cas de la plupart des radiogalaxies et quasars	125
VII.2.2 Les cas particuliers	126
VII.3 La polarisation	129
VII.4 Perspectives	130

SS 433 a été la première source de jets relativistes découverte dans notre Galaxie à la fin des années 1970, et elle est longtemps restée la seule avant le développement des observations des microquasars dans les années 1990. Or les jets extragalactiques, connus depuis le début du siècle avec la découverte du jet optique de M87, et observés en radio dès les années 1960, s’étaient enrichis au début des années 1970 par des observations de sources radio dont les déplacements étaient apparemment superluminiques, c’est-à-dire à des vitesses supérieures à celle de la lumière. Ceci s’explique par des effets relativistes, la vitesse réelle étant proche de c . Il a donc été naturel de comparer SS 433 à ces sources extragalactiques. De même le nom de “microquasar” a été donné pour la première fois à 1E1740.7-2942 par Mirabel et al. (1992) en comparaison avec les quasars, quand ils ont découvert que cet objet est la source de jets radio persistants. Le développement des instruments permet à présent des observations des jets galactiques et extragalactiques dans tous les domaines de longueurs d’onde, de la radio aux X.

Je vais expliquer brièvement dans ce chapitre, pourquoi il est intéressant de comparer ces phénomènes d’échelles de longueur extrêmement différentes, allant de l’unité astronomique aux parsecs pour les sources de notre Galaxie, et du parsec aux mégaparsecs pour les sources extragalactiques. Je vais aussi donner des pistes pour étudier les analogies et différences des jets relativistes galactiques et extragalactiques, en partie composantes de mes futurs projets de recherche.

VII.1 Les quasars et les radiogalaxies

Les quasars, abréviation de “quasi stellar radio source”, sont des objets qui ont été détectés dans les années 1960 par leur intense émission radio, et qui ont un aspect ponctuel similaire à celui d’une étoile dans le visible. Ils sont très lumineux ($L \sim 10^{46} - 10^{48} \text{ erg.s}^{-1}$), et leur émission est de nature non thermique du domaine radio aux rayons γ , très variable et polarisée de façon importante. On a découvert ensuite que des jets radio, observés unilatéralement ou de façon bipolaire, sont émis par nombre d’entre eux. Puis l’amélioration de la résolution spatiale des interféromètres, comme le VLBI par exemple, a permis l’observation de mouvements superluminiques de matière dans ces jets. On les classe à présent dans les galaxies actives, bien qu’ils soient trop éloignés (à des décalages cosmologiques $> 0,1$) pour qu’on puisse directement observer leurs galaxies hôtes. Le spectre des quasars dans le domaine visible comporte de fortes raies en émission, fines ou très larges selon la région du cœur de la galaxie d’où elles proviennent. Les galaxies actives, sont nommées ainsi par opposition aux galaxies dites “normales”, car elles manifestent un rayonnement beaucoup plus intense, en partie non thermique, dans les domaines radio et des hautes énergies en particulier, provenant de leurs régions centrales. Celles-ci forment ce qu’on appelle un noyau actif de galaxie (NAG ou en anglais AGN pour Active Galactic Nuclei), et contiennent d’après le modèle le plus couramment accepté un trou noir supermassif d’au moins plusieurs millions de masses solaires, accrétant de la matière.

Les radiogalaxies sont pour la plupart des galaxies elliptiques géantes ou supergéantes, remarquables par la présence de deux lobes radio détectés à l’aide de télescopes comme le VLA. Les observations radio avec des résolutions spatiales inférieures à la seconde d’angle ont aussi révélé des mouvements d’apparence superluminaire de petites structures situées à l’intérieur des grands lobes. Le noyau de ces objets est une source compacte radio variable sur des échelles de temps de l’ordre de l’année. On distingue deux types de morphologies : les sources radio étendues à spectre raide, et les sources compactes à spectre plat.

L’émission des sources étendues est caractérisée par deux lobes étendus, disposés symétriquement autour de la galaxie centrale. Les structures observées peuvent être distantes de la galaxie de plusieurs kpc à plusieurs Mpc (dans le cas de 3C 236). On sépare les jets de ces radiogalaxies selon deux catégories définies par Fanaroff et Riley (1974) : les sources FR I présentent deux jets symétriques peu puissants ($L < 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$), qui s’élargissent et dont la luminosité décroît avec la distance au centre galactique. Centaurus A est un exemple de cette catégorie. Les sources FR II, comme Cygnus A par exemple, montrent des jets plus puissants dont la luminosité est dominée par l’émission de la partie terminale du jet, un “point chaud” correspondant à un choc avec le milieu intergalactique. Le jet lui-même est parfois indétectable à cause du contraste de luminosité entre lui et son lobe terminal, et quand il est observé il présente une forte collimation. Il arrive souvent qu’un seul jet soit visible, ou que l’un des deux observés soit beaucoup plus brillant que l’autre.

L’émission des sources radio compactes est dominée par leur région centrale de taille inférieure à la seconde d’angle, échelle à laquelle des jets unilatéraux sont observés, et dans lesquels des mouvements d’apparence superluminiques sont repérés à la résolution de la milliseconde d’angle.

La description des jets extragalactiques faite ci-dessus comporte de nombreuses similarités avec les jets galactiques des microquasars dont j’ai parlé dans le chapitre III sur GRS 1915+105 et dans les chapitres IV et VI sur SS 433/W50. La similarité n’est pas qu’une simple ressem-

blance morphologique. Trois ingrédients de base sont réunis à la fois dans les quasars et les microquasars : un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir stellaire ou massif), un disque d'accrétion chauffé par des dissipations visqueuses, et des jets collimatés de particules de haute énergie. La connection entre l'accrétion et l'éjection a été étudiée d'un point de vue théorique, par exemple par Falcke et Biermann (1996) qui appliquent aux noyaux actifs de galaxie et aux binaires X leur modèle de jet conique dans lequel jets et disque d'accrétion existent de façon symbiotique, la luminosité du disque et celle des jets étant gouvernées par le taux d'accrétion de l'objet compact. Ils observent une très forte corrélation entre la luminosité bolométrique du disque et la luminosité radio des jets compacts, que ce soit pour les NAG ou pour les binaires X, à qui le même modèle peut s'appliquer (avec les mêmes paramètres) malgré la différence de luminosité de 8 à 10 magnitudes entre les deux types d'objets. L'existence dans certains de ces objets galactiques et extragalactiques, de jets d'apparence superluminique, et donc de vitesse réelle très proche de celle de la lumière, est aussi un point important. La figure VII.1 montre un exemple extragalactique avec 3C 279 et un exemple galactique avec GRS 1915+105, respectivement les premiers quasars et microquasars dans lesquels on a observé de tels mouvements. On remarque la différence des échelles de temps séparant les étapes de ces mouvements, en relation avec la distance des deux objets : plus de 6 mois pour le quasar, et quelques jours pour le microquasar.

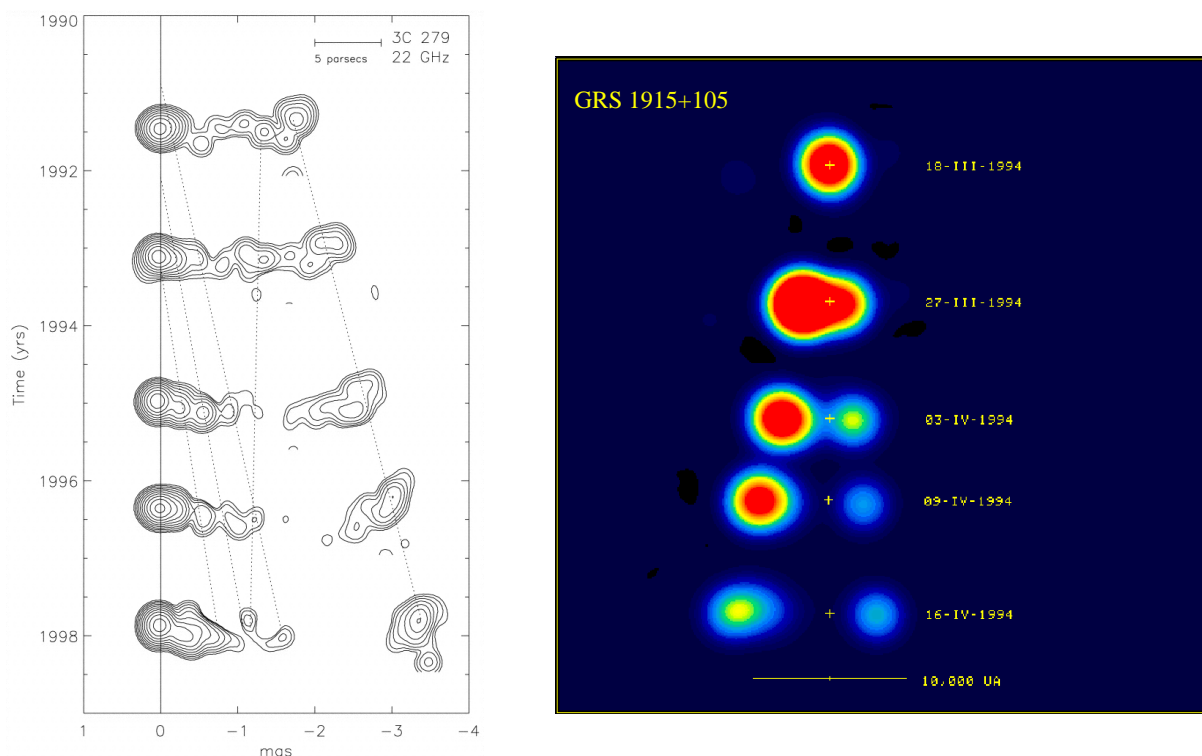


FIG. VII.1 - *Mouvements superluminiques observés dans 3C279 et GRS1915+105. A gauche: l'observation de 3C279 avec le VLBI à 22GHz sur la période 1991-1997 (reproduction de la figure 3 de Wehrle et al. 2001). A droite: l'observation de la découverte des mouvements superluminiques dans GRS1915+105 avec le VLA à 3,5 cm (8,57GHz) par Mirabel et Rodríguez (1994).*

Il est à noter qu'on a découvert ces dernières années que les éjections collimatées peuvent

être produites dans d'autres environnements stellaires où un disque d'accrétion est présent. On connaît ainsi à présent des jets émanant d'objets aussi divers que des étoiles très jeunes (Reipurth et Bertout 1997), des nébuleuses planétaires (López 1997), et des naines blanches accrétantes (Motch 1998; Cowley et al. 1998). Cependant, ces types de jets stellaires ont des vitesses comprises entre quelques centaines de kilomètres par seconde et $\sim 10\,000\text{ km.s}^{-1}$, donc non relativistes, et leur émission est à dominance thermique (un continuum free-free en radio et des raies dans les domaines infrarouge proche, visible et UV). Nous ne nous occuperons dans la suite que des sources de jets relativistes ($v > 0,1c$).

VII.2 Comparaison des observations multi-longueurs d'ondes des jets galactiques et extragalactiques

Les jets galactiques émis par les microquasars sont observés depuis seulement le début des années 1990. L'étude des jets galactiques relativistes ne fait donc que commencer. Seul SS 433 est connu depuis longtemps, et rassemble de nombreuses observations, qui sont encore très incomplètes pour comprendre la physique de ses jets compacts et de leurs interactions à plus grande échelle avec la nébuleuse radio W50. Mirabel et Rodríguez (1999) décrivent les quelques observations d'interaction des jets des microquasars avec le milieu environnant. Par exemple la collision des éjections relativistes de la source XTE J1748-288 avec la matière environnante se manifeste sous la forme d'un ralentissement de la tête du jet en même temps qu'une forte augmentation de sa brillance. Les lobes radio persistants de 1E1740.7-2942 et de GRS 1758-258 sont aussi interprétés comme la signature de l'interaction des jets relativistes avec leur environnement. La forte émission de la raie d'annihilation électron-positron à 511 keV dans 1E1740.7-2942 serait la conséquence du ralentissement de ces particules du jet dans un milieu dense.

SS 433 n'est peut-être pas unique dans notre Galaxie, mais les autres sources similaires n'ont pas encore été trouvées ou ne sont peut-être pas observables de la Terre. C'est la binaire X émettant des jets relativistes dont nous connaissons le plus de choses à ce jour, et c'est pourquoi elle est choisie dans ce qui va suivre pour la comparaison avec les jets extragalactiques. Le "point faible" de SS 433 est que ses jets sont "faiblement" relativistes, à $0,26c$, et ne présentent donc pas d'éjections superluminiques. Celles-ci sont observées dans d'autres microquasars comme GRS 1915+105 et GRO J1655-40 (voir les références dans Mirabel et Rodríguez 1999), mais seulement lors d'éjections majeures et représentent donc un phénomène transitoire. L'éjection quasi-continue de matière par SS 433, comme nous l'avons décrite aux chapitres IV et VI, est un atout de SS 433 par rapport aux quasars et radiogalaxie où les phénomènes observés dans les jets ont une durée d'au moins quelques années. Nous n'allons pas effectuer une comparaison complète, mais plutôt utiliser le cas de SS 433 comme critère de sélection entre les sources de jets extragalactiques, principalement sur le plan morphologique, mais qui appelle des différences importantes dans les mécanismes physiques. Je vais ainsi donner des exemples de quasars et de galaxies dont les caractéristiques rappellent celles de SS 433/W50 par certains aspects qu'il serait intéressant d'étudier plus profondément dans des travaux de recherche à venir.

VII.2.1 Cas de la plupart des radiogalaxies et quasars

Les jets des NAG sont des flots relativistes composés de particules de haute énergie et de champs magnétiques, qui émettent des radiations synchrotron dans les domaines de la radio au visible. Le VLA et le VLBI ont permis de nombreuses observations de ces jets en radio, puis plus tard le Hubble Space Telescope (HST) a développé leurs observations dans le visible, mais seuls quelques jets X avaient été découverts. Grâce aux nouveaux satellites X, Chandra et XMM, qui disposent d'une sensibilité et d'une résolution spatiale bien meilleures que leurs prédécesseurs, on découvre de plus en plus de jets extragalactiques émettant en X, qui sont ainsi en voie de devenir un phénomène commun. L'émission des domaines d'énergie inférieure étant de type synchrotron, il a été tentant d'attribuer celle du domaine X aussi à ce type de mécanisme. Mais les observations plus précises de cette nouvelle génération de satellites X montre que la situation est plus complexe.

Deux types d'émissions synchrotron sont observés en X dans les jets extragalactiques "classiques" ou ne posant pas de problème particulier : le synchrotron "simple" provenant de l'émission d'électrons de très grande énergie avec un facteur de Lorentz $> 10^7$, et le synchrotron auto Compton (ou SSC pour Synchrotron Self Compton) où les photons synchrotron interagissent par effet Compton inverse avec les électrons relativistes les ayant produits (l'énergie des électrons n'est alors pas aussi grande que dans le cas précédent, mais il faut suffisamment d'électrons et de photons). Récemment, les observations avec Chandra ont confirmé ces deux types d'émission dans les cas de Cygnus A et Pictor A. Wilson et al. (2000) confirment que l'émission X des points chauds aux extrémités des jets de Cygnus A, la galaxie FR II typique, s'explique très bien par le modèle SSC avec un champ magnétique proche de celui de l'équipartition d'énergie, comme pour 3C 123 et 3C 295 (voir les références dans cet article). Pour Pictor A, une autre FR II très lumineuse, l'émission X mesurée avec Chandra est trop forte par rapport à ce qu'on attend du modèle SSC, et Wilson et al. (2001) explique cela par une émission de type synchrotron due à des électrons ayant un facteur de Lorentz $\sim 10^7$. Ces électrons ont pu être accélérés lors de chocs relativistes internes dans le jet et dans le point chaud. Une autre possibilité est que ces électrons relativiste de très grande énergie découlent d'une "cascade proton induite", où des protons de haute énergie accélérés dans des chocs produisent des pions par collision avec des photons (c'est la production photopion), qui se décomposent ensuite en électrons, positrons, neutrinos et antineutrinos. L'émission synchrotron explique aussi les observations X de 3C 120 et 3C 290.3. D'après Wilson et al. (2000) la différence entre les cas similaires à Cygnus A et ceux similaires à Pictor A, pourrait être due à l'environnement intergalactique, les premiers appartenant à des amas avec des flots de refroidissement importants, alors que les derniers ne sont pas baignés par des flots de refroidissement. Ils spéculent alors que la présence de gaz de forte densité entourant les galaxies pourrait inhiber dans les points chauds terminaux la production d'électrons capables d'émettre du synchrotron X.

Dans tous ces cas, les émission radio et X observées sont parfaitement corrélées spatialement et tout porte à croire qu'elles sont physiquement cospatiales. Ceci se rapproche du cas de l'extrémité orientale de W50, où on observe un "choc terminal" en radio et en X, dont la nature de l'émission dans ce domaine de haute énergie n'est toujours pas définitivement déterminée. Brinkmann et al. (1996) supposent qu'elle est thermique, mais c'est aussi ce qu'on pensait lors

de la découverte des chocs terminaux de Cygnus A et des autres FR II.

VII.2.2 Les cas particuliers

Même si les émissions de la radio aux X sont très souvent corrélées dans les exemples connus jusqu'à présent, il arrive que des différences morphologiques entre les émissions multi-longueurs d'onde apparaissent. Ce fut d'abord découvert avec le HST entre le visible et la radio, puis avec Chandra dans les X par rapport à ces deux domaines. La galaxie M87 et le quasar 3C 273 sont deux de ces cas particuliers. Par exemple, le jet de 3C 273 apparaît beaucoup plus étroit dans le visible qu'en radio, et malgré la bonne correspondance radio/visible pour M87, la comparaison des détails révèle un jet plus étroit et morcelé dans le visible (cf Perlman et al. 2001 et les références citées dedans). Des différences apparaissent aussi dans le domaine X pour ces deux objets, comme nous allons le détailler plus loin. Un autre exemple est Centaurus A où les maxima de certains nœuds radio et X apparaissent décalés jusqu'à une seconde d'angle (Kraft et al. 2000). Que représentent ces différences : des conditions physiques différentes, des mécanismes d'émissions différents ou les deux ?

En dehors des deux exemples de non corrélation spatiale des émissions multi-longueurs d'onde un peu plus développés ci-dessous, on peut citer des objets possédant des lobes radio plus évasés et non un jet morcelé, comme la radiogalaxie FR I Hydra A et la galaxie NGC 1275 au centre de l'amas de Persée. Les images Chandra de ses deux objets, étudiées pour Hydra A par McNamara et al. (2000) et Fabian et al. (2000) pour NGC 1275, montrent des structures dans les émission X du gaz, qui forment des cavités remplies par les lobes radios des galaxies, sans trace de choc autour de ceux-ci. McNamara et al. (2000) supposent que le gaz chaud a été déplacé lors de l'expansion subsonique des lobes radios, mais Fabian et al. (2000) considèrent qu'un gaz encore plus chaud remplit peut-être les "trous" X.

Le quasar 3C 273

Le quasar 3C 273 est situé à $z = 0,158$, et a été le deuxième objet dans lequel on a observé des mouvements superluminiques. Ceci a lieu dans un jet de petite échelle (inférieure à la seconde d'angle), mais il possède aussi un grand jet radio de $10''$, de structure de type "cocon" mais morcelée à l'intérieur, finissant par un point chaud brillant à $22''$ du cœur de la galaxie. Dans l'infrarouge proche, la brillance du jet suit bien celle du domaine radio (Neumann et al. 1997). La structure du jet observable dans le visible est assez différente, beaucoup plus étroite et morcelée, ressemblant à une tresse dont le premier nœud apparaît à $13''$ du cœur. La variation spatiale de flux dans le domaine visible le long du jet n'est pas corrélée avec celle de l'indice spectral de ce domaine qui évolue graduellement vers une plus grande pente (de $\alpha \simeq -0,5$ à $-1,5$ pour $S_\nu \propto \nu^\alpha$) donc un spectre plus mou avec l'éloignement de la source centrale (Jester et al. 2001). La lenteur des changements de l'indice spectral montre que les conditions physiques varient aussi de façon non abrupte à travers le jet. La non corrélation indique que les électrons relativistes ne subissent pas un fort "refroidissement" en émettant des radiations de type synchrotron. Ces deux éléments sont aussi compatibles avec une absence de refroidissement radiatif sur une échelle

de plusieurs kiloparsecs, mais les particules émettant du synchrotron dans le visible n'ont qu'un temps de vie de quelques centaines d'années, trop court pour expliquer les structures observées, même à l'aide d'effets relativistes. Ceci conduit Jester et al. (2001) à conclure qu'il existe une réaccélération continue tout au long du jet.

L'image X du jet de 3C 273 montre aussi de grandes différences avec celui en radio. La figure VII.2 (reproduction de la figure 1 de Marshall et al. 2001a) montre en parallèle ce jet dans les domaines radio, visible et X. La taille et la forme générale du jet est la même dans les trois domaines, mais on observe des évolutions opposées entre la radio qui finit par un point chaud brillant, et les rayons X où le jet est très brillant au début puis s'affaiblit jusqu'à disparaître à l'endroit du point chaud radio. De plus il existe un léger décalage entre les maxima du nœud "B" dans le visible et en X. Ceci rappelle les observations du lobe occidental de W50, surtout le fait d'observer la décroissance du flux X parallèlement à l'augmentation de celui du domaine radio. Marshall et al. (2001a) n'observent pas d'évolution spectrale dans le jet sur le domaine 0,5–8 keV. La nature de l'émission X du premier nœud brillant (nœud "A") est interprétée différemment par Marshall et al. (2001a) et Sambruna et al. (2001). Les premiers favorisent le modèle synchrotron en continu de la radio aux rayons X, alors que les deuxièmes font appel à une diffusion Compton inverse des photons du fond cosmologique, comme pour les autres nœuds. Pour ceux-ci, Marshall et al. (2001a) évoquent aussi la possibilité d'une structure en hélice. Le modèle de diffusion Compton inverse est couplé avec un effet relativiste, dû aux particules se déplaçant à des vitesses proches de celle de la lumière et à un angle petit entre l'axe du jet et celui de la ligne de visée, comme pour PKS 0637-752 (Tavecchio et al. 2000) et d'après le modèle de Celotti et al. (2001). Mais le fait qu'alors le jet reste si relativiste à de telles distances de la source centrale n'est pas encore expliqué de manière satisfaisante, de façon à rester compatible avec les observations dans le visible de Jester et al. (2001) nécessitant une accélération in situ et continue dans le jet. Le même type d'accélération a peut-être aussi lieu dans les jets de SS 433 dont on n'explique pas précisément la présence jusqu'aux extrémités des lobes de W50.

M87

M87 est une galaxie elliptique géante active, assez proche (16 Mpc) et émettant un jet synchrotron brillant. Dans la partie la plus interne du jet, des mouvements superlumériques sont détectés jusqu'à 200 pc du noyau. Sa structure radio à grande échelle est typique des radiogalaxies FRI avec un jet bien collimaté sur ~ 2 kpc et qui s'évase au delà en deux bulles synchrotron sur ~ 80 kpc (Owen et al. 2000). Il existe une compétition entre le gaz chaud extérieur à la galaxie et le flot violent éjecté par les régions centrales, mais la relation entre le jet radio et le halo l'entourant n'est pas complètement comprise. Ce halo radio de M87 a une structure complexe dans laquelle une émission X a été observée avec ROSAT, sans grande corrélation spatiale avec l'émission radio, et de nature thermique, ce qui a été confirmé par les observations avec XMM-Newton (voir Belsole et al. 2001 et leurs références). Ces observations rappellent celles de W50 où les fortes émissions radio et X ne sont pas corrélées et où les interactions entre les jets relativistes et la nébuleuse radio ne sont pas parfaitement expliquées. De plus les observations du jet occidental dans le domaine X n'ont pas encore déterminé la nature thermique ou non de celui-ci.

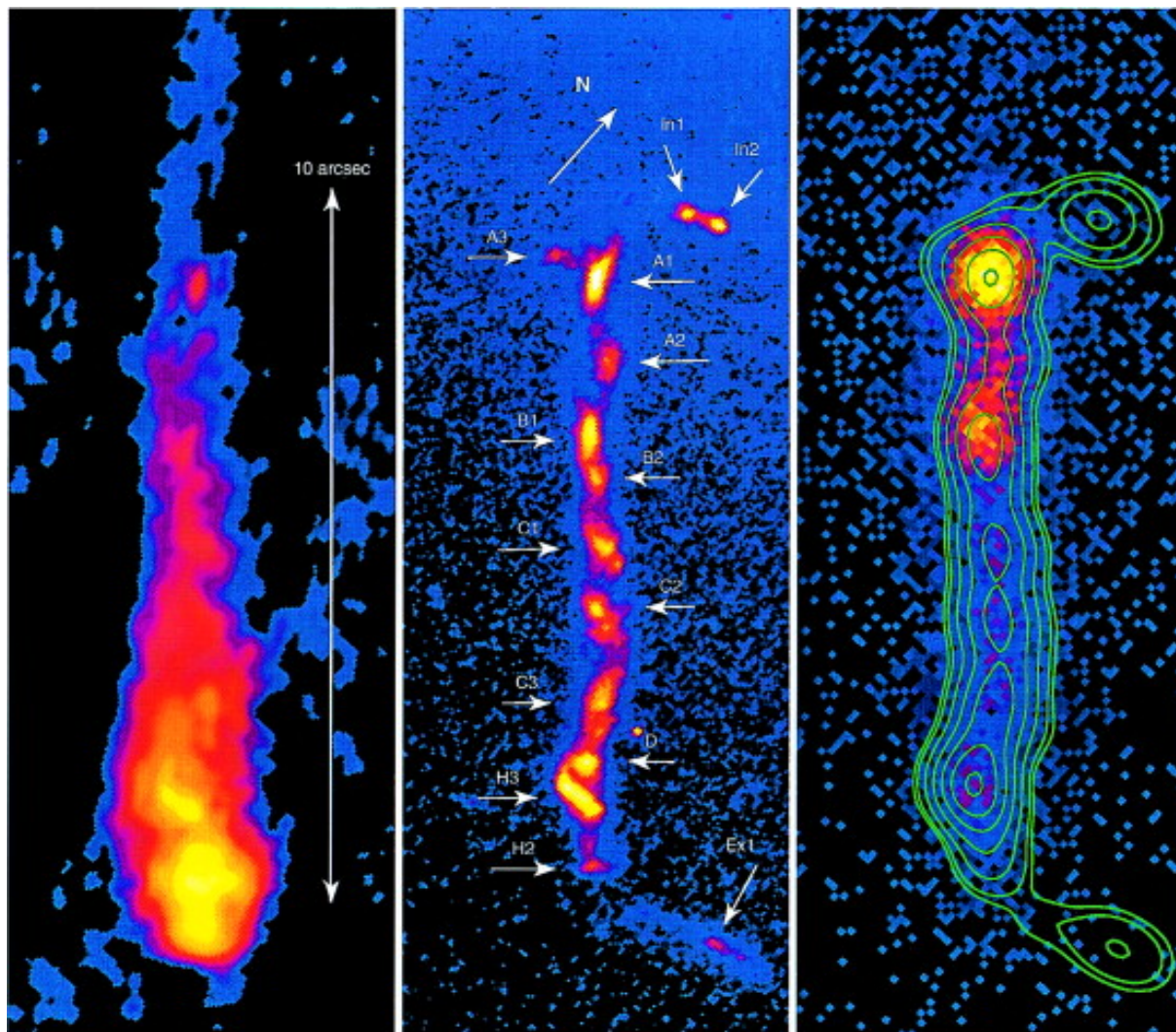


FIG. VII.2 – Le jet de 3C 273 vu en radio, visible et X (reproduction de la figure 1 de Marshall et al. 2001a). A gauche : image à 1,647 GHz obtenue avec MERLIN. Au milieu : image du Hubble Space Telescope avec le filtre F622W centré sur 6170Å. A droite : image obtenue avec Chandra (0,2–8 keV) avec des pixels de 0,1" sur laquelle sont superposés les contours HST lissés avec un profil gaussien pour correspondre à la résolution de l'image X.

Le jet a été observé à l'échelle du kiloparsec avec le VLA (à 2 cm) et le HST montrant en plus de l'étroitesse du jet dans le visible par rapport à la radio, des différences dans les polarisations de ces deux domaines. Perlman et al. (1999) proposent que les différences entre les émissions radio et visible dans le jet sont dues à une stratification. Dans leur modèle, les électrons de grande énergie sont concentrés le long de l'axe et dans les nœuds où le champ magnétique est compressé par des chocs, tandis que la frontière avec l'extérieur est dominée par des particules d'énergie plus basse et un champ magnétique parallèle et plus statique. Ceci est renforcé par le fait que l'indice spectral dans le visible est très bien corrélé avec les régions très brillantes, c'est-à-dire que Perlman et al. (2001) observent des durcissements suivis d'amollissements du spectre visible près des maxima des nœuds, comme prévu dans le cas d'accélération ayant lieu dans les nœuds. Marshall et al. (2001c) ont observé ce jet avec Chandra, qui correspond aux émissions du visible, mais avec un léger déplacement du maximum du nœud le plus brillant dans ce domaine et en X. Les distributions spectrales d'énergie des nœuds sont bien modélisées par une émission de type synchrotron, comme c'est le cas pour les nœuds X du jet émis par SS 433 et s'étirant dans le lobe oriental de W50.

VII.3 La polarisation

La polarisation est un élément important pour l'avenir, et dont j'ai encore peu parlé car son étude débute à peine dans les binaires X. La polarisation linéaire permet principalement de connaître l'orientation du champ magnétique. Elle a été mesurée depuis longtemps dans SS 433, au niveau de ses jets compacts ou de la nébuleuse W50. La polarisation linéaire est supérieure à 10% dans les jets compacts (Margon 1984) où elle peut atteindre 20%, et ajoutée au spectre radio non thermique, elle a renforcé l'idée du mécanisme d'émission synchrotron venant d'électrons relativistes. Elle témoigne d'un champ magnétique bien ordonné avec une amplitude d'équipartition d'énergie supérieure à 10^{-3} Gauss. Le changement d'orientation de ce champ magnétique suit celui de l'orientation des jets avec le mouvement de précession (Hjellming et Johnston 1981a). Dans l'infrarouge proche cette polarisation linéaire est très faible, $< 0,3\%$ à $2,2 \mu\text{m}$ d'après Thompson et al. (1979). Dolan et al. (1997) semblent trouver une forte polarisation dans l'UV, $\sim 13\%$ par rapport à 9% dans la bande U et $1-3\%$ dans la bande V. Ils l'interprètent par une diffusion Reyleigh qui implique la présence d'une région comprenant des atomes neutres. Ceci est renforcé par l'orientation de cette polarisation, compatible avec un disque étendu de matière neutre, comme dans le modèle de Fabrika (1993) dont nous avons parlé au chapitre V.

La polarisation linéaire a aussi été observée dans toute la nébuleuse W50. Elle atteint 10% à $1,7 \text{ GHz}$, jusqu'à 40% à $2,7 \text{ GHz}$ (Downes et al. 1981), et 50% au maximum à 5 GHz (Downes et al. 1986). C'est dans le Nord de la nébuleuse que ces valeurs sont les plus élevées, où le champ magnétique est tangent à la coquille externe, montrant la compression de celui-ci sur une grande échelle. A l'intérieur de W50 la structure de la polarisation est plus complexe, le champ magnétique étant globalement perpendiculaire à la direction des jets à grande échelle. Mais il existe quelques changements d'orientation par rapport à cette direction, par exemple dans la région du nœud X oriental le plus lumineux, supposé être un lieu de choc, ou le long du brillant filament radio de la partie Sud-Ouest de W50.

La polarisation circulaire peut devenir une grande source d'informations sur le milieu émetteur selon le mécanisme qui lui donne naissance. Ainsi on peut espérer une mesure directe du champ magnétique, sa polarité, la valeur de l'énergie de coupure basse d'un spectre d'électrons, et la composition du plasma irradiant. Fender et al. (2000) a découvert une faible ($< 0,2\%$) polarisation circulaire dans SS 433 dans quatre fréquences entre 1 et 9 GHz. Elle a été détectée deux fois juste après de grands sursauts radio et elle est donc associée à des éjections synchrotron majeures de la source. Les multiples composants de la source et le manque de très grande résolution spatiale ne permettent pas une détermination unique de l'origine de cette polarisation. Cependant ils proposent que cette émission a lieu dans la région interne de la binaire, possiblement via la conversion de la polarisation linéaire en polarisation circulaire lors de la propagation du jet, la polarisation circulaire fractionnelle de ces régions pouvant être aussi élevée que 10%. C'est la première fois qu'une telle découverte est faite dans une binaire X, et cela ouvre de nouvelles perspectives pour les autres systèmes, en particulier pour déterminer la composition des jets, électrons-protons ou électrons-positrons. De plus, l'orientation des jets de SS 433 changeant avec la précession, et en particulier l'inversion de direction pendant la courte période où le jet qui habituellement s'éloigne de nous se rapproche et réciproquement pour le jet symétrique, cet objet apporte l'opportunité unique d'analyser en détails les propriétés de la polarisation de ces jets sous un angle changeant, ce qui pourra éventuellement être appliqué aux jets extragalactiques que l'on ne voit que sous un seul angle.

Dans les jets des quasars et les radiogalaxies, la polarisation linéaire est un phénomène omniprésent, son amplitude atteignant jusqu'à 40% dans le domaine centimétrique. Les valeurs locales peuvent dépasser 50% et les jets de faible polarisation ($< 5\%$) sont rares (Bridle et Perley 1984). Pour reprendre le cas de M87, les images polarimétriques du HST et du VLA étudiées par Perlman et al. (1999) montrent que le champ magnétique observé dans le visible (et non en radio) devient perpendiculaire au jet avant le flux maximal, suivi par une forte décroissance de la polarisation optique au maximum du flux, ce qu'ils interprètent par un choc d'accélération des particules. Il serait intéressant d'observer les nœuds d'émission soupçonnés d'accélérer des particules dans W50, afin de voir si le même phénomène a lieu dans ces endroits particuliers.

La polarisation circulaire est une propriété commune dans les quasars, mais pas dans les radiogalaxies, et elle est toujours associée au cœur compact (Wardle et Homan 2001). Sa détection dans les sources extragalactiques est aussi en plein développement. Un exemple intéressant que donnent Bridle et Perley (1984), est celui de 3C 273 où le signal de polarisation circulaire est apparu dans le cœur radio puis dans le jet coïncident avec une structure en mouvement. Cette polarisation circulaire est donc intrinsèque à la source, et est associée avec de nouveaux composants ou chocs émergeant de la base optiquement épaisse du jet. Ceci correspond à la détection par Fender et al. (2000) d'une polarisation circulaire suivant une éjection majeure, dénotant peut-être le même phénomène aux deux échelles galactique et extragalactique.

VII.4 Perspectives

Nous venons de voir que l'ensemble SS 433/W50 comporte des ressemblances morphologiques et physiques avec certains cas de radiogalaxies et quasars. Mais ces ressemblances sont

à chaque fois limitées à un ou deux aspects, les autres aspects étant très différents entre les deux objets. Les pistes de recherche sont ouvertes et nombreuses, une étude approfondie serait à chaque fois nécessaire. De plus, les objets les plus ressemblants à SS 433 sont presque tous des cas non communs. Ces cas sont-ils particuliers et rares comme SS 433 entouré de W50, ou simplement cette particularité est-elle due à un manque d'observations, qui lorsqu'il sera comblé montrera que ces objets appartiennent à une autre catégorie d'objets communs? De même, le modèle de diffusion Compton inverse, invoqué pour expliquer certains jets extragalactiques comme ceux de 3C 273 et PKS 0637-752, utilise un effet relativiste nécessitant des particules se déplaçant à des vitesses proches de celle de la lumière, et un angle petit entre l'axe du jet et celui de la ligne de visée. Mais peut-on assurer que ces sources remplissent bien ces conditions, et qu'elles seront alors peu nombreuses par rapport au nombre total de sources? Ou bien faut-il trouver un nouveau mécanisme? Seule la multiplication des observations pourra répondre à ces questions et permettra de s'affranchir des effets de sélection encore forts du fait du petit nombre de jets extragalactiques observés de la radio aux X. Cette remarque est d'autant plus valable pour les microquasars dont les jets ont encore été très peu observés dans plusieurs longueurs d'onde. Ils ont l'avantage d'être beaucoup plus près de nous que les radiogalaxies et les quasars, mais quels objets aideront les premiers à comprendre l'autre catégorie d'objets? La réponse est loin d'être évidente, et c'est probablement une alternance d'observations en parallèle avec le développement de théories communes pour les jets galactiques et extragalactiques, qui permettront de mieux comprendre simultanément les deux catégories.

Deuxième partie

LES SOFT GAMMA-RAY REPEATERS

Chapitre VIII

Présentation générale des Soft Gamma-ray Repeaters

VIII.1 Bref historique	135
VIII.2 Petite revue des sources	136
VIII.2.1 SGR 1806-20	137
VIII.2.2 SGR 1900+14	138
VIII.2.3 SGR 1627-41	139
VIII.2.4 SGR 0525-66	140
VIII.2.5 SGR 1801-23	141
VIII.2.6 SGR 1814-13	141
VIII.3 Nature des SGRs	141

VIII.1 Bref historique

Les sursauts gamma, Gamma Ray Bursts (GRB) en anglais, sont d'extraordinaires bouffées d'énergies (de l'ordre de 10^{51} erg) qui nous parviennent principalement sous forme de rayons X et γ et dont la provenance exacte est encore inconnue. Ils furent découverts à la fin des années 1960 par les militaires américains lors d'un programme de surveillance par satellite (la série Vela) des essais nucléaires dans l'atmosphère, qui venaient d'être interdits par un traité international. Les détecteurs gamma de ces satellites observèrent des émissions brèves et intenses provenant non pas de l'atmosphère terrestre, mais de l'espace. Cependant, secret militaire oblige, cette découverte ne fut révélée aux astronomes civils qu'en 1973 (Klebesadel et al. 1973).

Depuis, de nombreux sursauts ont été observés par de multiples satellites et sondes spatiales équipées de détecteurs X et γ . En particulier, en avril 1991 fut lancé le satellite Compton-GRO (Gamma-Ray Observatory) avec à son bord le détecteur BATSE (Burst And Transient Source Experiment) dédié principalement à l'étude des GRB. Celui-ci a permis de grands progrès dans la connaissance de ces phénomènes, en détectant en moyenne un sursaut gamma par jour. Leur distribution dans le ciel étant uniforme (cf figure VIII.1), les théories leurs donnant une

origine galactique ont été abandonnées au profit de celles extragalactiques. Celles-ci sont très nombreuses, la coalescence d'étoiles à neutrons ou de trous noirs ayant longtemps été la plus acceptée, mais depuis peu le phénomène d'hypernova, c'est-à-dire l'effondrement d'une étoile extrêmement massive ($> 50 M_{\odot}$) semble rassembler les opinions sur les sursauts longs (> 2 s).

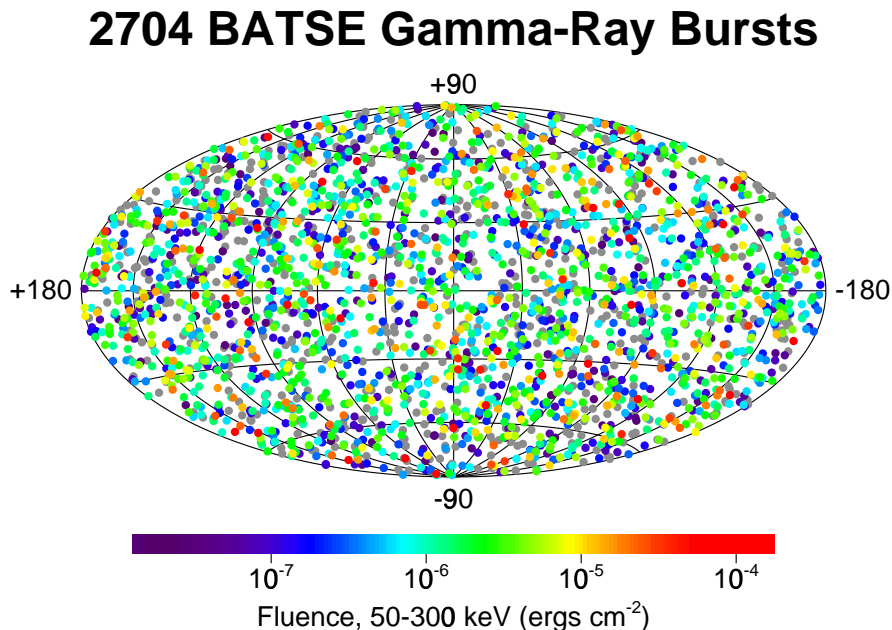


FIG. VIII.1 – Répartition céleste des sursauts gamma repérés par BATSE.

Une caractéristique commune à tous les sursauts gamma “classiques”, est qu’ils n’ont lieu qu’une fois. Or, le 5 mars 1979, un sursaut d’une intensité inégalée jusqu’en 1998 fut détecté. Non seulement ce sursaut avait une forme et une puissance inhabituelle, mais en plus une autre bouffée de rayon gamma fut détectée au même endroit le lendemain. C’était le premier sursaut récurrent connu. Dans les mois qui suivirent, deux sursauts provenant de cette source ainsi que deux nouvelles sources récurrentes furent repérés. Ces sursauts formèrent une catégorie à part, car hormis l’épisode du 5 mars, ils se distinguaient des sursauts classiques par bien sûr leur récurrence, mais aussi par une durée moyenne plus courte et un spectre en énergie plus mou. Il fallut cependant plusieurs années, pendant lesquelles ces sources furent plus ou moins prolifiques, pour que la communauté astronomique les reconnaisse comme une classe séparée d’objets rares, et leur donne le nom de Soft Gamma-ray Repeater (SGR) en anglais (Laros et al. 1986 et Laros et al. 1987; Atteia et al. 1987; Norris et al. 1991) ou répéteurs gamma mous pour une traduction française approchée.

VIII.2 Petite revue des sources

Dans cette partie sont regroupés les éléments observationnels sur les soft gamma-ray repeaters. Pour certains, le lien physique réel avec le SGR concerné est loin d’être confirmé, et en particulier

il faut utiliser avec prudence les informations déduites des contreparties infrarouges ou des associations avec les restes de supernovae (SNR), pour lesquels des coïncidences spatiales dues au hasard sont souvent possibles.

VIII.2.1 SGR 1806-20

Je donne ici une fiche résumée de cet objet, qui sera décrit avec plus de détails dans le chapitre suivant consacré à son étude.

Découverte: le 7 janvier 1979 (GB790107)

Sursauts: ~ 100 fois entre le 13 août 1978 et le 27 juin 1986, le plus fréquent fin 1983 – pas de périodicité

sursaut géant: non

Contrepartie X: AX 1805.7-2025 (*Murakami et al. 1994*) stable

$N(H) = 6,0 \pm 0,2 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-2}$ (*Sonobe et al. 1994*)

$P = 7,47 \text{s}$ (*Kouveliotou et al. 1998a*)

$\dot{P} = 8,3 \pm 0,3 \cdot 10^{-11} \text{s.s}^{-1}$ (moyenne à long terme) (*Kouveliotou et al. 1998a*)

$\dot{P} = 8,3 \cdot 10^{-11} - 11,7 \cdot 10^{-11} \text{s.s}^{-1}$ (*Woods et al. 2000*)

$\Rightarrow B = 2 \cdot 10^{14} \text{G}$ (*Kouveliotou et al. 1998a*)

mais $P = 7,4925 \pm 0,0003 \text{s}$ et \dot{P} pourrait varier de façon brutale (*Kaplan et al. à paraître*)

spectre X: loi de puissance, indice photon $2,2 \pm 0,2$ (*Sonobe et al. 1994*)

ou Bremsstrahlung $kT = 6,5 \pm 1,5 \text{keV}$ et $N_H = 5,2 \pm 0,2 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-2}$

Contrepartie IR: contrepartie associée par erreur dans le passé (c.f. le chapitre suivant)

supergéante très rouge (*Kulkarni et al. 1995*) type: O9B2, C'est une LBV = étoile très

lumineuse bleue et variable (*van Kerkwijk et al. 1995*) $L \sim 6 \cdot 10^6 L_\odot$ (*Corbel et al. 1997*)

Récemment : 3 candidats possibles, recherche de variabilité en cours (*Eikenberry et al. 2001b*)

Contrepartie Radio: proche du coeur compact du SNR G10.0-0.3 – non variable (*Vasisht et al. 1995*)

– en fait dû à la LBV? (*Fuchs et al. 1999 et Hurley et al. 1999e*)

SNR associé: G10.0-0.3 (*Kulkarni et al. 1993*)

caractéristiques: plérion (*Kulkarni et al. 1994*) – source compacte (*Vasisht et al. 1995*)

– coeur de structure allongée et variable : rotation? (*Frail et al. 1997*)

indice spectral: $\alpha = -0,6$ (*Kulkarni et al. 1994*)

taille: $9' \times 6' = 38,0 \text{pc} \times 25,3 \text{pc}$ (*Kulkarni et al. 1994*)

distance: $d = 14,5 \pm 1,4 \text{kpc} \Rightarrow L_X(2-10 \text{KeV}) = 6 \cdot 10^6 L_\odot$ (*Corbel et al. 1997*)

âge: SNR: $\leq 10\,000$ ans (*Kulkarni et al. 1994*) **SGR:** 8 000 ans (*Kouveliotou et al. 1998a*)

éloignement / centre du SNR: $2' \Rightarrow v_{trans} > 8\,000 \text{Km.s}^{-1}$ (*Kulkarni et al. 1994*)

coordonnées: J2000 $\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 18\text{h } 08\text{m } 39.4\text{s} \\ \delta = -20^\circ 24' 38.6'' \end{array} \right.$ (meilleur fit) (*Hurley et al. 1999e*)

J2000 $\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 18\text{h } 08\text{m } 39.32\text{s} \\ \delta = -20^\circ 24' 39.5'' \end{array} \right.$ (position Chandra) (*Kaplan et al. à paraître*)

VIII.2.2 SGR 1900+14

Découverte: 24 mars 1979 (GB790324) (*Mazets et al. 1979 et 1981*)

Sursauts: 3 en 1979, 3 en 1992 (*Hurley et al. 1996*), jusque là la moins active, puis réactivation en 1998: le 26 mai, puis plus de 100 dans les mois qui suivirent (*Woods et al. 1999a*)
sursaut géant: le 27 août 1998 (*Hurley et al. 1999c et Feroci et al. 1999*)

Contrepartie X: RX J1907142+0919.3 variable (*Vasisht et al. 1994; Hurley et al. 1996*)

$N(\text{H}) = 1,5\text{--}2,6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (*Woods et al. 1999a*)

$P = 5,16 \text{ s}$ (*Hurley et al. 1999b*)

$\dot{P} = 6 \cdot 10^{-11} \rightarrow 13 \cdot 10^{-11} \text{ s.s}^{-1}$ (*Marsden et al. 1999; Woods et al. 1999a et 1999c*)

$B = 8 \cdot 10^{14} \text{ G}$ (*Kouveliotou et al. 1999*) $5,5 \cdot 10^{14} \text{ G}$ (*Woods et al. 1999a*)

spectre X: loi de puissance indice 2,1–3,1 + Gaussienne 6,6–6,5 keV (*Kouveliotou et al. 1999*)

Contrepartie IR: pas vraiment – 2 étoiles M5 supergéantes d $\sim 12\text{--}15 \text{ Kpc}$ $A_V = 19,2$ (*Vrba et al. 1996*) qui cachent un groupe compact d'étoiles massives (*Vrba et al. 2000*)

Contrepartie Radio: incertaine, VLA J190714.3+091920 source évanescence (*Frail et al. 1999*) vue à partir du 3 septembre 1998 et disparue le 1^{er} octobre 1998

SNR associé: incertain G42.8+0.6 (*Vasisht et al. 1994; Hurley et al. 1994*)

caractéristiques: SNR typique, morphologie en coquilles

indice spectral: $\alpha = 0,5$

taille: 24' de diamètre (*Fürst et al. 1987*)

distance: par les supergéantes: d $\sim 12 - 15 \text{ kpc}$ (*Vrba et al. 1996*)

sinon par le SNR $\sim 5 \text{ kpc}$ (*Vasisht et al. 1994*)

avec $N_{\text{H}} \rightarrow 5,7 \text{ kpc}$ (*Hurley et al. 1999b*)

âge: SNR: 10^4 ans (*Vasisht et al. 1994*) – $< 10^4 \text{ ans}$ (*Kulkarni et al. 1994*)

SGR: 700 ans? (*Kouveliotou et al. 1999*)

rayon / centre du SNR: entre 7' et 20' (*Hurley et al. 1999a*) $\Rightarrow v_{\text{trans}} > 10^3 \text{ km.s}^{-1}$

coordonnées: J2000 $\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 19^{\text{h}} 07^{\text{m}} 14,3^{\text{s}} \\ \delta = 09^{\circ} 19' 19'' \end{array} \right.$ (meilleur fit) (*Hurley et al. 1999e*)

correspond à la position VLA

VIII.2.3 SGR 1627-41

Découverte: 15 juin 1998 (*Kouveliotou et al. 1998b*)

Sursauts: 5 le 17 et 18 juin 1998, puis ~ 100 en juin-juillet 1998 (*Hurley 2000*)

sursauts très doux, loi de puissance d'indice $-3 \rightarrow -7$

ou modèle Bremsstrahlung optiquement fin : $kT = 25\text{--}35$ KeV (*Woods et al. 1999b*)

sursaut géant: le 18 juin 1998 un sursaut de très grande énergie, mais pas de pulse initial avec une montée très rapide, pas de queue étendue et pas de pulsation \rightarrow sursaut "normal" mais quelques 100 fois plus grand en intensité (*Mazets et al. 1999*)

Contrepartie X: SAX J1635.8-4736 (*Woods et al. 1999b*)

P = 6,41 s (non confirmé par d'autres) (*Woods et al. 1999b*)

\Rightarrow **B** $> 5 \cdot 10^{14}$ G grâce à la luminosité du pic des sursauts (*Woods et al. 1999b*)

Spectre: de 0,1 KeV à 10 KeV loi de puissance $\alpha = -2,5 \pm 0,2$

$N_H = 7,7 \pm 0,8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (*Woods et al. 1999b*) $\Rightarrow A_V = 43,0 \pm 3,9$ mag. (*Corbel et al. 1999*)

Contrepartie IR: non

Contrepartie Radio: non

SNR associé: G337.0-0.1 (*Woods et al. 1998*)

probabilité d'une coïncidence: 5,4% (*Smith et al. 1999*)

caractéristiques: structure en coquilles

indice spectral non thermique: $\alpha = -0,6$ (*Sarma et al. 1997*)

taille: diamètre de 5,1 pc à 11 kpc de distance

Distance: **SNR:** $11,0 \pm 0,3$ kpc (*Corbel et al. 1999*) $\Rightarrow L_X(2\text{--}10 \text{ KeV}) = 9,7 \text{ à } 7,6 \cdot 10^{34} \text{ erg.s}^{-1}$
(*Woods et al. 1999b*)

âge: **SNR:** $2\text{--}10 \cdot 10^4$ ans

éloignement / centre du SNR: $\sim 1,3'$ $\Rightarrow v_{\text{trans}} = 200\text{--}2000 \text{ km.s}^{-1}$ pour un âge de 10 000–1000 ans (*Hurley et al. 1999d*)

coordonnées: J2000 $\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 16\text{h } 35\text{m } 52\text{s} \\ \delta = -47^\circ 35' 14'' \end{array} \right.$ (position la plus probable) (*Hurley et al. 2000*)

VIII.2.4 SGR 0525-66

C'est le premier SGR découvert.

Découverte: le 5 mars 1979 (*Mazets et al. 1979; Cline et al. 1980*)

Sursauts: le 6 mars 1979, les 4 et 24 avril 1979 (*Mazets et al. 1979*)

actif en 1981 et 1982 (*Golenetskii et al. 1984*) et en 1983 (*Golenetskii et al. 1987*)

rien depuis 1983 (*Hurley 2000*)

sursaut géant: très intense très bref, $L_{X>50\text{keV}} = 5.10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$ (*Mazets et al. 1979*)

Contrepartie X: RX J052600.3-660433 (*Rothschild et al. 1994 confirmé par Kaplan et al. 2001*)

$N(\text{H})=8,3.10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (*Kaplan et al. 2001*)

$P=8 \text{ s}$ observée pendant les sursauts (*Mazets et al. 1979 et 1981; Barat et al. 1979*)

spectre X: loi de puissance d'indice photon 3,24 (*Kaplan et al. 2001*)

$L_X \sim 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$ (*Marsden et al. 1996; Kaplan et al. 2001*)

Contrepartie IR: non (*Dickel et al. 1995*)

Contrepartie Radio: non (*Dickel et al. 1995; Fender et al. 1998*)

SNR associé: N49 (*Evans et al. 1980; Cline et al. 1982*)

caractéristiques: structure filamentaire en coquille

taille: $1'$ de rayon (16 pc à 50 kpc) (*Vancura et al. 1992*)

distance: 49–55 kpc (*Marsden et al. 1996 et 2001*)

appartient au Grand Nuage de Magellan LMC

âge: SNR: $5,4.10^3 \text{ ans}$ (*Vancura et al. 1992*)

éloignement / centre du SNR: $25''$

$\Rightarrow v_{\text{trans}} \sim 1200 \text{ kpc.s}^{-1}$ pour 540 ans d'âge (*Rothschild et al. 1994*)

coordonnées: J2000 $\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 05\text{h } 26\text{m } 0,31\text{s} \\ \delta = -66^\circ 04' 33,2'' \end{array} \right.$ (*Marsden et al. 1996*)

VIII.2.5 SGR 1801-23

Ce SGR n'a été découvert que récemment et on ne sait que très peu de choses sur lui.

Découverte: 29 juin 1997 (*Cline et al 2000*)

Sursauts: 2 le 29 juin 1997 (*Cline et al 2000*)
sursaut géant: non

Contrepartie X: non

Contrepartie IR: non

Contrepartie Radio: non

SNR associé: W28 (*Marsden et al. 2001*)

caractéristiques:

taille : 40' de diamètre (*cf les références dans Marsden et al. 2001*)

distance: du SNR 1,2–3,0 kpc (*cf les références dans Marsden et al. 2001*)

âge: SNR: 2,4–30,0 . 10³ ans (*cf les références dans Marsden et al. 2001*)

éloignement / centre du SNR: 25''

⇒ $v_{trans} \sim 1200 \text{ kpc.s}^{-1}$ pour 540 ans d'âge (*Rothschild et al. 1994*)

coordonnées: pas précises dans un anneau très allongé

VIII.2.6 SGR 1814-13

Ce n'est qu'un candidat non confirmé car observé que deux fois : le 29 juin 1997 et le 12 septembre 1997 par Hurley et al. (1997), Kouveliotou et al. (1997) et Smith et al. (1997) vers $\alpha = 18^h 14^m 50^s$ et $\delta = 13^\circ 39' 0.8''$ (J2000).

VIII.3 Nature des SGRs

Parmi les observations des soft gamma-ray repeaters que nous venons de résumer sous forme de fiches, les pulsations mesurées dans le domaine X nous montrent que les SGRs sont des étoiles à neutrons vues sous la forme de pulsars X dont la période de rotation décroît rapidement ($\sim 10^{-12} - 10^{-10} \text{ s.s}^{-1}$). Mais comment expliquer les sursauts γ mous répétitifs et aléatoires qu'ils produisent ? La théorie la plus généralement acceptée, et développée par Duncan et Thompson (1992), Thompson et Duncan (1995) et Thompson et Duncan (1996), est celle des "magnétoiles" – ou magnetars en anglais, contraction de magnetic et star – c'est-à-dire des étoiles à neutrons jeunes et extrêmement magnétisées, avec des champs magnétiques de l'ordre de 10^{14} à 10^{15} Gauss alors qu'habituellement celui des étoiles à neutrons est inférieur

à 10^{13} Gauss. Ces champs magnétiques d'une telle intensité, seraient responsables par leurs évolutions de bouleversements de la surface de ces étoiles à neutrons particulières, similaires à des tremblements de terre, qui relâcheraient alors des bouffées de particules et d'énergie formant les sursauts gamma mous observés. Cette théorie est renforcée par les estimations des champs magnétiques obtenues à partir des observations X des sources persistantes (cf les valeurs dans les fiches du paragraphe précédent) et aussi par les propriétés statistiques des sursauts de SGR 1806-20 qui ressemblent à celles des tremblements de terre (Göğüş et al. 2000).

La théorie concurrente de celle des magnetars est défendue par Marsden et al. (1999) et Marsden et al. (2001) qui suggèrent que ce sont des étoiles à neutrons avec des champs magnétiques "normaux" ($10^{11} - 10^{12}$ G), mais entourées d'un milieu interstellaire dense et qui accrètent de la matière d'un disque, provoquant les sursauts gamma. Ce disque a pu se former soit par la capture de la matière du milieu interstellaire dense et du reste de supernova, par l'étoile à neutrons éjectée avec une grande vitesse lors de sa naissance, soit par l'accumulation des éjections internes du reste de supernova, lors du choc en retour provoqué par l'interaction avec un milieu externe dense, issu du vent de matière du progéniteur massif de l'étoile à neutrons (cf Marsden et al. 2001 et les références associées). De plus, les travaux de Marsden et al. (2001) les mènent à conclure qu'un environnement dense n'est pas compatible avec le modèle des magnetars, à moins de trouver un lien causal entre le développement des magnétars et le milieu interstellaire extérieur.

Cependant, cette dernière théorie est fondée sur l'association systématique des SGRs avec les restes de supernova (SNR) alors que ce type d'association est incertain pour la plupart des SGRs (Gaensler et al. 2001). Même pour SGR 1806-20, l'exemple qui paraissait le plus probant, les observations X plus précises (Hurley et al. 1999*e*; Kaplan et al. à paraître) ont montré que la coïncidence spatiale entre le cœur du SNR et le SGR était erronée (voir le chapitre suivant). De plus, la nature même de cette nébuleuse radio G10.0-0.3 associée à SGR 1806-20 en tant que SNR semble être erronée, et pourrait être plutôt reliée à la LBV d'après Gaensler et al. (2001), qui concluent qu'il n'y a pas de SNR associé à ce SGR. D'un autre côté, les estimations des valeurs des champs magnétiques dans les SGRs, en partie fondées sur la décroissance de la période de rotation de l'étoile à neutrons (\dot{P}) mesurée sur la pulsation X, seraient non valables à cause de changements brutaux de ce \dot{P} observés pour SGR 1806-20 et SGR 1900+14 (Kaplan et al. à paraître).

Notons par ailleurs, que les deux théories précédentes sont aussi évoquées pour expliquer les "Anomalous X-ray Pulsars" (AXPs), des pulsars X dont les propriétés spectrales et de décroissance de période sont proches de celles des SGRs, hormis les sursauts gamma. Les AXPs seraient les descendants des SGRs, c'est à dire des étoiles à neutrons particulières un peu plus âgées et dont l'activité de sursauts aurait cessé. Un argument supplémentaire contre la théorie concurrente de celle des magnetars est que Gaensler et al. (2001) ne trouvent aucune preuve que les restes de supernova associés aux AXPs sont en expansion dans des environnements plus denses que ceux associés aux pulsars radio, ce qui réduirait à néant les arguments de Marsden et al. (2001) si cela venait à se confirmer, et imposerait la théorie des magnetars comme la plus solide pour expliquer les objets étranges que sont les AXPs et les SGRs.

Chapitre IX

Etude de SGR 1806-20 et ses conséquences

IX.1 Présentation générale de SGR 1806-20	143
IX.2 Article de recherche publié dans A&A : Observations ISO de SGR 1806-20 .	144
IX.3 Observations supplémentaires et conséquences de nos travaux	155

Nous allons à présent nous intéresser particulièrement au “Soft Gamma-ray Repeater” SGR 1806-20, et plus précisément à son environnement infrarouge. Comme nous allons le voir, l’étude d’images prises au sol dans les bandes J, H et K’, et d’images ISOCAM entre 4 et 18 μm , a permis la découverte, tout près de la position de ce SGR, d’un amas d’étoiles jeunes et lumineuses, encore enfouies dans leur nuage de naissance qui est probablement aussi le lieu d’origine du SGR. Ces travaux ont renforcé la réfutation de la théorie qui classait SGR 1806-20 comme une binaire avec une étoile très particulière, une “Luminous Blue Variable” (LBV), que l’on soupçonnait de jouer un rôle dans les sursauts γ , au profit de la théorie des SGR en tant qu’étoiles à neutrons seules, et surtout à l’environnement particulier. La découverte de cet amas d’étoiles a poussé d’autres équipes à faire des recherches qui ont conduit à une observation similaire autour de SGR 1900+14, et a relancé une réflexion générale sur l’environnement particulier de ces objets. Je vais commencer par présenter SGR 1806-20 et l’état général des connaissances sur cette source avant mon étude. Je vais ensuite résumer celle-ci qui est détaillée dans l’article joint, puis je compléterai ceci par les dernières observations de cette source et les conséquences de mon travail.

IX.1 Présentation générale de SGR 1806-20

SGR 1806-20 est le plus prolifique des SGRs en sursauts gamma, avec plus d’une centaine de sursauts (Hurley et al. 1994) depuis sa découverte en 1979 (Atteia et al. 1987 ; Laros et al. 1987). On lui a associé un reste de supernova, G10.0-0.3 (Kulkarni et al. 1993) qui est de type plérion, c’est à dire que c’est une nébuleuse radio synchrotron alimentée par le vent relativiste d’un pulsar

central (Kulkarni et al. 1994). Leurs observations avec le VLA ont révélé que cette nébuleuse est constituée d'un plateau d'émission comprenant en son centre une partie radio compacte. C'est à cet endroit que Cooke (1993) a détecté une source X dans une boîte d'erreur de $11''$, ce qui a été confirmé par Murakami et al. (1994) qui ont eu la chance de détecter simultanément un sursaut gamma et une source X ponctuelle dans la même observation avec le satellite ASCA. Cette source s'est révélée être un pulsar X de 7,47s de pulsation (Kouveliotou et al. 1998a) dont l'augmentation de période implique un champs magnétique de plus de 10^{14} Gauss, et dont l'énergie de rotation calculée avec cette période est trop faible pour alimenter les émissions X et de particules observées, ce qui favorisait la théorie des magnetars (cf le chapitre précédent).

A partir de la localisation précise du coeur radio, une contrepartie infrarouge fut découverte précisément à l'endroit du pic radio par Kulkarni et al. (1995), sous l'aspect d'une étoile super-géante dont le très important rougissement est compatible avec l'énorme extinction dérivée des observations X ($A_V \sim 30$ mag.). Les observations spectroscopiques de van Kerkwijk et al. (1995) ont classé cette étoile comme une candidate "Luminous Blue Variable" (LBV), une étoile bleue variable de type spectral O9-B2. De plus, les caractéristiques de cette étoile sont compatibles avec la distance de SGR 1806-20 mesurée par Corbel et al. (1997) : ils obtiennent $14,5 \pm 1,4$ kpc (donnant $A_V = 35 \pm 5$ mag.), par l'association du reste de supernova avec W31, une des régions HII les plus brillantes dans la Galaxie, située au bord d'un nuage moléculaire géant. Les LBV sont des étoiles parmi les plus lumineuses et massives, qui peuvent être très peu variables en luminosité ($< 0,1$ mag.) ou au contraire très variables (> 3 mag.) sur différentes échelles de temps, et qui subissent de très fortes pertes de masse, entre 10^{-5} et $10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. On connaît une douzaine de LBV dans notre Galaxie, ce qui en fait des objets rares. La présence de cette LBV dans l'environnement d'un SGR, un autre objet rare et particulier a donc conduit les observateurs à les associer physiquement, estimant que la probabilité de trouver ces types d'objets en coïncidence spatiale par hasard était extrêmement faible ($\sim 2 \cdot 10^{-5}$ d'après Kulkarni et al. 1995). Pendant un temps, on a ainsi soupçonné cette LBV d'être responsable des sursauts γ par son interaction avec l'étoile à neutrons. Cependant, Castro-Tirado et al. (1998) ont effectué un suivi de cette LBV lors de la période d'activité de SGR 1806-20 en novembre 1996, et ils n'ont observé ni une forte émission additionnelle en infrarouge, ni une variation de flux de plus de 0,1 magnitude dans la bande K (sur une échelle de 1 s) qui pourraient être attribuées aux sursauts X/ γ . La non variabilité de cette LBV, y compris pendant les sursauts, a conduit à désapprouver l'hypothèse d'un lien physique entre celle-ci et SGR 1806-20.

IX.2 Article de recherche publié dans A&A : Observations ISO de l'environnement du soft gamma-ray repeater SGR 1806-20

La campagne d'observations en infrarouge de l'étude qui va suivre, a été lancée dans le contexte où la LBV dont j'ai parlé précédemment était considérée comme la contrepartie de SGR 1806-20. Les interactions entre celle-ci et l'étoile à neutrons étaient supposées provoquer les sursauts gamma, et il était intéressant de vérifier si ces interactions étaient éventuellement

visibles par leurs conséquences sur le milieu environnant, par exemple son échauffement, ce qui serait facilement repérable en infrarouge moyen. Mais si la LBV est clairement observée sur les images que nous avons étudiées, c'est autre chose qui a attiré notre attention. Les images prises au sol dans les bandes J ($1,25 \mu\text{m}$), H ($1,65 \mu\text{m}$) et K' ($2,15 \mu\text{m}$), et les images ISOCAM entre 4 et $18 \mu\text{m}$, ont permis la découverte, tout près de la position de SGR 1806-20, d'un amas d'étoiles jeunes et lumineuses, encore enfouies dans leur nuage de naissance qui est probablement aussi le lieu d'origine du SGR et de la LBV. Aucune interaction particulière sous la forme d'émission infrarouge venant d'un milieu chauffé ou excité par l'activité de SGR 1806-20 n'a été observée autour de la LBV en particulier, alors que nos observations ont eu lieu pendant une période de sursauts γ observés par Hurley et al. (1999*e*). Ces travaux, complétés par la position plus précise de SGR 1806-20 donnée par Hurley et al. (1999*e*) à partir d'observations X de plusieurs satellites, ont renforcé la réfutation de la théorie qui classait SGR 1806-20 comme une binaire avec cette étoile très particulière qu'est une "Luminous Blue Variable" et qui était soupçonnée de jouer un rôle dans les sursauts γ . La théorie des SGRs en tant qu'étoiles à neutrons seules a donc été renforcée, et surtout nous avons découvert un environnement particulier, cet amas d'étoiles jeunes et ce nuage, qui est peut-être une des clés de la compréhension de ces objets étranges que sont les Soft Gamma-ray Repeaters.

Cette étude est détaillée dans l'article ci-joint :

ISO observations of the environment of the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20

Fuchs Y., Mirabel I.F., Chaty S., Claret A., Cesarsky C.J., Cesarsky D.A.

Astronomy and Astrophysics, v.350, p.891-899 (1999)

ISO observations of the environment of the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20

Y. Fuchs¹, F. Mirabel^{1,2}, S. Chaty^{1,3}, A. Claret¹, C.J. Cesarsky¹, and D.A. Cesarsky⁴

¹ Service d'Astrophysique, CEA Saclay, Bat. 709, Orme des Merisiers, 91191 Gif sur Yvette cedex, France

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, cc67, suc 28. 1428 Buenos Aires, Argentina

³ Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR), 9, avenue du Colonel Roche, B.P. 4346, 31028 Toulouse cedex 4, France

⁴ Institut d'Astrophysique Spatiale, 91405 Orsay, France

Received 1 June 1999 / Accepted 6 September 1999

Abstract. Observations at near⁵ and mid-infrared wavelengths (1–18 μm) of SGR 1806-20 suggest that it is associated with a cluster of giant massive stars which are enshrouded in a dense cloud of dust. The centre of the best sky position of the gamma-ray source (Hurley et al. 1999) lies on top of the dust cloud at only 7 arcsec (~ 0.5 pc at a distance of 14.5 kpc) from the star cluster, and 12 arcsec (~ 0.85 pc) from a Luminous Blue Variable Star (LBV) which had been proposed to be associated with the SGR (Kulkarni et al. 1995). The bright cloud of interstellar gas and dust observed with ISO (Infrared Space Observatory) is probably the birth site of the cluster of massive stars, the LBV star, and the progenitor of the soft gamma-ray repeater pulsar. The presence of such a young star formation region is compatible with the current interpretation of soft gamma-ray repeaters as young neutron stars. The SGR 1806-20 compact source is unlikely to form a bound binary system with any of the infrared luminous massive stars, since no flux variations in the near-infrared were detected from the latter in an interval of 4 years. The ISO observations were made over two epochs, 11 days before and 2 hours after a soft gamma-ray burst detected with the Interplanetary Network, and they show no enhanced mid-infrared emission associated to the high energy activity of the SGR.

Key words: stars: individual: SGR 1806-20 – stars: peculiar – stars: pulsars: individual: SGR 1806-20 – gamma rays: bursts – infrared: stars – X-rays: stars

1. Introduction

Soft Gamma-ray Repeaters (SGRs) are transient γ -ray sources that are distinguished from classical Gamma-Ray Bursts (GRBs) by their short duration (~ 0.1 s), softer γ -ray spectra and recurrent activity of their outbursts (Golenetskii et al. 1984). SGRs randomly undergo quiescent periods and intervals

of intense activity with up to hundreds of bursts. The latter can appear as single short (less than 10 ms) bursts, or complex events lasting hundreds of milliseconds.

Only four SGRs have been found so far:

- SGR 1806-20: associated with an X-ray source coinciding with the radio peak of the supernova remnant (SNR) G10.0-0.3 which is a plerion: a non-thermal radio nebula powered by a central pulsar (Kulkarni et al. 1994). Recently, Hurley et al. (1999) applied a statistical method to derive very precise location for SGRs, and found this SGR's most likely position significantly displaced from this radio peak. Pulsations in the persistent X-ray flux were discovered with a period of 7.47 s and a spin down rate of $8.3 \cdot 10^{-11} \text{ s.s}^{-1}$ (Kouveliotou et al. 1998a).
- SGR 1900+14: associated with a soft X-ray source lying close to the SNR G42.8+0.6. It has entered a new phase of activity in 1998 after a long period of quiescence. Pulsed emission with a 5.16 s period and a secular spindown at an average rate of $1.1 \cdot 10^{-10} \text{ s.s}^{-1}$ was detected (Kouveliotou et al. 1999).
- SGR 0525-66: a soft X-ray counterpart with an 8 s period (but this source appears to be time variable), lying on the northern edge of the SNR N49 in the Large Magellanic Cloud. No optical, infrared or radio point source counterpart was found (van Paradijs et al. 1996; Fender et al. 1998).
- SGR 1627-41: near SNR G337.0-0.1 and recently discovered (Kouveliotou et al. 1998b). It indicates weak evidence of 6.7 s pulsations (Dieters et al. 1998).

The association between SGR and young (less than 10 000 years old) SNR, and the detection of pulsations strongly support the argument that SGR sources are young neutron stars (Kouveliotou et al. 1998a). However, their rarity suggests unusual physical characteristics: if the secular spindown is due to magnetic dipole radiation, then the corresponding dipolar magnetic field would be in excess of 10^{14} Gauss (Kouveliotou et al. 1999). Thus these young neutron stars are called 'magnetars' (Thompson & Duncan 1995). They are different from normal pulsars; for example their X-ray and particle emissions are powered not by rotation but by decaying magnetic field (Kulkarni

Send offprint requests to: Y. Fuchs

Correspondence to: yfuchs@cea.fr

⁵ Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile (proposal ESO N°59.D-0719)

& Thompson 1998). This involves both internal heating and seismic activity that shakes the magnetosphere and accelerates particles. This gradual release of energy is punctuated by intense outbursts that are more plausibly triggered by a sudden fracture of the neutron star's rigid crust caused by magnetic stresses (Kouveliotou et al. 1998a).

A core-jet geometry has been reported by Vasisht et al. (1995) and Frail et al. (1997) in 3.6 cm radio continuum images. Since SGRs are recent remnants of massive stars, they can be surrounded by dust and gas. If a source of X-rays and/or relativistic jets, such as SGR 1806-20, is inside or near interstellar gas clouds, then a large fraction of the energy radiated by the X-rays and/or injected in the form of relativistic particles could be dissipated by heating of the interstellar material. Thus thermal emission from dust may be expected. Mid-infrared observations can be used to test this possibility, and also to identify possible counterparts embedded in dense dust clouds.

2. Previous observations of SGR 1806-20

SGR 1806-20 is the most prolific soft gamma-ray repeater with more than a hundred bursts (Hurley et al. 1994) since its discovery (Atteia et al. 1987; Laros et al. 1987). Within its localization box, Kulkarni & Frail (1993) pointed out an amorphous radio nebula G10.0-0.3 classified as a supernova remnant. Conducting a multi-band radio observation of this SNR using the Very Large Array (VLA), Kulkarni et al. (1994) found a compact nebula superimposed on an extended plateau of emission. Cooke (1993), with the ROSAT X-ray telescope, discovered an X-ray source coincident with this compact nebula within an 11'' error box. This was confirmed by Murakami et al. (1994), who were fortunate to detect an X-ray burst, simultaneously detected by BATSE as a γ -ray burst, and a point-like source (designated AX 1805.7-2025) in the same observation with the X-ray satellite ASCA. The burst was coincident with the steady source and both were coincident with the centroid of the compact radio nebula. This SNR (see top of Fig. 1) has strong emission from the central region, and a hierarchical structure culminating in a central peak, suggesting a compact object located at this radio core. This morphology is typical of a plerion, where the radio emission is synchrotron radiation powered by the relativistic wind of a central pulsar. In addition, Murakami et al. (1994) argued that the radio and the X-ray spectra are consistent with a synchrotron source such as the Crab nebula, and the similarity of the radio/X-ray flux ratio is consistent with a source powered by a pulsar from radio to X-ray wavelengths. The pulsar model for SGR 1806-20 was confirmed later with the discovery of 7.47 s pulsations in its persistent X-ray flux (Kouveliotou et al. 1998a). Still, the measured period increase implies a magnetic field stronger than 10^{14} Gauss, and the rotational energy of the neutron star with its present period is too small to power the X-ray and particle emission (Kouveliotou et al. 1998a), so the magnetar model becomes more plausible.

Thanks to the precise location of SGR 1806-20 from the radio data, it was possible to search for optical or infrared counterparts. Kulkarni et al. (1995) detected a highly reddened lumi-

nous supergiant star coinciding with the radio peak of G10.0-0.3, whose reddening is consistent with the high extinction inferred for AX 1805.7-2025 ($A_V \sim 30$ mag). Spectroscopic observations by van Kerkwijk et al. (1995) classified this star as a Luminous Blue Variable (LBV) candidate of spectral type O9-B2. LBVs are among the most luminous and massive stars. They can show no detectable variability ($\Delta M < 0.1$ mag), or either they can be very variable ($\Delta M > 3$ mag) on different timescales, and they eject large amount of matter (their mass loss rate can be as high as 10^{-5} to $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). Only a dozen LBVs are known in the local group of galaxies so they presumably represent a very short ($< 10^5$ yr) stage of some rare, massive stars' life. This peculiar LBV is one of the brightest in our Galaxy with a bolometric luminosity greater than $10^6 L_{\odot}$. Although it is still not clear what is the physical connection between the SGR source and this LBV, the chance coincidence probability of this kind of object with the radio position is exceedingly small ($\sim 2 \cdot 10^{-5}$ from Kulkarni et al. 1995). According to Corbel et al. (1997) the SNR G10.0-0.3 is very likely associated with one of the brightest H II regions in the Galaxy: W31, on the edge of a giant molecular cloud, at a distance of 14.5 ± 1.4 kpc with a visual extinction of 35 ± 5 mag. The LBV's characteristics are consistent with this region, thus leading to nearly $5 \cdot 10^6 L_{\odot}$ for its luminosity. During the last period of activity of SGR 1806-20 in 1996 November, Castro-Tirado et al. (1998) performed follow-up observations of the LBV. They suggested that no strong additional IR emission appears during the active period, nor any variation larger than 0.1 mag in the K-band in 1 s timescale can be attributed to an X/ γ -ray burst. So this luminous blue variable does not seem to exhibit any variability greater than 0.1 mag even during the bursts, which tends to disprove the accreting binary model for a physical link between the LBV and the pulsar.

3. Infrared observations

Observations of the mid-infrared environment of SGR 1806-20 were carried out on 1997 April 3 (with the LW2 (5.0–8.5 μm) filter) and April 14 (with the other filters) by the ISOCAM instrument (Cesarsky et al. 1996) aboard the Infrared Space Observatory (ISO) satellite. By chance, a soft gamma-ray burst was detected by the Interplanetary Network on 1997 April 14 (Hurley et al. 1999). So the LW2 image was taken 11 days before, and all the other ISOCAM observations were made only between 1.6 and 3.5 hours after this burst. The images were taken in the 5–18 μm range with several wide-band filters (LW), with a 1.5 arcsec pixel field of view for LW2 (5.0–8.5 μm) and a 3 arcsec pixel field of view for the other filters. The data were reduced using the "CIA" package to correct the dark current, the glitches, the flat field and the detector transient behaviour (see Ott et al. 1997).

We also monitored the field of SGR 1806-20 in the near-infrared, at the European Southern Observatory (ESO), with the ESO/MPI 2.2 m telescope with the IRAC2b camera. The most complete observations were made on 19 July 1997, in the J ($1.25 \pm 0.30 \mu\text{m}$), H ($1.65 \pm 0.30 \mu\text{m}$) and K' ($2.15 \pm 0.32 \mu\text{m}$) bands. The IRAC2b camera was mounted at the F/35 in-

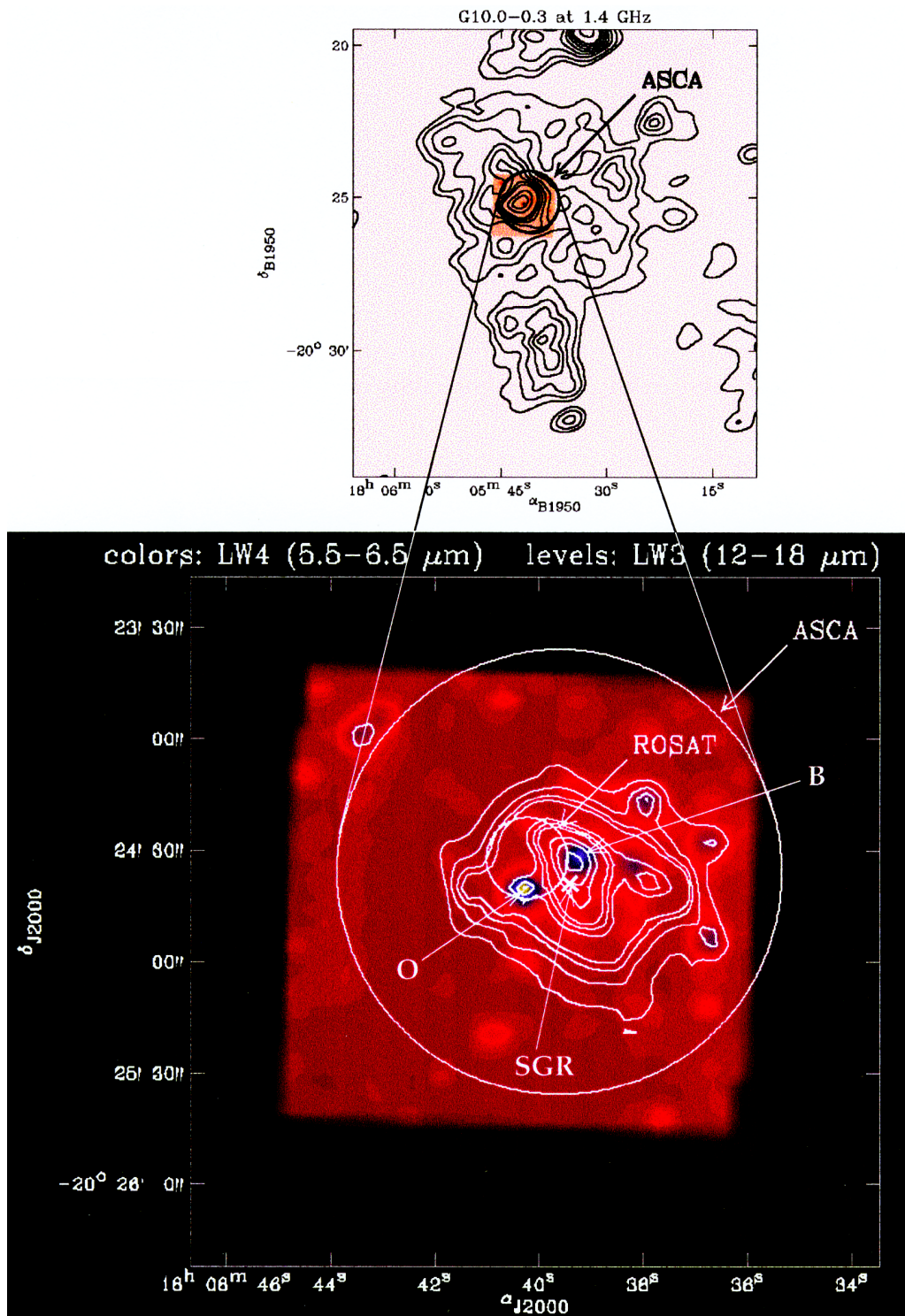


Fig. 1. *Top:* Radio image of the supernova remnant G10.0-0.3 at 1.4 GHz (from Kulkarni et al. 1994) with the ISOCAM LW4 (5.5–6.5 μm) color image superimposed on it. The circle marks the location of the steady ASCA X-ray source (Murakami et al. 1994) considered as the counterpart of SGR 1806-20. *Bottom:* The best fit position of SGR 1806-20 (Hurley et al. 1999) marked as a white cross, the 1' ASCA circle and the 11'' localization circle of the X-ray source by ROSAT, are shown superimposed on our observation of this region with ISOCAM. The levels of the LW3 (12–18 μm) image are superimposed on the LW4 (5.5–6.5 μm) color image, both have $3 \times 3 \text{ arcsec}^2$ per pixel field of view. Contour levels are: 15, 17, 19, 20, 30, 35, 41, 61, 81, 127 mJy, and the images were smoothed using a bilinear interpolation. A Luminous Blue Variable (LBV) star, named "O", is on the south part of the ROSAT circle, and to the west, there is a cluster of giant massive stars, named "B" (see Fig. 2). Note that the coordinates drawn on this image are not precise.

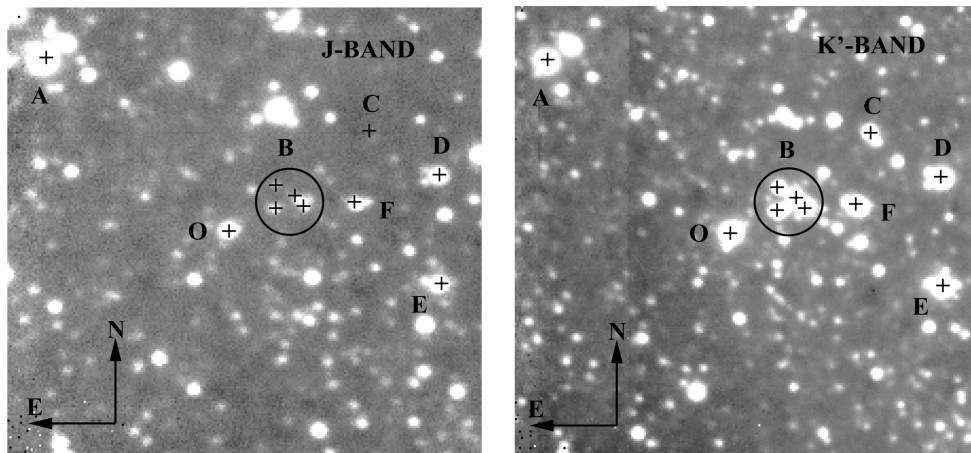


Fig. 2. J-band ($1.25 \pm 0.30 \mu\text{m}$) and K' -band ($2.15 \pm 0.32 \mu\text{m}$) images of the field surrounding SGR 1806-20 obtained with IRAC2b on the ESO/MPI 2.2 m telescope with a $0.5 \times 0.5 \text{ arcsec}^2$ per pixel field of view. The global field shown is roughly the same as in the ISOCAM images: $\sim 2' \times 2'$. The objects clearly seen with ISOCAM are marked. The LBV is marked “O”. Except for “A”, the extinction is greater in the J-band than in the K' -band. The extinction of “B” in the J-band image suggests that it is a cluster of hot giant massive stars behind or still partly embedded in their “placental” dusty cloud, visible in the LW9 ($14\text{--}16 \mu\text{m}$) and LW3 ($12\text{--}18 \mu\text{m}$) images in Fig. 4.

frared adapter of the telescope. This camera is a Rockwell 256×256 pixels Hg: Cd:Te NICMOS 3 large format infrared array detector. It was used with the lens C, providing an image scale of $0.49 \text{ arcsec/pixel}$ and a field of $136 \times 136 \text{ arcsec}^2$. The typical seeing for these observations was 1.2 arcsec . Each image taken at la Silla is the median of 9 images exposed for 1 minute, four of these images offset by $30''$ to the North, East, South and West, to allow subtraction of a blank sky. The images were further treated by removal of the bias, the dark current, and the flat field, and we carried out absolute and relative photometry to look for small variations of the luminosity of SGR 1806-20. This work was performed with the IRAF procedures, using the DAOPHOT package for photometry in crowded fields.

The ISO absolute astrometry is not very precise, so we used the relative positions of the sources visible on our ISOCAM images to identify them with the ones on the J, H and K' images. For the ISOCAM images displayed in this paper, we corrected their astrometry using the LBV’s position given by Kulkarni et al. (1995) as a reference for the center of the corresponding ISO source. However, the accuracy of the displayed coordinates is still about $2''$.

4. Results and discussion

We can summarize the aforementioned information and our observations of SGR 1806-20 in Fig. 1. The top represents the radio image of the SNR G10.0-0.3 at 1.4 GHz presented by Kulkarni et al. (1994) with the ASCA $1'$ radius error circle centered on the steady X-ray source. The bottom shows the same circle surrounding the ISOCAM view of this region with the 3 arcsec pixel field of view, and we overlaid the $11''$ radius localization circle of the X-ray source by ROSAT. Fig. 2 shows J-band and K' -band images roughly corresponding to the ISOCAM field of view. The objects clearly seen on the ISOCAM images are marked; “O” is the LBV supposed to be the IR counterpart of

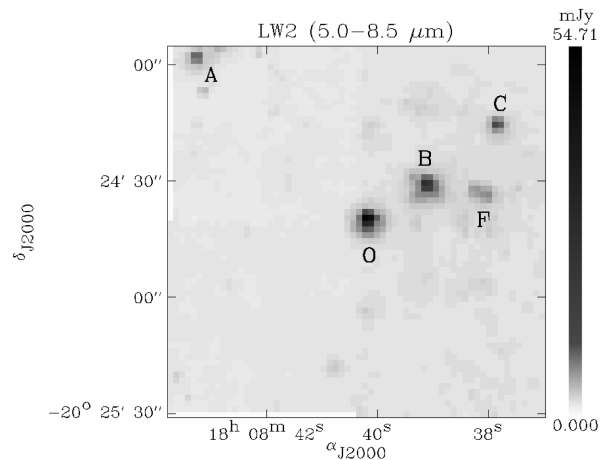


Fig. 3. ISOCAM LW2 ($5.0\text{--}8.5 \mu\text{m}$) image of SGR 1806-20 taken with the $1.5 \times 1.5 \text{ arcsec}^2$ per pixel field of view lens. The global field of view is $\sim 1.5' \times 1.5'$, smaller than the field of the other ISOCAM images ($\sim 2' \times 2'$), so only “O”, “B”, “C”, “F” and “A” are visible. Even with this finer resolution, the stars of the cluster “B” are not resolved.

SGR 1806-20, in Fig. 1 it is the bright color point on the south part of the ROSAT circle. “B” is a cluster of stars in Fig. 2, but it is seen as an unresolved source with the lower resolution (3 arcsec per pixel) of the ISOCAM LW4 ($5.5\text{--}6.5 \mu\text{m}$) color image. Even with the 1.5 arcsec pixel field of view, the stars of this cluster are not resolved between 5.0 and $8.5 \mu\text{m}$, the range of the LW2 image (see Fig. 3).

Fig. 4 shows how the infrared field of view surrounding SGR 1806-20 changes depending on the wavelength. At $6 \mu\text{m}$ the LBV is the brightest star and nearly all the sources look point-like on the LW4 image (see Fig. 1 and Fig. 4). “B” becomes brighter compared to “O” as the wavelength increases, and a cloud is clearly visible in the LW3 ($12\text{--}18 \mu\text{m}$) image where it strongly dominates the observed flux. From the super-

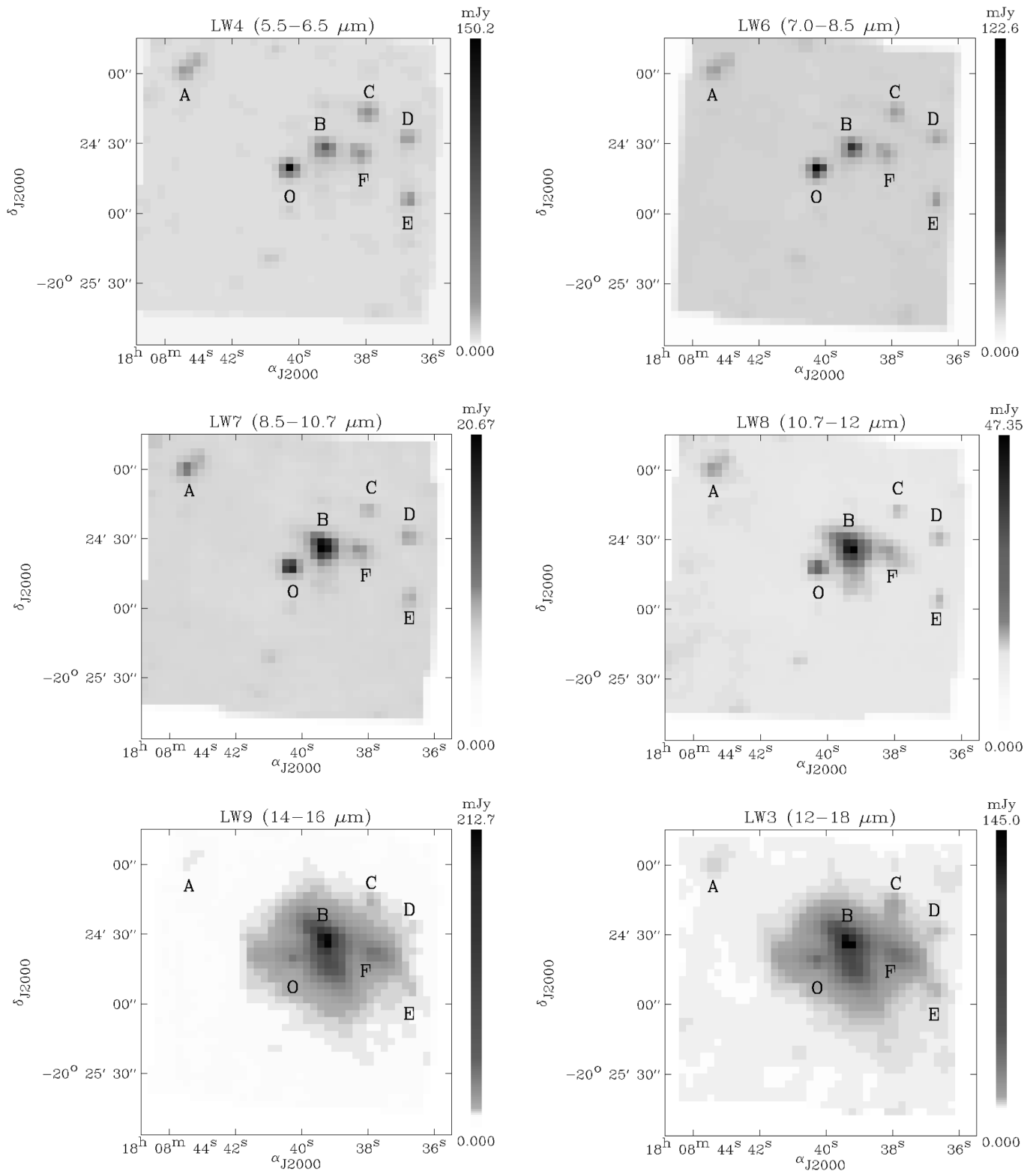


Fig. 4. Continuum images of the environment of SGR 1806-20 as seen by ISOCAM wide band filters with 3×3 arcsec² per pixel field of view. The global field of view is $\sim 2' \times 2'$. At 6 μm the LBV dominates and all the sources are point-like, except “B” (see Fig. 2): the individual stars are not resolved but the cluster seems to be dominated by the flux of the central star. With the increasing wavelength the presumed dust cloud appears and its peak seems located on the south-east star of the cluster (see Fig. 1). Stars “O” (the LBV), “C”, “D”, “E”, and “F” seem to be in or behind this cloud.

imposed LW3 level image with the LW4 color image in Fig. 1, the cloud appears to be centered on the south-east star of the “B” cluster. From this spectral evolution and the extinction of “B” and the other stars (except “A”) in the J-band image compared to the K’-band one, we suggest that this is a dust cloud, birth place of the cluster “B” which is probably composed of hot giant massive stars. These stars are behind or still partially embedded in this cloud and heat it up, so it appears bright around $15 \mu\text{m}$. “O”, “C”, “D”, “E” and “F” seem to be in or behind this cloud, but “A” seems to be a foreground star.

This assumption is supported by the spectral energy distribution of these objects. In Fig. 5 we show the observed flux densities in the J, H and K’ bands, and in the large ISOCAM filter bands (see Fig. 4 for the corresponding wavelengths). We overplotted in each case an approximate fit for the data (solid lines) which is the sum of a “hot” black body (dashed lines) and a “cold” one (dotted lines), both attenuated by the interstellar extinction law of Rieke & Lebofsky (1985). As we have already noticed, “B” is a cluster of resolved stars in the J, H and K’ images, but is unresolved in the ISOCAM images. So for its photometry in the near infrared, we integrated the flux density over a circle surrounding the four stars of this cluster. For $\lambda < 10 \mu\text{m}$ the spectra are consistent with those of hot supergiant stars through the interstellar absorption $A_V \sim 30$ mag, except for “A” whose spectrum corresponds more likely to $A_V \sim 14$ mag, indicating that “A” is a foreground star. For $\lambda > 10 \mu\text{m}$, the flux of the dust cloud, presumed to be heated by these hot stars, is dominant. For “O”, “C” and “F”, closer to the “B” cluster than “D” and “E”, the dust cloud is fitted by a hotter black body (150 K and 160 K) than for “D” and “E” (120 K and 130 K). The rough black body model fits our data well for “O”, “B”, “C” and “F” (see Fig. 5). The absorption $A_V \sim 30$ mag appears to be the same for these stars, so they are probably embedded in the cloud.

“O” is very luminous, as expected from an LBV candidate. But the stars in the “B” cluster are also luminous. A simple estimate of their individual mean luminosities in our observational wavelength range shows that each is comparable to the LBV’s estimated luminosity in the same range. We can compare the LW2 ($5.0\text{--}8.5 \mu\text{m}$) image taken 11 days before the 1997 April 14 burst reported in Hurley et al. (1999), and both the LW4 ($5.5\text{--}6.5 \mu\text{m}$) and LW6 ($7.0\text{--}8.5 \mu\text{m}$) images, taken only 2 hours after this burst. No new source appears on the latter images, and for each observed source, the fluxes in the three bands are consistent with each other, within the 20% typical error due to ISOCAM photometry. Thus, there is no evidence of additional heating by the high energy activity of SGR 1806-20, before or right after this burst.

Concerning the LBV “O” flux, our observed near-infrared magnitudes are: $J = 13.72 \pm 0.15$, $H = 10.49 \pm 0.13$ and $K' = 8.76 \pm 0.12$. If we compare these to our previous observations in July 1994 (Chaty 1998), the flux variation in the J and K’ bands is less than 0.1 mag. These values and the mid-infrared ones are consistent with the previous published infrared measurements (see Kulkarni et al. 1995; Castro-Tirado et al. 1998, and Smith et al. 1997). So the J, H and K’ magnitudes show no significant variation greater than 0.1 mag over an interval of four years.

Table 1 summarizes the observation dates of the SGR 1806-20 soft gamma-ray bursts and its infrared counterpart during this time interval. We have also checked the near-infrared flux of stars “B” and “F” in 1994 and in 1997. Again the variation is less than 0.1 mag, the typical error in the flux. So there appears to be no variable source in the vicinity of the SGR 1806-20 radio core.

Now, let us suppose that the LBV is the physical counterpart of SGR 1806-20 and that they were born in the dust cloud at $\sim 15''$ from their present location. The plerions’ characteristics imply that they fade rapidly (Kulkarni et al. 1994) so the maximum pulsar age is $t_p \sim 10^4$ yr. Then, at a distance of 14.5 kpc, the pulsar would have a minimum transverse velocity $v_p \sim 100 \text{ km.s}^{-1}$, and it would be a runaway neutron star. If the LBV is the donor, it is not fully understood how such a massive binary would have acquired this peculiar velocity without being disrupted.

Moreover, a recent paper by Hurley et al. (1999) presents a new estimate of SGR 1806-20’s location. Its most likely position would have a small displacement from the radio core of the SNR G10.0-0.3 coinciding with the LBV. This observation is consistent with our data showing no evidence of any binary activity. Hurley et al. (1999) propose that the neutron star’s progenitor and the LBV initially formed a binary system, which became unbound following the supernova explosion. It is possible that the radio core is due to the huge mass loss of the LBV, while the rest of the plerion is the remnant of the progenitor’s supernova explosion. As shown in Fig. 1, the new neutron star’s location is closer to the cluster of massive stars called “B” in this paper ($\sim 7''$ corresponding to ~ 0.5 pc at a distance of 14.5 kpc) than to the LBV ($\sim 12''$ corresponding to 0.85 pc). “B” lies at the edge of the 3σ equivalent confidence contour of SGR 1806-20’s position, presented in Hurley et al.’s (1999) paper, whereas the LBV is well outside this contour. This implies that the birth place of the SGR’s progenitor has an equal probability of being in the cluster, as near the actual LBV’s location. The argument for an alignment between SGR 1806-20 and a very luminous star such as an LBV, to that of other stars in the cluster is equally justified, since the mean luminosities of the stars are comparable with that of the LBV.

5. Conclusion

SGR 1806-20 is an X-ray pulsar, lying close to the radio core of the plerion G10.0-0.3 (Kulkarni et al. 1994). From the latest models, this neutron star is surely a magnetar (Thompson & Duncan 1995) with its unusual physical characteristics leading to the gamma-ray outbursts. The previous search for a counterpart inside the ASCA and ROSAT error boxes led to the discovery of a luminous blue variable (LBV) star, a quite unusual star belonging to the brightest stars in the Galaxy, coinciding with the radio peak of the supernova remnant.

We have observed with ISOCAM the luminous blue variable star that was previously associated with SGR 1806-20, and a dust enshrouded cluster of equally luminous massive stars, which heat a dust cloud that appears very bright at $12\text{--}18 \mu\text{m}$.

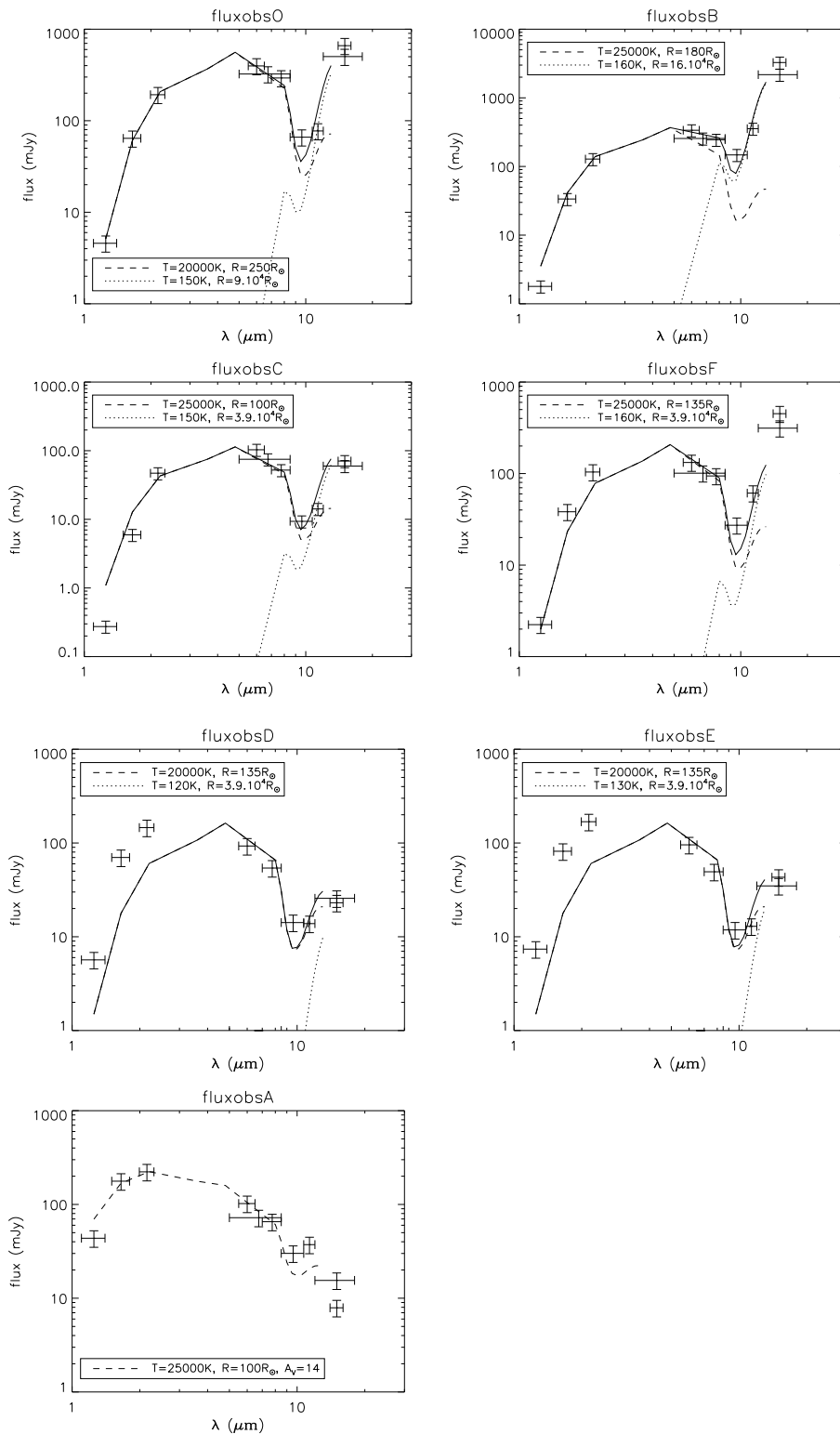


Fig. 5. Observed flux densities of “O”, “B”, “C” and “F” in the J, H and K' bands, and in the large ISOCAM filter bands (see Fig. 4 for the corresponding wavelengths). We overplotted in each case an approximate fit for the data (solid lines) which is the sum of a “hot” black body (dashed lines) and a “cold” one (dotted lines), both attenuated by the interstellar extinction law of Rieke & Lebofsky (1985) with $A_V = 30$ mag, except for “A” whose spectrum corresponds more likely to $A_V = 14$ mag. So “A” is a foreground star. For each fit, the presumed temperature and radius (in solar radius unit R_{\odot}) of the emitting region are noted down. “B” is a cluster of resolved stars in the J, H and K' images, but is unresolved in the ISOCAM images. So for its photometry in the near infrared, we integrated the flux density over a circle surrounding the four stars of this cluster. “D” and “E” are at the edge of the dust cloud showed in the LW3 image (see Fig. 4), it may explain that they are less attenuated in the J, H and K' bands than the others stars and thus that their flux densities are below the fit in these bands.

This infrared luminous cloud was probably the formation site of the cluster of hot stars, the LBV, and the progenitor of SGR 1806-20. For the region where these objects lie, there is excess emission at 12–18 μm , but there is no evidence of heating by the high energy SGR activity, although the observations were made only

2 hours after a soft gamma-ray burst (reported in Hurley et al. 1999).

J, H and K' bands observations of all the massive stars close to the SGR 1806-20 position show no significant flux variations greater than 0.1 magnitude over a time interval of four years. Therefore, the compact source SGR 1806-20 does not

Table 1. Chronology of the soft gamma-ray bursts and the infrared observations of SGR 1806-20 for the late 1993–1999 epoch.

X/ γ -ray	Infrared	Instrument and/or wavelenghts	References
1993 Sept 29		BATSE	Kouveliotou et al. 1993
	1993 Oct 4-5	Palomar 1.5 m; I (0.90 μ m)	Kulkarni et al. 1995
	1993 Oct 8	Hale 5 m; J (1.25 μ m), H (1.65 μ m), K (2.2 μ m), L' (3.7 μ m)	Kulkarni et al. 1995
1993 Oct 9		BATSE & ASCA	Tanaka 1993
1993 Oct 11		ASCA	Tanaka 1993
	1994 Jun 1	Hale 5 m; optical	Kulkarni et al. 1995
	1994 Jul 7	ESO/MPI 2.2 m; K' (2.15 μ m)	Chaty 1998
	1994 Jul 8	ESO/MPI 2.2 m; J (1.25 μ m), K' (2.15 μ m)	Chaty 1998
	1994 Aug 19	UKIRT ^a ; K spectrum: 2.02–2.22 μ m	van Kerkwijk et al. 1995
	1994 Oct 18	Hale 5 m; J spectrum: 1.19–1.33 μ m, H spectrum: 1.54–1.78 μ m	van Kerkwijk et al. 1995
	1995 Sept 24	JCMT ^b ; 800 μ m	Smith et al. 1997
	1995 Sept 25	JCMT ^b ; 450 μ m, 800 μ m	Smith et al. 1997
1995 Sept 30		BATSE	Kouveliotou et al. 1995
	1996 Jul 3	GSCAO ^c 1.2 m; H (1.65 μ m), K (2.2 μ m)	Castro-Tirado et al. 1998
1996 Oct 30–31		BATSE	Kouveliotou et al. 1996a
1996 Nov 5–6	1996 Nov 6	RXTE / TCS ^d 1.5 m; K (2.2 μ m)	Kouv96b ^e /C-T98 ^f
	1996 Nov 10	TCS ^d 1.5 m; J (1.25 μ m), H (1.65 μ m), K (2.2 μ m)	Castro-Tirado et al. 1998
1996 Nov 19		Ulysses & BATSE	Hurley et al. 1996
1996 Nov 23		BATSE	Hurley et al. 1996
1996 Dec 30		IPN ^g	Hurley et al. 1999
1997 Jan 24		IPN	Hurley et al. 1999
	1997 Apr 3	ISOCAM; 6.75 μ m	this paper
1997 Apr 14	1997 Apr 14	IPN/ISOCAM; 6 μ m, 7.75 μ m, 9.6 μ m, 11.35 μ m, 15 μ m	Hurley et al. 1999/this paper
	1997 July 19	ESO/MPI 2.2 m; J (1.25 μ m), H (1.65 μ m), K' (2.15 μ m)	this paper
1997 Aug 27		IPN	Hurley et al. 1999
1997 Sept 2		IPN	Hurley et al. 1999
1998 Aug 5		IPN	Hurley et al. 1999
1999 Feb 5		IPN	Hurley et al. 1999

^a United Kingdom Infrared Telescope, Mauna Kea, Hawaii

^b James Clerk Maxwell Telescope

^c German-Spanish Calar Alto Observatory

^d Carlos Sánchez Telescope, Observatorio del Teide (Canary Islands)

^e Kouveliotou et al. 1996b

^f Castro-Tirado et al. 1998

^g Interplanetary Network, consisting of BATSE, Ulysses, and KONUS-WIND

form a bound binary system with any of these massive stars. This is consistent with the magnetar model (Thompson & Duncan 1995) which can explain the bursts without accretion from a companion donor star.

According to the latest results (Hurley et al. 1999), the SGR's location appears to be closer to the cluster of giant massive stars than to the LBV. Emission from the LBV's mass ejections could be superimposed on the radio emission of the plerion, explaining the location of this star at its radio core. SGR 1806-20 appears as an isolated pulsar, whose progenitor could have been formed as a single star or in a binary system, either with the LBV or in the cluster of massive stars.

Acknowledgements. The authors are grateful to D.A. Frail for providing the VLA data, and to Richard Ogle for reading the manuscript. The authors are also grateful to the referee for very helpful comments. The ISOCAM data presented in this paper was 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.

References

- Atteia J.-L., Boer M., Hurley K., et al., 1987, ApJ 320, L105
 Castro-Tirado A.J., Gorosabel J., Hammersley P., 1998, A&A 330, 1067
 Cesarsky C.J., Abergel A., Agnese P., et al., 1996, A&A 315, L32
 Chaty S., 1998, Etude multi-longueur d'onde du microquasar GRS 1915+105 et de sources binaires de haute énergie de la Galaxie, University Paris XI
 Cooke B.A., 1993, Nat 366, 413
 Corbel S., Wallyn P., Dame T.M., et al., 1997, ApJ 478, 624
 Dieters S., Woods P., Kouveliotou C., van Paradijs J., 1998, IAU Circ. 6962
 Fender R.P., Southwell K., Tzioumis A.K., 1998, MNRAS 298, 692

- Frail D.A., Vasisht G., Kulkarni S.R., 1997, ApJ 480, L129
Golenetskii, S.V., Ilinskii, V.N., Mazets, E.P., 1984, Nat 307, 41
Hurley K., McBreen B., Rabbette M., et al., 1994, A&A 288, L49
Hurley K., Kouveliotou C., Fishman G.J., et al., 1996, IAU Circ. 6512
Hurley K., Kouveliotou C., Cline T., et al., 1999, ApJ 523, L37
Kouveliotou C., Morack J.M., Fishman G.J., et al., 1993, IAU Circ. 5875
Kouveliotou C., Fishman G.J., Meegan C.A., et al., 1995, IAU Circ. 6242
Kouveliotou C., Fishman G.J., Meegan C.A., et al., 1996a, IAU Circ. 6501
Kouveliotou C., van Paradijs J., Fishman G.J., et al., 1996b, IAU Circ. 6503
Kouveliotou C., Dieters S., Strohmayer T., et al., 1998a, Nat 393, 235
Kouveliotou C., Kippen M., Woods P., et al., 1998b, IAU Circ. 6944
Kouveliotou C., Strohmayer T., Hurley K., et al., 1999, ApJ 510, L115
Kulkarni S.R., Frail D.A., 1993, Nat 365, 33
Kulkarni S.R., Frail D.A., Kassim N.E., Murakami T., Vasisht G., 1994, Nat 368, 129
Kulkarni S.R., Mathews K., Neugebauer G., et al., 1995, ApJ 440, L61
Kulkarni S.R., Thompson C., 1998, Nat 393, 215
Laros J.G., Fenimore E.E., Klebesadel R.W., et al., 1987, ApJ 320, L111
Murakami T., Tanaka Y., Kulkarni S.R., et al., 1994, Nat 368, 127
Ott, S., Abergel A., Altieri B., et al., 1997, Design and Implementation of CIA, the ISOCAM Interactive Analysis System. In: Hunt G. and Payne H.E. (eds.) ADASS VI, ASP Conference Series 125, p.34
Rieke G.H., Lebofsky M.J., 1985, ApJ 288, 618
Smith I.A., Schultz A.S.B., Hurley K., van Paradijs J., Waters L.B.F.M., 1997, A&A 319, 923
Tanaka Y., 1993, IAU Circ. 5880
Thompson C., Duncan R., 1995, MNRAS 275, 255
van Kerkwijk M.H., Kulkarni S.R., Mathews K., Neugebauer G., 1995, ApJ 444, L33
van Paradijs J., Waters L.B.F.M., Groot P.J., et al., 1996, A&A 314, 146
Vasisht G., Frail D.A., Kulkarni S.R., 1995, ApJ 440, L65

IX.3 Observations supplémentaires et conséquences de nos travaux

La position de SGR 1806-20 obtenue par Hurley et al. (1999*e*) a récemment été confirmée par l'observation de cet objet avec Chandra qui donne $\alpha = 18^h 08^m 39.32^s$ et $\delta = -20^\circ 24' 39.5''$ (en J2000) avec une précision de $0,3''$ pour chaque coordonnées (Kaplan et al. à paraître). SGR 1806-20 est donc bien situé à $14''$ du cœur radio du pléïon qui lui est associé, ce qui détruit les arguments assurant l'association par une coïncidence spatiale parfaite. Cela renforce la possibilité que SGR 1806-20 ne soit pas la source de ce reste de supernova, et qu'alternativement il soit né dans l'amas d'étoiles que nous avons observé, dont le centre est situé à $7''$ (correspondant à $0,5$ pc pour une distance de $14,5$ kpc) de celui-ci. A partir de cette position très précise, Eikenberry et al. (2001*b*) recherchent dans l'infrarouge une contrepartie possible du SGR, variable en luminosité, parmi les trois étoiles faibles situées dans le cercle d'erreur de cette position.

L'article que nous avons écrit a ouvert de nouvelles perspectives sur les SGRs dans la recherche de leurs conditions environnantes. Il a donné l'idée à Vrba et al. (2000) d'observer plus attentivement les deux contreparties supposées d'un autre soft gamma-ray repeater, SGR 1900+14. En soustrayant le flux des deux étoiles supergéantes M5 situées près de la position de SGR 1900+14, ils ont découvert un amas d'étoiles de grandes masses, similaire à celui que nous avons trouvé. La proximité d'une telle région d'étoiles récemment formées est peut-être ainsi le berceau naturel de formation des étoiles à neutrons particulières émettant des sursauts gamma. L'étude approfondie des autres SGRs apportera peut-être la confirmation de ceci.

Troisième partie

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Résultats apportés par cette étude

Le fil conducteur des travaux que je viens de présenter est l'étude de l'environnement de diverses sources de rayonnement à haute énergie de notre Galaxie : deux microquasars et un soft gamma-ray repeater (SGR). La base de ces travaux est l'observation de ces objets dans le domaine infrarouge moyen, encore peu connu car difficilement explorable depuis les instruments au sol. Les capacités inégalées du satellite ISO, et en particulier l'imagerie et la photométrie avec la caméra infrarouge ISOCAM, ont permis d'obtenir des données inédites sur ces objets et d'apporter ainsi de nouvelles informations, complémentaires de ce qui était connu ou ouvrant de nouvelles perspectives de recherche.

La première des sources étudiées est GRS 1915+105, microquasar étrange par la grande diversité de ses comportements. Les images obtenues avec ISOCAM montrent une source ponctuelle de luminosité infrarouge variable. Les observations ont été effectuées lors de deux états particuliers de cette source.

En avril 1996, la source était dans un état X "High/Soft", c'est à dire présentant un flux important dans les X mous (2–10 keV) et pratiquement nul dans les X durs (20–100 keV). Au moment de son observation avec ISOCAM, GRS 1915+105 semble être passé par une phase de sursauts, d'après les flux mesurés simultanément en infrarouge proche par Mahoney et al. (1997). Le manque de simultanéité avec les observations aux autres longueurs d'onde ne permet pas de savoir si ces sursauts ont aussi eu lieu dans ces domaines, mais cela a probablement perturbé l'émission en infrarouge moyen qui ne peut être modélisée de façon simple. Cependant il ressort des flux ISOCAM qu'il existe en infrarouge moyen une composante émettrice supplémentaire à celle non thermique responsable de l'émission de l'infrarouge proche.

En octobre 1997, GRS 1915+105 était dans un état "plateau", qui précède des éjections superluminiques observées dans les images radio du VLA et sous la forme de sursauts radio géants (Fender et al. 1999a). Cet état semble préparatoire à ces éjections majeures. Il est caractérisé par des flux radio et X constants, importants en radio et faibles en X mous, et surtout par un spectre radio inversé, c'est-à-dire d'indice spectral α (avec $S_\nu \propto \nu^\alpha$) nul ou faiblement positif, indiquant l'émission synchrotron d'un jet compact optiquement épais. On soupçonne que l'émission de celui-ci se prolonge jusque dans l'infrarouge, ce qui est possible d'après les flux ISOCAM. Ceux-ci indiquent aussi la présence d'une composante supplémentaire, thermique, et probablement émise par de la poussière. C'est le résultat le plus important montré par le flux de GRS 1915+105 en infrarouge moyen : l'existence de poussières entourant le système binaire et chauffées par son activité. Cette hypothèse est renforcée par les récentes observations X avec Chandra, qui nécessitent une composante froide absorbant le rayonnement. La poussière entourant GRS 1915+105 pourrait jouer ce rôle.

J'ai aussi participé à la recherche de traces à grande échelle de l'interaction des jets émis par GRS 1915+105 avec le milieu interstellaire. Cette étude dans les domaines centimétrique, millimétrique, infrarouge moyen et infrarouge proche, parue dans Chaty et al. (2001), de deux sources IRAS situées symétriquement à 60 pc de GRS 1915+105, contreparties possibles de ces interactions, n'est pas concluante. Les observations ne montrent pas une association claire avec GRS 1915+105, mais ne la contredisent pas non plus, en particulier par la comparaison avec les observations de l'extrémité de W50, nébuleuse radio déformée par les jets de la binaire X SS 433.

Le système formé par le microquasar SS 433 et la nébuleuse W50 est un ensemble complexe qui a fait l'objet d'une multitude d'observations et de modélisations souvent contradictoires, depuis sa découverte à la fin des années 1970. J'ai donc commencé par effectuer une revue des connaissances sur cet objet, nécessaires pour comparer les résultats de mon étude dans l'infrarouge à ceux obtenus dans les autres longueurs d'onde.

Les observations de la binaire X SS 433 à différentes périodes, en spectroscopie entre 2 et 12 μm avec ISOPHOT et en photométrie entre 4 et 18 μm avec ISOCAM, montrent pour la première fois que son émission est de type free-free dans la transition entre les régimes optiquement mince (à moins de 4 μm) et optiquement épais (au delà de 12 μm). Cette émission provient d'un vent dense de matière, similaire à celui des Wolf-Rayet (WR) par son spectre et son importante perte de masse de l'ordre de $10^{-4} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$. Ainsi SS 433 serait la deuxième binaire X connue, après Cygnus X-3, qui contient une étoile Wolf-Rayet. Son spectre dans l'infrarouge moyen est compatible avec celui d'une WR de type WN8. J'ai examiné les différentes géométries possibles du vent de cette WR, selon les modèles développés pour SS 433 et pour Cygnus X-3, qui sont compatibles avec l'estimation de la taille de la région émettant dans l'infrarouge moyen. La photométrie de SS 433 dans l'infrarouge lointain avec ISOPHOT révèle de plus la présence de poussières à une température de ~ 30 K. Celle-ci peut être le reste d'un précédent stade d'évolution de l'étoile compagnon de l'objet compact, comme elle peut être aussi la conséquence des actuelles éjections de matières par le vent dense. En effet, le taux de perte de masse dans les jets relativistes émis par la binaire X, estimé à $\sim 10^{-7} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$, est largement insuffisant pour évacuer la matière apportée par ce vent. Celle-ci doit donc s'échapper en débordant du disque d'accrétion, comme cela a été suggéré par Zwitter et al. (1991), Fabrika (1993) et Kotani et al. (1996) dans différents modèles comparés aux observations présentées ici. Ces dernières renforcent les récentes observations dans le domaine radio d'émissions équatoriales presque perpendiculaires à la direction des jets (Paragi et al. 1999; Blundell et al. 2001).

J'ai ensuite étudié la nébuleuse W50 entourant SS 433, probable reste de supernova dont la forme allongée est interprétée comme la déformation de la coquille sphérique initiale par les jets relativistes émis par la source centrale. Les images ISOCAM ont permis de cartographier à 15 μm le Nord-Est de la partie centrale de W50, une petite partie du lobe Est à l'endroit d'un nœud d'émission X, et presque tout le lobe occidental de la nébuleuse.

Les images prises dans le côté oriental ne montrent aucune émission particulière à 15 μm et aucune corrélation avec celles des domaines radio et X, que ce soit dans la partie centrale ou à l'endroit du nœud X. Ceci n'est pas étonnant car la partie centrale a probablement été vidée de sa matière lors de l'explosion de la supernova, et le lobe oriental est décrit comme un milieu peu dense et faiblement émetteur en radio comparé à celui du lobe occidental (Dubner et al. 1998). Le nœud X, coïncidant avec la présence dans le visible d'un filament, est interprété comme un lieu de choc avec le reste de supernova, accélérant les particules du jet relativiste qui émettent alors du rayonnement synchrotron très énergétique dans les X, mais celui-ci ainsi que le filament ne sont pas observés à 15 μm avec la sensibilité d'ISOCAM.

La cartographie du lobe occidental montre des régions d'émission à 15 μm qui sont alignées avec la direction du jet relativiste, prévue par le modèle cinématique à partir de l'observation des jets radio à petite échelle, et vue en X sous la forme d'un lobe à grande échelle. La région la plus éloignée de SS 433 coïncide avec l'émission radio de l'extrémité occidentale de W50. Ces régions

correspondent à des nœuds infrarouges observés avec IRAS à 12, 25, 60 et 100 μm (Band 1987) et la résolution spatiale d'ISOCAM permet de révéler leur structure. Celle-ci consiste en une émission diffuse parsemée de "points chauds" ponctuels ou non. A l'endroit de ces nœuds infrarouge, dont l'émission au delà de 60 μm est thermique, on observe aussi une émission moléculaire de nuages de CO de mêmes formes, situés à la même distance de la Terre que W50, ce qui renforce l'hypothèse que ces émissions infrarouges sont bien situées dans la nébuleuse et ne sont pas des simples superpositions sur la ligne de visée. Le lobe observé dans les X durs et mous, dont la nature thermique ou non n'a pas encore été déterminée, n'est que partiellement en coïncidence spatiale avec le nœud infrarouge le plus proche de SS 433, et son émission diffuse s'affaiblit dans les X mous et disparaît dans les X durs à l'endroit où la deuxième grande région d'émission infrarouge commence. L'interprétation de ces nœuds est encore incertaine, car la nature thermique ou non de leur émission à 15 μm n'est pas encore établie par manque d'observations dans des longueurs d'ondes voisines. L'émission observée peut être due à des régions de poussières chauffées par des étoiles jeunes encore enfouies dans leurs nuages moléculaires de naissance, et traversées ou non par le jet relativiste qui pourrait aussi chauffer ces poussières par les collisions de ses particules énergétiques avec la matière plus dense des nuages. Mais cette émission en infrarouge moyen pourrait aussi être de nature synchrotron venant des particules très énergétiques du jet, réaccélérées par des chocs avec le milieu dense du lobe occidental, et qui perdraient leur énergie sous forme de rayonnement synchrotron dans les X puis dans l'infrarouge au fur et à mesure de la distance parcourue dans le milieu dense. De nouvelles observations dans plusieurs longueurs d'onde de l'infrarouge proche pour repérer des zones de chocs ou de formation d'étoiles, et en millimétrique pour cartographier entièrement la région des nuages moléculaires, pourront peut-être permettre de conclure sur la nature des régions observées en infrarouge moyen, et permettre éventuellement une meilleure compréhension des mécanismes d'émission des jets à grande échelle de cet objet.

A partir de ces observations de SS 433 / W50, j'ai comparé brièvement les phénomènes communs aux microquasars et aux radiogalaxies et quasars, et j'ai donné des pistes de recherches sur les analogies et différences entre les jets relativistes galactiques et extragalactiques.

Enfin le dernier objet étudié est le soft gamma-ray repeater SGR 1806-20, dont l'environnement a été observé à l'aide d'images en J, H et K, et d'images ISOCAM de 4 à 18 μm . A l'époque de ces observations, une des hypothèses décrivait les SGRs comme des systèmes binaires entre une étoile à neutrons et une étoile compagnon particulière, responsable par son interaction avec l'étoile à neutrons des émissions γ de ces objets sous forme de sursauts répétitifs et aléatoires. Cette hypothèse était grandement soutenue par l'association possible de SGR 1806-20 avec une "Luminous Blue Variable" qui a été contredite par la suite. Mais il s'avère que les SGRs sont des étoiles à neutrons isolées, soit fortement magnétisées ($B > 10^{14}$ G) selon la théorie des magnetars, soit en interaction avec le milieu interstellaire dense environnant. Les images en infrarouge de l'environnement de SGR 1806-20 ont révélé la présence d'un amas d'étoiles jeunes et très lumineuses, donc probablement massives, encore enfouies dans leur nuage de naissance, et qui est peut-être aussi le lieu de naissance de ce SGR (Fuchs et al. 1999). Cet environnement particulier est peut-être une des clés de la formation de ces étoiles à neutrons particulières qui émettent des sursauts γ . En effet, mes travaux ont conduit Vrba et al. (2000) à découvrir près d'une autre de ces sources, SGR 1900+14, un amas d'étoiles similaire à celui que j'ai découvert

dans l'environnement de SGR 1806-20.

Les émissions de l'infrarouge moyen venant des sources de rayonnement à haute énergie de notre Galaxie sont donc de nature très diverses. Dans certains cas, elles sont thermiques, caractérisant une étoile, ou révélant la présence de poussières chauffées par le rayonnement non thermique de haute énergie des sources compactes ou par des étoiles de leur environnement. Dans d'autres cas, ces émissions peuvent aussi être non thermiques, prolongement des émissions de plus basses énergies comme le rayonnement synchrotron radio optiquement épais des jets compacts des microquasars, ou bien prolongement des rayonnements de hautes énergies émis par les particules ultra-relativistes des jets. Le domaine infrarouge n'est donc pas facile à interpréter par sa position à la croisée des phénomènes de hautes énergies et ceux de basses énergies coexistant dans la plupart des sources que nous avons étudiées.

Perspectives de recherche

Parmi les objets de mon étude, la nébuleuse W50 et la nature de ses interactions avec les jets relativistes émis par SS 433 sont ce qui reste le plus intrigant. Comme je l'ai décrit au chapitre VI, je suis engagée dans divers projets d'observation de cette nébuleuse. Dans le domaine X nous allons soumettre une proposition d'observation dans le cadre du deuxième appel d'offre du satellite XMM-Newton, dont les résolutions spatiales et spectrales devraient permettre de déterminer la nature exacte des lobes X s'étalant à l'intérieur de W50. Dans le domaine infrarouge, je vais soumettre des propositions d'observations des points chauds ISOCAM, afin de repérer d'éventuelles traces de chocs, ou des régions d'étoiles récemment formées. Dans le domaine millimétrique, je compte cartographier le lobe occidental de W50, de façon à connaître l'étendue des nuages moléculaires coïncidant avec les nœuds infrarouges. Je voudrais aussi étudier plus précisément les cœurs de ces nuages à l'aide des émissions de divers traceurs de chocs. J'élaborerai des propositions d'observation dans ce sens aux prochains appels du SEST et de l'IRAM.

Il sera aussi très intéressant dans un futur un peu plus lointain, d'étudier les émissions que le satellite INTEGRAL pourra repérer, dans SS 433 comme dans GRS 1915+105 et d'autres binaires X. L'intervalle des énergies détectées par ce satellite devrait permettre de combler le manque d'informations sur l'émission γ des binaires X, dont on ne connaît pas la fréquence maximale d'émission. J'espère avoir l'opportunité de travailler sur des données INTEGRAL dans le cadre de la continuité de ma collaboration avec les chercheurs du Service d'Astrophysique de Saclay, Félix Mirabel et Jacques Paul.

De plus j'ai examiné dans le chapitre VII les analogies entre les microquasars et les quasars et radiogalaxies. Le rapprochement des phénomènes observés dans les cas particuliers que sont SS 433, 3C273 et M87, est un domaine que je suis curieuse d'étudier. Je souhaiterais ainsi poursuivre mes recherches dans la perspective permanente de comparaison des jets galactiques et extragalactiques, afin de bénéficier des progrès des connaissances dans chacun de ces domaines pour l'appliquer à l'autre domaine.

Le fait de continuer à étudier les jets des binaires X et des galaxies actives de façon multi-longueurs d'ondes me paraît essentiel à la compréhension de leurs mécanismes d'émission d'énergie et d'accélération des particules. Mais ces observations doivent se faire en parallèle avec le développement des théories sur ces sujets. Je compte ainsi collaborer au développement de modèles avec des théoriciens, en particulier Hélène Sol du Laboratoire de l'Univers Théorique (LUTH) de l'Observatoire de Paris-Meudon, et l'équipe de Guy Pelletier au Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG).

Quatrième partie

ANNEXES

Annexe A

Coordonnées des sources étudiées

Source	coordonnées célestes (J2000.0)	coordonnées galactiques	incertitude	référence
GRS 1915+105	$\alpha = 19\text{h } 15\text{m } 11,545\text{s}$ $\delta = +10^\circ 56' 44,0''$	$l = 45,40^\circ$ $b = -0,29^\circ$		Mirabel et Rodríguez (1994)
SGR 1806-20	$\alpha = 18\text{h } 08\text{m } 39,32\text{s}$ $\delta = -20^\circ 24' 39,5''$	$l = 9.996^\circ$ $b = -0.242^\circ$	$0,3''$ $0,3''$	Kaplan et al. (à paraître)
SS 433	$\alpha = 19\text{h } 11\text{m } 49,6\text{s}$ $\delta = +04^\circ 58' 58''$	$l = 39,69^\circ$ $b = -2,24^\circ$		Margon (1984)

Annexe B

Traitement des données

B.1 Traitement des images ISOCAM	169
B.1.1 ISOCAM	169
B.1.2 Le principe de la réduction des données	169
B.1.3 La construction d'une carte à grande échelle	178
B.1.4 La photométrie et la correction de couleur	178
B.2 Traitement des données ISOPHOT	179
B.2.1 Filtres larges	179
B.2.2 Spectres	180

Cette annexe explique brièvement le principe du travail de traitement des données que j'ai effectué pendant ma thèse. Ceci a été réalisé sous IDL, en utilisant les logiciels spécifiques des instruments du satellite infrarouge ISO.

B.1 Traitement des images ISOCAM

B.1.1 ISOCAM

La caméra infrarouge ISOCAM est l'un des quatre instruments embarqués à bord du satellite Européen ISO (Infrared Space Observatory). Elle est constituée de deux chaînes indépendantes, l'une pour les courtes longueurs d'onde ($2,5 - 5,5 \mu\text{m}$), l'autre pour les plus grandes longueurs d'onde ($4 - 18 \mu\text{m}$), arrivant chacune à un détecteur de 32 par 32 pixels. La description de cette caméra ISOCAM a été faite de manière détaillée dans l'article de Cesarsky et al. (1996). Lors de mon travail de thèse, j'ai réduit et étudié les données prises avec les filtres à large bande de la chaîne correspondant aux plus grandes longueurs d'onde (LW).

B.1.2 Le principe de la réduction des données

Le but de cette partie n'est pas de décrire en détails les théories et les algorithmes rattachés au traitement de données d'ISOCAM, cela a été fait par Starck et al. (1999), mais de donner

les étapes de cette réduction, telles que je les ai appliquées lors de ma thèse, et d'expliquer succinctement les difficultés particulières que j'ai pu rencontrer.

Les données brutes d'ISOCAM sont sous la forme d'une série d'images prises par la caméra au cours d'une observation. Elles forment donc un cube: 2 dimensions pour chaque image et 1 dimension représentant la succession des images, donc l'évolution dans le temps de ce qui est vu par la caméra. Dans une observation, on donne à l'instrument une configuration (résolution spatiale, filtre, etc...), on enregistre une série d'images sur une position du ciel, puis tout en gardant la même configuration on change de position et on enregistre une autre série d'images; on recommence ainsi de façon à constituer une mosaïque avec les positions des images, pour avoir le champ de vue total désiré observé avec une certaine redondance spatiale. L'image finale sera le résultat d'un moyennage des images par position et d'une reconstitution de la mosaïque.

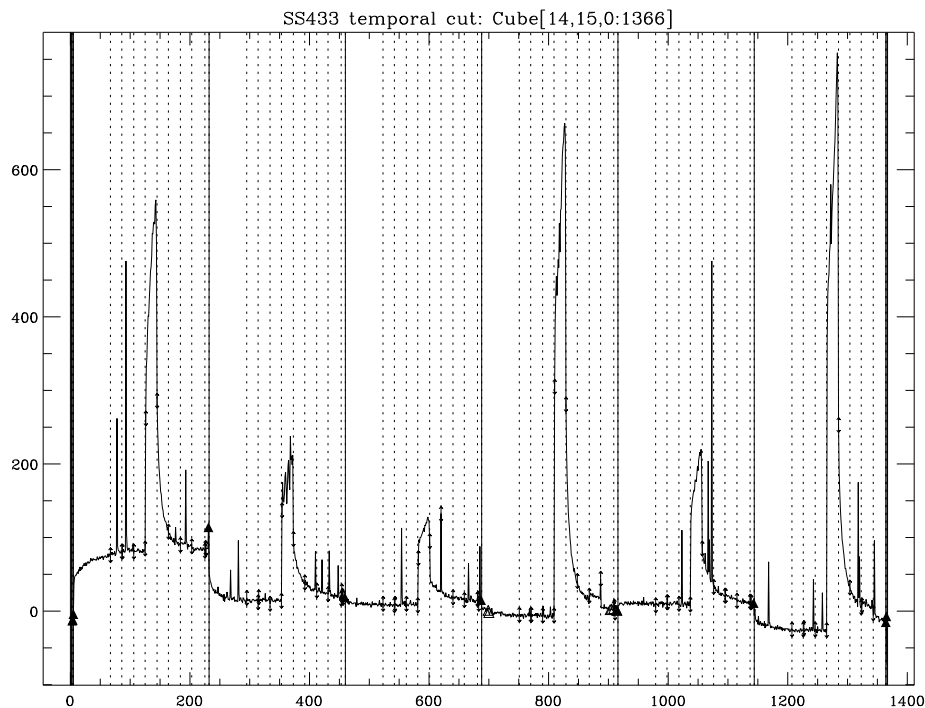


FIG. B.1 – Variation temporelle du flux d'un pixel dans un cube de données: flux bruts mesurés au pixel (14,15). Les traits pointillés correspondent aux changements de position du pointage de l'instrument. Les traits pleins correspondent aux changements de configuration de la caméra, principalement les changements de filtre, dans l'ordre: LW3, LW7, LW9, LW6, LW8, LW4 (cf l'annexe D).

Le traitement des images d'ISOCAM a été réalisé avec deux logiciels équivalents: CIA¹ (Cam Interactive Analysis, Delanay et al. 2000), le logiciel officiel, et CIR (Cam Interactive Reduction, référence à venir) qui s'est développé ces deux dernières années au service d'Astro-

1. The ISOCAM data presented in this paper was analysed using "CIA", a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium. The ISOCAM Consortium is led by the ISOCAM PI, C. Cesarsky, Direction des Sciences de la Matière, C.E.A., France.

physique de Saclay, grâce à Pierre Chanial et René Gastaud. CIR possède les mêmes programmes que CIA, ré-écrits de façon plus efficace. Leur utilisation passe par les mêmes étapes de réduction des données, la différence étant le moment où s’effectue la séparation entre les fichiers correspondant aux observations avec des filtres différents. Par la suite, je décris donc le déroulement du traitement des données en indiquant les différences entre ces deux logiciels.

Récupération des données brutes : il s’agit de créer le cube d’images auquel on va appliquer les programmes de traitement d’image. Dans CIA, à partir du fichier de données brutes récupéré dans les archives et correspondant à une observation d’ISOCAM, on commence par séparer les données suivant le filtre utilisé (quand il y a plusieurs filtres dans une observation). Chaque cube créé correspond ainsi à un filtre. On utilise la commande interactive `x slicer`. Avec CIR, le cube d’images que l’on crée correspond à toutes les images d’une observation, les filtres se succédant, y compris les prises de vue de transition entre deux configurations de la caméra (cf figure B.1). On utilise pour cela la commande `read_xcisp` de CIR.

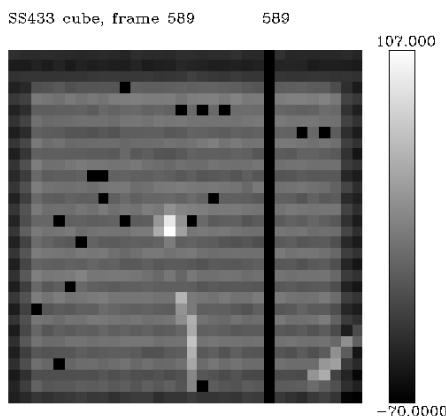


FIG. B.2 – Exemple de données ISOCAM brutes: l’observation de SS433, image brute obtenue avec le filtre LW9. La source ponctuelle centrale est SS433. On remarque l’aspect strié régulier dû au courant d’obscurité, et des “zig-zags” lumineux dus à des rayons cosmiques. La colonne numéro 23 de la caméra étant inutilisable, elle est toujours masquée (ici en noir) par défaut.

Courant d’obscurité : les images brutes d’ISOCAM ont un aspect strié régulier d’une ligne à l’autre (cf figure B.2) dû au courant d’obscurité de la caméra. La correction de cet effet (cf figure B.3) utilise un modèle développé par Biviano et Sauvage, pris par défaut quand on lance la commande `corr_dark` de CIA, ou avec `correct_dark_model` de CIR. Pendant cette étape, l’unité des images est normalisée en ADU/Gain/s (Analog-to-Digital Units).

Rayons Cosmiques : Pendant chaque prise d’image par ISOCAM, des rayons cosmiques traversent le détecteur de la caméra et provoquent des trainées ou des impacts sur les images, correspondant souvent à de très grandes valeurs de flux sur les pixels touchés (cf figure B.3).

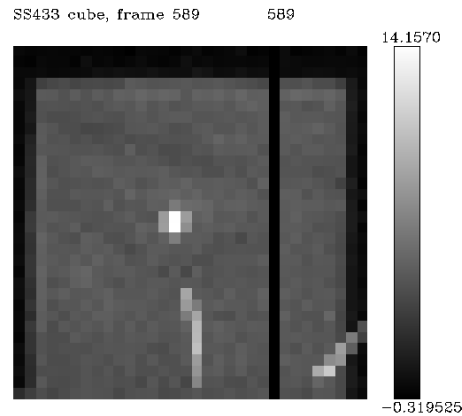


FIG. B.3 – Exemple d’une image ISOCAM après correction du courant d’obscurité (filtre LW9).

Ces effets, d’importance et de durée variables, rendent ces pixels provisoirement inutilisables pour l’étude de l’image. La plupart de ces effets sont corrigés par une méthode non linéaire appelée “Multiresolution Median Transform”, qui masque ces pixels (cf figure B.4) le temps qu’il faut, et que l’on appelle par les commandes `deglitch` (option par défaut dans CIA) et `correct_glitch_mr` (CIR).

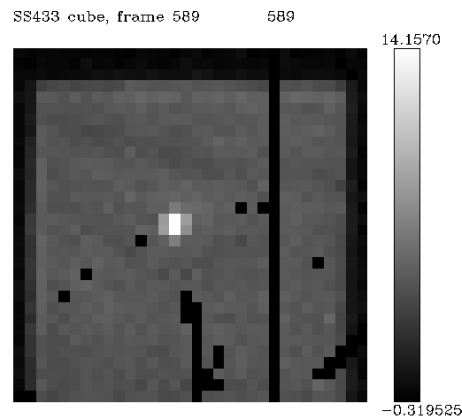


FIG. B.4 – Exemple d’une image ISOCAM (filtre LW9) après correction des traces dues aux rayons cosmiques qui ont été masquées (en noir).

Cette méthode, bien qu’elle soit la plus efficace, a cependant la faiblesse de confondre les sources fortes ponctuelles de l’image avec des rayons cosmiques. Si on essaye de jouer sur ses paramètres, alors la correction devient insatisfaisante. J’ai choisi de garder les paramètres par défaut en exécutant cette étape, puis de vérifier à l’œil les sources ponctuelles

des images et de les démasquer lorsque le programme l'avait fait par erreur. Une autre faiblesse de cette méthode est de ne pas masquer durablement les pixels lorsque le rayon cosmique a été si fort qu'il a changé le niveau du pixels sur de nombreuses poses d'affilées. Il faut alors masquer manuellement ce pixel sur toute la durée de sa perturbation.

Phénomènes transitoires : La réponse d'un pixel recevant de la lumière n'est pas immédiate et dépend fortement de l'illumination précédente. Un pixel met ainsi beaucoup de temps pour atteindre sa valeur stabilisée, ce qui, en pratique, n'est jamais réalisé à cause de la grande limitation en temps pour les observations. A chaque changement de pointage de l'instrument, les pixels reçoivent un flux de lumière différent de la position précédente, et on observe alors pour chacun un phénomène de transition d'un niveau de flux à l'autre. Une méthode appelée Fouks-Schubert, du nom de ses développeurs, corrige cet effet transitoire, en ramenant à sa valeur stabilisée d'après le modèle, le flux d'un pixel sur toutes les images prises dans une position. Cette méthode est très efficace, sauf dans le cas de sources fortes ponctuelles, où lors de la montée de flux, le flux corrigé se ramène à celui sans correction au bout de quelques enregistrements d'images (cf figure B.5). Mais à défaut de mieux, et mis à part les données concernant SGR 1806-20 où je n'ai pas utilisé de correction à ce niveau, c'est cette méthode que j'ai employée avec la commande `correct_transient_fs` de CIR. De plus, les descentes de flux qui suivent l'observation d'une source forte par un pixel sont parfois mal corrigées par la méthode Fouks-Schubert, avec l'apparition d'un rebond (cf figure B.5) ou d'un plus grand creux, et il a fallu masquer les pixels en questions jusqu'à leur retour à un niveau de fond de ciel.

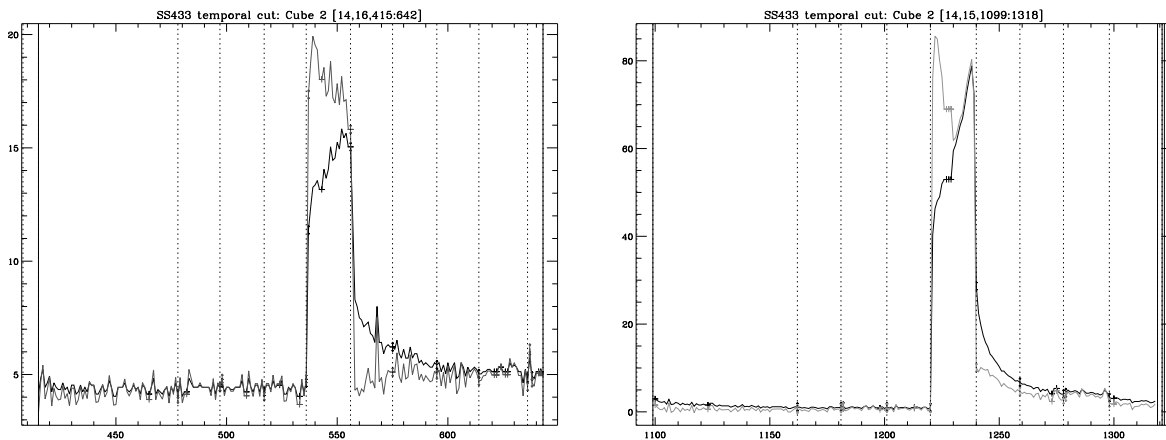


FIG. B.5 – Exemple de correction des phénomènes transitoires : en noir le flux avant correction et en gris le flux après correction par la méthode Fouks-Schubert. A gauche : l'évolution du flux du pixel (14,16) de l'observation de SS433 avec le filtre LW9. La source est vue une fois par le pixel, et son flux n'étant pas très fort dans ce filtre, la correction est satisfaisante. A droite : l'évolution du même pixel de l'observation de SS433 avec le filtre LW4, pour lequel le flux est suffisamment fort pour ne pas être bien corrigé, que ce soit à la montée ou à la descente.

Le point délicat pour l'utiliser est d'obtenir une image dite stabilisée comme image de référence pour le début des calculs du programme. Pour cela, j'ai chaque fois coupé du cube les premières images (dites de stabilisation) enregistrées dans l'observations (une à plusieurs dizaines), et j'ai créé une image de référence, résultat de la médiane d'une partie

des images restant dans la première position de l'observation. C'est ici que la particularité de CIR ressort, car la correction des phénomènes transitoires est d'autant meilleure qu'elle s'applique à de nombreuses images successives, d'où l'intérêt d'avoir gardé un cube de données complet de l'observation et de le corriger en une fois, les images des derniers filtres de l'observation étant mieux corrigées que celles des premiers.

Séparation des différents filtres : Cette étape a lieu à ce moment du traitement d'images dans le cas où on utilise le logiciel CIR. Il s'agit d'extraire du cube de données obtenu avec les étapes précédentes un cube de données pour chaque filtre utilisé lors de l'observation. On utilise le programme interactif `xslice` pour sélectionner le filtre voulu, ce qui permet aussi de se débarrasser des images intermédiaires entre chaque configuration. La suite du traitement d'image concerne alors individuellement chacun de ces nouveaux cube de données et est donc spécifique à chaque filtre.

Masque manuel des bords : La caméra ISOCAM possède plusieurs lentilles correspondant à des résolutions spatiales différentes, et deux types de miroirs utilisés suivant la résolution spatiale choisie. La combinaison des deux a pour conséquence, dans la plupart des cas, l'éclairage partiel du récepteur. Les pixels non ou mal éclairés, situés sur les bords de la matrice réceptrice (cf les figures B.2 à B.4), ne sont pas valides pour l'étude scientifique des images, et laissent des traces sombres sur l'image mosaïque reconstruite; il faut donc les masquer (cf figure B.6). Ceci dépend de chaque observation donc ne peut être fait automatiquement. Il faut donc les masquer manuellement, le plus souvent par lignes ou colonnes entières (les premières et/ou les dernières pour le petit miroir avec la lentille donnant 3'' par pixel) et quelque fois les coins (grand miroir avec la lentille donnant 6'' par pixel).

Correction de champ plat ("flat field") : L'image d'un champ uniformément éclairé n'est pas uniforme, à cause de l'ensemble des éléments qui constituent l'instrument. Il faut corriger cet effet et estimer la réponse à un champ plat (cf figure B.6). Pour cela, la méthode dite automatique utilise le fait qu'un point du ciel est vu par plusieurs pixels du détecteur au cours de l'observation avec un filtre et une configuration donnés. Ceci est vrai dans le cas de sources ponctuelles clairsemées sur le fond du ciel, comme dans une grande partie des observations que j'ai étudiées. Les commandes `corr_flat` avec l'option "auto" de CIA, et `correct.flat.auto` de CIR corrigent donc l'effet de flat field, en l'appliquant par défaut à chaque médiane (ou éventuellement moyenne) des images sur chaque position, que l'on a créé auparavant en exécutant la commande `reduce` avec l'option "median" (ou "mean"). Si un pixel "voit" trop souvent une ou plusieurs sources par rapport au fond du ciel, il peut être biaisé et ressortir de façon anormale dans le flat field. Il faut alors masquer ce pixel au niveau de l'image médiane, et construire l'estimation du champ plat qui ne prendra alors pas en compte ces positions pour ce pixel.

Correction de la distortion et création de la mosaïque : Il existe une distortion dans le champ de vue des détecteurs d'ISOCAM, principalement due aux positions hors axe de la caméra par rapport à l'axe du télescope, et des miroirs et lentilles dirigeant la lumière dans l'instrument. Cet effet a été mesuré pour les lentilles donnant les résolutions spatiales de 3'' par pixel et 6'' par pixel (il est trop faible pour celle de 1,5'' par pixel) et est corrigé, si nécessaire, par défaut dans la construction de l'image finale, avec les programmes

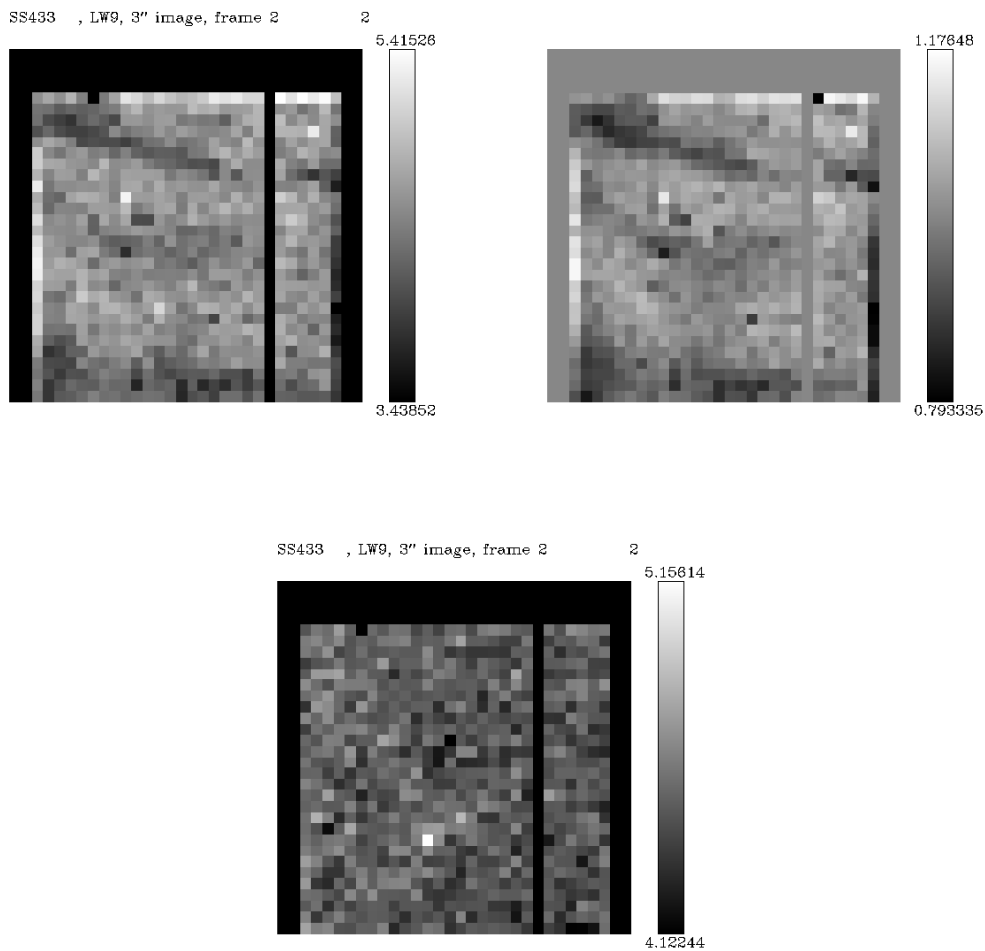


FIG. B.6 – *Exemple de correction de champ plat. En haut et à gauche : image résultat de la médiane des images de la position correspondante de la caméra lors de l’observation de SS433 avec le filtre LW9 (SS433 n’est pas dans le champ de vue de cette position). On remarque l’aspect apparemment irrégulier du fond du ciel. En haut et à droite : image du champ plat de l’observation avec le filtre LW9, construit avec la méthode “automatique” (cf texte). Les irrégularités de flux sont dues à l’ensemble de l’instrument d’observation. En bas : image médiane correspondant à celle ci-dessus à gauche, obtenue après application de la correction de champ plat. Le fond du ciel est alors logiquement beaucoup plus uniforme.*

calib_raster avec l’option “raster” de CIA, et project_raster_distortion de CIR. Cette dernière étape consiste en la projection, sur l’image mosaïque finale, des différentes images médianes, correspondant chacune à une position dans le ciel, en tenant compte de l’astrométrie de celles-ci (cf figure B.7).

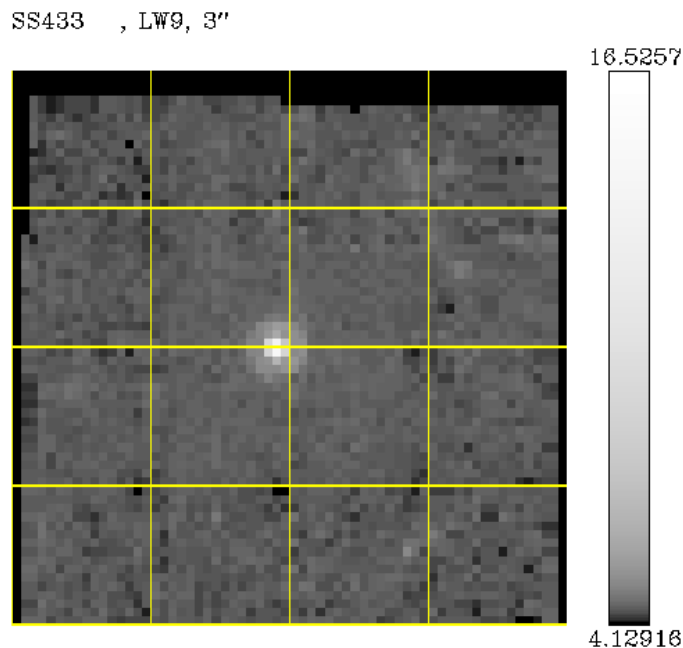
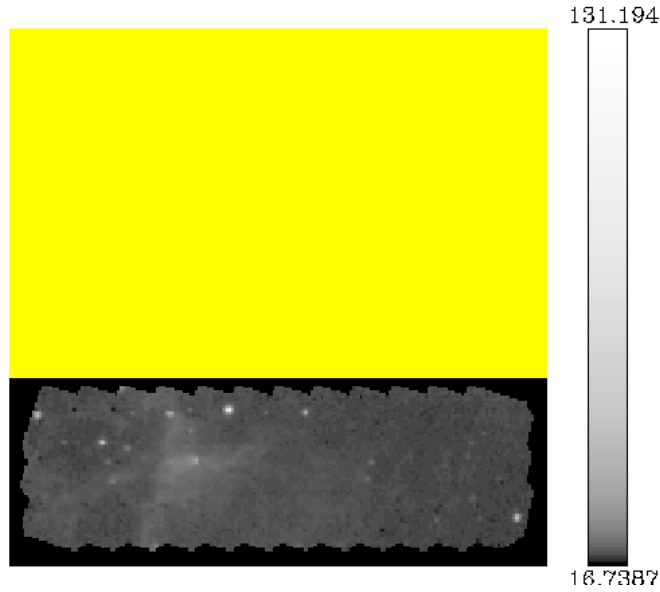


FIG. B.7 – Exemple de mosaïque constituant l'image finale du traitement avec CIA/CIR. Chaque position prise par l'instrument lors de cette observation de SS433 avec le filtre LW9 est marquée avec un cadre blanc correspondant au contour de la plaque CDD de la caméra. Ici il y a 3×3 positions différentes, chacune décalée de 16 pixels (une demi-largeur de la caméra) par rapport à la suivante. L'échelle de dégradés de gris est ici prise logarithmique pour faire ressortir le fond du ciel.

Correction des phénomènes transitoires à long terme : Dans le cas d'observations particulièrement longues, c'est à dire dans mon cas comportant un très grand nombre de positions différentes, un effet de transition à long terme dans la réponse individuelle des pixels devient visible sur la mosaïque finale, et est particulièrement gênant lorsque l'on veut étudier le fond du ciel. Pour tenir compte de cet effet à long terme, Marc-Antoine Miville-Deschênes a mis au point un ensemble de programme de réduction de données appelé SLICE, qui utilise la redondance spatiale de la mosaïque (Miville-Deschênes et al. 2000). Le programme permet d'estimer une première fois le champ plat, de calculer et de modéliser l'effet à long terme, de corriger cet effet avec le résultat du calcul ou avec le modèle selon ce qui donne le meilleur résultat, de recommencer ces deux étapes si le résultat n'est pas satisfaisant, puis de calculer le champ plat et de corriger ses effets, et enfin de reconstituer la mosaïque. Il faut jouer avec les différentes méthodes d'estimation du champ plat et les paramètres des calculs pour optimiser les corrections. SLICE est aussi très pratique pour corriger les traces restantes des phénomènes transitoires à courts termes (dus à des rayons cosmiques ou à des sources fortes) mal corrigés dans les étapes précédentes. Les options

“bad_pixels” et “fill” sélectionnent les sources, les distinguent de des pixels défailants, effectuent les corrections et remettent les sources en place. Puis, une dernière vérification manuelle est nécessaire pour replacer les quelques sources oubliées.

SS433_P8, LW9, 6"



, LW9, 6"

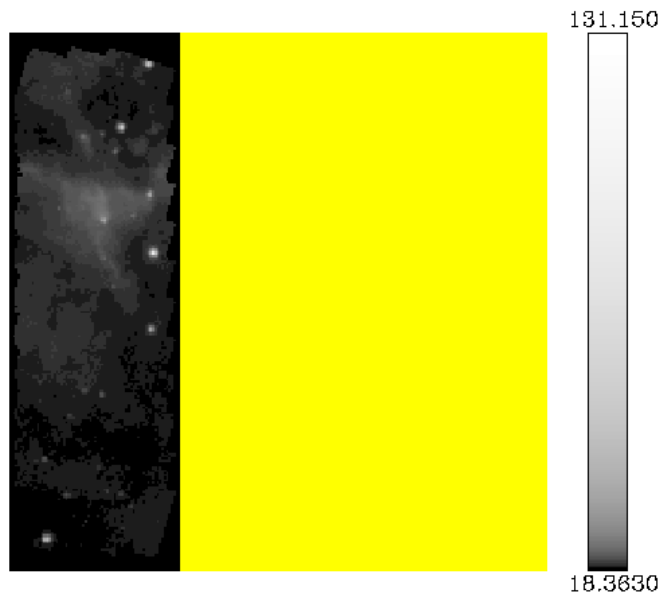


FIG. B.8 – Exemple de correction des phénomènes transitoires à long terme lors de l’observation d’une partie de la nébuleuse W50. En haut : image avant correction. En bas : après correction avec SLICE qui oriente automatiquement l’image selon ses coordonnées célestes.

B.1.3 La construction d'une carte à grande échelle

Lorsque le champ de vue que l'on souhaite observer est vraiment étendu, et nécessiterait un trop grand nombre de pointages (et donc un temps très long) pour une seule observation, on doit diviser ce champ de vue en plusieurs parties, chacune correspondant à une observation indépendante des autres. C'est la stratégie qui a été adoptée pour l'observation de la nébuleuse W50, qui a ainsi été cartographiée sur une grande partie de son lobe occidental ($\sim 1^\circ \times 30'$). Pour obtenir une image montrant le champ de vue total, il faut recomposer les images obtenues pour chaque partie dans une seule grande image. Pour cela on crée une image "vide" de référence, suffisamment grande et contenant l'astrométrie correspondant à la partie du ciel observée, puis on projète les images individuelles sur cette image de référence, en utilisant le programme **projection** de CIA. Les images ISOCAM de la partie occidentale de la nébuleuse W50 ayant été prises à plusieurs jours d'écart, il a fallu, avant de les projeter, ajuster leurs fonds de ciel par rapport à l'une des images prise comme référence.

B.1.4 La photométrie et la correction de couleur

La photométrie des sources ponctuelles sur les images ISOCAM a été effectuée avec le programme interactif **Xphot** de CIA. Son utilisation consiste à : sélectionner la source ponctuelle; sélectionner la méthode de photométrie, j'ai utilisé celle qui corrige le flux en tenant compte de la fonction de réponse impulsionnelle (Point Spread Function PSF) de chaque filtre à chaque résolution spatiale; sélectionner un rayon d'ouverture, suffisamment grand pour englober la source mais qui ne dépasse pas trop sur le fond du ciel ou sur des sources éventuelles proches; déterminer la valeur du fond du ciel à soustraire, les sources étant à chaque fois peu nombreuses par rapport à l'image totale qui elle même était suffisamment peu étendue pour que la variation spatiale du fond du ciel soit négligée (les mesures photométriques ont toujours été effectuées sur des petites mosaïques et non sur les grandes de la nébuleuse W50), la méthode calculant la médiane du fond du ciel a été choisie; et enfin exécuter le programme avec tous ces éléments.

Il a fallu ensuite appliquer une correction de couleur sur les flux obtenus, car les flux résultant du traitement de données d'ISOCAM ont pour convention par défaut de considérer que le flux observé par l'instrument suit une loi spectrale en $\lambda S_\lambda = \nu S_\nu = C^{rte}$ c'est à dire $S_\nu \propto \nu^{-1}$, ce qui est loin d'être le cas de toutes les sources. Cette correction de couleur s'effectue en utilisant le programme **corr_colour** de CIA, qui calcule le coefficient de correction de couleur, à partir du filtre de la mesure et soit de la température du corps noir représentant la source, soit de la valeur de l'indice spectral si une loi de puissance est plus adaptée, soit une répartition spectrale d'énergie donnée. Il faut ensuite diviser le flux mesuré par ce coefficient pour obtenir le flux corrigé. Enfin on peut appliquer un "dérougissement" c'est à dire tenir compte de l'absorption du milieu interstellaire nous séparant de la source (cf l'annexe suivante).

Il est à noter que pour les sources que j'ai étudiées, l'absorption du milieu interstellaire est suffisamment grande pour que le flux arrivant sur l'instrument soit très déformé par celle-ci. Il a donc fallu en premier modéliser l'émission de la source, rougir la répartition spectrale de flux ainsi obtenue, pour l'utiliser comme référence dans **corr_colour**. Ceci n'a donc pu se faire que

dans un deuxième temps, après une analyse rapide des données dérougées sans cette correction de couleur.

La précision de la photométrie avec ISOCAM est assez faible, elle est estimée à 30% pour les sources faibles et 20% pour les sources fortes.

B.2 Traitement des données ISOPHOT

(extrait de Fuchs et al. en préparation)

B.2.1 Filtres larges

SS433 was observed at 12, 25, and 60 micron with ISOPHOT (Lemke et al. 1996), the photometer on-board the Infrared Space Observatory (Kessler et al. 1996). The measurements at 12 and 25 micron were performed in triangular chopped mode, i.e. the line-of-sight is switched periodically between SS433 and two background positions placed symmetrically at $\pm 120''$ from the source. At 60 micron only one background position was selected at $180''$ from SS433.

The data reduction was performed using the ISOPHOT Interactive Analysis Software Package V9.1 (PIA, Gabriel et al. 1997). After corrections for non-linearities of the integration ramps an 8-point signal pattern was created from each observation by overplotting and averaging the basic blocks of the observation (the repeated background+source cycles). For details see Abraham et al. (2001). The signals of the patterns were transformed to a standard reset interval of 1/4 sec, and an orbital dependent dark current was subtracted. The signals were corrected for non-linearities of the detectors by applying the signal linearization corrections as available in March 2001. From the patterns a [source-background] difference signal was then extracted. In most cases the measured difference signal underestimates the real signal due to short term detector transients, therefore a correction was applied for signal loss. This correction is a function of the chopping frequency and the measured difference signal. The flux calibration of the 12 and 60 micron measurements was performed by comparison with the on-board fine calibration source (FCS) which was also measured in chopped mode. At 25 micron the detector's actual sensitivity could be reliably predicted from the orbital position of the observation, and an orbital dependent default responsivity was applied. Finally the derived flux densities were corrected for the finite size of the aperture by using the standard correction values. Colour corrections were applied for each measurement.

The flux uncertainty at 25 micron is estimated to be better than 30%. At 12 micron the selected aperture of $18''$ was smaller than the standard one in which the ISOPHOT calibration programme was executed. At 60 micron the actual responsivity of the detector can deviate significantly from an average default figure, and its value had to be derived from the accompanying FCS measurement, introducing an additional uncertainty factor. Due to these issues the accuracies of the 12 and 60 micron measurements are expected to be more in the 30-50% range.

B.2.2 Spectres

Low resolution mid-infrared spectra of SS433 were obtained on 1996 Nov. 3, 1997 Apr. 11, 1997 Apr. 17, and 1997 Apr. 23, with the ISOPHOT-S sub-instrument. The spectra covered the 2.5–4.9 and 5.9–11.7 μm wavelength ranges with a spectral resolution of about 0.1 μm . The observations were performed in triangular chopped mode with two background positions located at $\pm 90''$. The orientation of the chopping direction on the sky depends on the date of observation and it was different for each spectrum. The dwelling time per chopper position was 128 sec, and each measurement consisted of 4 OFF1–ON–OFF2–ON cycles and lasted 2048 sec.

The ISOPHOT-S data were reduced in three steps:

(1) we used the Phot Interactive Analysis (PIA, Gabriel et al. 1997) software V9.0.1 to filter out cosmic glitches in the raw data and to determine signals (in V/s) by performing linear fits to the integration ramps. After a second deglitching step, performed on the signals, a dark current value appropriate to the orbital position of the individual signal was subtracted. Then we averaged all non-discarded signals to derive a signal per chopper step.

(2) An [ON–OFF] signal averaged for the whole measurement was determined by applying a 1-dimensional Fast Fourier Transformation algorithm (for the application of FFT methods for ISOPHOT data reduction see Haas et al. 2000).

(3) The [ON–OFF] difference signals were calibrated by applying a signal dependent spectral response function dedicated to chopped PHT-S observations (ISO Handbook Vol. 5 Sect. 5.2.6, Laureijs et al., http://www.iso.vilspa.esa.es/manuals/HANDBOOK/V/pht_hb/pht_hb.html).

In order to verify our data reduction scheme (which is not completely standard due to the application of the FFT algorithm) and to estimate the level of calibration uncertainties, we reduced HD184400, an ISOPHOT standard star observed in a similar way as SS433. The results are very consistent with the model prediction of the star, and we estimate that the systematic uncertainty of our calibration is not worse than 10%.

Concerning the degradation of the SWS spectra to the PHT-S spectral resolution we took the PHT-S spectra from the Archive, i.e. they were processed by the SWS pipeline (officially Off-Line Processing = OLP) version 9. The convolution to the PHT-S spectral resolution was performed with IDL routines available on the VILSPA home page at http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl_lib/PHT_list.html (2nd from top: "SWS vs PHT-S Convolution Tool") written by B. Schulz.

Annexe C

Dérouillage des données et modélisations simples

C.1 Les lois d'absorption

L'infrarouge a l'avantage d'être moins absorbé que le visible par la matière du milieu interstellaire, mais il l'est quand même de façon non négligeable et variable suivant la longueur d'onde. Il faut donc corriger le flux observé f_{obs} en connaissant l'absorption à la longueur d'onde donnée A_λ selon la formule: $f_{corr} = f_{obs} e^{0,4A_\lambda}$. Le domaine de l'infrarouge moyen avait assez peu été étudié à cause de l'absorption importante de l'atmosphère terrestre, mais depuis le lancement de satellites comme IRAS et surtout ISO, les observations se sont multipliées, et il a fallu parallèlement développer les lois d'absorption sur cet intervalle de longueur d'onde, qui se contentait de valeurs moyennes du coefficient d'extinction dans les filtres larges M ($3,4 \mu\text{m}$) et N ($5 \mu\text{m}$).

Une loi parfois citée est celle de Rieke et Lebofsky (1985) mais elle ne comporte que quelques valeurs tous les $0,5 \mu\text{m}$ entre 8 et $13 \mu\text{m}$. La loi de référence est celle de Draine (1989) qui prend en compte un mélange standard de graphites et silicates. Cependant, concernant le centre galactique, Lutz et al. (1996) a déduit d'observations ISOSWS une loi qui diffère de celle de Draine (1989) entre $2,5$ et $8,5 \mu\text{m}$. Dans cet intervalle, alors que d'après cette dernière, le coefficient d'absorption A_λ/A_V descend de la valeur $\sim 0,075$ à $\sim 0,015$ à son minimum pour remonter à $\sim 0,10$ à $9,7 \mu\text{m}$, celui de la loi de Lutz et al. (1996) a une brutale rupture dans sa descente depuis l'infrarouge proche vers les plus grandes longueurs d'ondes, il ne descend qu'à $\sim 0,065$ pour rejoindre ensuite la remonté du coefficient de la loi de Draine (1989) vers $8,5 \mu\text{m}$. Selon l'absorption dans le visible des sources étudiées, la différence entre les flux corrigés avec l'une ou l'autre de ces deux lois peut être très grande et changer la forme du spectre obtenu (voir par exemple les observations de GRS 1915+105 en octobre 1997 de la figure II.6 du chapitre II).

Le problème serait simple si la loi de Lutz et al. (1996), qui par ailleurs est fiable d'après les avis de François Boulanger et Anthony Jones de l'Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay, ne s'appliquait qu'aux sources situées dans la partie centrale de notre Galaxie, c'est à dire à des longitudes galactiques éloignées de moins de $\sim 15^\circ$ du centre. Seulement il apparaît que cette loi est aussi valable pour certaines régions HII denses, et pour des objets dont le milieu environnant

est riche en carbone. La conclusion est que la loi de Draine est valable en règle générale sauf pour les cas particuliers précités.

Le problème est que nous ne savons pas si les sources qui nous intéressent dans cette étude font partie des exceptions ou non. Dans le cas de SS433, où $A_V \simeq 8$, la différence entre les résultats obtenus avec les deux lois n'est pas très grande (cf le chapitre V), mais pour GRS1915+105, où $A_V \simeq 20$, la différence des résultats est tellement grande qu'elle induit des interprétations différentes sur la nature des émissions infrarouge observées! La présence d'un milieu froid et dense, peut-être constitué de poussières, autour de cet objet implique une légère préférence pour la loi de Lutz et al. (1996). Cependant, en l'absence de plus d'informations, la prudence a voulu que je présente donc les deux possibilités.

C.2 Les modélisations simples effectuées

C.2.1 Corps noir et loi de puissance

Une fois les flux dérougés de l'absorption du milieu interstellaire et compte tenu des barres d'erreurs des flux obtenus avec ISOCAM et la largeur des filtres de cet instrument, j'ai utilisé des modèles très simples pour expliquer les émissions observées. La plupart du temps, j'ai donc utilisé des lois de puissances, ou la loi du corps noir. Dans cette dernière les paramètres sont la distance de la source D , la taille de cette source R et sa température T (cf par exemple les figures II.5 et II.6 du chapitre II)

C.2.2 Un modèle simple pour estimer la température et la masse de poussières optiquement minces

Dans les cas où les émissions infrarouge que nous avons observées pouvaient être optiquement minces et probablement dues à des poussières, j'ai appliqué un programme simple, élaboré par Eric Pantin du Service d'Astrophysique du CEA de Saclay, qui modélise l'émission de grains de poussières dans ces conditions, et permet d'estimer leur température et la masse de la région émettrice correspondante. Le principe de ce programme est décrit ci-dessous.

(extrait de Fuchs et al. en préparation)

In absence of indications on the dust composition provided by an accurate infrared spectrum of the dust, we assumed that the dust is composed of interstellar grains as described by Draine et Lee 1984. From optical constants for this material (mixture of silicates and graphite with a ratio ~ 1.1 in number of particles), one computes the mean absorption coefficients Q_{abs} of spherical particles as a function of the wavelength and the particle size using Mie theory computations (Bohren et al. 1983). Using the standard collisional size distribution i.e. $n(a)da = A.a^{-3.5}$ (Mathis et al. 1977) where the constant A ensures the proper normalization of the distribution, the flux radiated by a set of N particles at temperature T_g reads:

$$F_{nu}(\lambda) = N \int_{a_{min}}^{a_{max}} 4\pi a^2 Q_{abs}(\lambda, a) \pi B_\nu(\lambda, T_g) n(a) da \quad (C.1)$$

where a_{min} and a_{max} are the minimum and maximum sizes of the grains taken as 0.01 and 0.25 μm (Draine et Lee 1984), B_ν is the Planck function for blackbody emission per unit of frequency. In principle, the temperature depends on the grains size and one must compute it assuming an energy equilibrium, but the heating mechanism must be known. For very small grains as we have considered here, the temperature is relatively constant with the size, so we assume in the following that the temperature is constant equal to an constant temperature averaged on the size distribution. In this case, the ratio of two observed flux at two wavelength λ_1 and λ_2 reads :

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\exp\left(\frac{hc}{\lambda_1 k T_g}\right) - 1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda_2 k T_g}\right) - 1} \frac{A_1}{A_2} \quad (\text{C.2})$$

with $A_i = \int_{a_{min}}^{a_{max}} \pi a^2 Q_{abs}(\lambda_i, a) n(a) da$ $i = [1, 2]$.

Equation C.2 is then iteratively solved for T_g using the Newton-Raphson algorithm (Press et al. 1992). Then, the number of particles needed to reproduce the emission is simply :

$$N = \frac{F_1 4 \pi d^2}{\int_{a_{min}}^{a_{max}} 4\pi a^2 Q_{abs}(\lambda_1, a) \pi B_\nu(\lambda_1, T_g) n(a) da} \quad (\text{C.3})$$

where d is the distance of the object considered.

Assuming a bulk density for the mixture of 2.75 g/cm^3 , one can then evaluate the mass of dust that emits the flux F_1 .

Annexe D

Liste des filtres des observations

Filtre	plage de longueurs d'onde et/ou résolution spectrale	type (large/étroit)	instrument
J	$\lambda_c = 1,25 \pm 0,15 \mu\text{m}$	étroit	Télescope ESO/MPI 2,2 m
H	$\lambda_c = 1,65 \pm 0,15 \mu\text{m}$	étroit	Télescope ESO/MPI 2,2 m
K	$\lambda_c = 2,2 \pm 0,2 \mu\text{m}$	étroit	Télescope ESO/MPI 2,2 m
K'	$\lambda_c = 2,15 \pm 0,16 \mu\text{m}$	étroit	Télescope ESO/MPI 2,2 m
LW1	4 – 5 μm $\lambda_{ref} = 4,5 \mu\text{m}$	large	ISOCAM
LW2	5 – 8,5 μm $\lambda_{ref} = 6,7 \mu\text{m}$	très large	ISOCAM
LW3	12 – 18 μm $\lambda_{ref} = 14,3 \mu\text{m}$	très large	ISOCAM
LW4	5,5 – 6,5 μm $\lambda_{ref} = 6,0 \mu\text{m}$	large	ISOCAM
LW5	6,5 – 7 μm $\lambda_{ref} = 6,8 \mu\text{m}$	large	ISOCAM
LW6	7 – 8,5 μm $\lambda_{ref} = 7,7 \mu\text{m}$	large	ISOCAM
LW7	8,5 – 10,7 μm $\lambda_{ref} = 9,6 \mu\text{m}$	large	ISOCAM
LW8	10,7 – 12 μm $\lambda_{ref} = 11,3 \mu\text{m}$	large	ISOCAM
LW9	14 – 16 μm $\lambda_{ref} = 14,9 \mu\text{m}$	large	ISOCAM
LW10	8 – 15 μm $\lambda_{ref} = 12 \mu\text{m}$	large	ISOCAM
PHT-P1	$\lambda_{ref} = 11,5 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 11,89 \mu\text{m}$ $\Delta\lambda = 6,51 \mu\text{m}$	large	ISOPHOT
PHT-P2	$\lambda_{ref} = 25 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 23,81 \mu\text{m}$ $\Delta\lambda = 9,18 \mu\text{m}$	large	ISOPHOT
PHT-C100_60	$\lambda_{ref} = 60 \mu\text{m}$ $\lambda_c = 60,8 \mu\text{m}$ $\Delta\lambda = 23,9 \mu\text{m}$	large	ISOPHOT
PHT-SS	2,47 – 4,87 μm FWHM ^a $\simeq 0,0445 \mu\text{m}$	étroit (spectromètre)	ISOPHOT
PHT-SL	5,84 – 11,62 μm FWHM ^a $\simeq 0,0949 \mu\text{m}$	étroit (spectromètre)	ISOPHOT

^a Full Width at Half Maximum

Annexe E

Liste des acronymes

AGN : Active Galactic Nuclei, Noyau Actif de Galaxie

al : année lumière, $1 \text{ a.l.} = 9,4605 \cdot 10^{15} \text{ m}$

ASM : All-Sky Monitor, instrument à bord du satellite RXTE chargé de la surveillance du ciel (80% couvert toutes les 90 minutes) à $\sim 2 - 10 \text{ keV}$ avec une résolution spatiale de $0,2^\circ \times 1^\circ$ (cf http://xte.mit.edu/xte_pulse.html).

ASCA : Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics, satellite X japonais comprenant 4 télescopes focalisant le rayonnement sur 2 spectromètres imageurs à gaz (GIS : Gas Imaging Spectrometer) et 2 spectromètres imageurs solides (SIS : Solid-state Imaging Spectrometer). Les GIS observent de $0,7 \text{ keV}$ à 10 keV avec un champ de vue circulaire de $50'$ de diamètre. Les SIS mesurent le rayonnement de $0,4 \text{ keV}$ à 10 keV sur un champ de vue de $22' \times 22'$.

cf <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/asca/asca2.html>

BATSE : Burst And Transient Source Experiment, instrument situé à bord du satellite américain Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) lancé en avril 1991 et en opération jusqu'à juin 2000, chargé de la détection et la surveillance des sources transitoires de rayonnement X dur ($> 20 \text{ keV}$).

c : vitesse de la lumière, prise dans nos calculs égale à $3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$

Chandra : satellite X américain lancé en 1999, anciennement nommé AXAF pour Advanced X-ray Astrophysics Facility, opérant entre $0,1$ et 10 keV . Il comporte une caméra à grande résolution ($\sim 0,5''$) High Resolution Camera (HRC), un spectromètre imageur Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) de résolution spectrale ($E/\Delta E$) ~ 50 , et deux spectromètres à réseau pour les basses énergies (LETG) et les hautes énergies (HETG) de résolution spectrale ($E/\Delta E$) $\sim 100-2000$.

erg : unité d'énergie, $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ Joules}$

FR : Fanaroff et Riley, classement des types de jets des radio-galaxies.

G : Gauss, $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ tesla}$

GBI : Green Bank Interferometer, interféromètre du National Radio Astronomy Observatory (NRAO) situé à Green Bank en West Virginia, comprenant trois radio-télescopes de 26 m de diamètre effectuant des mesures aux fréquences 8.3 GHz (X-band) and 2.25 GHz (S-band) avec une largeur de 35 MHz et une résolution spatiale de respectivement $\sim 3''$ et $\sim 11''$ (cf <http://www.gb.nrao.edu/fgdocs/gbi/gbint.html>).

GRS : Gamma-Ray Source

IRAS : InfraRed Astronomical Satellite, satellite infrarouge américain dont la mission dura 10 mois en 1983. Il a observé de 8 à 120 μm dans quatre bandes photométriques larges centrées sur 12, 25, 60 et 100 μm , sous forme d'images de résolution angulaire pouvant aller de 0,5' à 12 μm à 3' à 100 μm . Il pouvait observer des sources avec des limites de détection de l'ordre de 0,5 Jy à 12, 25 et 60 μm , et 1,5 Jy à 100 μm , et une précision de positionnement de $\sim 20''$. A bord d'IRAS il y avait aussi un spectromètre (Low Resolution Spectrometer LSR) opérant entre 8 et 22 μm , et un détecteur (Chopped Photometric Channel CPC) pour former des mosaïques, mais qui n'a pas bien fonctionné.
cf <http://space.gsfc.nasa.gov/astro/iras/intro.html>

ISO : Infrared Space Observatory, satellite infrarouge de l'Agence Spatiale Européenne, lancé en novembre 1995 et ayant duré 29 mois, comportant 4 instruments à son bord: une caméra infrarouge (ISOCAM), un photo-polarimètre (ISOPHOT), un spectromètre basses longueurs d'onde (SWS) et un spectromètre grandes longueurs d'onde (LWS).
cf: http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl_lib/mission.html

ISOCAM : Infrared Space Observatory Camera, caméra infrarouge embarquée à bord d'ISO, couvrant la plage 2.5–18 μm .

ISOPHOT : Infrared Space Observatory Photo-polarimeter, photo-polarimètre embarqué à bord d'ISO, opérant de 2,5 à 240 μm .

ISOSWS : Infrared Space Observatory Short-Wavelength Spectrometer, spectromètre basses longueurs d'onde embarqué à bord d'ISO, allant de 2,4 à 45 μm .

JD : Julian Day c'est à dire jour Julien qui a une valeur entière à 12h00 TU (Temps Universel).

Jy : Jansky, $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$

L_{\odot} : Luminosité Solaire, $1 L_{\odot} = 3,826.10^{26} \text{ J.s}^{-1}$

LBV : Luminous Blue Variable, étoile lumineuse bleue et variable (cf WR).

LW : Long Wavelength, nom des filtres de la chaîne à grande longueurs d'ondes de la caméra infrarouge ISOCAM, leur liste est données dans l'annexe D.

mas : milli-arcsecond, milliseconde d'angle

M_{\odot} : Masse Solaire, $1 M_{\odot} = 1,989.10^{30} \text{ kg}$

Mopra : radiotélescope australien constitué d'une antenne de 22 m, situé sur le Roc de Mopra à 500 km au nord-ouest de Sydney. Il opère entre 85 et 115 GHz ou entre 64 et 250 MHz. Il fait

partie de l’Australia Telescope National Facility (ATNF) qui regroupe d’autres antennes australiennes pour former un interféromètre.

cf <http://newt.phys.unsw.edu.au/~ramesh/intro.htm>

MERLIN : Multi-Element Radio Linked Interferometer Network, réseau de radiotélescopes répartis en Grande Bretagne et géré par le Jodrell Bank Observatory. Il opère à des fréquences allant de 151 MHz à 24 GHz. A 5 GHz sa résolution spatiale est meilleurs que 50 millisecondes d’angle.

cf <http://www.jb.man.ac.uk/merlin/>

MJD : Modified Julian Day, jour Julien modifié selon la relation $MJD = JD - 2400000.5$ donc a une valeur entière à 00h00 TU (Temps Universel).

pc : parsec, $1 \text{ pc} = 3,085678.10^{16} \text{ m}$

R_☉ : Rayon Solaire, $1 R_{\odot} = 6,9599.10^8 \text{ m}$

ROSAT : satellite X allemand, en fonctionnement de juin 1990 à février 1999, comprenant les instruments : Position Sensitive Proportional Counters (PSPC), High Resolution Imager (HRI) et Wide Fiels Camera (WFC).

cf <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/rosat3.html>

RSG : Red SuperGiant, étoile supergéante rouge

RXTE : Rossi X-Ray Timing Explorer, satellite américain X lancé le 30 décembre 1995, comportant deux instruments pointant un champ de vue de 1°, le Proportional Counter Array (PCA) couvrant la partie basse énergie (2 – 60 keV) du rayonnement X, et le High Energy X-ray Timing Experiment (HEXTE) couvrant la partie haute énergie (15 – 250 keV), ainsi que le All-Sky Monitor (ASM) chargé de la surveillance du ciel à $\sim 2 - 10 \text{ keV}$.

cf <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/XTE.html>

SEST : Swedish-ESO Sub-millimetre Telescope, radiotélescope de 15 m de diamètre, opérant entre 70 et 365 GHz, situé à La Silla au Chili.

cf <http://www.LS.eso.org/lasilla/Telescopes/SEST/SEST.html>

SGR : Soft Gamma-ray Repeater, source répétitive de sursauts gamma mous, voir le chapitre VIII

SN : SuperNova

SNR : SuperNova Remnant, Reste de SuperNova

SS : Stephenson et Sanduleak, objet de leur catalogue

TJD : Truncated Julian Day, jour Julien tronqué par rapport au MJD selon la relation $TJD = MJD - 40000$

u.a. : unité astronomique, $1 \text{ u.a.} = 1,49598.10^{11} \text{ m}$

- VLA** : Very Large Array, radio-interféromètre américain du National Radio Astronomy Observatory (NRAO) situé dans la plaine de San Augustin à l'ouest de Socorro au Nouveau Mexique, constitué de 27 antennes mesurant chacune 25 m de diamètre et disposées en forme de "Y". Il existe 4 configurations pour ces antennes selon leur espacement, et les bandes d'observations du VLA vont de 74 MHz à 50 GHz (400 à 0,7 cm).
cf <http://www.aoc.nrao.edu/vla/html/vlahome/vlaoverview.html>
- VLBA** : Very Long Baseline Array, série de 10 radiotélescopes chacun constitué d'une antenne de 25 m de diamètre, répartis sur le territoire des USA, aux îles Vierges et à Hawaï de façon à constituer un interféromètre géant. La meilleure résolution spatiale possible est inférieure à la milliseconde d'angle, et les fréquences observées appartiennent à neuf bandes allant de 330 MHz à 43 GHz.
cf <http://www.aoc.nrao.edu/vlba/html/vlbahome/overview.html>
- VLBI** : Very Long Baseline Interferometer, réseau interférométrique de radiotélescopes répartis dans toute l'Europe et quelques uns en Asie, géré par le European VLBI Network (EVN). Il utilise 18 antennes individuelles pendant 4 périodes de l'année (les sessions "VLBI") de 3 à 4 semaines chacune.
cf <http://www.nfra.nl/jive/evn/evn.html>
- WC** : Wolf-Rayet Carbon type, étoile Wolf-Rayet (WR) de type carbone, étape succédant à l'étape WN et correspondant donc à une WR déjà très évoluée.
- WN** : Wolf-Rayet Nitrogen-type, étoile Wolf-Rayet (WR) de type azote, première étape des WR.
- WNE** : Wolf-Rayet Nitrogen Early-type, étoile Wolf-Rayet azote (WN) de type "précoce" ou évolué, fin de l'étape WN.
- WNL** : Wolf-Rayet Nitrogen Late-type, étoile Wolf-Rayet azote (WN) de type "tardif" ou peu évolué, début de l'étape WN.
- WR** : Wolf-Rayet, étoile évoluée en fin de vie, caractérisée par un fort vent stellaire chaud, qui correspond à des pertes de matière de l'ordre de $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ et se traduit par des raies d'émission atomiques fortes et larges. D'après Crowther et al. (1995III) les séquences d'évolution possibles des WR sont : $O \rightarrow Of \rightarrow WNL + \text{abs} \rightarrow WN7 (\rightarrow WNE) \rightarrow WC \rightarrow SN$ ou $O \rightarrow LBV$ ou $RSG \rightarrow WN8 \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN$.
- XMM-Newton** : satellite X européen lancé en décembre 1999, opérant entre 0,1 et 15 keV. Le télescope a une réponse impulsionnelle de 6'' de largeur à mi-hauteur, un champ de vue de 30' et une résolution spectroscopique de $(E/dE) \sim qq10 - qq100$. Il possède un spectromètre opérant entre 0,1 et 15 keV et un autre de plus grande résolution spectrale entre 0,35 et 2,5 keV (Reflection Grating Spectrometers RGSs)

Annexe F

Liste des publications

Revue à Comité de Lecture:

Articles en 1^{er} auteur :

- *ISO observations of the environment of the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20*
Fuchs Y., Mirabel I.F., Chaty S., Claret A., Cesarsky C.J., Cesarsky D.A .
Astronomy and Astrophysics, v.350, p.891-899 (1999)

Articles en collaboration :

- *A search for possible interactions between ejections from GRS 1915+ 105 and the surrounding interstellar medium*
 Chaty S., Rodríguez L.F., Mirabel I.F., Geballe T.R., **Fuchs Y.**, Claret A., Cesarsky C.J.,
 Cesarsky D.
Astronomy and Astrophysics, v.366, p.1035-1046 (2001)

Autres Publications et Communications:

- *A 2.4 – 80 μm spectrophotometric study of SS433 with ISO*
Fuchs Y., Koch-Miramond L. et Abraham P.
 dans “Neutron Stars in Supernova Remnants”, (ASP Conference Proceedings à paraître),
 eds P. O. Slane and B. M. Gaensler.
- *ISO’s view of SS433 Jet Interactions with Interstellar Medium*
Fuchs Y.
 Proceedings of Semaine de l’Astrophysique Française, meeting held in Lyon, France, May
 28-June 1st, 2001, Eds.: Societe Française d’Astronomie et d’Astrophysique, to be publi-
 shed by EDP-Sciences, Conference Series.
- *Mid-Infrared observations of GRS 1915+105 and SS433*
Fuchs Y., Mirabel I.F. and Ogle R.N.

Proceedings of the Third Microquasar Workshop: Granada Workshop on galactic relativistic jet sources (avec comité de lecture)
dans "Microquasars", Astrophysics and Space Science 276 (suppl.), p.99-100, 2001, eds. A.J. Castro-Tirado, J. Greiner, J.M. Paredes, Kluwer.

– *Soft Gamma-ray Repeaters in Clusters of Massive Stars*

Mirabel I.F., **Fuchs Y.** and Chaty S.

AIP Conference Proceedings 526: "Gamma Ray Burst 5th Huntsville Symposium", Huntsville, Alabama, USA, Oct. 18-22, p.814-817, 1999

– *ISOCAM preliminary results on the environment of the Soft Gamma-ray Repeater SGR 1806-20*

Fuchs Y., Mirabel F., Chaty S. et al.

Proceedings of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998. Eds.: J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay).

Bibliographie

Articles utilisés dans toute la thèse

- Ábrahám P. et al. 2001, Proc. of the conference “The calibration legacy of the ISO mission” (ESA SP-481, Ed. L. Metcalfe), in press
Analysis of ISOPHOT chopped observations
- Bohren, C.F. et Huffman, D.R., 1983, “Absorption and scattering of light by small particles”, eds. Wiley interscience
- Cesarsky C.J., et al., 1996, **A&A** 315, L32–L37
ISOCAM in flight
- Delanay M. et ISOCAM Interactive Analysis Team, 2000, **Document ESA** Reference Number SAI/96–5226/Dc; disponible à <http://www.iso.vilspa.esa.es/archive/software/>
ISOCAM Interactive Analysis User’s Manual Version 4.0
- Draine B.T. et Lee H., 1984, **ApJ** 285, p.89
Optical properties of interstellar graphite and silicate grains
- Draine B.T., 1989, dans Proc. 22nd ESLAB Symp. on IR Spectroscopy in Astronomy, ed. B.H. Kaldeich, ESA SP-290, p.93–98
Interstellar extinction in the infrared
- Gabriel C. et al., 1997, Proc. of the ADASS VI conference Eds.: G. Hunt, H.E. Payne, **ASP Conf.Ser.** 125, p.108
The ISOPHOT Interactive Analysis PIA, a Calibration and Scientific Analysis Tool
- Haas M., Müller S.A.H., Chini R., et al., 2000, **A&A** 354, p.453–466
Dust in PG quasars as seen by ISO
- Kessler M.F., Steinz J.A., Anderegg M.E. et al., 1996, **A&A** 315, L27–L31
The Infrared Space Observatory (ISO) mission
- Lemke D., Klaas U., Abolins J. et al., 1996, **A&A** 315, L64–L70
ISOPHOT - capabilities and performance.
- Lutz D., Feuchtgruber H., Genzel R., et al., 1996, **A&A** 315, L269–L272
SWS observations of the Galactic center

- Mathis J.S., Rumpl W. et Nordsieck K.H., 1977, **ApJ** 217, p.425–433
The size distribution of interstellar grains
- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., Cordier B., Paul J. et Lebrun F., 1992, **Nat** 358, p.215–217
A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E1740.7-2942
- Mirabel I.F. et Rodríguez L.F., 1994, **Nat** 371, p. 46–48
A superluminal source in the Galaxy
- Mirabel I.F. et Rodríguez L.F., 1999, **RAA** 37, p.409–443
Sources of Relativistic Jets in the Galaxy
- Press W.H., Teukolsky S.A. Vetterling W.T. et Flannery B.P., 1992, “Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing”, Cambridge University Press, —c1992, 2nd ed.
- Rieke G.H. et Lebofsky M.J., 1985, **ApJ** 288, p.618–621
The interstellar extinction law from 1 to 13 microns
- Starck J.L., Abergel A., Aussel H., et al., 1999, **A&A Sup. Ser.** 134, p.135–148
ISOCAM data processing

Articles utilisés dans l'étude de GRS 1915+105

- Bailyn C.D., Orosz J.A., McClintock J.E. et Remillard R.A., 1995, **Nat** 378, p.157–
Dynamical Evidence for a Black-Hole in the Eclipsing X-Ray Nova GRO:J1655-40
- Belloni T., Mendez M., King A.R., van der Klis M. et van Paradijs J., 1997a, **ApJL** 479, L145–
 L148
An Unstable Central Disk in the Superluminal Black Hole X-Ray Binary GRS 1915+105
- Belloni T., Mendez M., King A.R., van der Klis M. et van Paradijs J., 1997b, **ApJL** 488, L109
A Unified Model for the Spectral Variability in GRS 1915+105
- Belloni T., Klein-Wolt M., Mendez M., van der Klis M. et van Paradijs J., 2000, **A&A** 355,
 p.271–290
A model-independent analysis of the variability of GRS 1915+105
- Boër M., Greiner J. et Motch C., 1996, **A&A** 305, p.835–838
The optical content of the error box of GRS 1915+105
- Castro-Tirado A.J., Brandt S. et Lund N., 1992, **IAUC** 5590
GRS 1915+105
- Castro-Tirado A.J., Brandt S. et Lund N., 1993, **IAUC** 5830
GRS 1915+105

- Castro-Tirado A.J., Geballe T. R et Lund N., 1996, **ApJ** 461, L99–L101
Infrared Spectroscopy of the Superluminal Galactic Source GRS 1915+105 During the September 1994 Outburst
- Chapuis C. et Corbel S., 2001, en préparation
- Chaty S., Mirabel I.F., Duc P.A., Wink J.E. et Rodríguez L.F., 1996, **A&A** 310, p.825–830
Infrared and millimeter observations of the galactic superluminal source GRS 1915+105.
- Chaty S., 1998, **thèse de doctorat**
Etude multi-longueurs d'onde du microquasar GRS 1915+105 et de sources binaires de haute énergie de la Galaxie
- Chaty S., Rodríguez L.F., Mirabel I.F., Geballe T.R., Fuchs Y. et al., 2001, **A&A** 366, p.1035–1046
A search for possible interactions between ejections from GRS 1915+105 and the surrounding interstellar medium
- Corbel S., 1999a, **thèse de doctorat**
Multiples facettes des étoiles compactes: distance, extinction optique et comportement multi-longueurs d'onde
- Dhawan V., Goss W.M. et Rodríguez L.F., 2000a, **ApJ** 540, p.863–868
Small-Scale Structure in Galactic H I Absorption toward GRS 1915+105
- Dhawan V., Mirabel I.F. et Rodríguez L.F., 2000b, **ApJ** 543, p.373–385
AU-Scale Synchrotron Jets and Superluminal Ejecta in GRS 1915+105
- Eikenberry S.S., Matthews K., Munro M., Blanco P.R., Morgan E.H. et Remillard R.A., 2000, **ApJ** 532, L33–L36
Faint Infrared Flares from the Microquasar GRS 1915+105
- Eikenberry S.S. et Fazio G.G., 1997, **ApJ** 475, L53–L55
Time evolution and the nature of the near-infrared jets in GRS 1915+105
- Fender R.P., Garrington S.T., McKay D.J. et al., 1999a, **MNRAS** 304, p.865–876
MERLIN observations of relativistic ejections from GRS 1915+105
- Fender R.P. et Pooley G.G., 2000, **MNRAS** 318, L1–L5
Giant repeated ejections from GRS 1915+105
- Fender R.P., 2001a, **MNRAS** 322, p.31–42
Powerful jets from black hole X-ray binaries in low/hard X-ray states
- Fender R.P., Hjellming R.M., Tilanus R.P.J. et al., 2001b, **MNRAS** 322, L23–L27
Spectral evidence for a powerful compact jet from XTE J1118+480

- Foster R.S., Waltman E.B., Tavani M. et al., 1996, **ApJ** 467, L81–L84
Radio and X-Ray Variability of the Galactic Superluminal Source GRS 1915+105
- Greiner J., Morgan E.H. et Remillard R.A., 1996, **ApJ** 473, L107–L110
Rossi X-Ray Timing Explorer Observations of GRS 1915+105
- Greiner J., Cuby J.G., McCaughrean M.J., Castro-Tirado A.J. et Mennickent R.E., 2001, **A&A** 373, L37–L40
Identification of the donor in the X-ray binary GRS 1915+105
- Harmon B.A., Paciesas W.S. et Fishman G.J., 1992, **IAUC** 5619
GRS 1915+105
- Hjellming R.M. et Rupen M.P., 1995, **Nat** 375, p.464–467
Episodic Ejection of Relativistic Jets by the X-Ray Transient GRO:J1655-40
- Hynes R.I., Mauche C.W., Haswell C.A., Shrader C.R., Cui W. et Chaty S., 2000, **ApJ** 538, L37–L40
The X-Ray Transient XTE J1118+480: Multiwavelength Observations of a Low-State Minioutburst
- Lee J.C., Schulz N.S., Reynolds C.S. et al., 2000a, **AASM** 197, 118.02
High Resolution Chandra HETG observation of microquasar GRS 1915+105
- Lee J.C., Schulz N.S., Reynolds C.S., Fabian A.C. et Blackman E.G., 2000b, Contributed talk at "X-ray Astronomy 2000" meeting, Palermo, Italy, Sept. 2000. Proceedings to be published in **ASP Conference series**, eds. R. Giacconi, L. Stella, & S. Serio
Chandra-ASCA-RXTE observations of the micro-quasar GRS 1915+105
- Mahoney W.A., Corbel S., Durouchoux Ph., Gautier T.N., Higdon J.C. et Wallyn P., 1997, Proceedings of the Fourth Compton Symposium, Eds C.D. Dermer, M.S. Strickman et J.D. Kurfess, Williamsburg, VA April 1997, **AIP Conference Proceedings** 410, p.912–916
Near-Infrared Observations of GRS 1915+ 105
- Markoff S., Falcke H. et Fender R.P., 2001, **A&A** 372, L25–L28
A jet model for the broadband spectrum of XTE J1118+480. Synchrotron emission from radio to X-rays in the Low/Hard spectral state
- Martí J., Mirabel I.F., Chaty S. et Rodríguez L.F., **A&A** 356, p.943–948
VLT observations of GRS 1915+105
- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., Martí J. et al., 1993a, **IAUC** 5774
GRS 1915+105
- Mirabel I.F., Duc P.A., Teyssier R. et Paul J., 1993b, **IAUC** 5830
GRS 1915+105

- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., Chaty S., 1996a, **ApJ** 472, L111–L114
Infrared Observations of an Energetic Outburst in GRS 1915+105
- Mirabel I.F., Bandyopadhyay R., Charles P.A., Shahbaz T., et Rodríguez L.F., 1997, **ApJ** 477, L45–L48
The Superluminal Source GRS 1915+105: A High Mass X-Ray Binary?
- Mirabel I.F., Dhawan V., Chaty S., et al., 1998, **A&A** 330, L9–L12
Accretion instabilities and jet formation in GRS 1915+105
- Morgan E.H., Remillard R.A. et Greiner J., 1997, **ApJ** 482, p.993–1010
RXTE Observations of QPOs in the Black Hole Candidate GRS 1915+105
- Nowak M.A., Wagoner R.V., Begelman M.C. et Lehr D.E., 1997, **ApJL** 477, L91–L94
The 67 HZ Feature in the Black Hole Candidate GRS 1915+105 as a Possible “Diskoseismic” Mod
- Phillips S.N., Shahbaz T. et Podsiadlowski Ph., 1999, **MNRAS** 304, p.839–844
The outburst radial velocity curve of X-ray Nova Scorpii 1994 (= GRO J1655-40): a reduced mass for the black hole?
- Pooley G., 2000, communication privée
- Rodríguez L.F. et Mirabel I.F., 1993, **IAUC** 5900
GRS 1915+105
- Rodríguez L.F., Gerard E., Mirabel I.F., Gomez Y. et Velazquez A., 1995, **ApJS** 101, p.173
Radio Monitoring of GRS 1915+105
- Rodríguez L.F. et Mirabel I.F., 1998, **A&A** 340, L47–L50
The surroundings of the superluminal source GRS 1915+105
- Sams B., Eckart A. et Sunyaev R., 1996a, **Nat** 382, p.47–49
Near-infrared jets in the galactic microquasar GRS 1915+105.
- Sams B., Eckart A. et Sunyaev R., 1996b, **IAUC** 6455
GRS 1915+105
- Strohmayer T.E., 2001, **ApJ** 554, L169–L172
Discovery of a Second High-Frequency Quasi-periodic Oscillation from the Microquasar GRS 1915+105
- Tingay S.J., Jauncey D.L., Preston R.A. et al., 1995 **Nat** 374, p.141–143
Relativistic Motion in a Nearby Bright X-Ray Source

Articles utilisés dans l'étude de SS 433 / W50

- Allen D.A., 1979, **Nat** 281, p.284–285
Infrared observations of SS433
- André P., 1987, dans “Protostars and Molecular Clouds”, édité par T. Montmerle et C. Bertout, Edition DOC CEN SACLAY 87–257 (ISBN 2-7272 0134-6), p.143–187
Radio emission from young stellar objects
- Antokhina E.A., Seifina E.V. et Cherepashchuk A.M., 1992, **Sov. Astron.** 36, p.143–146
Analysis of x-ray eclipses in SS433
- Aslanov A.A., Cherepashchuk A.M., Goranskij V.P., Rakhimov V.Y. et Vermeulen R.C., 1993, **ApJ** 270, p.200–203
Multicolour photometry of SS433 during the monitoring campaign in May/June 1987
- Band D.L., 1987, **PASP** 99, p.1269–1276
IRAS observations of SS433 and W50
- Band D.L. et Gordon M.A., 1989 **ApJ** 338, p.945–951
Millimeter wavelength observations of SS433 and its environs
- Begelman M.C., Sarazin C.L., Hatchett S.P., McKee C.F. et Arons J., 1980, **ApJ** 238, p.722–730
Beam models for SS433
- Belsole E., Sauvageot J.L., Böhringer H. et al., 2001, **A&A** 365, L188–L194
An XMM-Newton study of the sub-structure in M 87's halo
- Blundell K.M., Mioduszewski A.J., Muxlow T.W.B., Podsiadlowski P., Rupen M.P., 2001, **ApJ** 562, L79–82
Images of an Equatorial Outflow in SS 433
- Bridle A.H. et Perley R.A., 1984, **ARAA** 22, p.319–358
Extragalactic radio jets
- Brinkmann W., Kawai N. et Matsuoka M., 1989, **A&A** 218, L13–L16
SS433 – the puzzle continues
- Brinkmann W., Kawai N., Matsuoka M. et Fink H.H., 1991, **A&A** 241, p.112–126
The X-ray emission of SS433
- Brinkmann W., Aschenbach B. et Kawai N., 1996, **A&A** 312, p.306–316
ROSAT observations of the W50/SS433 system
- Bursov N.N. et Trushkin S.A., 1995, **Astron. Letter** 21, p.145–148 (Pis'ma v Astron. Zh. 21, p.163–167)
Multifrequency Observations of a Recent Radio Flare in SS433

- Celotti A., Ghisellini G. et Chiaberge M., 2001, **MNRAS** 321, L1–L5
Large-scale jets in active galactic nuclei: multiwavelength mapping
- Cherepashchuk A.M., 1981, **MNRAS** 194, p.761–769
SS 433 as an eclipsing binary
- Collins G.W. II et Newsom G.H., 1986, **ApJ** 308, p.144–151
A dynamical model for SS 433
- Collins G.W. II et Garasi C.J., 1994, **ApJ** 431, p.836–843
An analysis of the radial velocity residuals for various models of SS 433
- Cowley A.P., Schmidtke P.C., Crampton D. et Hutchings J.B., 1998, **ApJ** 504, p.854–865
Six Supersoft X-Ray Binaries: System Parameters and Twin-Jet Outflows
- Crampton D. et Hutchings J.B., 1981, **ApJ** 251, p.604–610
The SS 433 binary system
- Crowther P.A., Hillier D.J. et Smith L.J., 1995I, **A&A** 293, p.172–197
Fundamental parameters of Wolf-Rayet stars I. Ofpe/WN9 stars
- Crowther P.A., Hillier D.J. et Smith L.J., 1995II, **A&A** 293, p.403–426
Fundamental parameters of Wolf-Rayet stars II. Tailored analyses of Galactic WNL stars
- Crowther P.A., Smith L.J., Hillier D.J. et Schmutz W., 1995III, **A&A** 293, p.427–445
Fundamental parameters of Wolf-Rayet stars III. The evolutionary status of WNL stars
- Crowther P.A., Smith L.J. et Hillier D.J., 1995IV, **A&A** 302, p.457–471
Fundamental parameters of Wolf-Rayet stars IV. Weak-lined WNE stars
- Crowther P.A. et Bohannan B., 1996, **AASM** 189, 120.03
On the nature of extreme Of supergiants
- D'Odorico S., Oosterloo T., Zwitter T. et Calvani M., 1991, **Nat** 353, p.329–331
Evidence that the compact object in SS433 is a neutron star and not a black hole
- Dolan J.F., Boyd P.T., Fabrika S., et al., 1997, **A&A** 327, p.648–655
SS433 in the ultraviolet
- Dolan J.F., Hill R.F., Boyd P.T., et al., 1997, **A&A** 331, p.1037–1045
Reprocessed UV pulses from the binary companions of X-ray pulsars
- Downes A.J.B., Salter C.J. et Pauls T., 1981, **A&A** 103, p.277–287
Further radio observations of W 50 - Total intensity and linear polarization measurements at 1.7 and 2.7 GHz
- Downes A.J.B., Pauls T. et Salter C.J., 1986, **MNRAS** 218, p.393–407
The supernova remnant W50 at 5 GHz

- Dubner G.M., Holdaway M., Goss W.M., et Mirabel I.F., 1998, **ApJ** 116, p.1842–1855
A high-resolution radio study of the W50–SS 433 system and the surrounding medium
- Durouchoux P., Sood R., Oka T., et al., 2000, **Adv. Space Res.** 25, p.703–708
Jet interaction of SS 433 with the ambient medium
- Durouchoux P., 2001, communication privée
- Eikenberry S.S., Cameron P.B., Fierce B.W., et al., 2001a, **ApJ** 561, p.1027–1033
Twenty Years of Timing SS 433
- Elston R. et Baum S., 1987, **AJ** 94 (6), p.1633–1640
High-resolution radio observations of W50, the remnant associated with SS 433
- Fabian A.C., Sanders J.S., Ettore S. et al., 2000, **MNRAS** 318, L65–L68
Chandra imaging of the complex X-ray core of the Perseus cluster
- Fabrika S.N. et Bychkova L.V., 1990, **A&A** 240, L5–L7
The mass function of SS 433
- Fabrika S.N., 1993, **MNRAS** 261, p.241–245
An extended disc around SS 433
- Falcke H. et Biermann P.L., 1996, **A&A** 308, p.321–329
Galactic jet sources and the AGN connection.
- Fanaroff B.L. et Riley J.M., 1974, **MNRAS** 167, p.31–36
The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity
- Fender R.P., Hanson M.M. et Pooley G.G., 1999b, **MNRAS** 308, p.473–484
Infrared spectroscopic variability of Cygnus X-3 in outburst and quiescence
- Fender R.P., Rayner D., Norris R., Sault R.J. et Pooley G.G., 2000, **ApJ** 530, L29–L32
Discovery of Circularly Polarized Radio Emission from SS 433
- Fich M., Blitz L. et Starck A.A., 1989, **ApJ** 342, p.272–284
The rotation curve of the Milky Way to $2R_0$
- Fuchs Y., Mirabel I.F. et Ogley R.N., 2001a, dans “Microquasars”, eds. A.J. Castro-Tirado, J. Greiner, J.M. Paredes, Kluwer, **Ap&SpSci** 276, p.99–100
Mid-Infrared observations of GRS 1915+105 and SS 433
- Fuchs Y., Proceedings of Semaine de l’Astrophysique Française, meeting held in Lyon, France, May 28–June 1st, 2001b, Eds.: Societe Française d’Astronomie et d’Astrophysique, to be published by EdP-Sciences, Conference Series.
ISO’s view of SS 433 Jet Interactions with Interstellar Medium

- Fuchs Y., Koch-Miramond L. et Abraham P., 2001*c*, dans “Neutron Stars in Supernova Remnants”, **ASP Conference Proceedings** à paraître, eds P. O. Slane and B. M. Gaensler.
A 2.4 – 80 μ m spectrophotometric study of SS433 with ISO
- Fuchs Y., Koch-Miramond L., Abraham P., Pantin E. et al., en préparation
- Fukue J., Nakashima R., Arimoto J., 1997, **PASJ** 49, p.93–100
VRI Light Curves of SS 433: Photometry and Model
- Fukue J., Obana Y. et Okugami M., 1998, **PASJ** 50, p.81–88
Precessional Light Curves of SS 433
- Gaensler B.M., Green A.J. et Manchester R.N., 1998, **MNRAS** 299, p.812–824
G309.2-00.6 and jets in supernova remnants
- Geldzahler B.F. et Geller H.A., 1994, **ApJ** 420, p.655–660
Search for gamma-ray emission line from SS433. II. 1980–1989
- Giles A.B., King A.R., Cooke B.A., McHardy I.M. et Lawrence A., 1979, **Nat** 281, p.282–283
Infrared observations of SS433
- Goranskii V.P., Episov V.F. et Cherepashchuk A.M., 1998, **Astron. Rep.** 42, p.208–228 (Astron. Zh. 75, p..240–260)
Optical Variability of SS433 in 1978–1996
- Hanson M.M., Still M.D. et Fender R.P., 2000, **ApJ** 541, p.308–318
Orbital Dynamics of Cygnus X-3
- Hester J., 2000, **AASM** 197, 82.16
HST imaging of the Pulsar Wind Nebula CTB80
- van den Heuvel E.P.J., Ostriker J.P. et Petterson J.A., 1980, **A&A** 81, L7–L10
An Early-type Binary Model for SS433
- van den Heuvel E.P.J., 1981, **Vistas in Astronomy** 25, p.95–108
SS433, X-ray binaries and stellar evolution
- Hjellming R.M. et Johnston K.J., 1981*a*, **Nat** 290, p.100–107
Structure, strength, and polarization changes in radio source SS433
- Hjellming R.M. et Johnston K.J., 1981*b*, **ApJ** 246, L141–L145
An analysis of the proper motions of SS433 radio jets
- Hjellming R.M. et Johnston K.J., 1988, **ApJ** 328, p.600–609
Radio emission from conical jets associated with X-ray binaries
- van der Hucht K.A., 2001, **New Ast. Rev.** 45, p.135–232
The VIIth catalogue of galactic Wolf-Rayet stars

- Hut P. et van den Heuvel E.P.J., 1981, **A&A** 94, p.327–332
Precession and System Parameters in Early-type Binary Models for SS 433
- Jester S., Röser H.-J., Meisenheimer K., Perley R. et Conway R., 2001, **A&A** 373, p.447–458
HST optical spectral index map of the jet of 3C 273
- Katz J.I., Anderson S.F., Margon B. et Grandi S.A., 1982, **ApJ** 260, p.780–793
Nodding motions of accretion rings and disks: a short-term period in SS 433
- Kawai N., Matsuoka M., Pan H.-C. et Stewart C., 1989, **PASJ** 41, p.491–507
Ginga Observations of the X-Ray Eclipse of SS 433
- Kemp J.C., Henson G.D., Kraus D.J., et al., 1986, **ApJ** 305, p.805–813
SS 433: a 6 year photometric record
- van Kerkwijk M.H., Geballe T.R., King D.L. et al., 1996, **A&A** 314, p.521–540
The Wolf-Rayet counterpart of Cygnus X-3
- King A.R., Taam R.E. et Begelman M.C., 2000, **ApJ** 530, L25–L28
The evolutionary status of SS 433
- Kirshner R.P. et Chevalier R.A., 1980, **ApJ** 242, L77–L81
Spectrophotometry of W50: the supernova remnant around SS 433
- Koenigsberger G., Moreno E., Cantó J. et Raga A.C., 1999, dans “Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars”, **IAU Symp** 193, p.38–46
Binary interaction effects: predictions and observations
- Königl A., 1983, **MNRAS** 205, p.471–485
W50 – a stellar-wind bubble in a three-phase interstellar medium?
- Kotani T., Kawai N., Aoki T. et al., 1994, **PASJ** 46, L147–150
Discovery of the Double Doppler-Shifted Emission-Line Systems in the X-Ray Spectrum of SS 433
- Kotani T., Kawai N., Matsuoka M. et Brinkmann W., 1996, **PASJ** 48, p.619–629
Iron-Line Diagnostic of the Jets of SS 433
- Kraft R.P., Forman W., Jones C., et al., 2001, **ApJ** 531, L9–L12
A Chandra High-Resolution X-ray Image of Centaurus A
- Lamb R.C., Ling J.C., Mahoney W.A., et al., 1983, **Nat** 305, p.37–39
 γ -Ray line emission from SS 433
- López, J.A., 1997, **IAUSymp.** 180, p.197–203
Jets and Brets in Planetary Nebulae (Invited Review)

Lutz D., communication privée

Margon B., Ford H.C. et Grandi S.A., 1979, **ApJL** 233, L63–L68
Enormous periodic Doppler shifts in SS 433

Margon B., 1984, **ARAA** 22, p.507–536
Observations of SS 433

Margon B., Anderson S.F., Aller L.H. et al., 1984, **ApJ** 281, p.313–317
Rapid intensity variability in the jets of SS 433

Marshall H.L., Harris D.E., Grimes J.P. et al., 2001a, **ApJ** 549, L167–L171
Structure of the X-Ray Emission from the Jet of 3C 273

Marshall H.L., Canizares C.R. et Schulz N.S., 2001b, à paraître dans **ApJ**, astro-ph/0108206
The High Resolution X-ray Spectrum of SS 433 using the Chandra HETGS

Marshall H.L., Miller B.P., Davis D.S. et al., 2001c, à paraître dans **ApJ**, astro-ph/0109160
A High Resolution X-ray Image of the Jet in M 87

Martí J., Paredes J.M. et Peracaula M., 2001, **A&A** 375, p.476–484
Development of a two sided relativistic jet in Cygnus X-3

Mazeh T., Aguilar L.A., Treffers R.R., Königl A. et Sparke L.S., 1983, **ApJ** 265, p.235–238
Kinematics of the optical filaments in W50

McAlary C.W. et McLaren R.A., 1980, **ApJ** 240, p.853–858
Infrared spectrophotometry of SS 433

McNamara B.R., Wise M., Nulsen P.E.J. et al., 2000, **ApJ** 534, L135–L138
Chandra X-Ray Observations of the Hydra A Cluster: An Interaction between the Radio Source and the X-Ray-emitting Gas

Mirabel I.F., Claret A., Césarsky C.J., Boulade O. et Césarsky D.A., 1996b, **A&A** 315, L113–L116
ISOCAM view of high energy sources

Miville-Deschênes M.-A., Boulanger F., Abergel A. et Bernard J.-P., 2000, **A&ASS** 146, p.519–530
Optimizing ISOCAM data processing using spatial redundancy

Morel T., Marchenko S.V., Eenens P.R., et al., 1999, **AJ** 518, p.428–441
A 2.3 day variability in the apparently single Wolf-Rayet star WR 134: collapsed companion or rotational modulation?

Morris P.W., van der Hucht K.A., Willis A.J., et Williams P.M., 1998, dans “ISO’s View on Stellar Evolution”, **Ap&SpSci** 255, p.157–166
ISO’s view on massive star evolution: Neon abundances in Wolf-Rayet stars

- Morris P.W., van der Hucht K.A., Willis A.J., et al., 1999, dans “Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars”, **IAU Symp** 193, p.77–79
Neon abundances in three Wolf-Rayet stars observed with the ISO Short Wavelength Spectrometer
- Morris P.W., van der Hucht K.A., Crowther P.A., et al., 2000, **A&A** 353, p.624–640
A 0.4–20 μm spectroscopic study of the clumped wind of WR 147
- Motch C., 1998, **A&A** 338, L13–L16
The transient jet of the galactic supersoft X-ray source RX J0925.7-4758
- Murdin P., Clark D.H. et Martin P.G., 1980, **MNRAS** 193, p.135–151
The optical spectrum of SS 433
- Namiki M., Kawai N., Kotani T., Yamauchi s. et Brinkmann W., 2000, (COSPAR) **Adv. space Res.** 25, p.709–712
X-Ray Lobes of W50/SS433 System
- Neumann M., Meisenheimer K. et Röser H.-J., 1997, **A&A** 326, p.69–76
Near-infrared photometry of the jet of 3C 273
- Ogley R.N., Bell Burnell S.J. et Fender R.P., 2001, **MNRAS** 322, p.177–186
Cygnus X-3 with ISO: investigating the wind
- Owen F., Eilek J.A. et Kassim N.E., 2000, **ApJ** 543, p.611–619
M87 at 90 Centimeters: A Different Picture
- Panagia N. et Felli M., 1975, **A&A** 39, p.1–5
The Spectrum of the Free-free Radiation from Extended Envelopes
- Panferov A.A. et Fabrika S.N., 1997, **Astron. Rep.** 41, p.506–515 (Astron. Zh. 74 p.574–585)
The Optical Jets of SS 433: Physical Parameters
- Paragi Z., Vermeulen R.C., Fejes I., et al., 1999, **A&A** 348, p.910–916
The inner radio jet region and the complex environment of SS433
- Perlman E.S., Biretta J.A., Zhou F., Sparks W.B. et Macchetto F.D., 1999, **AJ** 117, p.2185–2198
Optical and Radio Polarimetry of the M87 Jet at 0.2" Resolution
- Perlman E.S., Marshall H.L. et Biretta J.A., 2001, dans “Mass Outflow in Active Galactic Nuclei”, Washington DC, March 8-10 2001, **ASP Conf. Series** à paraître (astro-ph/0106183)
Revealing the Energetics and Structure of AGN Jets
- Reipurth B. et Bertout C., 1997, “Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars”, **IAU ymp.** 182
Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars

- Rowell G.P. pour la collaboration HEGRA, dans "Similarities and Universality in Relativistic Flows", 2001, Eds. M. Georganopoulos, A. Guthmann, K. Manolakou, A. Marcowith, Logos Verlag Berlin (astro-ph/0104288)
SS-433/W50 at TeV Energies
- Safi-Harb S. et Ögelman H., 1997, **ApJ** 483, p.868–881
ROSAT and ASCA observations of W50 associated with the peculiar source SS433
- Safi-Harb S. et Petre R., 1999, **ApJ** 512, p.784–792
Rossi X-ray Timing Explorer observations of the eastern lobe of W50 associated with SS433
- Safi-Harb S., Durouchoux P. et Petre R., 2001, dans "Microquasars", eds. A.J. Castro-Tirado, J. Greiner, J.M. Paredes, Kluwer, **Ap&SpSci** 276, p.133–134
The Galactic Microquasar W50 / SS433
- Sambruna R.M., Urry C.M., Tavecchio F. et al., 2001, **ApJ** 549, L161–L165
Chandra Observations of the X-Ray Jet of 3C 273
- Schmid-Burgk J., 1982, **A&A** 108, p.169–175
Nonspherical Stellar Envelopes and Winds: Effects of Structure on Radiative Fluxes and Apparent Mass Loss Rates
- Sequist E.R., Gilmore W., Nelson G.J., Payten W.J. et Slee O.B., 1980, **ApJ** 241, L77–L81
The quiescent radio spectrum of SS433
- Shklovskii I.S., 1981, **Sov. Astron.** 25, p.315–319
Mass loss by SS433, and its effect on the x-ray and radio emission
- Smith J.D.T. et Houck J.R., 2001, **AJ** 121, p.2115–2123
A mid-infrared spectral survey of galactic Wolf-Rayet stars
- Sood R., Durouchoux P., et al., 2001, communication privée et article en préparation.
titre provisoire : *Interaction of the jets of SS433 with a molecular cloud*
- Stephenson C.B. et Sanduleak N., 1977, **ApJS** 33, p.459–469
New H-alpha emission stars in the Milky Way.
- Stevens I.R. et Howarth I.D., 1999, **MNRAS** 302, p.549–560
Infrared line-profile variability in Wolf-Rayet binary systems
- Stewart G.C., Watson M.G., Matsuoka M., et al., 1987, **MNRAS** 228, p.293–303
Simultaneous observations of the X-ray and optical eclipse of SS433 and their implications
- Tavecchio F., Maraschi L., Sambruna R.M. et Urry C.M., 2000, **ApJ** 544, L23–L26
The X-Ray Jet of PKS 0637-752: Inverse Compton Radiation from the Cosmic Microwave Background?

- Thompson R.I., Rieke G.H., Tokunaga A.T. et Lebofsky M.J., 1979, **ApJ** 234, L135–L138
1.2–2.5 micron spectroscopy, photometry, and polarimetry of SS 433
- Velázquez P.F. et Raga A.C., 2000, **A&A** 362, p.780–785
A numerical simulation of the W 50-SS 433 system
- Velusamy T. et Kundu M.R., 1974, **A&A** 32, p.375–390
Observations of Intensity and Linear Polarization in Supernova Remnants at 11 cm Wavelength
- Vermeulen R.C., Schilizzi R.T., Spencer R.E., et al., 1993a, **A&A** 270, p.177–188
A series of VLBI images of SS 433 during the outbursts in May/June 1987
- Vermeulen R.C., Murdin P.G., van den Heuvel E.P.J. et al., 1993b, **A&A** 270, p.2204–222
Monitoring of very rapid changes in the optical spectrum of SS 433 in May/June 1987
- Vermeulen R.C., 1996, dans “Jets from Stars and Galactic Nuclei”, W. Kundt Ed., **Lecture Notes in Physics**, Springer, 471, p.122–139
The jets in SS 433
- Wagner R.M., 1986, **ApJ** 308, p.152–160
The binary system of SS 433. I. Further constraints imposed by observations of the optical continuum spectrum
- Wang Z.-R., McCray R., Chen Y. et Qu Q.-Y., 1990. **A&A** 240, p.98–104
The infrared knots around SS 433
- Wardle J.F.C. et Homan D.C., 2001, dans “Particles and Fields in Radio Galaxies”, Eds. Robert A. Laing and Katherine M. Blundell, **ASP Conference Series** à paraître
The Nature of Jets: Evidence from Circular Polarization Observations
- Watson M.G., Willingale R., Grindlay J.E. et Seward, F.D., 1983, **ApJ** 273, p.688–696
The X-ray lobes of SS 433
- Wehrle A.E., Piner B.G., Unwin S.C., et al., 2001, **ApJS** 133, p.297–320
Kinematics of the Parsec-Scale Relativistic Jet in Quasar 3C 279: 1991–1997
- Whitmire D.P. et Matese J.J., 1980, **MNRAS** 193, p.707–712
The slaved disc model for SS 433
- Williams P.M., Dougherty S.M., Davis R.J., et al., 1997, **MNRAS** 289, p.10–20
Radio and infrared structure of the colliding-wind Wolf-Rayet system WR 147
- Willis A.J., 1999, dans Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars **IAU Symp.** 193, p.1–12
Properties of Wolf-Rayet stars from X-ray to radio data

- Wilson A.S., Young A.J. et Shopbell P.L., 2000, **ApJ** 544, L27–L30
Chandra Observations of Cygnus A: Magnetic Field Strengths in the Hot Spots of a Radio Galaxy
- Wilson A.S., Young A.J. et Shopbell P.L., 2001, **ApJ** 547, 740–753
Chandra X-Ray Observations of Pictor A: High-Energy Cosmic Rays in a Radio Galaxy?
- Wright A.E. et Barlow M.J., 1975, **MNRAS** 170, p.41–51
The radio and infrared spectrum of early-type stars undergoing mass loss
- Wright C.M., 2000, dans “Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems”, Ed. Y.C. Minh et E.F. van Dishoeck, **IAUSymp.** 197, p.177–189
Observations of Molecular Hydrogen in Shocks and PDRs with the infrared Space Observatory
- Wright C.M., communication privée
- Wynn-Williams C.G. et Becklin E.E., 1979, **Nat.** 282, p.810–811
The IR energy distribution of SS433
- Yuan W., Kawai N., Brinkmann W. et Matsuoka M., 1995, **A&A** 297, p.451–460
X-ray flux variations of SS433 from Ginga observations
- Zealey W.J., Dopita M.A. et Malin D.F., 1980, **MNRAS** 192, p.731–743
The interaction between the relativistic jets of SS433 and the interstellar medium
- Zwitter T., Calvani M., Bodo G., Massaglia S., 1989, **Fundamentals of Cosmic Physics** 13, p.309–355
SS433: An Up-to-Date Review
- Zwitter T., Calvani M. et D’Odorico S., 1991, **A&A** 251, p.92–102
Photometry of SS433 and its implication for the nature of the system

Articles utilisés dans l'étude des SGRs

- Atteia J.-L., Boer M., Hurley K., Niel M., Vedrenne G., et al., 1987, **ApJ** 320, L105–L110
Localization, time histories, and energy spectra of a new type of recurrent high-energy transient source
- Barat C., Chambron G., Hurley K., Niel M., Vedrenne G., Estulin I.V., Kurt V.G., et Zenchenko V.M., 1979, **A&A** 79, L24–L25
Evidence for periodicity in a gamma ray burst
- Castro-Tirado A.J., Gorosabel J. et Hammersley P., 1998, **A&A** 330, p.1067–1069
IR observations of SGR 1806-20 during the November 1996 active period

- Cline T.L., Desai U.D., Pizzichini G., Teegarden B.J., Evans W.D., et al., 1980, **ApJ** **237**, L1–L5
Detection of a fast, intense and unusual gamma-ray transient
- Cline T.L., Desai U.D., Teegarden B.J., Evans W.D., Klebesadel R.V., et al., 1982, **ApJ** **255**, L45–L48
Precise source location of the anomalous 1979 March 5 gamma-ray transient
- Cline T.L., Frederiks D.D., Golenetskii S. et al., 2000, **ApJ** **531**, p.407–410
Observations of a Possible New Soft Gamma Repeater, SGR 1801-23
- Cooke B.A., 1993, **Nature** **366**, p.413–414
X-Rays from a Gamma-Ray Repeater
- Corbel S., Wallyn P., Dame T.M., Durouchoux P., Mahoney W.A., Vilhu O. et Grindlay J.E., 1997, **ApJ** **478**, p.624–630
The Distance of the Soft Gamma Repeater SGR 1806-20
- Corbel S., Chapuis C., Dame T.M., et Durouchoux P., 1999*b*, **ApJ** **526**, L29–L32
The distance to the Soft Gamma-ray Repeater SGR 1627-41
- Dickel J.R., Chu Y.H., Gelino C., Beyer R., Burton M.G., et al., 1995, **ApJ** **448**, p.623–627
Negative Search for a Counterpart to the Gamma-Ray Repeater Source 0525-66
- Dieters S., Woods P., Kouveliotou C., van Paradijs J., 1998, **IAUC** **6962** SGR 1621-47
- Duncan R.C. et Thompson C., 1992, **ApJ** **392**, L9–L13
Formation of very strongly magnetized neutron stars - Implications for gamma-ray bursts
- Eikenberry S.S., GArcke M., Hu D. et al., 2001*b*, **IAUC** **7682**
SGR 1806-20
- Evans W.D., Klebesadel R.V., Laros J.G., Cline T.L., Desai U.D., et al., 1980, **ApJ** **237**, L7–L9
Location of the gamma-ray transient event of 1979 March 5
- Fender R.P., Southwell K., et Tzioumis A.K., 1998, **MNRAS** **298**, p.692–696
A radio survey of supersoft, persistent and transient X-ray sources in the Magellanic Clouds
- Feroci M., Frontera F., Costa E., Amati L., Tavani M., et al., 1999, **ApJ** **515**, L9–L12
A Giant Outburst from SGR 1900+14 Observed with the BeppoSAX Gamma-Ray Burst Monitor
- Frail D.A., Vasisht G. et Kulkarni S.R., 1997, **ApJ** **480**, L129–L132
The Changing Structure of the Radio Nebula around the Soft Gamma-Ray Repeater SGR 1806-20
- Frail D.A., Kulkarni S.R., et Bloom J.S., 1999, **Nature** **398**, p.127-129
An outburst of relativistic particles from the soft gamma-ray repeater SGR 1900+14.

- Fuchs Y., Mirabel F., Chaty S., Claret A., Cesarsky C.J. et Cesarsky D.A., 1999, **A&A** **350**, p.891–899
ISO observations of the environment of the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20
- Fürst E., Reich W., Reich P., Handa T. et Sofue Y., **A&AS** **69**, p.403–413
Multifrequency radio continuum observations of extended galactic objects. II - Eleven objects from the 2695 MHz Effelsberg Galactic plane survey
- Gaensler B.M., Slane P.O., Gotthelf E.V. et Vasisht G., 2001, **ApJ** à paraître, astro-ph/0104228
Anomalous X-ray Pulsars and Soft Gamma-Ray Repeaters in supernova remnants
- Göğüş E., Woods P.M., Kouveliotou C. et al., 2000, **ApJ** **532**, L121–L124
Statistical Properties of SGR 1806-20 Bursts
- Golenetskii, S.V. Ilinskii V.N. et Mazets E.P., 1984, **Nature** **307**, p.41–43
Recurrent bursts in GBS0526 - 66, the source of the 5 March 1979 gamma-ray burst
- Golenetskii, S.V., Aptekar R.L., Guryan Y., Allinskii V.N. et Mazets E.P., 1987, **Sov. Astron. Letter**, p.166
The Recurrent Gamma-Ray Burster GBS:0526-66
- Hurley K., Sommer M., Kouveliotou C., Fishman G., Meegan C., et al., 1994, **ApJ** **431**, L31–L34
Network synthesis localization of two soft gamma repeaters
- Hurley K., Li P., Vrba F., Luginbuhl C., Hartmann D., Kouveliotou C., et al., 1996, **ApJ** **463**, L13–L16
A Possible X-Ray Counterpart to SGR 1900+14
- Hurley K., Kouveliotou C., Cline T. et Mazets E., 1997, **IAUC** **6743**
Possible new soft gamma-ray repeater
- Hurley K., 1999, **Pour la Science** **265**, p.84–90
Les magnétoiles.
- Hurley K., Kouveliotou C., Woods P., Cline T., Butterworth P., et al., 1999a, **ApJ** **510**, L107–L109
Reactivation and Precise Interplanetary Network Localization of the Soft Gamma Repeater SGR 1900+14
- Hurley K., Li P., Kouveliotou C., Murakami T., Ando M., et al., 1999b, **ApJ** **510**, L111–L114
ASCA Discovery of an X-Ray Pulsar in the Error Box of SGR 1900+14
- Hurley K., Cline T., Mazets E., Barthelmy S., Butterworth P., et al., 1999c, **Nature** **397**, p.41–43
A giant periodic flare from the soft gamma-ray repeater SGR 1900+14.

- Hurley K., Kouveliotou C., Woods P., Mazets E., Golenetskii S., Frederiks D.D., Cline T., et van Paradijs J., 1999*d*, **ApJ** **519**, L143–L145
Precise Interplanetary Network Localization of a New Soft Gamma Repeater, SGR 1627-41
- Hurley K., Kouveliotou C., Cline T., Mazets E., Golenetskii S., et al., 1999*e*, **ApJ** **523**, L37–L40
Where is SGR 1806-20?
- Hurley K., 2000, dans Proceedings of the fifth Compton Symposium, held in Portsmouth, NH, USA, September 1999. Melville, Edited by Mark L. McConnell and James M. Ryan **AIP Conference Proceedings, Vol. 510.**, p.515
The 4.5 ± 0.5 Soft Gamma Repeaters in Review
- Hurley K., Strohmayer T., Li P., Kouveliotou C., Woods P., et al., 2000, **ApJ** **528**, L21–L23
ASCA Observation of the Quiescent X-Ray Counterpart to SGR 1627-41
- Kaplan D.L., Kulkarni S.R., van Kerkwijk M.H., 2001, **ApJ** **556**, p.399–407
Hubble Space Telescope Observations of SGR 0526-66: New Constraints on Accretion and Magnetar Models
- Kaplan D.L., Fox D.W., Kulkarni S.R., Gotthelf E.V., Vasisht G et Frail D.A., 2001, à paraître dans **ApJ**
Precise Chandra Localization of the Soft Gamma-ray Repeater SGR 1806-20
- van Kerkwijk M.H., Kulkarni S.R., Matthews K. et Neugebauer G., 1995, **ApJ** **444**, L33–L35
A luminous companion to SGR 1806-20
- Klebesadel R.W., Strong I.B., Olson R.A., 1973, **ApJ** **182**, L85–L88
Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin
- Kouveliotou C., Fishman G.J., Meegan C.A., Paciesas W.S., van Paradijs J., et al., 1994, **Nature** **368**, p.125–127
The Rarity of Soft Gamma-Ray Repeaters Deduced from Reactivation of SGR:1806-20
- Kouveliotou C., Fishman G.J., Meegan C.A. et Woods P., 1997, **IAUC** **6743**
Possible new soft gamma-ray repeater
- Kouveliotou C., Dieters S., Strohmayer T., van Paradijs J., Fishman G.J., et al., 1998*a*, **Nature** **393**, p.235-237
An X-ray pulsar with a superstrong magnetic field in the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20
- Kouveliotou C., Kippen M., Woods P., Richardson G., et Connaughton V., 1998*b*, **IAUC** **6944**
SGR 1627-41
- Kouveliotou C., Strohmayer T., Hurley K., van Paradijs J., Finger M.H., et al., 1999, **ApJ** **510**, L115–L118
Discovery of a Magnetar Associated with the Soft Gamma Repeater SGR 1900+14

- Kulkarni S.R. et Frail D.A., 1993, **Nature** **365**, p.33–35
Identification of a supernova remnant coincident with the soft gamma-ray repeater SGR1806-20
- Kulkarni S.R., Frail D.A., Kassim N.E., Murakami T. et Vasisht G., 1994, **Nature** **368**, p.129–131
The Radio Nebula of the Soft Gamma-Ray Repeater 1806-20
- Kulkarni S.R., Matthews K., Neugebauer G., Reid I.N., van Kerkwijk M.H. et Vasisht G., 1995, **ApJ** **440**, L61–L64
Optical and infrared observations of SGR 1806-20
- Laros J.G., Fenimore E.E., Fikani M.M., Klebesadel R.W., Barat C., et al., 1986, **Nature** **322**, p.152–153
The soft gamma-ray burst GB790107
- Laros J.G., Fenimore E.E., Klebesadel R.W., Atteia J.-L., Boer M., et al., 1987, **ApJ** **320**, L111–L115
A new type of repetitive behavior in a high-energy transient
- Marsden D., Rothschild R.E., Lingenfelter R.E., et Puetter R.C., 1996, **ApJ** **470**, p.513–320
ROSAT Observations of the Soft Gamma-Ray Burst Error Box Coincident with the Supernova Remnant N49
- Marsden D., Rothschild R.E., et Lingenfelter R.E., 1999, **ApJ** **520**, L107–L110
Is SGR 1900+14 a Magnetar?
- Marsden D., Lingenfelter R.E., Rothschild R.E. et Higdon, J. C., 2001, **ApJ** **550**, p.397–409
Nature versus Nurture: The Origin of Soft Gamma-Ray Repeaters and Anomalous X-Ray Pulsars
- Mazets E., Golenetskii S.V. et Gur'yan Yu A., 1979, **Sov. Astron. Lett.** **5**, p.343–345 (Pis'ma Astron. Zh., 5, p.641–643)
Soft gamma-ray bursts from the source B1900+14
- Mazets E., et Golenetskii S.V., 1981, **Astrophys. & Space Sc.** **75**, p.47–81
Recent results from the gamma-ray burst studies in the KONUS experiment
- Mazets E., Aptekar R.L., Butterworth P.S., Cline T., Frederiks D.D., Golenetskii S.V., Hurley K., et Il'inskii V.N., 1999, **ApJ** **519**, L151–L153
Unusual Burst Emission from the New Soft Gamma Repeater SGR 1627-41
- Murakami T., Takana Y., Kulkarni S.R., Ogasaka Y., Sonobe T., Ogawara Y., Aoki T. et Yoshida A., 1994, **Nature** **368**, 127-129
X-Ray Identification of the Soft Gamma-Ray Repeater 1806-20

- Murakami T., Kubo S., Shibazaki N., Takeshima T., Yoshida A., et Kawai N., 1999, **ApJ** **510**, L119–L122
Accurate Position of SGR 1900+14 by Bursts and Changes in Pulse Period and Folded Pulse Profile with ASCA
- Norris J.P., Hertz K.S., Woods P. et Kouveliotou C., **ApJ** **366**, p.240–252
On the nature of soft gamma repeaters
- Rothschild R.E., Kulkarni S.R. et Lingenfelter R.E., 1994, **Nature** **368**, p.432
Discovery of an X-Ray Source Coincident with the Soft Gamma-Repeater 0425-66
- Sarma A.P., Goss W.M., Green A.J., et Frail D.A., 1997, **ApJ** **483**, p.335–339
Australia Telescope Observations of the CTB 33 Complex
- Smith D.A., Levine A.M., Morgan E.H. et Remillard R.A., 1997, **IAUC** **6743**
Possible new soft gamma-ray repeater
- Smith D.A., Bradt H.V., et Levine A.M., 1999, **ApJ** **519**, L147–L150
Rossi X-Ray Timing Explorer All-Sky Monitor Localization of SGR 1627-41
- Sonobe T., Murakami T., Kulkarni S.R., Aoki T. et Yoshida A., 1994, **ApJ** **436**, L23–L25
Characteristics of the persistent emission of SGR 1806-20
- Thompson C. et Duncan R.C., 1995, **MNRAS** **275**, p.255–300
The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars - I. Radiative mechanism for outbursts
- Thompson C. et Duncan R.C., 1996, **ApJ** **473**, p.322–342
The Soft Gamma Repeaters as Very Strongly Magnetized Neutron Stars. II. Quiescent Neutrino, X-Ray, and Alfvén Wave Emission
- Vancura O., Blair W.P., Long K.S., et Raymond J.C., 1992, **ApJ** **394**, p.158–173
A multiwavelength study of the supernova remnant N49 in the Large Magellanic Cloud
- Vasisht G., Kulkarni S.R., Frail D.A. et Greiner J., 1994, **ApJ** **431**, L35–L38
Supernova remnant candidates for the soft gamma-ray repeater 1900+14
- Vasisht G., Frail D.A. et Kulkarni S.R., 1995, **ApJ** **440**, L65–L68
Radio monitoring and high-resolution imaging of the soft gamma-ray repeater 1806-20
- Vrba F.J., Luginbuhl C.B., Hurley K., Li P., Kulkarni S.R., et al., 1996, **ApJ** **468**, p.225–230
The Double Infrared Source toward the Soft Gamma-Ray Repeater SGR 1900+14
- Vrba F.J., Henden A.A., Luginbuhl C.B., Guetter H.H., Dieter H.H., et al., 2000, **ApJ** **533**, L17–L20
The Discovery of an Embedded Cluster of High-Mass Stars near SGR 1900+14

Woods P., Kippen M., van Paradijs J., Kouveliotou C., McCollough M., et Hurley K., 1998, **IAUC 6948** *SGR 1627-41*

Woods P., Kouveliotou C., van Paradijs J., Hurley, Kippen M., et al., 1999*a*, **ApJ 518**, L103–L106
Discovery of a New Soft Gamma Repeater, SGR 1627-41

Woods P., Kouveliotou C., van Paradijs J., Hurley, Kippen M., et al., 1999*b*, **ApJ 519**, L139–L142
Discovery of a New Soft Gamma Repeater, SGR 1627-41

Woods P., Kouveliotou C., van Paradijs J., Finger M.H., Thompson C., et al., 1999*c*, **ApJ 524**, L55–L58
Variable Spin-Down in the Soft Gamma Repeater SGR 1900+14 and Correlations with Burst Activity

Woods P., Kouveliotou C., Finger M.H. et al., 2000, **ApJ 535**, L55–L58
Timing Noise in SGR 1806-20

Résumé

Cette thèse présente l'étude de l'environnement de deux microquasars et d'un soft gamma-ray repeater (SGR), principalement à partir d'images infrarouges (IR) entre 4 et 18 microns prises avec la caméra ISOCAM à bord du satellite ISO, et en comparant les résultats à ceux des autres longueurs d'onde de la radio aux X.

L'étude du microquasar GRS1915+105 révèle l'émission thermique en IR moyen de poussières entourant le système et probablement chauffées par son activité. L'observation multi-longueurs d'onde de deux contreparties possibles des interactions des éjections relativistes de cette binaire X avec le milieu environnant, situées à plus de 50 parsecs, ne permet pas de conclure sur la réalité de ces interactions.

Le microquasar SS433 a aussi été observé spectroscopiquement entre 2 et 12 microns et en mode photométrique dans l'IR lointain par un autre instrument d'ISO (PHOT). Les spectres et l'estimation de perte de masse impliquent une forte probabilité pour que l'étoile non effondrée de la binaire X, dont la nature n'a jamais été déterminée avec précision, soit une Wolf-Rayet. La matière éjectée par cette étoile s'échappe de la binaire et forme probablement de la poussière entourant le système et émettant dans IR lointain.

La nébuleuse W50 entourant SS433 et déformée sous l'action de ses jets relativistes a été en partie cartographiée à 15 microns. Le lobe oriental ne révèle pas d'émission particulière. Le lobe occidental montre des points chauds IR, correspondant en partie aux émissions radio et coïncidant avec des nuages moléculaires, situés sur le trajet apparent du jet relativiste X, traçant éventuellement son interaction avec le milieu plus dense de ce lobe.

Près de SGR1806-20 les images de l'IR proche et moyen ne montrent pas de trace de l'activité à haute énergie de celui-ci, mais révèlent la présence d'un amas d'étoiles jeunes encore enfouies dans leur nuage de naissance, qui pourrait être aussi le lieu d'origine du SGR, et donc éventuellement une clé expliquant ses propriétés particulières.

Abstract

Environment of Microquasars and other high energy sources in our Galaxy.

This thesis presents the study of the environment of two microquasars and one soft gamma-ray repeater (SGR), mainly based on infrared (IR) images taken with ISOCAM, the camera on board of the ISO satellite, between 4 to 18 micron. The results are compared to other wavelengths ones, from radio to X-ray.

GRS1915+105's study reveals mid-IR thermal emission from dust surrounding the microquasar, and probably heated by its activity. The multi-wavelength observation of two possible counterpart of this X-ray binary relativistic jet interactions with the surrounding medium, situated at more than 10 parsec from the source, are inconclusive.

SS433 has also been observed with PHOT, another instrument on board of ISO, spectroscopically at 2-12 micron and in far IR photometry. Spectra and mass-loss estimate imply the visible companion of this microquasar, the nature of which has never been precisely determined, to be likely a Wolf-Rayet star. The mass ejected by this star escapes from the X-ray binary to form probably dust surrounding the system and emitting in far IR.

W50, the radio nebula surrounding SS433 and elongated under its relativistic jet action has been partly mapped at 15 micron. No particular emission was found in the eastern lobe. In the western lobe, IR hot-spots, partly corresponding to radio emission and coincident with molecular clouds, lie in the apparent X-ray relativistic jet course, and they possibly trace its interactions with the denser medium of this lobe.

Near and mid-IR images of SGR1806-20 do not show any evidence of its high energy activity, but they reveal a young star cluster still enshrouded in their birth cloud, which could also be the original place of the SGR, and then possibly be a key for the understanding of its particular properties.