



HAL
open science

Étude multi-longueur d'onde du microquasar GRS 1915+105 et de sources binaires de haute énergie de la Galaxie

Sylvain Chaty

► **To cite this version:**

Sylvain Chaty. Étude multi-longueur d'onde du microquasar GRS 1915+105 et de sources binaires de haute énergie de la Galaxie. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 1998. Français. NNT: . tel-00003559

HAL Id: tel-00003559

<https://theses.hal.science/tel-00003559>

Submitted on 14 Oct 2003

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.

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Sylvain CHATY

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR en SCIENCES de l'UNIVERSITÉ PARIS SUD (XI)

Spécialité: Astrophysique et Techniques Spatiales

**Étude multi-longueur d'onde du microquasar
GRS 1915+105 et de sources binaires de
haute énergie de la Galaxie**

Soutenue le 29 Septembre 1998 devant le jury composé de :

Madame Brigitte ROCCA-VOLMERANGE	Président du jury
Monsieur Christian MOTCH	Rapporteur
Monsieur Josep M. PAREDES	Rapporteur
Monsieur I. Félix MIRABEL	Directeur de thèse
Monsieur Michel BOËR	Examineur
Monsieur Luis F. RODRÍGUEZ	Examineur

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

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Sylvain CHATY

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR en SCIENCES de l'UNIVERSITÉ PARIS SUD (XI)

Spécialité: Astrophysique et Techniques Spatiales

**Étude multi-longueur d'onde du microquasar
GRS 1915+105 et de sources binaires de
haute énergie de la Galaxie**

Soutenue le 29 Septembre 1998 devant le jury composé de :

Madame Brigitte ROCCA-VOLMERANGE	Président du jury
Monsieur Christian MOTCH	Rapporteur
Monsieur Josep M. PAREDES	Rapporteur
Monsieur I. Félix MIRABEL	Directeur de thèse
Monsieur Michel BOËR	Examineur
Monsieur Luis F. RODRÍGUEZ	Examineur

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

Assis sur le perron de la Terre,
Les yeux scrutant la fenêtre entrouverte
Sur les cieux colorés miroitant d'étoiles scintillantes,

Je l'attends,

car en définitive,
C'est toujours lui qui a les bonnes idées...

Remerciements

Finalement, moi aussi j'y arrive, à cet instant où il faut se décider à remplir – et à bien remplir –, cette page blanche dont le titre est “remerciements”, et qui est destinée à donner un aspect humain à une thèse scientifique, d'astronomie, portant évidemment sur des objets par définition inhumains. C'est comme s'il fallait accepter le fait que la science n'avance pas seulement de façon machinale, et entièrement prévisible, mais est profondément façonnée par l'homme et ses relations avec autrui. Je l'accepte donc, et me lance dans cette entreprise délicate.

Je commencerai par remercier Félix Mirabel, qui a dirigé mes travaux de recherche durant à la fois mon stage de DEA et ma thèse: autant dire qu'il est mon père spirituel de recherche, celui qui m'a ouvert la voie sur cette oeuvre étrange constituée par une course à la découverte, où, poussés à la fois par la curiosité d'en apprendre plus sur les bêtes exotiques composant l'Univers, et par la compétition forte régnant dans le domaine d'étude qu'est celui des sources binaires de haute énergie, nous sommes souvent malmenés par l'envie de prendre notre temps pour bien comprendre et intégrer de nouveaux faits, et la rapidité dont nous devons faire preuve pour ne pas être dépassés par les équipes concurrentes.

Je remercie ensuite grandement Brigitte Rocca-Volmerange, qui a joué le rôle de directrice officielle de ma thèse, m'a suivi pendant son déroulement, et n'a jamais hésité à prendre de son temps pour me conseiller de façon enthousiaste et pertinente. Je remercie aussi Christian Motch, qui a immédiatement accepté de rapporter sur ma thèse, m'a invité à l'Observatoire de Strasbourg, et a écrit pour moi un grand nombre de lettres de recommandation. Merci à Josep Maria Paredes, qui a aussi accepté d'être rapporteur. Je remercie infiniment Luis Felipe Rodríguez, qui a toujours très rapidement répondu à mes questions, a accepté de relire plusieurs fois ma thèse –bien qu'elle soit en français–, et de participer au jury. Enfin, merci à Michel Boër, qui a accepté de participer au jury, et m'a très ouvertement accueilli au Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements.

Parmi les personnes qui ont participé avec moi, en même temps que moi, à la même aventure, je remercie particulièrement Josep Martí, qui a toujours fait preuve d'une profonde modestie et d'une grande volonté, et de qui j'ai beaucoup appris. J'ai aussi une pensée sincère envers Pierre-Alain Duc, qui m'a permis de démarrer dans l'acquisition des techniques nécessaires dans tout domaine observationnel en astronomie.

Bien sûr, l'accomplissement de cette thèse n'a pas toujours été un chemin tranquille, tout tracé et sans embûche, et je remercie alors immédiatement Christian Gouiffes, qui n'a jamais hésité à prendre de son temps pour discuter de science, ou d'autres choses, avec

moi. De même, Michel Tagger a su m'ouvrir de nouveaux horizons, et grâce à lui je ne suis jamais resté très longtemps gelé dans le champ! Enfin, un grand merci à Laurent Vigroux, qui a toujours su me consacrer du temps, dans les moments où je me posais des questions, à la fois sur le déroulement de ma thèse et sur mes orientations possibles.

J'en viens maintenant à tous ceux qui composent ce labo où j'ai passé presque quatre ans de ma vie, et c'est là que généralement on commence à faire des gaffes, parce que bien sûr on ne peut citer tout le monde, mais tout de même ceux qui ne se verront pas cités ne seront pas contents! Tout de suite j'ai une pensée émue pour Geneviève, à qui –c'est vrai, il faut l'avouer –, j'étais obligé de faire un café tous les matins. Mais heureusement elle avait des gâteaux! Notre mère à tous, comme disait Pierre-Alain. Oui. Merci.

Et quand je parle des gâteaux cela me fait penser aux *merienda*, à ces petits goûters de l'après-midi, quand on avait marre d'être chacun dans son coin devant sa console –à propos, merci IRAS, mon fidèle compagnon de galère–, et qu'on avait envie de se raconter quelques ragots! Les gens qui y participaient n'étaient pas toujours les mêmes, mais il existait quand même un noyau dur des merienda: Rafa, Fred, Fredounette, Josep... Parfois s'y joignaient Michel, Thierry, Étienne... Par contre Aurore elle ne venait pas aux merienda. Peut-être parce que je ne lui ai pas acheté son disque?

Fred. Tout un roman. Le resto chinois d'Orsay, ses histoires rocambolesques, t'es sûr qu'il ne fabule pas un peu, me disait Olivier. Qu'est-ce que j'en sais, moi?!? Un peu dangereux, le petit Fred, mais du moment qu'on ne lui présente pas ses copines...

Rafa. Jusqu'au bout, il m'a supporté. Toujours calme, toujours souriant. Et puis lui aussi, il lui arrive des histoires... En tout cas, faut plus qu'on aille au ciné ensemble, un jour ça va mal finir! Et merci bien pour les cours d'espagnol!!!

La fin de la thèse a vu la création d'un comité de fantômes hantant le 709: Alessandra, Hervé et Olivier me tenaient compagnie. Envers et contre tout. Et puis il y a tous les autres: Françoise –incontournable et compréhensive–, Jean-Marc, Roland, Stéphane, Claude, Philippe, Yolande, Philippe... Y a que Tahar qui dédaigne mes invitations au resto!

Et enfin il y a tous ceux qui ont vécu avec moi cette thèse: je pense à Claire, à Laurent, à François, à Myriam, à Yannick, à Daniel... Merci à Pierre grâce à qui j'ai pu aller au labo en voiture, et parfois en train... Et j'ai gardé pour la fin ma famille, ma mère et mon père ont tout de même relu plusieurs fois ma thèse! Lionel ne m'a toujours facilité la tâche, mais il est comme ça! Gilbert a déjà été remercié, mais j'insiste...

Et il me vient maintenant à l'esprit ce moment magique où, en compagnie de ma mère et de mon frère Lionel, au cours d'une promenade dans la forêt, ils ont levé les yeux vers le ciel. Je n'avais pas alors compris qu'il se passait quelque chose d'étrange, quelque chose qui ne me lâcherait plus, une perception exceptionnelle, une attirance formidable...

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Introduction générale	1
1.1.1	Les sources à jets, quasars et microquasars	1
1.1.2	Les trous noirs	6
1.1.3	Microquasars, trous noirs, et sources binaires de haute énergie	8
1.2	Mise au point de la stratégie d'étude	10
1.2.1	Les objets étudiés	10
1.2.2	La démarche: étude multi-longueur d'onde et multi-échelle	10
1.2.3	Le plan de travail	11
1.2.4	Les moyens: télescopes au sol ou dans l'espace	12
1.2.5	La stratégie	12
1.3	Présentation des résultats	13
1.3.1	Description générale	13
1.3.2	Première partie: GRS 1915+105, un microquasar dans notre Galaxie	14
1.3.3	Deuxième partie: Étude de diverses sources de haute énergie	17
1.3.4	Les annexes	19
2	Quasar–Microquasar	21
2.1	Qu'est-ce qu'un quasar?	21
2.2	Qu'est-ce qu'un microquasar?	23
2.3	Pourquoi le terme de microquasar?	25
2.4	Conclusion	30
I	GRS 1915+105: un microquasar dans notre Galaxie	33
3	GRS 1915+105: Un microquasar dans notre Galaxie	35
3.1	Qu'est-ce que GRS 1915+105?	35

3.1.1	Paramètres généraux	35
3.1.2	Une source de haute énergie	36
3.1.3	La première source galactique superluminique	38
3.2	Pourquoi étudier GRS 1915+105 ?	40
3.3	Résumé de l'étude effectuée sur GRS 1915+105	40
4	De la nature du système GRS 1915+105	45
4.1	Observations millimétriques de GRS 1915+105	46
4.1.1	Introduction	46
4.1.2	Résumé	46
4.1.3	Discussion sur la distance de GRS 1915+105	47
4.2	Observations optiques de GRS 1915+105	47
4.3	Observations infrarouges de GRS 1915+105	47
4.3.1	Introduction	47
4.3.2	Résumé	48
4.3.3	Recherche de périodicité dans le rayonnement infrarouge de GRS 1915+105	49
4.3.4	Discussion sur la variation de l'émission infrarouge	54
4.3.5	Spectroscopie infrarouge de la contrepartie de GRS 1915+105	55
4.4	Les observations millimétriques et infrarouges de GRS 1915+105	56
4.4.1	Résumé	56
4.4.2	L'article	56
4.5	Réverbération infrarouge d'un sursaut de GRS 1915+105	63
4.5.1	Résumé	63
4.5.2	Discussion	63
4.5.3	L'article	63
4.6	Un jet, émanant de GRS 1915+105, observé en infrarouge ?	68
4.6.1	Les faits	68
4.6.2	Nos observations	69
4.6.3	Conclusion	70
4.7	Conclusion	72
5	Observations multi-longueur d'onde simultanées de GRS 1915+105	73
5.1	Pourquoi entreprendre des observations multi-longueur d'onde simultanées de GRS 1915+105?	74
5.2	Les instruments d'observations multi-longueur d'onde	74

5.2.1	Rayons X	75
5.2.2	Infrarouge	75
5.2.3	Radio	75
5.3	Le traitement des images et la réduction des données infrarouges	76
5.3.1	Traitement des images	76
5.3.2	Détermination des magnitudes instrumentales	76
5.3.3	Détermination des magnitudes apparentes	77
5.3.4	Détermination des flux	78
5.3.5	Correction des variations atmosphériques	78
5.3.6	Déroutissement	79
5.3.7	Analyse spectrale des résultats	79
5.4	La première campagne d'observations: le 15 mai 1997	79
5.4.1	Description de la courbe de lumière des rayons X	79
5.4.2	Description de la courbe de lumière infrarouge	80
5.4.3	Description de la courbe de lumière radio	82
5.4.4	Courbes de lumière X, infrarouge et radio	84
5.4.5	Sursaut infrarouge: précurseur synchrotron des sursauts radio	85
5.5	Deuxième campagne d'observations: le 5 juin 1997	93
5.5.1	Courbe de lumière infrarouge	93
5.6	La troisième campagne d'observations: le 9 septembre 1997	93
5.6.1	Description de la courbe de lumière des rayons X	95
5.6.2	Description de la courbe de lumière infrarouge	99
5.6.3	Description de la courbe de lumière radio	100
5.6.4	Courbes de lumière X, infrarouge et radio	100
5.6.5	Description du phénomène produisant l'émission X	101
5.6.6	La formation des jets	109
5.7	Conclusion: le scénario	115
5.8	L'article «Instabilités dans l'accrétion, et formation de jets au sein de GRS 1915+105»	116
5.8.1	Résumé de l'article	116
5.8.2	L'article	116
6	Deux nuages symétriques autour de GRS 1915+105: des résultats de collision?	123
6.1	Le contexte	124
6.2	Observation des nuages dans le domaine centimétrique	127

6.2.1	Paramètres généraux	127
6.2.2	Cartographie	129
6.2.3	Observation du continuum à 3.6 cm et des raies de recombinaison H92 α	130
6.3	Observation des nuages dans le domaine proche-infrarouge	133
6.3.1	Observation à 7 μ m	133
6.3.2	Observation dans les filtres J, H et K	134
6.3.3	Observation en spectroscopie infrarouge	135
6.4	Observation des nuages dans le domaine millimétrique	138
6.4.1	Introduction	138
6.4.2	Molécules et transitions observées	139
6.4.3	Observation du nuage Sud	139
6.4.4	Observation du nuage Nord	143
6.5	Discussion et conclusions	149
6.5.1	Interprétation des observations	149
6.5.2	Le premier objet Herbig-Haro relativiste?	152
6.5.3	Comparaison avec SS 433	154
6.5.4	Conclusion	154
II Études de microquasars et de sources de haute énergie		157
7	Études de microquasars et de sources de haute énergie	159
7.1	Pourquoi étudier les microquasars et autres sources de haute énergie? . . .	159
7.2	Comment étudier les microquasars et les sources de haute énergie	160
7.2.1	Les moyens à notre disposition	160
7.2.2	Estimation de la nature du système binaire	161
7.3	Les microquasars et les sources de haute énergie étudiées	162
7.4	Conclusion de l'étude des sources de haute énergie	163
8	Candidats trous noirs du centre galactique	167
8.1	1E 1740.7-2942: le grand annihilateur	168
8.1.1	Paramètres généraux	168
8.1.2	Le contexte	168
8.1.3	Nos observations	173
8.2	GRS 1758-258	177
8.2.1	Paramètres généraux	177

8.2.2	Le contexte	178
8.2.3	Nos observations	179
8.2.4	Résumé de l'article	183
8.3	L'article «Recherche des contreparties optique et infrarouge de GRS 1758-258»	183
9	Candidats trous noirs dans des systèmes de masse intermédiaire	189
9.1	GRO J1655-40: la deuxième source superluminique	189
9.1.1	Paramètres généraux	189
9.1.2	Le contexte	190
9.1.3	Nos observations	191
9.2	GRS 1739-278	194
9.2.1	Paramètres généraux	194
9.2.2	Le contexte	194
9.2.3	Nos observations	195
10	Candidats trous noirs dans des systèmes de faible masse	201
10.1	Nova Ophiuchi 1993	201
10.1.1	Paramètres généraux	201
10.1.2	Le contexte	202
10.1.3	Nos observations	202
10.2	Nova Muscae 1991	206
10.2.1	Paramètres généraux	206
10.2.2	Le contexte	206
10.2.3	Nos observations	207
10.3	GX 339-4	210
10.3.1	Paramètres généraux	210
10.3.2	Le contexte	211
10.3.3	Nos observations	212
11	Étoiles à neutrons dans des systèmes de faible masse	217
11.1	GX 354-0	217
11.1.1	Paramètres généraux	217
11.1.2	Le contexte	218
11.1.3	Nos observations	218
11.2	Terzan 1	219
11.2.1	Paramètres généraux	219

11.2.2	Le contexte	219
11.2.3	Nos observations	219
11.3	L'article	220
11.3.1	Résumé de l'article	220
11.3.2	L'article «Les contreparties radio de GX 354-0 et Terzan 1»	220
12	Un répéteur de sursauts de rayons γ mous: SGR 1806-20	225
12.1	Paramètres généraux	225
12.2	Le contexte	226
12.2.1	Comportement aux hautes énergies	226
12.2.2	SGR 1806-20 associée à un pléïon ?	226
12.2.3	L'étoile compagnon du système binaire	227
12.2.4	Quelle est la source d'énergie de SGR 1806-20 ?	228
12.3	Nos observations	229
12.3.1	Recherche de la contrepartie de SGR 1806-20 en infrarouge	229
12.3.2	Estimation de la nature du système binaire de SGR 1806-20	229
12.3.3	Discussion	230
13	GRS 1734-292: une galaxie de Seyfert de type 1, et non une binaire de rayons X	233
13.1	Paramètres généraux	233
13.2	Le contexte	234
13.3	Nos observations	234
13.4	Résumé de l'article	235
13.5	«La source de rayons X durs GRS 1734-292: une galaxie de Seyfert 1 derrière le centre galactique»	235
14	Conclusion générale	243
14.1	Résultats apportés par cette étude	243
14.1.1	GRS 1915+105: Un microquasar dans notre Galaxie	244
14.1.2	Étude de diverses sources de haute énergie	247
14.2	Conclusion générale	250
14.3	Discussion	251
14.4	Perspectives	252

III ANNEXES	255
1 Annexe 1: Les coordonnées des sources	257
2 Annexe 2: Traitement des images infrarouges	259
2.1 Introduction	259
2.2 Différentes caractéristiques	260
2.2.1 Les images	260
2.2.2 Les filtres	261
2.2.3 La lentille	261
2.2.4 Le détecteur	262
2.3 Le traitement étape par étape	262
2.3.1 Examen de chaque image	262
2.3.2 Biais	262
2.3.3 Darks	262
2.3.4 Champs plats	262
2.3.5 Rayons cosmiques	264
2.3.6 Soustraction du fond de ciel	264
2.3.7 Obtention de l'image finale de l'objet	264
2.3.8 Histogramme	264
2.3.9 Soustraction du continuum	265
2.4 Comparaison d'images	265
2.4.1 Détection de tous les objets d'une image	265
2.4.2 Calcul de la magnitude instrumentale de chaque objet	266
2.4.3 Sélection des objets dont l'éclat a varié	266
2.4.4 Comparaison des deux images	266
2.5 Photométrie	266
2.5.1 De la magnitude apparente à la magnitude absolue	266
2.5.2 Photométrie en champ bondé	268
2.6 Résolution	268
3 Annexe 3: Liste des articles joints	269
Index	278

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Introduction générale	1
1.2	Mise au point de la stratégie d'étude	10
1.3	Présentation des résultats	13

1.1 Introduction générale

1.1.1 Les sources à jets, quasars et microquasars

Au cours de l'histoire des connaissances en astronomie, le sens d'avancement des découvertes a toujours été caractérisé par un déploiement: les découvertes ont été du proche vers le lointain, de l'unique vers le pluriel, et du petit vers le grand. Ainsi, si la Lune, satellite de la Terre, était connue par les premiers hommes, les satellites qui suivirent furent ceux de Jupiter, découverts par Galilée une nuit de l'hiver 1609-1610, grâce à la petite lunette qu'il venait de construire. Si Herschell avait compris dès le milieu du XIXème siècle que la Voie Lactée était un ensemble d'étoiles auquel nous appartenions, et qu'il devait y avoir beaucoup d'autres de ces «univers-îles» dans l'Univers, il fallut attendre Hubble pour en avoir la confirmation, grâce à sa mesure de la distance de la galaxie d'Andromède. Enfin, si les volcans de la Terre étaient aussi connus par les premiers hommes sur la Terre, –ou du moins par certains–, seul l'envoi de sondes dans le Système solaire a permis d'en révéler l'existence sur d'autres corps, comme par exemple Io, l'un des satellites de Jupiter.

L'explication de ce sens d'avancement des découvertes, –du proche vers le lointain, de l'unique vers le pluriel, et du petit vers le grand–, est limpide: elle est due à la plus grande

visibilité du phénomène le plus proche, et donc par voie de cause à effet, il était nécessaire de posséder les moyens instrumentaux permettant d'observer les phénomènes les plus lointains. Si l'oeil suffisait pour voir la Lune, une lunette était nécessaire à la découverte des satellites de Jupiter; si une lunette suffisait à voir que le nuage de la Voie Lactée représentait les étoiles de notre Galaxie, il fallait un grand télescope pour prouver la nature extragalactique de la nébuleuse d'Andromède, nommée par la suite galaxie d'Andromède; enfin, si l'oeil suffit à voir des volcans sur la Terre, seule une sonde spatiale pouvait les découvrir sur Io.

Pour les découvertes concernant les sources binaires de rayons X à jets relativistes, dont nous allons longuement parler au cours de cette thèse, il en alla tout autrement. En effet, ce sont d'abord les quasars qui ont été découverts, au début des années 1960, en tant qu'objets d'où émanaient des jets, d'une longueur de quelques millions d'années-lumière, constitués de matière voyageant dans l'espace intergalactique à des vitesses relativistes, et émettant un rayonnement radio synchrotron. Le premier quasar découvert, nommé 3C273 car il est le 273^{ème} objet du troisième catalogue de radiosources de Cambridge, est montré en figure 1.1. Les quasars sont des objets des confins de l'Univers, très compacts et énergétiques, dont on pense qu'ils abritent un gigantesque trou noir de plusieurs millions de masses solaires, source de leur grande énergie. Ils absorbent la matière du milieu interstellaire ou des étoiles composant la galaxie qui les héberge. Puis, au sein de ces quasars ont été détectés des mouvements de matière se déplaçant apparemment à une vitesse supérieure à celle de la lumière, et nommés dès lors mouvements superluminiques.

Les microquasars

Il fallut alors attendre une quinzaine d'années, jusqu'à la fin des années 1970, pour découvrir la présence de «microquasars» au sein de notre Galaxie, c'est-à-dire d'objets d'où émanent des jets radio, morphologiquement identiques à ceux des quasars et des galaxies actives, mais de taille évidemment très inférieure, puisque leur longueur n'est ici que de quelques années-lumière. Ces microquasars sont des systèmes binaires de notre Galaxie et des sources d'éjections relativistes, et nous verrons par la suite qu'ils présentent des phénomènes morphologiques et dynamiques analogues aux quasars, mais sur une échelle de longueur des millions de fois inférieure. Le premier objet présentant une analogie de forme avec les quasars est SS 433 (Spencer, 1979). C'est en 1978 qu'il a été compris que les émissions en radio, en optique et dans les rayons X provenaient du même astre (Clark et Murdin, 1978), nommé SS 433 en tant que 433^{ème} objet du catalogue de Stephenson-Sanduleak, regroupant des objets présentant une forte émission en $H\alpha$ (Stephenson et Sanduleak, 1977). Du noyau central de cet objet émanent deux jets visibles dans les longueurs d'onde radio,

la vitesse d'éjection des particules constituant ces jets étant de $0.26 c$ (Milgrom *et al.* , 1982). L'axe de ces jets subit une précession, avec une période de ~ 164 jours (cf (Margon, 1984) pour une revue des propriétés de SS 433).

Cependant, l'analogie entre cet objet et les quasars n'apparaissait pas comme évidente. La première raison à cela est que SS 433 est resté pendant presque une quinzaine d'années le seul objet à présenter des jets émanant du noyau central. Ainsi, il semblait plutôt aux astronomes que SS 433 était un objet aux propriétés étranges, qui ne pouvait pas être classé dans une famille. La deuxième raison expliquant la difficulté de rapprocher SS 433 des quasars, est que la source d'énergie des quasars était attribuée à un trou noir supermassif au centre, alors qu'il était difficile de conclure sur la nature de l'objet compact de SS 433, à savoir s'il s'agissait d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir, en particulier à cause de son spectre très mou dans les hautes énergies. Par la suite, Cygnus X-3 semblait présenter une éjection à une vitesse de $\sim 0.3 c$, mais aucune observation n'avait pu montrer le mouvement des nuages individuels éjectés (Schalinski *et al.* , 1995).

En 1992 survient la découverte de jets émanant d'une source de rayons X proche du centre de notre Galaxie: 1E 1740.7 – 2942 (Mirabel *et al.* , 1992). Ces jets longs d'environ un parsec sont montrés dans la figure 2.1. C'est alors la première fois qu'est mise en avant l'analogie avec les quasars, en donnant le nom de «microquasar» à cet objet. Cette fois-ci, l'analogie avec les quasars est mieux acceptée, en particulier parce que son spectre dans les hautes énergies est dur, et très similaire à celui de Cygnus X-1, le meilleur candidat trou noir. Puis, deux ans après la découverte de ce microquasar, sont observés pour la première fois dans notre Galaxie des mouvements superluminiques, au sein d'une source de haute énergie qui avait été détectée deux ans auparavant: GRS 1915 + 105 (Mirabel et Rodríguez, 1994). Et il est clair que, sans rien enlever à la pertinence et à l'importance de cette découverte, l'existence de ces phénomènes dans les quasars et le lien morphologique entre ces deux classes d'objets, associés à l'hypothèse que cette analogie de forme devait être sous-tendue par une analogie physique, ont accéléré la découverte du même type de phénomènes dans les microquasars. En effet, l'ensemble des outils théoriques était déjà disponible, en particulier grâce à l'ensemble du travail théorique entrepris pour expliquer la présence de jets associés aux quasars, ainsi que la conception, au milieu des années 1970, de mécanismes permettant d'éjecter de la matière dans l'espace sans champ magnétique fort, ce qui est le cas pour un trou noir (par exemple le mécanisme de Blandford-Znajek). Ainsi, l'idée de la présence d'un objet compact, qu'il soit un trou noir ou une étoile à neutrons, entouré par un disque d'accrétion fortement magnétisé, permettant l'éjection collimatée de matière sous forme de nuages de plasma relativistes, était déjà acceptée.

D'ailleurs, la découverte du même type de phénomènes, au sein d'objets très différents

par leur taille et leur masse, a montré que le lien morphologique n'était pas un hasard, mais qu'il était sous-tendu par un lien physique, fondé sur le fait que ces deux classes d'objets tirent leur énergie de la présence d'un objet compact, très certainement un trou noir, entouré d'un disque d'accrétion. Ce fait doit expliquer dans les deux cas la présence de jets perpendiculaires au disque d'accrétion entourant l'objet compact. Cependant, la provenance de la matière constituant le disque d'accrétion, dans le cas du microquasar, n'était pas encore très claire à ce moment-là: s'agissait-il d'une étoile compagnon, d'un nuage moléculaire, ou même d'une association des deux ?

La seule différence entre les quasars et les microquasars devait être la masse de l'objet compact central, supermassif, c'est-à-dire de quelques millions à quelques milliards de masses solaires, dans le cas des quasars, et de masse stellaire, c'est-à-dire de quelques unités à quelques dizaines de masses solaires, dans le cas des microquasars. En effet, la théorie des disques d'accrétion visqueux, comme par exemple le modèle du disque α (Shakura et Sunyaev, 1973), montre que la température effective caractéristique des disques d'accrétion T_{eff} est indépendante des détails des mécanismes de viscosité, et dépend principalement de la masse du trou noir M_X et du taux d'accrétion de matière \dot{M}_{disque} , tandis que la luminosité totale du disque L_{disque} dépend uniquement de \dot{M}_{disque} . Ainsi, (Falcke et Biermann, 1996)

$$\nu_{max} = 0.7 \times 10^{18} \frac{m_{-8}^{1/4} (r^{-3} Q B^{-1} C^{-1/2})^{1/4}}{m_X^{1/2}} \text{ Hz} \quad (1.1)$$

$$T_{eff} = 1.2 \times 10^7 \text{ K} \left(\frac{\nu_{max}}{10^{18} \text{ Hz}} \right) \quad (1.2)$$

et

$$L_{disque} = 3 \times 10^{37} m_{-8} \left(\frac{\eta}{5\%} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.3)$$

où $m = M_X / M_\odot$ et $m_{-8} = \dot{M}_{disque} / 10^{-8} (M_\odot / \text{an})$ sont respectivement la masse et le taux d'accrétion du trou noir. $r = R / R_g$ est le rayon sans dimension en unité de rayon gravitationnel égal à la moitié du rayon de Schwarzschild: $r = R_g / 2 = GM / c^2 = 1.48 \times 10^5 M / M_\odot \text{ cm}$. B , C et Q sont des fonctions de r explicitement données (Page et Thorne, 1974). L'efficacité η pour les trous noirs varie entre 5 et 30 %, en fonction de leur moment angulaire.

Ainsi, à cause de cette différence de masse entre les quasars et les microquasars, le disque d'accrétion entourant dans les deux cas l'objet compact n'est pas à la même température. Les quasars constitués d'un trou noir supermassif, et présentant un taux d'accrétion élevé,

montrent une luminosité L_{disque} comprise entre 10^{44} et 10^{48} ergs^{-1} , et une température effective T_{eff} entre 10^4 et 10^5 K, alors que les trous noirs de masse stellaire présentent une luminosité L_{disque} dans un intervalle de 10^{36} à 10^{38} ergs^{-1} , et une température effective $T_{eff} \sim 10^7$ K. De ce fait, la relation 1.2 montre que le disque d'accrétion du quasar émet plutôt dans l'ultra-violet et l'optique, alors que celui du microquasar émet plutôt dans les rayons X. Ainsi, les quasars pouvaient être par nature plus facilement détectés dans les longueurs d'onde optiques ou ultraviolettes, alors que les microquasars l'étaient plus facilement dans les rayons X, ou plus généralement dans les hautes énergies. Comme les observations dans les hautes énergies nécessitaient d'être effectuées obligatoirement, soit sur des ballons, soit dans des satellites, à cause de l'atmosphère terrestre qui arrête les rayonnements de haute énergie, cela explique que les quasars aient été découverts plus rapidement que les microquasars. De plus, les quasars sont de très fortes sources radio, plus fortes que les microquasars, et les instruments radio au sol ont été développés plus vite que les instruments de haute énergie, X et γ , comme SIGMA par exemple.

Inversion de sens d'avancement de la sphère des connaissances

Ainsi, si l'avancement des connaissances s'est fait dans ce sens, des quasars vers les microquasars, c'est-à-dire du lointain vers le proche, du grand vers le petit, et en définitive du pluriel vers l'unique, cela est dû à la différence de la nature des deux objets, qui ne sont pas a priori détectés avec les mêmes instruments. L'observation de ces deux types d'objets différents est donc contrainte par le développement technologique de l'instrumentation observationnelle.

Même ce nom de microquasar, s'appliquant à ce type d'objets, provient des quasars, comme si les microquasars n'étaient pas des objets à part entière leur permettant d'acquérir un nom, mais n'existant que par comparaison avec d'autres objets. Mais il faut tout de même remarquer qu'il existe d'autres noms les désignant, comme par exemple «source binaire de rayons X à jets radio»¹. De plus, certains microquasars appartiennent à la famille des sources binaires de rayons X à trou noir².

Finalement, comme dans le cas des microquasars l'avancement des connaissances est parti des quasars, il s'est produit un changement de sens de la sphère d'avancement des connaissances: au lieu de se déployer, elle s'est contractée, en passant du lointain au proche, et du grand au petit.

Au cours de cette thèse, je vais relater les résultats de nos recherches concernant ces

1. en anglais Radio-Jet X-Ray Binary (RJXRB)

2. en anglais Black Hole X-Ray Binary (BHXRb)

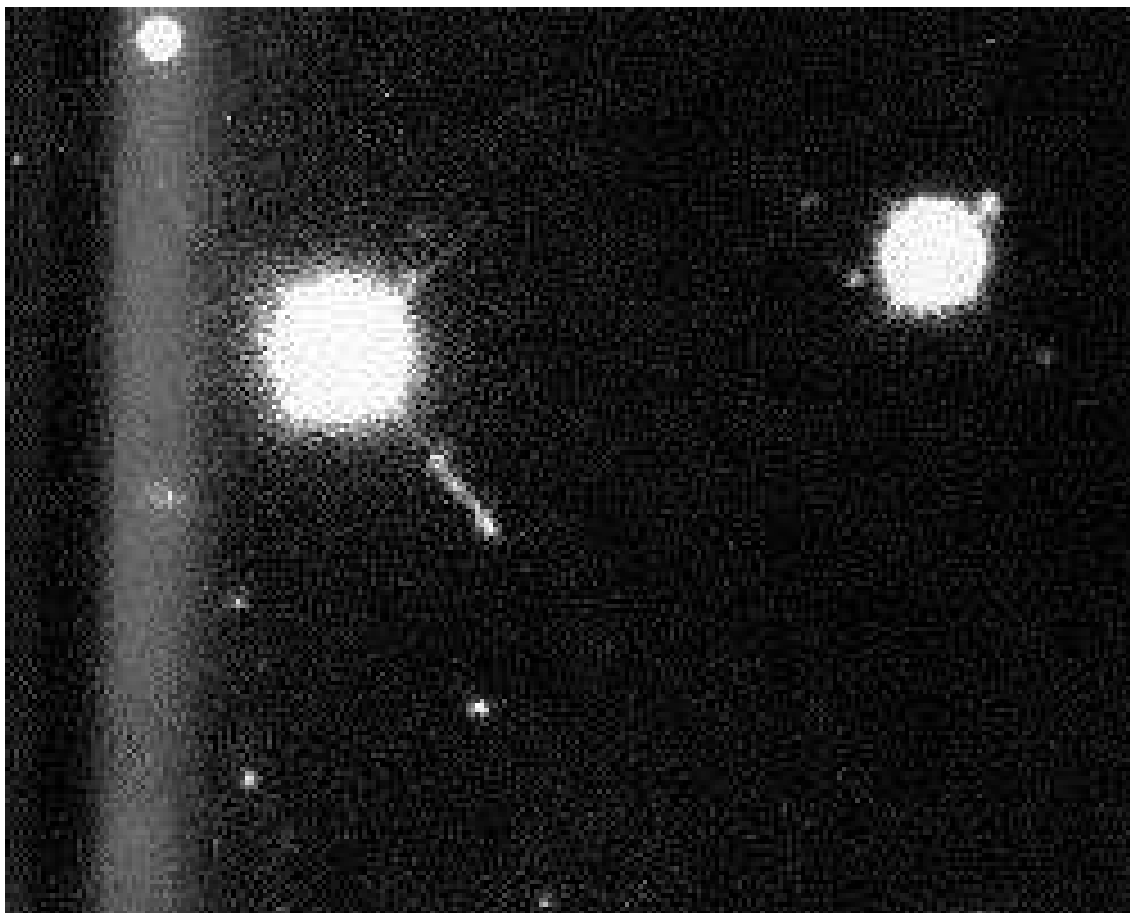


FIG. 1.1 – *Premier quasar découvert: 3C273.*

objets que sont les microquasars. En particulier, je vais montrer que nous avons, au moyen d'études dans plusieurs longueurs d'onde, réussi à cerner le modèle aujourd'hui communément admis du microquasar. Un microquasar est ainsi un trou noir de quelques masses solaires, entouré d'un disque d'accrétion d'une température de quelques 10^6 K, attirant la matière d'une étoile compagne se trouvant à ses côtés, et éjectant de la matière sous forme de nuages de plasma relativistes, le long de jets s'étalant sur quelques années-lumières.

1.1.2 Les trous noirs

Dans la lignée des grandes explorations intellectuelles conduites par l'Homme, repoussant les limites de son entendement, celle de la quête des étoiles effondrées, et en particulier du «Trou Noir», rassemble tous les ingrédients de ses questionnements. Depuis la mort de l'astre lors de son effondrement sur lui-même, en passant par son appétit vorace le faisant

dévorant son étoile compagnon, ou plusieurs étoiles, ou encore d'autres matières, jusqu'à son égocentrisme et sa fermeture au monde extérieur, le temps et l'espace du trou noir se refermant sur lui-même derrière son horizon, cet objet ébranle et transcende les questionnements humains.

Or la nature même de cet astre, au formidable pouvoir attracteur créé par son potentiel gravitationnel, nous cache son existence. Du moins tant qu'il reste isolé. Car si le trou noir s'associe à une étoile, il en attire alors forcément de la matière, et devient dès lors visible, car certains signes ne trompent pas. Ainsi, c'est lorsque le trou noir retrouve sa vraie nature d'attracteur, en se découvrant et en sortant de son isolement, qu'il ne peut plus cacher son existence au monde extérieur.

D'ailleurs, dès que les astronomes pensent avoir détecté un trou noir, ils ne le nomment pas «trou noir», mais «candidat trou noir». Ce terme est là pour rappeler que même si la masse d'un objet invisible est supérieure à $3 M_{\odot}$, nous ne pouvons pas être totalement sûrs qu'il s'agisse d'un trou noir. Il peut en effet peut-être exister des corps invisibles dont la masse est supérieure à $3 M_{\odot}$, mais dont la nature nous est inconnue. Pour montrer leurs incertitudes et en même temps prévoir toute éventualité, les astronomes ont ainsi donné à ces objets le nom de «candidat trou noir», signifiant que, pour l'instant, nous ne pouvons pas acquiescer la certitude absolue que tel corps est un trou noir. Il faudra sûrement attendre le développement de l'astronomie des ondes gravitationnelles pour avoir la preuve directe de l'existence des trous noirs. En attendant, certains indices, tout en n'étant que des preuves indirectes liées à l'action de ces corps sur leur environnement, suggèrent leur existence.

Cette appellation de candidat trou noir montre la prudence des astronomes vis-à-vis de ces corps, et cette prudence au cours des découvertes de ces dernières décennies s'est révélée judicieuse, car nombre d'objets se sont hissés au rang de candidats trous noirs, pour ensuite se voir refuser cette appellation, en exhibant des signes caractéristiques des étoiles à neutrons.

En effet, la seule preuve de l'existence d'un trou noir, ou plutôt d'un candidat trou noir, est la détermination de sa masse, à partir d'études dynamiques de l'étoile compagnon, en particulier fournies par des observations spectroscopiques effectuées dans les longueurs d'onde optiques. Cependant, ceci est impossible à faire pour certains objets, par exemple s'ils sont justement invisibles en optique. Il faut alors faire preuve d'imagination, pour réussir à discerner les trous noirs des étoiles à neutrons. Un bon moyen de discernement est le comportement de ces objets aux hautes énergies. Soit un système A, constitué d'un objet compact et d'une étoile compagnon. Supposons que la masse de l'objet compact est connue par d'autres moyens et le place au rang de candidat trou noir. Soit maintenant un

système B, constitué lui aussi d'un objet compact et d'une étoile compagnon. Supposons que ce système B présente dans les hautes énergies un comportement très similaire au système A. Nous pouvons alors en déduire que l'objet compact de B est sûrement aussi un candidat trou noir. Les meilleurs candidats trous noirs, c'est-à-dire ceux dont la masse M_X , déterminée à partir d'études dynamiques de l'étoile secondaire, est supérieure à la masse maximale (canonique) pour une étoile à neutrons de $3.2 M_\odot$, sont Cygnus X-1 ($M_X \sim 16 \pm 5 M_\odot$), LMC X-3 ($M_X \geq 7 M_\odot$), LMC X-1 ($M_X \sim 6 M_\odot$), A0620-00 ($M_X \geq 7.3 M_\odot$), V404Cyg ($M_X \sim 8 - 12 M_\odot$), Nova Muscae 1991 ($M_X \geq 3.1 M_\odot$), et récemment GRO J1655-40 ($M_X \sim 7.02 \pm 0.22 M_\odot$), où M_X représente la masse de l'objet compact, c'est-à-dire ici du trou noir.

Au cours de la description de mes travaux, relatée dans cette thèse, je vais montrer que nous avons réussi à cerner des phénomènes se produisant très près de l'horizon d'un candidat trou noir. Nous avons en effet observé que de la matière provenant de la partie interne du disque d'accrétion disparaît au-delà de la dernière orbite stable entourant le trou noir. Par la suite, nous avons observé les signatures de nuages de plasma relativistes éjectés de l'objet compact. L'ensemble de ces phénomènes a permis de mettre en évidence la présence de l'horizon du trou noir, unique moyen de prouver l'existence de cet objet, et de montrer le lien entre l'accrétion et l'éjection de matière autour d'un objet compact, qu'il soit un trou noir ou une étoile à neutrons.

1.1.3 Microquasars, trous noirs, et sources binaires de haute énergie

Parce que les liens entre tous ces objets, les microquasars, les trous noirs, et l'ensemble des sources binaires de haute énergie, sont encore enchevêtrés et mal connus, il était nécessaire d'étudier un panel représentatif de ces objets. En effet, les questions qui se posent actuellement dans ce domaine sont multiples. La première tient à la nature même des microquasars. L'objet compact est-il un trou noir ou une étoile à neutrons ?

Les questions suivantes ont trait aux mécanismes présents dans ces objets. En effet, si la source d'énergie est bien identifiée, puisqu'elle est créée par le potentiel gravitationnel de l'objet compact, qui est bien sûr plus intense dans le cas du trou noir, les mécanismes existant au sein de ces objets, et tirant profit de cette formidable énergie disponible, restent, eux, encore mal compris.

Les questions surgissent dès lors que l'on s'intéresse aux flots d'accrétion autour de l'objet compact, et aux éjections de matière. D'ailleurs, le comportement du flot d'accrétion peut représenter la clé de l'énigme concernant la nature de ces objets. En effet, si l'objet

compact est une étoile à neutrons, la matière accrétée entrant en contact avec la surface de l'étoile sera en mesure de déclencher une série de phénomènes observables. Inversement, si l'objet compact est un trou noir, cette même matière accrétée n'émettra plus de rayonnement à partir du moment où elle aura traversé l'horizon de Schwarzschild. De plus, le mécanisme conduisant à l'éjection de nuages de plasma à des vitesses relativistes suscite toujours des questions. Puis surviennent les questions liées à la nature de la matière éjectée. Cette matière est-elle uniquement constituée d'électrons, ou d'électrons et de positons, ou encore est-elle aussi baryonique ?

La question découlant des précédentes concerne la possibilité de l'existence d'un lien entre la matière accrétée et la matière éjectée. Est-ce que ces deux phénomènes –accrétion et éjection– sont reliés de quelque façon, ou est-ce qu'ils sont complètement dissociés ? Et si ces deux phénomènes sont reliés, est-ce qu'ils constituent une caractéristique des microquasars ? Ces phénomènes d'accrétion–éjection peuvent-ils se produire sur une longue échelle de temps ? Ou, autrement dit, quelle est la durée de vie des microquasars ?

Enfin, quelle est la différence fondamentale entre les sources binaires de haute énergie hébergeant des candidats trous noirs et ne présentant pas de jet, et les microquasars ? Autrement dit, existe-t-il dans notre Galaxie des «microblazars», comme il existe dans l'Univers extragalactique des blazars, galaxies actives sources d'émission forte en radio mais ne présentant pas de jets, car ceux-ci seraient alignés avec la ligne de visée, et nous serions donc, uniquement à cause de la géométrie de ces objets, dans l'impossibilité de détecter des jets émanant de ces objets.

Cette étude des microquasars dépasse même le cadre de ces objets, puisqu'elle permet d'aller plus loin dans la compréhension de l'ensemble des sources à jets. En effet, dévoiler le «fonctionnement» des microquasars, en particulier par la mise en évidence d'un lien probable entre l'accrétion et l'éjection de matière, facilite la compréhension de l'ensemble des objets accrétant de la matière, dont l'objet compact est soit un trou noir, une étoile à neutrons, une naine blanche ou même une étoile jeune. Ainsi, si les jets visibles de part et d'autre de ces objets sont réellement créés par l'accrétion de matière autour de l'objet compact, ou encore par une augmentation temporaire de ce taux d'accrétion, l'observation de la matière éjectée doit fournir des informations sur la nature de l'objet compact.

1.2 Mise au point de la stratégie d'étude

1.2.1 Les objets étudiés

Dans le but d'être en mesure de répondre aux questions précédemment posées, ces travaux de thèse se sont voulus autant que possible sans ségrégation. Cette étude a porté, mais de façon très inégale comme nous allons le voir, sur douze sources de haute énergie. Parmi ces sources figure tout d'abord la première source superluminique de notre Galaxie, GRS 1915 + 105. Cette source transitoire de rayons X est un candidat trou noir dont j'ai montré qu'elle appartenait à un système de grande masse. Ensuite viennent les deux sources persistantes de rayons X durs et de rayons γ mous du centre de la Voie Lactée, 1E 1740.7 – 2942 et GRS 1758 – 258: deux candidats trous noirs certainement situés dans des systèmes binaires de masse intermédiaire. Suivent deux sources transitoires de rayons X, candidats trous noirs situés dans des systèmes de masse intermédiaire: GRO J1655 – 40 et GRS 1739 – 278. GRO J1655 – 40 est la deuxième source galactique superluminique, et donc la dernière puisqu'il n'en existe actuellement que deux. Nous arrivons ensuite à trois sources transitoires de rayons X, également des candidats trous noirs, mais cette fois-ci situés dans des systèmes de faible masse: tout d'abord deux novæ, Nova Ophiuchi 1993 et Nova Muscae 1991, et GX 339 – 4. Nous avons maintenant terminé notre liste en ce qui concerne les candidats trous noirs de masse stellaire, pour continuer avec deux objets effondrés, certainement des étoiles à neutrons, dans des systèmes de faible masse: GX 354 – 0 et Terzan 1. Ces objets sont situés dans des systèmes binaires de faible masse. Nous sortons alors des objets habituels pour atteindre SGR 1806 – 20, un objet aux propriétés étranges, autant dans les hautes énergies que dans les grandes longueurs d'onde. Et enfin, nous élargissons notre champ de vue, en étudiant une galaxie active de type Seyfert 1, que nous avons tout d'abord pensée être un microquasar. D'ailleurs, ceci montre d'ailleurs l'analogie très forte existant entre les microquasars et les quasars, en ce qui concerne les propriétés observationnelles, cette analogie morphologique devant être sous-tendue par une analogie physique.

1.2.2 La démarche: étude multi-longueur d'onde et multi-échelle

Mon travail de thèse a ainsi consisté à découvrir la nature de ces microquasars, à mieux comprendre les phénomènes qui s'y produisent, et enfin à appréhender l'effet des éjections sur l'environnement de ces candidats trous noirs dans des systèmes binaires de haute énergie. Or, ces différents sujets d'études ne peuvent pas être entrepris grâce aux mêmes outils. En effet, les différents rayonnements dans lesquels nous avons observé ces objets donnent

accès à différentes parties du système. Les rayons X et γ permettent de regarder plutôt la partie interne du disque d'accrétion; tandis que les grandes longueurs d'onde, l'optique et l'infrarouge, sont surtout émises par la photosphère de l'étoile compagnon et la partie externe du disque d'accrétion; enfin la radio aux longueurs d'onde centimétriques permet l'étude des nuages de plasma relativistes éjectés par l'objet central, et la radio aux longueurs d'onde millimétriques permet l'étude de l'environnement moléculaire, en particulier pour comprendre quel est l'impact des éjections relativistes sur le milieu interstellaire. Ainsi, j'ai suivi au cours de ma thèse une approche d'**observations multi-longueur d'onde permettant une étude multi-échelle de ces sources**, depuis les régions proches de l'objet compact, jusqu'à des distances lointaines, où peuvent se produire des collisions entre les nuages éjectés et la matière interstellaire.

1.2.3 Le plan de travail

Évidemment, il était matériellement impossible que je m'occupe de toutes les acquisitions des données dans les différentes longueurs d'onde, ainsi que de toutes les réductions, en parallèle au nécessaire travail de planification des observations, et bien sûr par la suite de l'interprétation de l'ensemble de ces observations. J'étais ainsi intégré dans une équipe dont le noyau dur est constitué de Félix Mirabel, Josep Martí, Luis Felipe Rodríguez et moi-même. Nous avons collaboré avec d'autres personnes, en fonction des observations que nous devons mener, ou des problèmes auxquels nous faisons face. Je décrirai au cours de cette thèse plus spécialement les parties qui m'incombaient, mais il sera nécessaire, pour une compréhension globale des problèmes, que je les intègre à l'ensemble des autres observations. Je m'attacherai à préciser à chaque fois en quoi a consisté ma contribution à ce travail de recherche commun. Cependant, je peux dès maintenant préciser que mes domaines de prédilection ont été les longueurs d'onde infrarouges et millimétriques, et que j'étais particulièrement impliqué dans tous les aspects des observations à ces longueurs d'onde.

Ainsi, au cours de ma recherche, j'ai mené la plupart des observations en infrarouge, exceptées certaines observations effectuées à partir d'alertes, et j'ai traité et analysé l'ensemble des données infrarouges dont je parlerai dans cette thèse. Concernant le domaine des longueurs d'onde millimétriques, je me suis occupé de l'ensemble des observations, ainsi que de l'ensemble du traitement et de l'analyse de ces données. De plus, je me suis occupé d'une partie des demandes de temps d'observation avec les différents instruments, ainsi que de la planification et la mise en oeuvre des observations prévues ou déclenchées sur alertes,

par ce qu'on appelle des «cibles d'opportunité»³. Enfin, le reste du temps était consacré à l'interprétation, et bien sûr à l'écriture des articles.

1.2.4 Les moyens: télescopes au sol ou dans l'espace

Les observations étaient conduites dans deux contextes différents: soit dans une seule longueur d'onde, soit simultanément dans plusieurs longueurs d'onde, en utilisant des instruments au sol et/ou dans l'espace. Les sources compactes de haute énergie, transitoires ou persistantes, parmi lesquelles sont inclus les microquasars, ont été observées avec les télescopes de rayons X et/ou γ XTE, BATSE, SIGMA et SAX. Aux longueurs d'onde infrarouges, nous les avons étudiées surtout avec le télescope de 2.2 m de l'ESO, à la Silla (Chili), équipé du détecteur infrarouge IRAC2b, mais aussi avec le télescope anglais UKIRT, situé à Hawaï, avec la caméra infrarouge IRCAM 3. Aux longueurs d'onde millimétriques, nous avons observé avec le télescope de 30 m de l'IRAM. Enfin, aux longueurs d'onde centimétriques, nous avons surtout utilisé le réseau interférométrique du VLA⁴, situé au Nouveau-Mexique.

1.2.5 La stratégie

Certaines de ces sources ont été de notre part l'objet d'une étude rapide, restreinte aux longueurs d'onde infrarouges, permettant juste d'établir un lien entre les différentes natures de ces sources; d'autres ont été étudiées par nous en optique, en infrarouge et dans les longueurs d'onde radio millimétriques et centimétriques. Il était en effet impossible d'étudier de façon exhaustive chacune de ces sources dans plusieurs domaines de longueurs d'onde. Cependant, étant donné que pour comprendre ces sources de haute énergie il est nécessaire de les étudier à plusieurs longueurs d'onde, non seulement par des études suivies et distinctes, mais aussi par des études mêlant plusieurs longueurs d'onde et ceci de façon simultanée, nous avons choisi d'étudier plus particulièrement, et en profondeur, l'un de ces objets, à différentes échelles. Les buts intermédiaires de cette étude étaient d'une part de tenter de désenchevêtrer les liens qui devaient exister entre l'accrétion de matière et son éjection au sein des microquasars, et d'autre part d'essayer de comprendre quel est l'impact

3. Traduction littérale de «Target of Opportunity», observation déclenchée au cas où une nouvelle source apparaît, ou devient active, c'est-à-dire lorsque son flux augmente drastiquement dans un ou plusieurs domaines de longueurs d'onde. Dans un tel cas, il est nécessaire d'observer ladite source très rapidement, avant que son flux ne décline.

4. L'observatoire national de radioastronomie (NRAO) est géré par Associated Universities, Inc., sous accord de coopération avec la Fondation Nationale des Sciences (NSF) des USA

des éjections de matière par ces microquasars, sur le milieu interstellaire les environnant. Le but ultime, lui, était évidemment la quête de la nature de ces objets étranges et formidables que sont les microquasars.

Pour cette étude, il fallait donc un microquasar, dont on était certain qu'il soit situé dans notre Galaxie, susceptible d'être assez régulièrement en activité, c'est-à-dire exhibant des sursauts dans les différentes longueurs d'onde, et éjectant de façon puissante de la matière dans l'espace environnant, c'est-à-dire dont la vitesse d'éjection soit grande. L'objet optimal pour cette étude s'est révélé être GRS 1915 + 105, la première source galactique superluminique, car non seulement nous avons montré qu'elle est située dans notre Galaxie, mais aussi elle entre régulièrement en activité, et enfin elle éjecte des nuages de plasma relativistes à des vitesses de l'ordre de 92% de la vitesse de la lumière. Il peut donc exister des interactions entre ce qu'émet ce microquasar et le milieu interstellaire l'entourant. Ainsi, nous avons choisi d'honorer ce microquasar d'une étude approfondie et suivie, à de multiples longueurs d'onde: en infrarouge proche, en infrarouge moyen, en radio aux longueurs d'onde millimétriques et centimétriques, tout en reliant ces grandes longueurs d'onde à son comportement aux rayonnements énergétiques.

1.3 Présentation des résultats

1.3.1 Description générale

Avant d'aborder le corps de la thèse, j'ai tout d'abord explicité les objets que sont les quasars et les microquasars, en insistant sur leurs différences et leurs analogies. Ce chapitre 2, plus qu'une introduction, établit les difficultés liées aux observations de ces deux types d'objets à la fois très différents et très proches, et pose la problématique de l'astrophysique des trous noirs.

J'ai ensuite divisé cette thèse en deux parties distinctes, de part leur approche, les objets étudiés, ainsi que les résultats qu'elles apportent. La première partie, du chapitre 3 au chapitre 6, est consacrée au microquasar GRS 1915 + 105. L'étude multi-longueur d'onde complète de cette source, qui est l'un des deux meilleurs représentants de la famille des microquasars, a permis d'établir observationnellement les caractéristiques et propriétés générales de ces objets récents et encore mal connus.

La deuxième partie, du chapitre 7 au chapitre 13, traite de onze sources de haute énergie, très différentes les unes des autres, de par leurs propriétés aux hautes énergies, en optique et/ou en infrarouge, ou encore en radio centimétrique. Cette partie consiste en une étude, principalement dans le domaine infrarouge pour la plupart de ces objets, d'un

panel représentatif de sources de haute énergie, s'inscrivant dans un contexte de recherche de nouveaux candidats au titre de «microquasar».

J'ai ensuite disposé, après une conclusion générale (chapitre 14) reprenant les résultats principaux et ouvrant des perspectives, une première annexe rassemblant les coordonnées des douze sources que j'ai présentées dans cette thèse, puis une seconde annexe décrivant brièvement les différentes étapes du traitement d'image aux longueurs d'onde infrarouges, ainsi qu'une troisième annexe regroupant les articles auxquels ont donné lieu les travaux présentés et joints dans cette thèse.

Enfin, j'ai placé à la fin de cette thèse une bibliographie des références citées, puis un index des termes les plus caractéristiques.

1.3.2 Première partie: GRS 1915+105, un microquasar dans notre Galaxie

Cette première partie, du chapitre 3 au chapitre 6, présente les résultats d'une étude qui se veut la plus complète possible, et qui avait trois buts principaux. Le premier de ces buts était la quête de la nature de GRS 1915 + 105, l'un des deux microquasars superlumineux de notre Galaxie, dont je rappelle les principales propriétés et caractéristiques dans le chapitre 3. Le deuxième but consistait en l'établissement, à partir d'observations de GRS 1915 + 105, du modèle du microquasar, afin d'accéder à la nature et au «mode de fonctionnement» d'un tel objet. Quant au troisième but, il s'agissait de découvrir l'impact des éjections énergétiques de ce type de sources sur le milieu interstellaire environnant.

Les caractéristiques du système GRS 1915+105

Avant de tenter d'établir le modèle de microquasar, nous avons intensivement étudié l'objet GRS 1915 + 105 aux longueurs d'onde millimétriques et infrarouges, tout d'abord pour prouver de façon certaine sa nature galactique, puis pour réussir à découvrir la nature du système binaire, ainsi que ses caractéristiques principales.

Distance et environnement

À cette fin, j'ai tout d'abord établi, grâce à des observations millimétriques conduites à l'IRAM, la nature galactique de ce système, en le plaçant à une distance de 12.5 ± 1.5 kpc. J'ai ensuite montré que GRS 1915 + 105 était localisé juste derrière le coeur d'un nuage moléculaire, lui-même situé à 9.4 ± 0.2 kpc. De ce fait, à cette distance, GRS 1915 + 105 devenait l'une des sources de rayons X les plus lumineuses de notre Galaxie, en émettant fréquemment $\sim 3 \times 10^{38}$ erg s⁻¹. En déduisant de mes observations que la densité de colonne

totale d'hydrogène est de $N(\text{H}) = 4.7 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ le long de la ligne de visée de GRS 1915 + 105, j'ai montré que l'absorption visuelle s'élevait à $A_v = 26.5 \pm 1$ magnitudes. Cette absorption importante expliquant pourquoi GRS 1915 + 105 ne présentait pas de contrepartie aux longueurs d'onde optiques, j'ai ensuite intensivement étudié cette source aux longueurs d'onde infrarouges.

Nature du système binaire

Dans le domaine des longueurs d'onde de l'infrarouge proche, c'est-à-dire entre 1.25 et 2.2 μm , mes observations ont montré que la contrepartie infrarouge de GRS 1915 + 105, en plus de présenter des variations de l'ordre de 1 magnitude en quelques heures, exhibe des variations de ~ 2 magnitudes sur des intervalles de temps plus longs, jusqu'à quelques mois. De la comparaison des propriétés infrarouges de cette source avec celles de plusieurs autres sources binaires de rayons X, j'ai déduit une similarité forte en magnitudes absolues, couleurs, et variabilités dans le temps, entre GRS 1915 + 105 et SS 433, la source classique d'éjections relativistes. Les autres sources binaires de rayons X présentent des propriétés infrarouges très différentes de celles de GRS 1915 + 105. Les longueurs d'onde infrarouge donnant accès aux propriétés de la photosphère de l'étoile compagnon ainsi qu'aux propriétés de la partie externe du disque d'accrétion, ceci permet de suggérer que GRS 1915 + 105 est un système binaire lumineux et de grande masse, et que l'objet compact, certainement un trou noir, est entouré d'un disque d'accrétion optiquement épais. Une étude à long terme de la courbe de lumière infrarouge indique la possibilité d'une périodicité, de l'ordre de 23 ± 1 jours, cependant cette valeur doit être prise plus comme une indication que comme une valeur définitive, au vu du peu de données de la courbe de lumière infrarouge.

En août 1995, alors que la source GRS 1915 + 105 exhibait dans le domaine des rayons X et des ondes radio un sursaut intense et de longue durée, nous avons observé une paire de nuages radio-émetteurs, éjectés du noyau compact à des vitesses relativistes. Entre deux et cinq jours après le maximum du sursaut radio, nous avons détecté une augmentation dans la bande K de 1 magnitude. Nous avons alors interprété cette observation par une réverbération retardée dans le temps, de l'énorme quantité d'énergie dégagée lors du sursaut, suggérant l'apparition d'une composante de poussière chaude à une distance comprise entre 2 et 5 jours-lumière autour de GRS 1915 + 105. Enfin, je décris une analyse d'images infrarouges effectuées quelques temps après l'observation d'un jet infrarouge.

Ces variations en infrarouge de GRS 1915 + 105, parfois reliées à des variations dans les X et en radio, combinées au fait qu'il s'agit certainement d'une binaire de grande masse, suggèrent fortement que la majeure partie des variations infrarouges provient de rayonnement synchrotron émis par des nuages de plasma éjectés par GRS 1915 + 105.

L'ensemble de ces observations millimétriques et infrarouges, accomplies dans le but de

découvrir la nature de GRS 1915 + 105, est décrit dans le chapitre 4.

Le modèle du microquasar

Nous avons atteint le deuxième but avec succès : le modèle de microquasar est aujourd'hui prouvé de façon observationnelle, grâce en partie à l'ensemble de nos observations à plusieurs longueurs d'onde simultanées. Un microquasar est donc un trou noir de quelques masses solaires, attirant la matière d'une étoile compagnon, cette matière formant alors un disque d'accrétion de quelques 10^6 degrés autour du trou noir. Perpendiculairement à ce disque, et de part et d'autre de l'objet compact, sont éjectés des nuages de plasma se déplaçant à des vitesses relativistes. Ainsi, il apparaît que l'analogie de forme entre les quasars et les microquasars est sous-tendue par une analogie physique. Les phénomènes se produisant autour de trous noirs sont identiques, et sont régis par l'astrophysique des trous noirs, les seules différences étant que les échelles de variation temporelle et de longueur sont proportionnelles à la masse du trou noir.

L'une des briques de cette construction du modèle provient de notre observation du lien direct entre l'accrétion et l'éjection de matière au sein de l'un de ces objets: GRS 1915+105. Nous avons en effet observé que le passage, au-delà de la dernière orbite stable autour du trou noir, de la matière constituant la partie interne du disque d'accrétion, était à chaque fois suivi par l'éjection de nuages de plasma relativistes, les particules composant ces nuages émettant un rayonnement synchrotron dans la radio, l'infrarouge, et peut-être même jusqu'aux rayons X.

Ceci signifie donc que nous avons observé un nuage de plasma relativiste, éjecté par un microquasar, très peu de temps après sa formation. Ce rayonnement synchrotron dans les longueurs d'onde infrarouges a été mis en évidence par l'observation d'un sursaut infrarouge dû à une émission synchrotron, dont nous avons prouvé qu'il était le précurseur aux sursauts radio synchrotron qui ont suivi. Cette observation est à notre connaissance une première dans l'histoire de l'observation des binaires X. La suite de séries de remplissages et de vidages de la partie interne du disque d'accrétion montre que GRS 1915 + 105 serait un trou noir entouré par un disque d'accrétion optiquement épais, de rayon interne variable.

Ce lien entre l'accrétion et l'éjection dépasse même le cadre des microquasars, puisqu'il est très certainement une caractéristique de l'ensemble des objets accrétant de la matière, comme les trous noirs, les étoiles à neutrons, les naines blanches et les étoiles jeunes.

Ces observations multi-longueur d'onde simultanées, ainsi que les résultats en découlant, sont décrits dans le chapitre 5.

Les interactions entre les éjections de GRS 1915+105 et le milieu interstellaire

Le troisième but que nous nous étions fixés était de découvrir l'impact entre les éjections émanant des microquasars sur le milieu interstellaire environnant. Pour ce faire, nous avons observé en infrarouge proche, en infrarouge moyen, en radio aux longueurs d'onde centimétriques et millimétriques, deux sources radio symétriques par rapport à GRS 1915 + 105, situées sur le même angle que les éjections de GRS 1915 + 105, chacune étant située à 60 pc de GRS 1915 + 105, et dont nous pouvions penser qu'elles étaient associées, de quelque façon, à GRS 1915 + 105. Nos observations ne montrent pas de façon claire une association entre GRS 1915 + 105 et ces sources radio. Cependant, il reste la possibilité que ces sources aient reçu de l'énergie de GRS 1915 + 105, et qu'elles aient ensuite perdu la mémoire de cette association.

Les observations et les résultats concernant la recherche de ces interactions à grande échelle sont détaillées dans le chapitre 6.

1.3.3 Deuxième partie: Étude de diverses sources de haute énergie

Cette deuxième partie, du chapitre 7 au chapitre 13, présente les résultats que nous avons obtenus en optique, en infrarouge et en radio, concernant un ensemble de onze sources de haute énergie, très différentes les unes des autres. Parmi elles, se trouvent en effet les deux sources de rayons X durs du centre de la Galaxie, deux candidats trous noirs dans des systèmes de masse intermédiaire, trois candidats trous noirs dans des systèmes de faible masse, deux étoiles à neutrons dans des systèmes de faible masse, un magnétar, et enfin une galaxie active. Chacune de ces sources a été l'objet de notre part d'une considération inégale, allant de quelques images prises en infrarouge jusqu'à une étude complète dans plusieurs domaines de longueurs d'onde. La raison de ces différents traitements est liée d'une part à l'«actualité du ciel», car il est bien sûr particulièrement intéressant d'observer les sources lorsqu'elles deviennent actives dans les hautes énergies, et d'autre part à une volonté de complétude d'étude de telles sources. Cependant, pour chacune de ces sources, je me suis attaché à replacer l'ensemble de mes observations infrarouges, ainsi que nos observations en optique et en radio, dans le contexte d'une étude multi-longueur d'onde.

Avant de détailler notre étude de ces diverses sources, je décris tout d'abord la démarche suivie, ainsi que les conclusions générales, dans le chapitre 7. À partir de cette étude, il apparaît que les sources qui présentent les variations les plus significatives dans les longueurs d'onde infrarouges sont les candidats trous noirs dans les systèmes de faible

masse. Ceci est cohérent avec le fait que l'émission infrarouge provient principalement de la photosphère de l'étoile compagnon et de la partie externe du disque d'accrétion. Ainsi, si l'étoile compagnon est de faible masse et moins lumineuse, tout changement de luminosité se produisant dans le disque d'accrétion, et dû au phénomène d'accrétion de matière entre l'étoile compagnon et l'objet effondré, sera très bien visible. Inversement, cette variation sera moins visible si l'étoile compagnon est de grande masse, et lumineuse.

Les deux sources persistantes de rayons X durs du centre de la Galaxie

Je présenterai d'abord, dans le chapitre 8, les résultats que nous avons obtenus sur les deux sources persistantes de rayons X durs et de rayons γ mous du centre de la Voie Lactée, 1E 1740.7 – 2942 et GRS 1758 – 258. Ces deux objets sont des candidats trous noirs situés près du centre galactique. La contrepartie aux grandes longueurs d'onde de 1E 1740.7 – 2942 n'a pas encore été repérée. Cependant, les limites supérieures de visibilité de cette source permettent de fournir des contraintes sur la nature du système.

À l'inverse, nous venons de découvrir deux candidats à la contrepartie de la source GRS 1758 – 258, et nous sommes encore en train de l'étudier, en particulier spectroscopiquement. L'analyse de nos images optiques et infrarouges montrent qu'il s'agit d'un système de masse intermédiaire. Ce résultat, combiné à l'analogie aux hautes énergies entre GRS 1758 – 258 et 1E 1740.7 – 2942, suggère que la contrepartie de 1E 1740.7 – 2942 a déjà été observée en 1992.

Deux candidats trous noirs dans des systèmes de masse intermédiaire

Ces deux objets, GRO J1655 – 40 et GRS 1739 – 278, sont des sources transitoires de rayons X, des candidats trous noirs dans des systèmes de masse intermédiaire. GRO J1655 – 40 est la deuxième source galactique superluminique (et en même temps la dernière puisqu'il n'en existe actuellement que deux). J'exposerai, dans le chapitre 9, ce que mes observations infrarouges permettent de conclure au sujet, soit de la provenance de l'émission infrarouge, soit de la nature du système binaire.

Trois candidats trous noirs dans des systèmes de faible masse

Ces trois objets, tout d'abord deux novæ, Nova Ophiuchi 1993 et Nova Muscae 1991, et GX 339 – 4, sont des sources transitoires de rayons X, et également des candidats trous noirs. Je relaterai dans le chapitre 10 ce que l'ensemble de nos observations infrarouges permet de déduire à propos de la nature de ces systèmes. En particulier, ces observations

montrent d'une part que les variations subies par ces objets sont importantes, et d'autre part que l'étoile compagnon est de faible masse.

Deux étoiles à neutrons dans des systèmes de faible masse

Ces deux objets, GX 354 – 0 et Terzan 1, présentent dans les hautes énergies les propriétés d'objets effondrés tels que les étoiles à neutrons. Ainsi que je le décris dans le chapitre 11, nous avons découvert les contreparties radio de ces deux sources, ainsi que la contrepartie infrarouge de GX 354 – 0. Les observations infrarouges suggèrent que ces objets effondrés appartiennent à des systèmes de faible masse.

Un répéteur de sursauts de rayons γ mous

SGR 1806 – 20 est un objet aux propriétés étranges, autant dans les hautes énergies que dans les grandes longueurs d'onde. Et en effet, il semble qu'il soit plutôt une étoile à neutrons très magnétisée, associée ou non à une étoile compagnon. Les propriétés infrarouges de cette étoile, présentées dans le chapitre 12, suggèrent qu'elle soit une variable bleue lumineuse.

Une galaxie de Seyfert 1 à la place d'un microquasar !

Et enfin, je finirai, avec le chapitre 13, l'exposé de mes travaux par la découverte d'un quasar là où nous nous attendions à un microquasar. En effet, l'ensemble des propriétés de GRS 1734 – 292, à la fois dans les hautes énergies et dans la radio, était analogue aux propriétés des microquasars. À partir de l'analyse de son spectre en optique, nous avons montré qu'il s'agissait en réalité d'une galaxie de Seyfert de type 1, située à 87 Mpc, et présentant des jets s'étendant sur 2 kpc.

La détermination de la nature extragalactique de cet objet est très importante, car elle montre que l'analogie entre les quasars et les microquasars est très forte, et que cette si grande analogie de forme, indépendante de la distance de l'objet, doit être sous-tendue par une analogie physique.

1.3.4 Les annexes

À la fin de cette thèse sont rassemblées une annexe regroupant les différents noms, coordonnées et références principales, de chacune des douze sources étudiées dans cette thèse, une annexe décrivant les principales étapes nécessaires au traitement et à l'analyse

des images infrarouges, ainsi qu'une annexe regroupant les différents articles auxquels ont donné lieu ces travaux de thèse, et joints dans cette thèse.

Chapitre 2

Quasar–Microquasar

Sommaire

2.1	Qu'est-ce qu'un quasar?	21
2.2	Qu'est-ce qu'un microquasar?	23
2.3	Pourquoi le terme de microquasar?	25
2.4	Conclusion	30

2.1 Qu'est-ce qu'un quasar?

Les quasars sont des objets de l'Univers qui ont été découverts il y a plus de trente-cinq années. A cette époque, les quasars étaient détectés comme des sources radio puissantes, mais l'émission de ces objets provenait d'une région très petite. Par exemple, la radio-source 3C 48 présentait un diamètre apparent inférieur à une seconde d'arc. Dès qu'une boîte d'erreur¹ suffisamment précise, de seulement 5 secondes d'arc, fut fournie, des observations optiques permirent de détecter la contrepartie optique de cette radiosource. Cette contrepartie, un point lumineux isolé, de couleur bleue, ne ressemblait en rien à une galaxie –ce qui surprit énormément les astronomes de cette époque–, mais semblait être une étoile. Cependant, la surprise augmenta lorsque les astronomes prirent des spectres sur cet objet: ils s'aperçurent en effet que ceux-ci présentaient des raies d'émission dont les longueurs d'onde étaient très différentes de toutes celles qu'ils avaient vues jusqu'ici, que ce soit dans les gaz chauds fabriqués sur Terre, ou au sein des étoiles. Et c'est en 1963 que Maarten Schmidt comprit, en examinant le spectre de 3C 273, que si les raies présentaient

1. Précision de localisation d'une source, donnée par les capacités de l'instrument

des longueurs différentes, c'était uniquement parce que celles-ci étaient décalées vers le rouge, c'est-à-dire vers les grandes longueurs d'onde. Ce décalage étant proportionnel à la vitesse d'éloignement de l'objet observé, celui-ci devait s'éloigner très rapidement de nous. Or, l'univers étant en expansion, ce sont les objets les plus lointains qui ont la plus grande vitesse d'éloignement. Ainsi, le décalage vers le rouge des raies observées imposait que ces objets soient situés très loin de nous, à des distances dites cosmologiques. Et pourtant, malgré leur grande distance, nous recevions énormément d'énergie en provenance de ces objets.

Ainsi, parce que ces objets ressemblaient à des étoiles dans le domaine optique, bien qu'émettant un fort rayonnement radio et présentant des raies étranges, les astronomes leur ont donné le terme de «quasar», résultant de la contraction des mots anglais «QUAsi Stellar Astronomical Radiosource»². Il s'est révélé par la suite –les développements de l'astronomie observationnelle aidant– que ces quasars n'étaient en réalité pas des objets ponctuels, ni dans le domaine des ondes radio, ni dans celui de l'optique. Cependant, nous verrons dans la suite que la région centrale est tellement brillante qu'elle empêche de distinguer le reste de l'objet. Bien que la luminosité de ces objets soit très grande, supérieure à la luminosité des galaxies ordinaires, comme par exemple la Voie Lactée, la région émettrice de la majorité du rayonnement est très petite, généralement inférieure à la taille du système solaire. La taille de cette région a été déduite à partir de l'échelle de temps des variations détectées au sein des noyaux actifs de galaxie, parfois de l'ordre d'une journée, ce qui impliquait que la taille de la source d'énergie fût inférieure à un jour-lumière. En effet, les astronomes estiment que si une variation est détectée au sein d'un objet, cette variation doit être due à un changement d'état de l'ensemble de l'objet. Or, comme rien ne peut voyager plus vite que la lumière, cela signifie qu'une variation de l'état d'un objet au cours d'un certain intervalle de temps impose que cet objet ait une taille inférieure à la distance parcourue par la lumière pendant ce laps de temps. Les quasars représentent donc une débauche d'énergie provenant d'une région très petite.

Aujourd'hui, après plus de trente-cinq années d'études observationnelles et théoriques, les quasars restent des objets encore très mystérieux. Les traits principaux de la physique des quasars semblant être quasiment les mêmes que dans les radiosources extragalactiques et les noyaux actifs de galaxies, nous allons maintenant résumer le modèle aujourd'hui communément admis pour expliquer l'émission de ce type d'objets, en utilisant comme terme générique le mot «quasar».

L'explication habituellement acceptée, est que les quasars sont des galaxies très loin-

2. Source radio astronomique quasi stellaire

taines, au centre desquelles est localisé un trou noir supermassif, de quelques millions jusqu'à quelques milliards de masses solaires. Autour de ce trou noir en rotation, existe un disque d'accrétion³, d'une taille d'environ un milliard de kilomètres. Ce disque d'accrétion est chauffé par dissipation visqueuse, à une température thermique moyenne de quelques milliers de Kelvin. Il émet ainsi la majeure partie de son rayonnement dans les longueurs d'onde ultraviolettes et optiques. Ce disque d'accrétion aurait puisé la matière qui le constitue, soit à partir du milieu interstellaire de la galaxie hôte qui héberge le trou noir, soit encore à partir d'étoiles disloquées par les effets de marée produits par le trou noir. De part et d'autre du centre du trou noir, et perpendiculairement au disque d'accrétion ceinturant le trou noir, émanent des jets collimatés de gaz de particules relativistes, sur des distances de quelques millions d'années-lumière. Ce modèle est représenté dans la partie droite de la figure 2.4. Ces nuages de gaz émettent un rayonnement radio synchrotron, et sont éjectés à des vitesses qui, lorsqu'elles sont mesurées sur le plan du ciel, apparaissent être supérieures à celle de la lumière. L'énergie de rotation du trou noir semble donc être utilisée et transformée pour permettre l'éjection focalisée de plasma magnétisé à des vitesses relativistes.

Les incertitudes majeures subsistant à propos de ces quasars résident dans la nature de la source d'énergie, ainsi que dans celle de la matière éjectée à des vitesses superluminiques. Cependant, les réponses à ces questions ne peuvent pas être fournies simplement, le problème majeur de l'étude de ces objets étant leur grand éloignement. De plus, à cause de la grande masse de ces objets, l'échelle de temps des variations liées aux cycles d'accrétion et d'éjection de matière, tels que celles que nous avons observés au sein de GRS 1915 + 105, et que nous allons amplement expliciter par la suite, est de l'ordre de quelques milliers d'années. Ainsi, les astronomes ne peuvent pas s'attendre à déceler au sein de ces objets des variations significatives, dues aux transferts entre matière accrétée et matière éjectée, au cours d'une vie humaine. J'expliquerai plus en détail l'échelle de temps de ces variations dans le paragraphe 2.3.

2.2 Qu'est-ce qu'un microquasar?

«Microquasar» est le terme générique d'objets dont je vais maintenant décrire les caractéristiques principales. Le premier microquasar, 1E 1740.7 – 2942, a été découvert il y a seulement cinq ans, il est montré dans la figure 2.1 (Mirabel *et al.*, 1992). Il faut cependant remarquer que la distance de cet objet n'est pas encore déterminée avec certitude. Il fut le

3. Disque entourant un objet, et constitué de matière arrachée à un élément extérieur

premier spécimen d'une famille qui allait par la suite rapidement s'agrandir, bien qu'elle reste encore aujourd'hui assez restreinte, en même temps que ses membres étaient intensément étudiés. Les différents microquasars connus à l'heure actuelle sont rapportés dans le tableau 2.1. Une revue des différents aspects à plusieurs longueurs d'onde des binaires de rayons X émettant un jet radio est effectuée par (Fender *et al.*, 1997a). Leurs jets, émanant de part et d'autre de l'objet central, les font ressembler aux quasars, mais comme ils se trouvent dans notre Galaxie, ils s'étendent sur des distances bien inférieures à celles atteintes par les jets des quasars. Pour cette raison, ces objets ont été appelés «microquasars». Le fait qu'ils se trouvent relativement proches de nous, localisés dans notre propre Galaxie, la Voie Lactée, facilite grandement leur étude.

L'analogie morphologique existant entre les quasars et les microquasars a permis d'accélérer fortement les découvertes observationnelles concernant les microquasars. En effet, si cette analogie morphologique ne devait pas être due au hasard, mais bien plutôt au fait que les microquasars étaient certainement les analogues des quasars du point de vue de la dynamique et de la physique, mais à des échelles de masse et de distance bien inférieures. La première conséquence de la prise en compte de cette analogie fut la découverte de mouvements apparemment superluminiques, au sein d'objets de notre Galaxie. En effet, si des mouvements apparemment superluminiques existaient dans des jets créés par les quasars, il devait aussi être possible d'en détecter dans les jets créés par les microquasars. La première observation de ces mouvements superluminiques dans la Voie Lactée fut effectuée deux ans après la découverte du premier microquasar, et ce dans un autre microquasar, GRS 1915 + 105. Cette observation est montrée dans la figure 2.2 (Mirabel et Rodríguez, 1994). Cette découverte a permis d'établir clairement le mouvement relativiste des sources de rayonnement.

Actuellement, le modèle communément accepté (Mirabel et Rodríguez, 1998) présente les microquasars comme des systèmes binaires, dont l'un des constituants est un trou noir en rotation, de masse stellaire, c'est-à-dire de quelques unités à quelques dizaines de masses solaires, et l'autre est une étoile. Autour du trou noir tourne un disque d'accrétion, d'une taille d'environ 1 000 km, chauffé par dissipation visqueuse à une température thermique moyenne de quelques millions de degrés Kelvin. Ce disque d'accrétion émet ainsi dans le rayonnement X. La matière composant le disque d'accrétion provient de l'étoile compagnon du trou noir. Émanant de part et d'autre du centre du trou noir, des jets collimatés de gaz de particules relativistes s'étendent sur quelques années-lumière. Les nuages éjectés émettent un rayonnement radio synchrotron⁴, et se déplacent sur le plan du ciel à des

4. Rayonnement émis par des particules se déplaçant à des vitesses relativistes

Source	Émission X	Objet effondré	$V_{\text{éjection}}$	Jets	Références
GRS 1915 + 105	Transitoire	Trou noir	0.92 c	60 pc	mir94
GRO J1655 – 40	Transitoire	Trou noir	0.92 c		hje95
Cygnus X-3	Persistante	Étoile à neutron?	0.3 c		sch95
SS 433	Persistante	Étoile à neutron?	0.26 c	60 pc	spe79
1E 1740.7 – 2942	Persistante	Trou noir		1 pc	mir92
GRS 1758 – 258	Persistante	Trou noir		2 pc	rod92
Circinus X-1	Persistante	Étoile à neutron		4 pc	ste93

TAB. 2.1 – Sources de jets relativistes de la Galaxie.

hje95: (Hjellming et Rupen, 1995)

mir92: (Mirabel, 1992)

mir94: (Mirabel et Rodríguez, 1994)

rod92: (Rodríguez et al. , 1992)

sch95: (Schalinski et al. , 1995)

spe79: (Spencer, 1979)

ste93: (Stewart et al. , 1993)

vitesse mesurées comme étant apparemment superluminiques. L'énergie de rotation du trou noir semble encore une fois mise à contribution, pour permettre l'éjection collimatée du plasma magnétisé, à des vitesses relativistes. Le schéma typique d'un microquasar est représenté en figure 2.3. Dans ces objets, compte tenu de leur relative petite masse, l'échelle de temps des variations à laquelle nous pouvons nous attendre, quant aux variations liées aux cycles d'accrétion et d'éjection de matière, est de l'ordre de la minute, ce qui est tout à fait accessible à l'observation liée à une échelle humaine de temps. Je reviendrai sur l'échelle de temps de ces variations dans le paragraphe 2.3.

2.3 Pourquoi le terme de microquasar ?

D'un côté de l'échelle, des quasars, au centre des galaxies lointaines, représentent un trou noir d'une masse de 10^6 à $10^9 M_{\odot}$ ⁵, des jets sur une longueur de plusieurs 10^6 années-lumière, et des variations temporelles typiques dues aux cycles d'accrétion et d'éjection

5. M_{\odot} signifie 1 masse solaire, soit 1.99×10^{30} kg

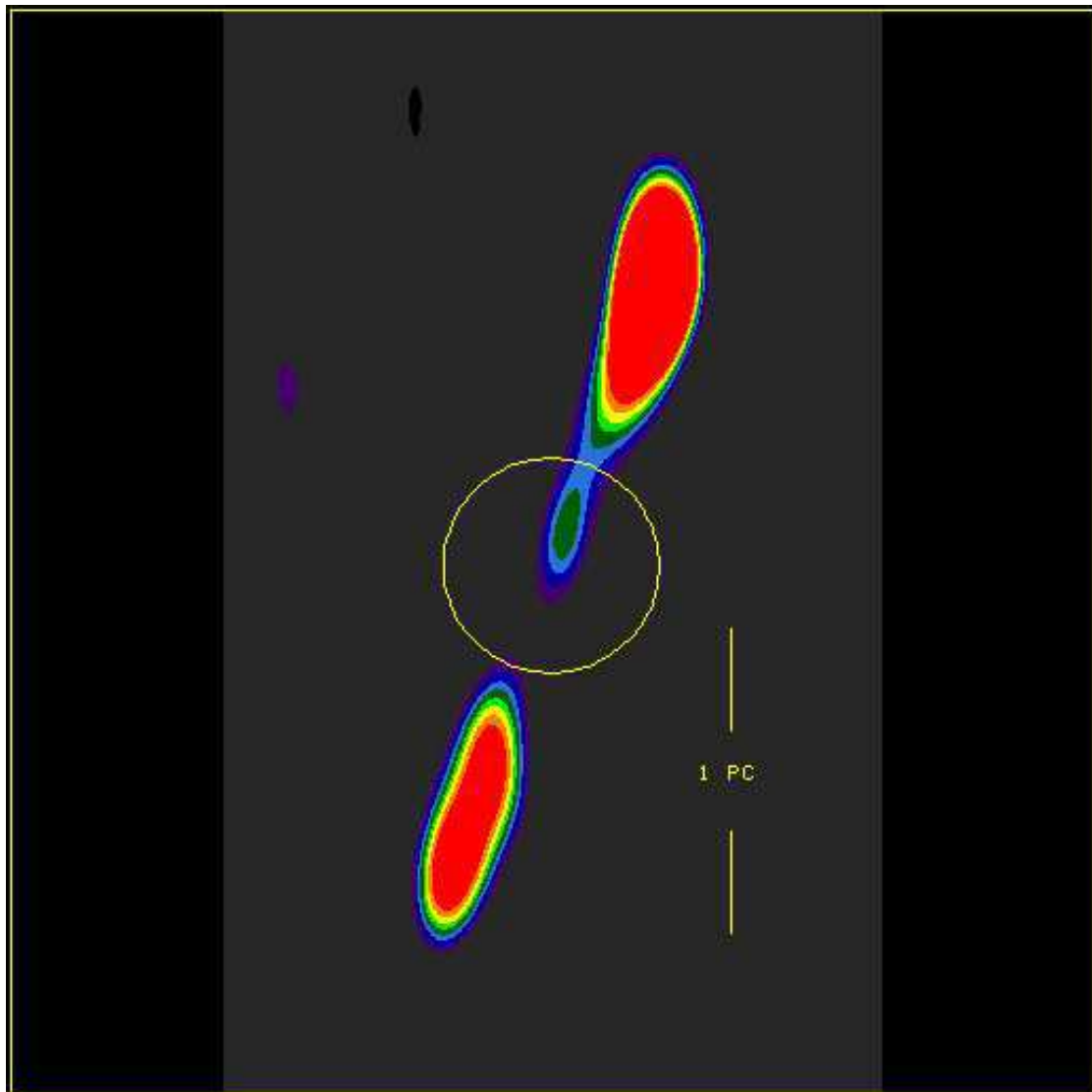


FIG. 2.1 – Carte radio du premier microquasar découvert près du centre galactique, effectuée avec le radiotélescope du VLA (Very Large Array), à la longueur d'onde de 20 cm. Ce microquasar est la source de haute énergie nommée 1E 1740.7 – 2942. Deux jets radio sont visibles, fortement collimatés sur une distance de quelques années-lumière, selon une structure similaire à celle des quasars (Mirabel et al. , 1992).

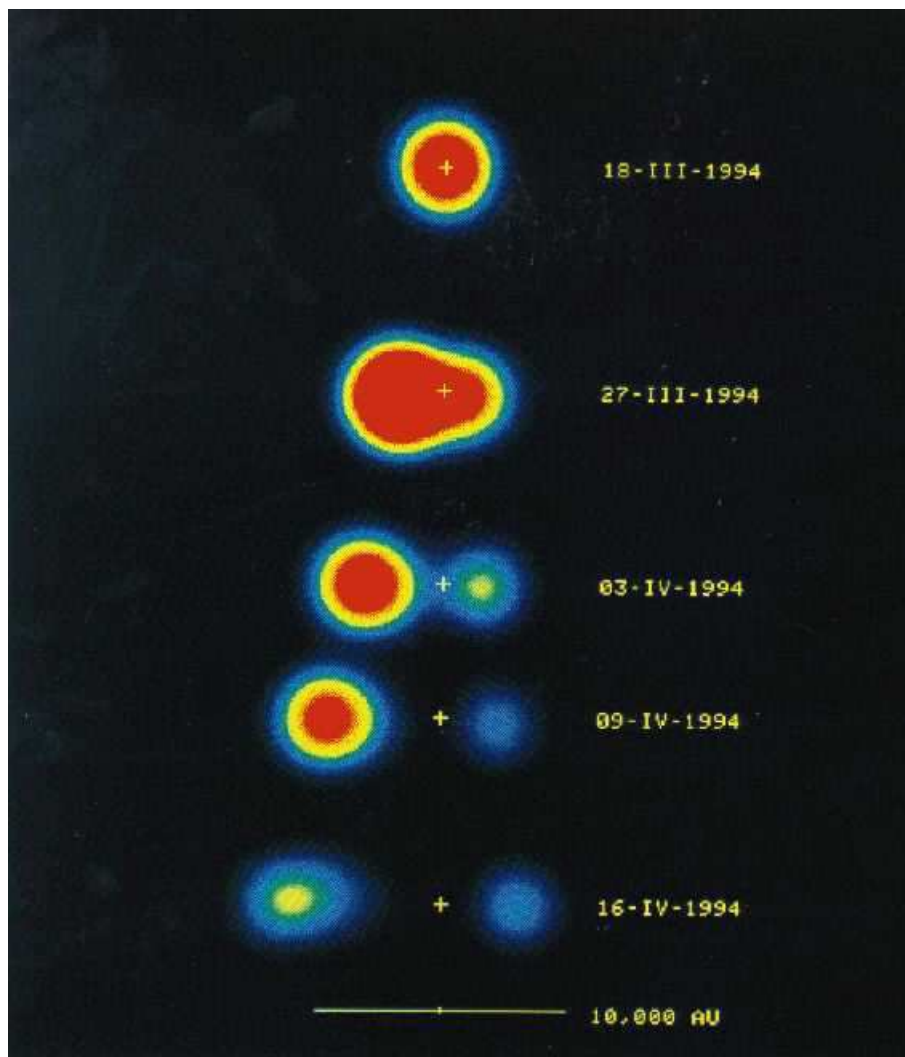


FIG. 2.2 – Découverte du premier mouvement superluminaire observé dans la Voie Lactée, au sein du microquasar GRS 1915 + 105. Il s'agit d'une séquence de cartes radio obtenues grâce au radiotélescope du VLA à la longueur d'onde de 3.5 cm, montrant des condensations de nuages de plasma relativistes éjectées par l'objet central à une vitesse apparente de $1.25c$, en fait égale à 92% de celle de la lumière (Mirabel et Rodríguez, 1994).

de matière, tels que ceux que nous verrons dans GRS 1915 + 105, de l'ordre de quelques 10^3 ans. De l'autre côté de l'échelle, les microquasars, des systèmes binaires au sein de notre propre galaxie, représentent un trou noir d'une masse de quelques unités à quelques dizaines de masses solaires, des jets sur une longueur de plusieurs années-lumière, et des variations temporelles typiques dues aux cycles d'accrétion et d'éjection de matière de l'ordre de quelques secondes à quelques minutes, dans les rayonnements radio, infrarouge

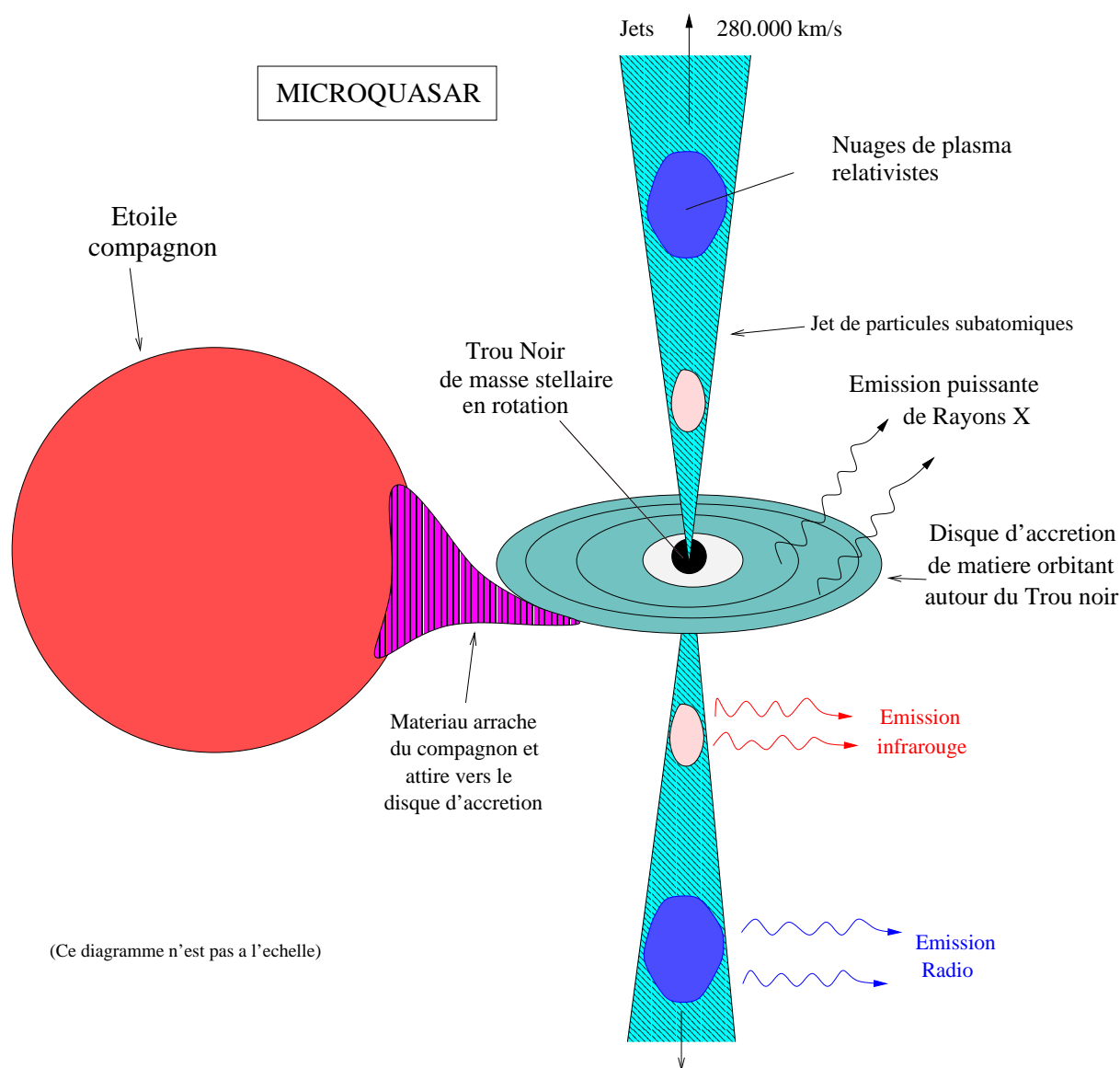


FIG. 2.3 – Schéma illustrant le modèle d'un microquasar typique.

et X.

Explicitons le fait que les mêmes phénomènes, liés aux cycles d'accrétion et d'éjection de matière, se produisant en quelques minutes autour des trous noirs de quelques masses solaires au sein des microquasars, nécessiteront plusieurs milliers d'années autour de trous noirs de quelques milliards de masses solaires, dans les quasars les plus massifs. Les particules gravitant autour de ces corps réussissent à résister à l'attraction gravitationnelle en l'équilibrant grâce à leur énergie cinétique. Le rayon limite auquel ces particules peuvent encore résister à l'attraction gravitationnelle, sans tomber inéluctablement vers

la singularité, est de l'ordre de quelques rayons de Schwarzschild, la valeur de ce rayon étant $r_g = \frac{2GM}{c^2}$. Comme $r_g \propto M$, la taille de l'objet est proportionnelle à sa masse. Le temps caractéristique des phénomènes se produisant très près de la dernière orbite stable ⁶ autour du trou noir étant donné par $\tau \sim \frac{r_g}{c}$, on obtient $\tau \sim M$. Ainsi, le temps dynamique caractéristique des variations autour d'un trou noir est proportionnel à sa masse. Si un trou noir de quelques masses solaires présente des variations liées aux cycles d'accrétion et d'éjection de matière sur une durée d'une minute, un trou noir de quelques milliards de masses solaires présentera les mêmes variations liées aux mêmes cycles sur une échelle de quelques milliers d'années.

Au vu de ce qui a été exposé dans les paragraphes précédents, les deux classes d'objets désignées par les termes «quasar» et «microquasar» présentent des échelles de longueur, de masse et de temps dynamique respectives très différentes. Plus précisément, les échelles de longueur et de temps dynamiques caractéristiques des phénomènes sont proportionnelles à la masse du trou noir. Cependant, la physique régissant les phénomènes qui se produisent au sein de ces deux classes d'objets semble être fondamentalement la même, puisqu'il s'agit de la physique des flots d'accrétion de matière, autour d'un trou noir, ainsi que de la physique de la formation de jets à côté de l'horizon d'un trou noir. Plus généralement, il s'agit même de la formation de jets relativistes, n'importe où dans l'Univers.

Il existe donc une double analogie entre ces deux classes d'objets: **morphologique et physique**. D'une part, l'analogie est morphologique, puisque les deux objets sont constitués d'un trou noir entouré d'un disque d'accrétion, d'où émanent des jets relativistes. Cette analogie est illustrée en figure 2.4. D'autre part, l'analogie est physique, puisque la même physique semble régir ces objets. Autrement dit, l'astrophysique des trous noirs est identique indépendamment de la masse de l'objet concerné, seules les échelles de variation temporelle et de longueur sont proportionnelles à la masse du trou noir (Rees, 1998). C'est en cela que le terme de «microquasar» est adapté aux systèmes binaires de la galaxie, abritant un trou noir dans l'environnement duquel sont éjectés des jets.

Cependant, il faut remarquer que si les microquasars avaient été détectés avant les

6. La dernière orbite circulaire stable, autour d'un trou noir, est telle qu'il n'existe pas d'orbite circulaire de rayon inférieur à celui de la dernière orbite stable, car les particules spiralent rapidement vers $r = 0$. Cette dernière orbite stable est située à un rayon de $3r_g$, où r_g est le rayon de Schwarzschild, dans le cas d'un trou noir sans rotation (trou noir de Schwarzschild). Dans le cas de trous noirs en rotation (trous noirs de Kerr), la valeur de la dernière orbite stable dépend du sens de rotation de la particule, par rapport au sens de rotation du trou noir. Si les deux tournent dans le même sens, il s'agit de corotation, alors que si les deux tournent dans le sens opposé, il s'agit de contre-rotation. Autour de trous noirs en rotation à la vitesse maximale, la dernière orbite stable est située à $\frac{r_g}{2}$ pour des particules test en corotation, et à $\frac{9}{2}r_g$ pour des particules tes en contre-rotation (Shapiro et Teukolsky, 1983).

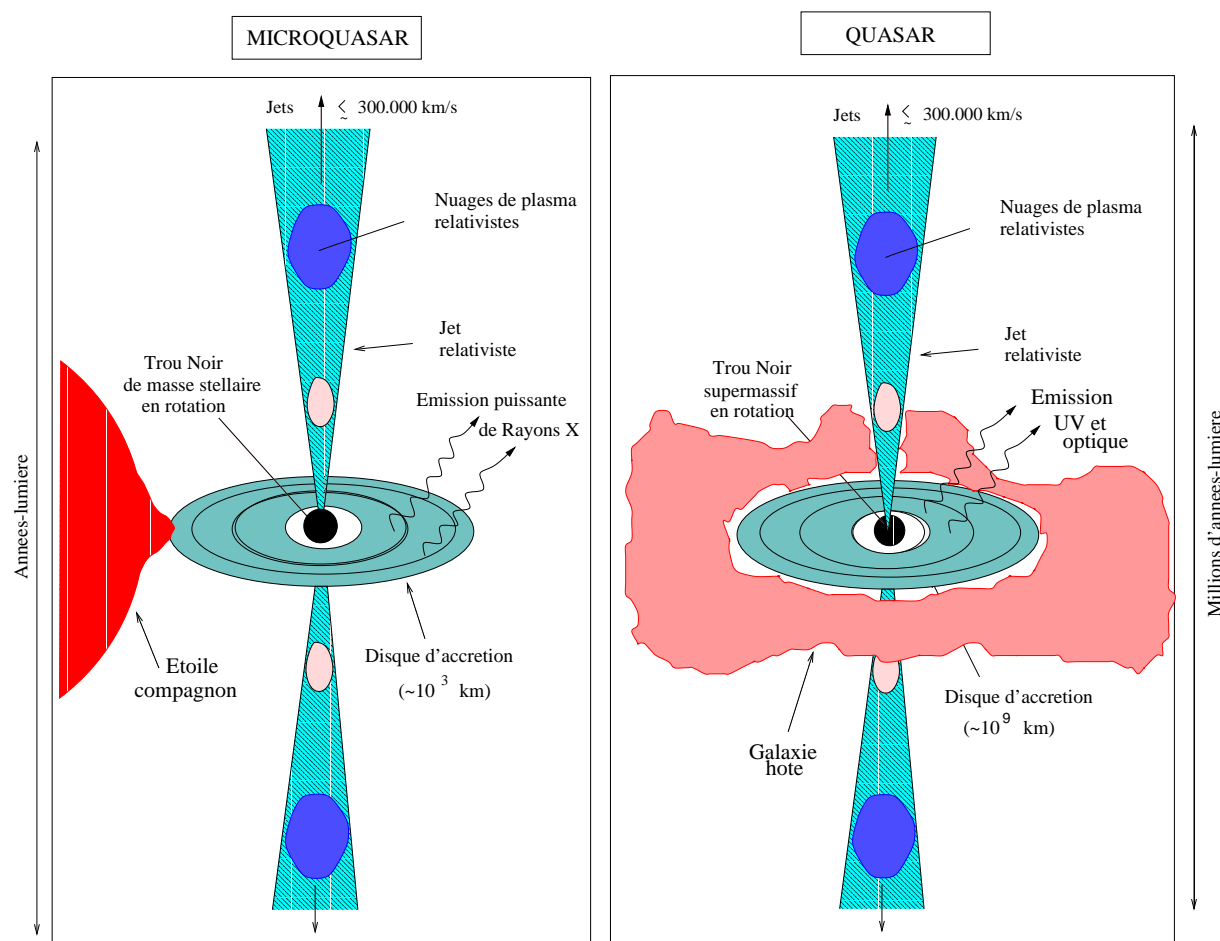


FIG. 2.4 – Schémas typiques illustrant les analogies entre les quasars et les microquasars

quasars, les astronomes auraient certainement donné le nom de «quasars» aux actuels microquasars, en tant que source radio quasi-stellaire. Alors, peut-être que les actuels quasars auraient été baptisés «macro- ou méga-quasars», en tant qu'objets dont la physique les caractérisant est analogue aux «quasars», mais sur une échelle spatiale un million de fois supérieure. Cette inversion de terme est d'après moi due au changement de sens de la sphère d'avancement des connaissances, dont j'ai parlé dans le paragraphe 1.1.1.

2.4 Conclusion

L'une des grandes questions actuelles de l'astrophysique des hautes énergies étant la connexion entre le flot de matière approchant la dernière orbite stable d'un trou noir, et la genèse de jets relativistes, c'est très certainement en ayant accès à la dynamique

des phénomènes au sein des microquasars, c'est-à-dire en ayant la possibilité d'observer des variations dynamiques, qu'il sera par la suite plus aisé de faire le lien entre tous les phénomènes visibles.

Cette étude nécessite un ensemble d'observations, souvent simultanées, grâce à plusieurs longueurs d'onde, des rayons X aux ondes radio, ainsi que je l'ai décrit dans le paragraphe 1.2.2. En effet, pour comprendre le lien entre tous les phénomènes se produisant dans ce type d'objets, il faut avoir accès au déroulement de l'ensemble des phénomènes, chacun d'eux étant visible à des longueurs d'onde différentes. Par exemple, à partir de notre étude de GRS 1915 + 105 à plusieurs longueurs d'onde simultanées, que je décris dans le chapitre 5, nous avons pu montrer que la chute de la partie interne du disque d'accrétion est visible dans les rayons X, que la naissance du nuage de plasma relativiste se voit en infrarouge, et enfin que l'expansion du même nuage est suivi grâce aux ondes radio.

Une étude multi-longueur d'onde des microquasars diffère d'une étude multi-longueur d'onde des quasars, en particulier car le disque d'accrétion présent au sein des quasars n'est pas à la même température que le disque d'accrétion au sein des microquasars. Ainsi, si le disque d'accrétion des microquasars, d'une température de quelques millions de degrés, émet principalement dans les rayons X, le disque d'accrétion des quasars, d'une température de quelques milliers de degrés, émettra, lui, principalement en UV et en optique. Les différentes longueurs d'onde provenant des microquasars et des quasars ne donneront donc pas accès aux mêmes fenêtres d'observations des phénomènes.

Ainsi, l'observation des microquasars, par leurs variations temporelles typiques de l'ordre de quelques secondes à quelques minutes, doit permettre de mieux comprendre la physique géant tous les phénomènes se produisant autour d'un trou noir. Par la suite, il devrait être possible de transposer cette physique, accompagnée des phénomènes caractéristiques, aux quasars, afin de mieux les comprendre.

Finalement, non seulement l'observation des microquasars est une fin en soi car ces objets sont très intéressants à observer et à étudier, mais de plus, ils pourront très certainement permettre de mieux comprendre les quasars et les noyaux actifs de galaxies.

Première partie

GRS 1915+105: un microquasar dans notre Galaxie

Chapitre 3

GRS 1915+105: Un microquasar dans notre Galaxie

Sommaire

3.1	Qu'est-ce que GRS 1915+105 ?	35
3.2	Pourquoi étudier GRS 1915+105 ?	40
3.3	Résumé de l'étude effectuée sur GRS 1915+105	40

3.1 Qu'est-ce que GRS 1915+105 ?

3.1.1 Paramètres généraux

Noms:

GRS 1915+105

Nova Aquilae 1992

Coordonnées **B1950.0**:

$$\alpha = 19^h 12^m 49^s 966$$

$$\delta = 10^\circ 51' 26'' 73$$

Coordonnées **J2000.0**:

$$\alpha = 19^h 15^m 11^s 545$$

$$\delta = 10^\circ 56' 44'' 80$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 45.40^\circ$$

$$b^{\text{II}} = -0.29^\circ$$

Distance au Soleil:

$$D = 12.5 \pm 1.5 \text{ kpc}$$

Les coordonnées J2000.0 proviennent de (Mirabel et Rodríguez, 1994), les coordonnées B1950.0 et les coordonnées galactiques ont été déterminées à partir des coordonnées J2000.0. La distance de la source est donnée par (Chaty *et al.*, 1996).

3.1.2 Une source de haute énergie

GRS 1915 + 105 est une source transitoire de rayons X durs, découverte le 15 août 1992, dans la constellation de l'Aigle, par l'instrument WATCH, installé sur le satellite GRANAT, et dont la fonction était de surveiller l'ensemble du ciel dans le domaine des rayons X (Castro-Tirado *et al.*, 1994). Le sursaut, lors de la découverte, a commencé par une lente croissance jusqu'à l'intensité maximale. Depuis, cette source présente une activité riche et épisodique dans les hautes énergies, passant rapidement d'un état calme à un état fort, et subissant de violentes variations (Castro-Tirado *et al.*, 1994). Son spectre s'étend jusqu'à des énergies de l'ordre de 600 keV (Grove *et al.*, 1998), et son indice spectral est variable, entre -2 et -2.8 , ainsi que l'a observé BATSE sur l'Observatoire de rayons γ Compton GRO (Harmon *et al.*, 1994). Lors des sursauts intenses, le spectre présente une coupure à ~ 5 keV, alors qu'au cours des périodes plus stables, le spectre est constitué d'une composante ultra-molle de corps noir, en plus d'une loi de puissance, avec un indice spectral de photons $\Gamma = -2.2$ (Greiner *et al.*, 1996b).

GRS 1915 + 105 accrète (c'est-à-dire attire de la matière) régulièrement à un taux d'accrétion super-Eddington: la luminosité due à ce taux d'accrétion est super-Eddington, c'est-à-dire que la pression de radiation de l'objet central tend à égaliser la pression due à la chute de matière accrétée vers l'objet central. Cependant la valeur de la luminosité d'Eddington dépend de la masse de l'objet central, qui reste inconnue, comme nous allons le voir dans la suite. L'ensemble des propriétés de cette source dans les hautes énergies est caractéristique d'un objet effondré, et probablement d'un trou noir, dans un système binaire.

Il est instructif d'analyser la courbe de lumière de cette source telle qu'elle est fournie par l'instrument «All-Sky Monitor» (ASM) installé sur le satellite *Rossi X-ray Timing Explorer*, nommé dans la suite RXTE. ASM est un instrument de surveillance permanente de tout le ciel, permettant de regarder environ 80% du ciel à chaque orbite, en enregistrant

les sources sur des échelles de temps de 90 minutes ou plus. Cette courbe de lumière permet de distinguer quatre états différents de comportement de GRS 1915 + 105, illustrés dans la figure 3.1. Le premier état est dit «chaotique» (en anglais *chaotic*), lorsque le flux dans les X paraît totalement aléatoire et passe très rapidement d'un niveau bas à un niveau moyen, le deuxième état est dit «brillant» (en anglais *bright*), lorsque le flux reste constamment à un niveau moyen, le troisième «sursautant» (en anglais *flaring*), lorsque le flux monte très rapidement de valeurs moyennes à des valeurs très grandes, et enfin le dernier est dit «bas-dur» (en anglais *low-hard*), lorsque le flux est à un niveau bas, mais que le spectre est dur, c'est-à-dire lorsque la composante à haute énergie est prépondérante par rapport à celle à basse énergie.

Cette source est suspectée abriter au sein de l'objet central un trou noir, à cause de plusieurs arguments. Le premier argument réside dans ses similarités de comportement aux hautes énergies avec l'autre source galactique superluminique GRO J1655 – 40, qui présente une estimation de masse dynamique impliquant de façon claire un trou noir. Le deuxième argument est que GRS 1915 + 105 a souvent montré dans le domaine des hautes énergies une luminosité supérieure à la luminosité d'Eddington pour une étoile à neutron qui serait située à la distance de GRS 1915 + 105, c'est-à-dire à $D = 12.5 \pm 1.5$ kpc (Chaty *et al.* , 1996).

Quant à la masse de ce trou noir, elle est encore très mal déterminée, pour la simple raison que la source n'étant pas visible en optique, aucune spectroscopie optique n'a pu être entreprise sur cet objet, ainsi nous ne disposons pas de la fonction de masse du système binaire, et nous ne pouvons pas assigner de masse minimale à l'objet compact. Si nous nous référons au fait que ce système doit être similaire à l'autre source superluminique GRO J1655 – 40, alors la masse devrait être d'environ 7 masses solaires. Par contre, de par l'analyse des phénomènes temporels très rapides qui se produisent dans le rayonnement X, et en particulier à partir des oscillations quasi-périodiques (notées dans la suite QPOs, en tant qu'abréviation des termes anglais “quasi-periodic oscillations”) de fréquence 67 Hz qui ont été détectées, la masse devrait être plus importante. En effet, si ces oscillations sont dues à la fréquence de rotation de l'orbite stable la plus interne autour d'un trou noir statique, la masse du trou noir pourrait être de $33 M_{\odot}$ (Morgan *et al.* , 1997). Par contre, si elles sont dues à des oscillations radiales de gravitation, donc en mode g , du disque interne, elles impliquent un trou noir de $10 M_{\odot}$ en faisant l'hypothèse que le trou noir n'est pas en rotation, et de $36 M_{\odot}$ si le trou noir est en rotation à sa vitesse maximale (Nowak *et al.* , 1997).

GRS 1915 + 105 présente un grand nombre de QPOs, sur une échelle temporelle très grande: une QPO à la fréquence de 67 Hz, dont nous venons de parler, des QPOs de basse

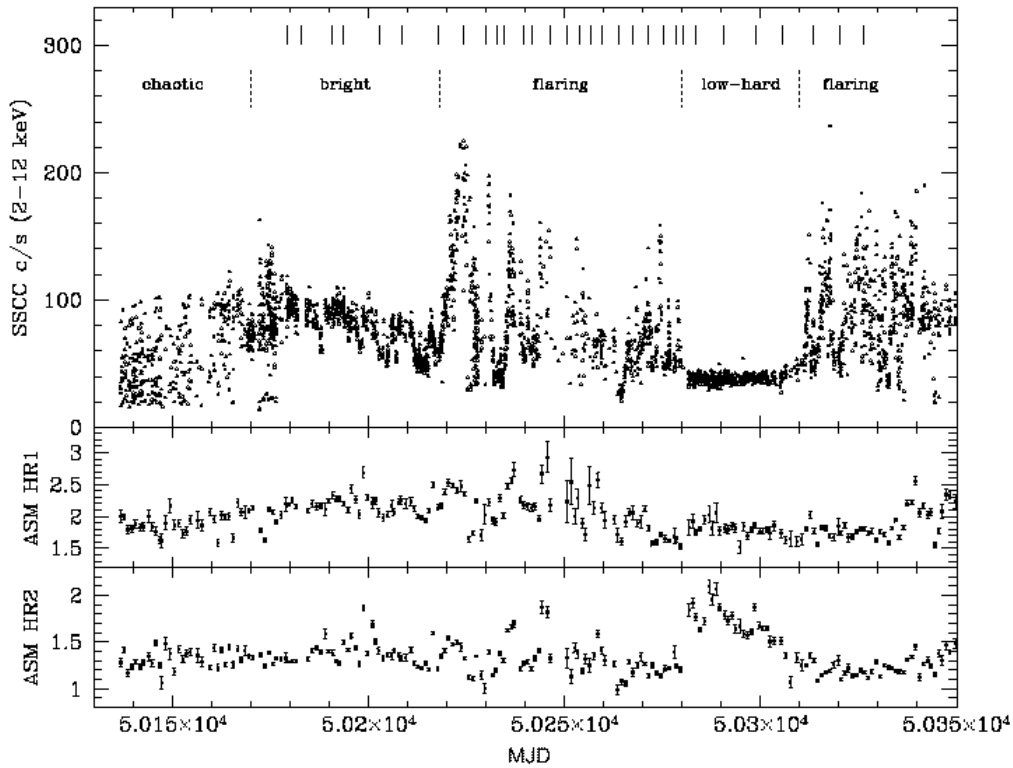


FIG. 3.1 – Figure tirée de l'article de (Morgan *et al.*, 1997), permettant d'illustrer les différents états d'émission de GRS 1915 + 105: les états «chaotique» (*chaotic*), «brillant» (*bright*), «sursautant» (*flaring*) et «bas-dur» (*low-hard*).

fréquence dynamique, aux fréquences de 10^{-3} à 10 Hz, ainsi que des crépitements de grande amplitude, aux fréquences s'étalant de 10^{-3} à 10^{-1} Hz (Morgan *et al.*, 1997).

3.1.3 La première source galactique superluminique

Le télescope à masque codé de rayons X et γ SIGMA, installé sur le satellite GRANAT, a permis de localiser la source GRS 1915 + 105, plus précisément que WATCH, à l'intérieur d'un cercle d'erreur d'un rayon de $3'$ (Finoguenov *et al.*, 1994). L'observation de GRS 1915+105 par SIGMA est montrée dans la figure 3.2. Cette localisation a par la suite amené la découverte de contreparties variables à la fois en radio et en infrarouge (Mirabel *et al.*, 1994). Des observations suivies et régulières entreprises au VLA ont conduit à la découverte d'éjections relativistes de nuages de plasma (Mirabel et Rodríguez, 1994). Les nuages de plasma éjectés par GRS 1915 + 105 dans notre direction se déplaçaient en apparence à des vitesses de $1.25 \pm 0.15 c$, tandis que ceux qui s'éloignaient de nous montraient

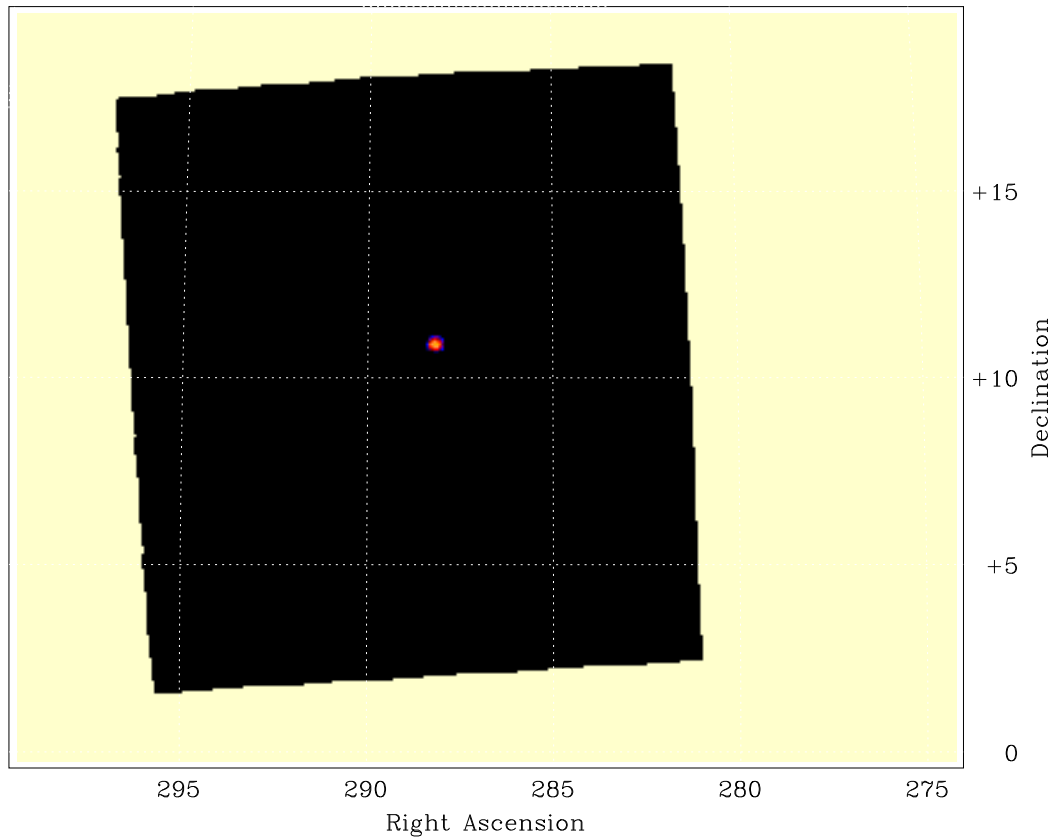


FIG. 3.2 – Image de GRS 1915+105 obtenue par SIGMA sur GRANAT, lors de l'observation n°516, du 25 au 29 septembre 1992, d'une durée de 72 600 s (Goldoni, 1998).

des vitesses de $0.65 \pm 0.08 c$. Ces vitesses en apparence superluminiques sont bien sûr dues à des effets relativistes, les nuages de plasma se déplaçant à des vitesses respectivement égales à $v = 0.92 \pm 0.08 c$. Le nuage qui est éjecté dans notre direction est toujours plus brillant que le nuage s'éloignant de nous. Ceci est dû à un effet relativiste nommé «Doppler boosting»¹. Ces nuages de plasma éjectés par GRS 1915 + 105 suivent une droite faisant un angle de 70° avec la ligne de visée vers GRS 1915 + 105, et la composante Sud s'approche de nous, alors que la composante Nord s'éloigne de nous (Mirabel et Rodríguez, 1994).

1. qui peut être traduit par «augmentation d'intensité par focalisation relativiste»

3.2 Pourquoi étudier GRS 1915+105 ?

GRS 1915 + 105 est l'une des sources de rayons X les plus puissantes du ciel, et envoie régulièrement des nuages de plasma relativistes à des vitesses en apparence supérieures à celle de la lumière. De par son activité dans les hautes énergies et dans la radio, elle peut nous permettre de mieux comprendre les mécanismes qui régissent son fonctionnement, et en particulier nous donner accès à plusieurs aspects de son comportement, à partir d'une étude de ce qui se passe à plusieurs longueurs d'onde. Ainsi, afin de comprendre quels sont les liens entre les sursauts de cette source aux hautes énergies et les éjections de matière vues en radio, il fallait entreprendre des observations de cette source dans plusieurs domaines de longueurs d'onde.

La première partie de l'étude d'une telle source consiste à essayer de découvrir sa nature. Si le comportement dans les hautes énergies nous donne une indication de la nature de l'objet compact, seule une étude en optique peut nous permettre d'obtenir des indications dynamiques sur la masse du système, et le rapport de masse entre les deux composantes de ce système.

De plus, comme cette source est invisible en optique, et commence à être visible à partir de $1 \mu\text{m}$, il était alors nécessaire de l'étudier dans les longueurs d'onde infrarouges. Cette étude en infrarouge nous permet d'acquérir des informations sur le système binaire lui-même, en particulier pour tenter de connaître quel est le type de l'étoile compagnon constituant l'une des composantes du système binaire.

3.3 Résumé de l'étude effectuée sur GRS 1915+105

J'ai étudié de façon intensive la contrepartie infrarouge de la première source galactique superluminique GRS 1915 + 105. Ce microquasar est l'une des sources de rayons X les plus lumineuses de notre Galaxie. Ces observations ont été conduites à la fois grâce à un programme continu sur un long terme –entre 1.25 et 2.2 micromètres grâce à plusieurs observations que j'ai conduites à l'ESO–, ainsi que grâce à des observations simultanées à plusieurs longueurs d'onde, en observant chaque fois que la source devenait active dans le domaine des hautes énergies. Ma recherche, grâce à des études infrarouges sur un long terme, a démontré que la source, en plus de subir de soudains changements de luminosité, d'une magnitude en quelques heures, présente aussi des changements de luminosité plus grands, de deux magnitudes en quelques mois. L'examen des magnitudes infrarouges et des couleurs a conduit à de meilleures contraintes sur la nature de ce système, en montrant que l'objet primaire doit être un objet effondré, peut-être un trou noir, ou une étoile à

neutron, entouré par un disque d'accrétion épais, dans un système binaire lumineux et de grande masse, présentant des propriétés infrarouges similaires à celles de la source classique d'éjections relativistes SS 433 (Chaty *et al.*, 1996). Enfin, une étude à long terme de la courbe de lumière infrarouge indique la possibilité d'une périodicité, de l'ordre de 23 ± 1 jours, cette période devant être prise avec précaution.

En août 1995, alors que la source GRS 1915 + 105 exhibait dans le domaine des rayons X et des ondes radio un sursaut intense et de longue durée, nous avons observé une paire de nuages radio-émetteurs, éjectés du noyau compact à des vitesses relativistes. Entre deux et cinq jours après le maximum du sursaut radio, nous avons détecté une augmentation dans la bande K de 1 magnitude. Cette observation impliquait une réverbération retardée dans le temps, de l'énorme quantité d'énergie dégagée lors du sursaut, suggérant l'apparition d'une composante de poussière chaude (Mirabel *et al.*, 1996). Enfin, je décris une analyse d'images infrarouges effectuées quelques temps après l'observation d'un jet infrarouge.

Ces variations en infrarouge de GRS 1915 + 105, parfois reliées à des variations dans les X et en radio, combinées au fait qu'il s'agit certainement d'une binaire de grande masse, suggèrent fortement que la majeure partie des variations infrarouges provient de rayonnement synchrotron émis par des nuages de plasma éjectés par GRS 1915 + 105, en plus des variations dues aux processus d'accrétion.

Enfin, de mai à septembre 1997, j'ai participé à plusieurs campagnes d'observations simultanées à plusieurs longueurs d'onde de GRS 1915 + 105, à la fois avec des satellites et des instruments terrestres: dans les rayons X entre 2 et 60 keV avec le satellite *Ross*XTE, l'infrarouge en bande K avec le télescope UKIRT et le rayonnement radio centimétrique avec le VLA. Nous avons découvert le précurseur infrarouge aux sursauts radio, lié à l'expansion adiabatique du nuage de plasma relativiste éjecté. De plus, nous avons mis en évidence la connexion qui existe entre le vidage de la partie interne du disque d'accrétion ceinturant le trou noir (visible comme une chute du flux dans les rayons X) à travers la dernière orbite stable, et l'éjection de nuages de plasma relativistes, observée une quinzaine de minutes plus tard, et détectée sous forme de rayonnement synchrotron d'abord en infrarouge puis en radio centimétrique. Ces observations, rapportées dans la figure 3.3, ont ainsi permis de révéler le lien entre l'accrétion et l'éjection dans ces types de systèmes (Mirabel *et al.*, 1998).

J'ai de plus étudié GRS 1915 + 105 en observant avec le radio-télescope de 30 m de l'IRAM (Institut de Radioastronomie millimétrique) dans le domaine des ondes radio millimétriques, aux fréquences ^{12}CO ($J = 1 - 0$) (115.2 GHz), ^{12}CO ($J = 2 - 1$) (230.5 GHz) et ^{13}CO ($J = 2 - 1$) (220.4 GHz). Ceci a permis de déterminer sa distance cinématique, $\sim 12.5 \pm 1.5$ kpc, et de montrer qu'elle est située derrière le coeur d'un nuage moléculaire,

ce qui implique une absorption visuelle de 26 magnitudes (Chaty et al., 1996). À la distance de 12.5 kpc, la luminosité dans les rayons X de GRS 1915+105 atteint régulièrement $\sim 3 \times 10^{38}$ erg s⁻¹, et GRS 1915 + 105 devient ainsi souvent l'émetteur de rayons X le plus puissant de la Galaxie.

Enfin, j'ai cherché des traces d'interactions entre cette source active d'éjections et son environnement. Une recherche effectuée aux longueurs d'onde centimétriques a montré qu'il existait des sources radio à environ 60 parsec de GRS 1915+105, placées de façon axisymétrique par rapport à GRS 1915 + 105. J'ai ensuite recherché à d'autres longueurs d'onde, en particulier millimétriques et infrarouges, pour voir si ces sources radio pouvaient résulter de matière interstellaire ayant subi un choc de la part d'éjections très énergétiques de GRS 1915 + 105. Pour tenter de détecter un choc, j'ai observé aux fréquences correspondant aux traceurs de haute densité et même de choc, tels que SiO ($J = 2 - 1, v = 0$) (86.8 GHz), SiO ($J = 3 - 2, v = 0$) (130.3 GHz) et CS ($J = 2 - 1$) (98 GHz). Ces observations ont montré que ces sources radio étaient des régions HII normales, mais la question reste pour le moment ouverte, car ces sources pourraient avoir perdu la mémoire du choc.

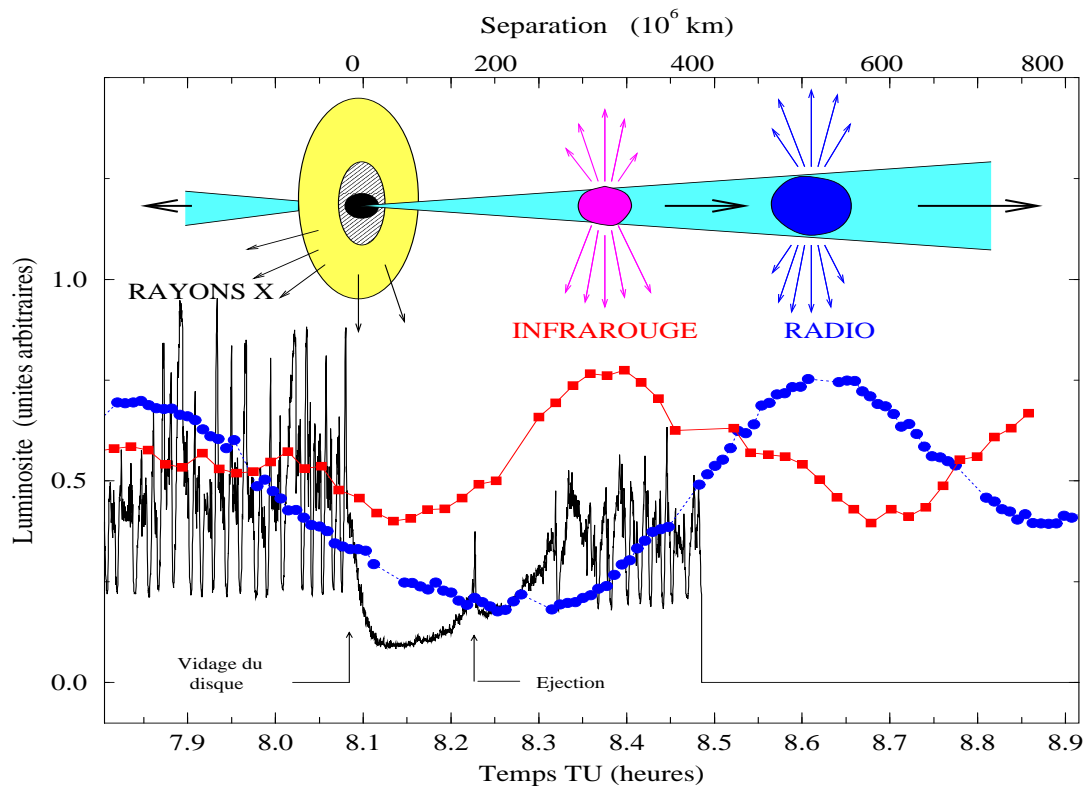


FIG. 3.3 – Courbes de lumière, au moment du sursaut infrarouge détecté le 9 septembre 1997, sur la première source galactique superluminique GRS 1915+105. Cet élargissement permet de mettre l'accent sur la correspondance existant entre les courbes de lumière et les sources d'émission. Le sursaut infrarouge commence pendant la remontée après la chute des rayons X, lorsque un pic fin de rayons X est observé. Ces observations montrent la connexion entre la disparition rapide et le remplissage qui suit de la partie interne du disque d'accrétion, vus dans les rayons X, et l'éjection de nuages de plasma relativistes observés comme émission synchrotron aux longueurs d'onde infrarouges et radio.

Chapitre 4

De la nature du système GRS 1915+105

Sommaire

4.1	Observations millimétriques de GRS 1915+105	46
4.2	Observations optiques de GRS 1915+105	47
4.3	Observations infrarouges de GRS 1915+105	47
4.4	Les observations millimétriques et infrarouges de GRS 1915+105	56
4.5	Réverbération infrarouge d'un sursaut de GRS 1915+105 . .	63
4.6	Un jet, émanant de GRS 1915+105, observé en infrarouge ?	68
4.7	Conclusion	72

Je vais dans ce chapitre présenter l'ensemble des observations millimétriques, qui ont permis d'une part de déterminer la distance de la source, égale à $D = 12.5 \pm 1.5$ kpc, et ainsi de montrer sa nature galactique, et d'autre part de connaître l'environnement de GRS 1915 + 105, en particulier par l'observation d'un nuage moléculaire situé sur la ligne de visée de GRS 1915 + 105, à 9.4 ± 0.2 kpc, ainsi que l'absorption interstellaire le long de la ligne de visée, qui s'élève à $A_V = 26.5 \pm 1$ magnitudes. Puis, je relaterai l'ensemble de nos observations en infrarouge, dans le but d'établir la nature du système binaire. La contrepartie de GRS 1915 + 105 est ainsi hautement variable en infrarouge, jusqu'à 2 magnitudes. Une grande similarité en infrarouge entre GRS 1915 + 105 et SS 433 suggère que GRS 1915 + 105 est un objet effondré (une étoile à neutron ou un trou noir) avec un disque d'accrétion épais dans un système binaire lumineux de grande masse. Enfin, différents événements observés donnent accès à une meilleure compréhension de la variation

de GRS 1915 + 105 en infrarouge, en suggérant que la majeure partie de la variabilité de GRS 1915 + 105 provient du rayonnement synchrotron des nuages de plasma éjecté par la source centrale.

4.1 Observations millimétriques de GRS 1915+105

4.1.1 Introduction

Les observations dans le domaine des longueurs d'onde millimétriques permettent d'accéder à une estimation de la distance des objets, par l'intermédiaire de la quantité de matière se trouvant sur la ligne de visée. Pour GRS 1915 + 105, cette détermination de la distance était cruciale, car montrer que cette source présentant des éjections de plasma relativistes se trouvait dans notre Galaxie avait en particulier pour but de justifier sa nature de microquasar. De plus, connaître la distance d'un objet permet de savoir quelle est la luminosité qu'il rayonne.

Ces observations, à partir de l'examen du gaz interstellaire, et surtout grâce à la détermination des nuages moléculaires situés devant la source, autour de la source ou plus loin que la source, permettent de connaître l'environnement de la source. En effet, il existe la possibilité pour les objets compacts d'accréter de la matière de nuages moléculaires. Cette idée avait été proposée pour 1E 1740.7 – 2942 (Mirabel *et al.* , 1992).

À partir des observations dans le domaine millimétrique, on obtient la quantité de matière interstellaire située le long de la ligne de visée, ce qui nous permet de connaître l'absorption interstellaire en magnitudes. Plus de détails techniques sur les observations millimétriques sont donnés dans le paragraphe 6.4.

4.1.2 Résumé

Les observations millimétriques de la source galactique d'éjections relativistes GRS 1915+105 (Mirabel et Rodríguez, 1994) sont cohérentes avec le fait que cette source soit à la distance cinématique $D = 12.5 \pm 1.5$ kpc du Soleil, derrière le noyau d'un nuage moléculaire situé à 9.4 ± 0.2 kpc. À cette distance, GRS 1915 + 105, rayonnant fréquemment $\sim 3 \times 10^{38}$ erg s⁻¹ dans les rayons X, devient la source de rayons X la plus lumineuse dans la Galaxie. La densité totale de colonne d'hydrogène $N(\text{H}) = 4.7 \pm 0.2 \times 10^{22}$ cm⁻² le long de la ligne de visée correspond à une absorption visuelle $A_v = 26.5 \pm 1$ magnitudes.

L'article décrivant les observations millimétriques de GRS 1915 + 105, ainsi que son résumé en français, sont placés dans le paragraphe 4.4.

Date	JJ	Tél	Réf	B	V	R(0.7 μm)	I(0.9 μm)
19/04/93	2 449 097	Pic	cha96	-	-	> 21	-
27/06/93	2 449 166	CFH	boë96	> 25.9	> 26.1	> 26.1	23.42 ± 0.30
09/07/94	2 449 543	NTT	cha96	> 22	-	-	-

TAB. 4.1 – **Magnitudes optiques de GRS 1915+105.**

boë96: (Boër *et al.*, 1996)

cha96: (Chaty *et al.*, 1996)

CFH: *Télescope Canada-France-Hawaï (Hawaï, É.-U.)*

Pic: *Télescope du Pic du Midi (Pyrénées, France).*

4.1.3 Discussion sur la distance de GRS 1915+105

Une nouvelle limite supérieure de distance de 11.2 kpc a été récemment déduite pour GRS 1915 + 105, à partir d'éjections de nuages de plasma relativistes observées avec MERLIN. Cette distance est donc quelque peu inférieure à la distance de 12.5 ± 1.5 kpc que nous avons déduite à partir de nos observations millimétriques et centimétriques, cependant elle reste située à l'intérieur de notre barre d'erreur (Fender *et al.*, 1998), (et al., 1998).

4.2 Observations optiques de GRS 1915+105

Les magnitudes optiques de GRS 1915 + 105 sont données dans le tableau 4.1, regroupant l'ensemble des observations effectuées sur GRS 1915 + 105 dans le domaine des longueurs d'onde optiques. Nous pouvons ainsi remarquer que la contrepartie de GRS 1915 + 105 est invisible dans les longueurs d'onde optiques, et devient visible à 0.9 μm .

4.3 Observations infrarouges de GRS 1915+105

4.3.1 Introduction

GRS 1915 + 105 étant invisible en optique, comme l'indique le tableau 4.1, nous nous sommes concentrés sur les longueurs d'onde infrarouges. En effet, l'absorption interstellaire est moins importante en infrarouge qu'en optique, puisque l'absorption dans le visible est $A_V = 26.5$ magnitudes et l'absorption en infrarouge est $A_J = 7.1 \pm 0.2$ magnitudes,

$A_H = 4.1 \pm 0.2$ magnitudes et $A_K = 3.0 \pm 0.1$ magnitudes (Chaty *et al.*, 1996).

L'acquisition et le traitement des données infrarouges sont détaillés dans l'annexe 2. Une image du champ entourant GRS 1915 + 105 est montrée dans la figure 4.1. Les magnitudes infrarouges de GRS 1915 + 105 sont données dans les tableaux 4.2, 4.3 et 4.4, regroupant l'ensemble des observations infrarouges effectuées sur GRS 1915 + 105. Les variations dans les bandes J, H et K sont illustrées dans la figure 4.2.

4.3.2 Résumé

La contrepartie infrarouge de GRS 1915 + 105 montre dans la bande $1.2 \mu\text{m} - 2.2 \mu\text{m}$ des variations de ~ 1 magnitude en quelques heures et de ~ 2 magnitudes sur des intervalles de temps plus longs. Dans l'infrarouge, GRS 1915 + 105 est étonnamment similaire à SS 433, et différente de tout autre source stellaire connue dans la Galaxie. La ressemblance infrarouge en magnitude absolue, couleur, et variabilité dans le temps, entre ces deux sources d'éjections relativistes, suggère que GRS 1915 + 105, comme SS 433, consiste en un objet effondré (une étoile à neutron ou un trou noir) avec un disque d'accrétion épais dans un système binaire lumineux de grande masse.

L'article décrivant les observations infrarouges de GRS 1915+105, ainsi que son résumé en français, sont placés dans le paragraphe 4.4.

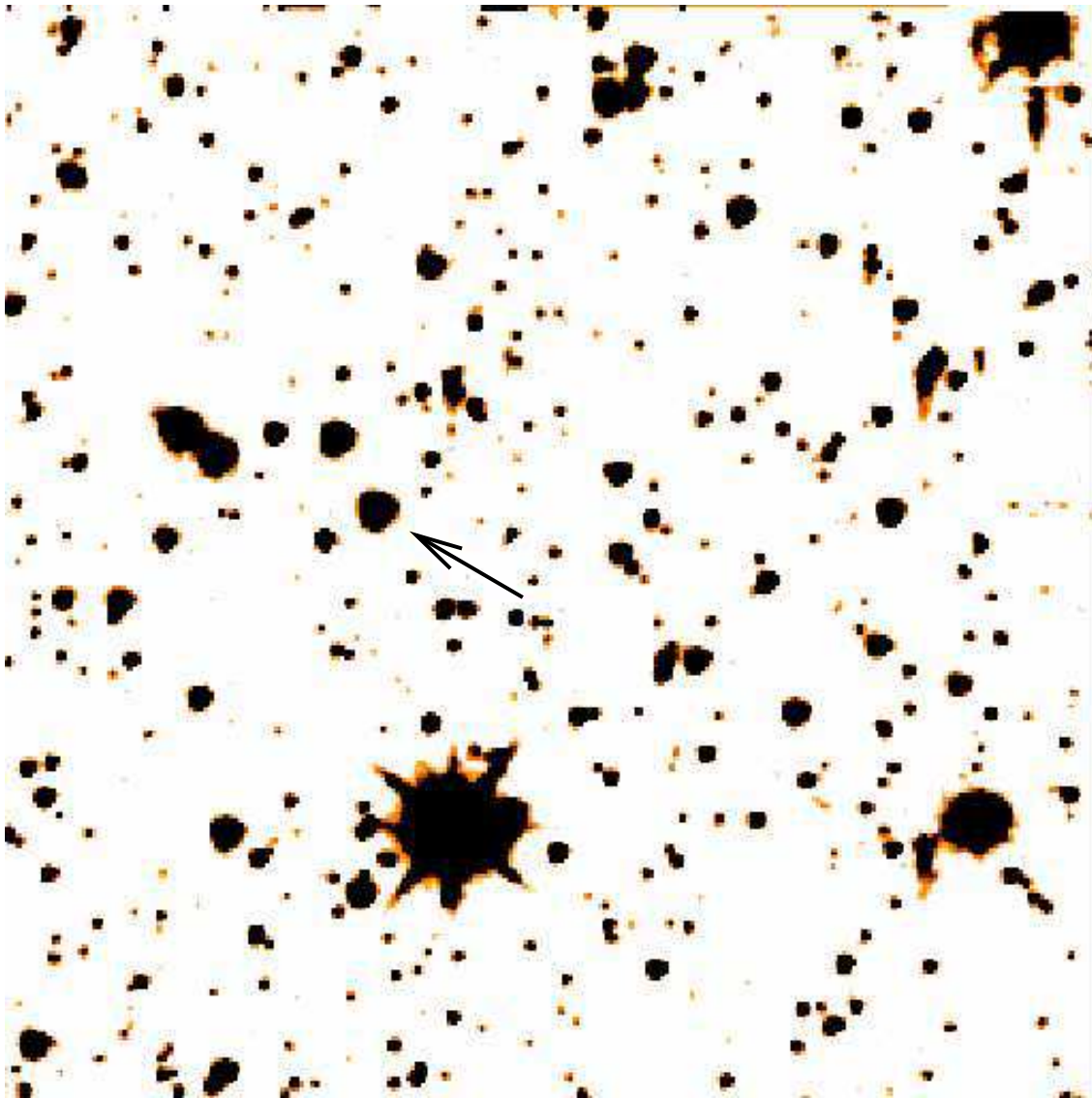


FIG. 4.1 – *Image du champ de GRS 1915 + 105, qui elle-même est indiquée par la flèche. Nous avons acquis cette image au télescope Canada-France-Hawaï, dans le filtre K, le 16 août 1994.*

4.3.3 Recherche de périodicité dans le rayonnement infrarouge de GRS 1915+105

La recherche d'une périodicité dans l'émission infrarouge est importante, car s'il existe une périodicité, celle-ci nous permet d'obtenir des informations dynamiques sur le système binaire de GRS 1915 + 105. En particulier, une périodicité constituerait une indication

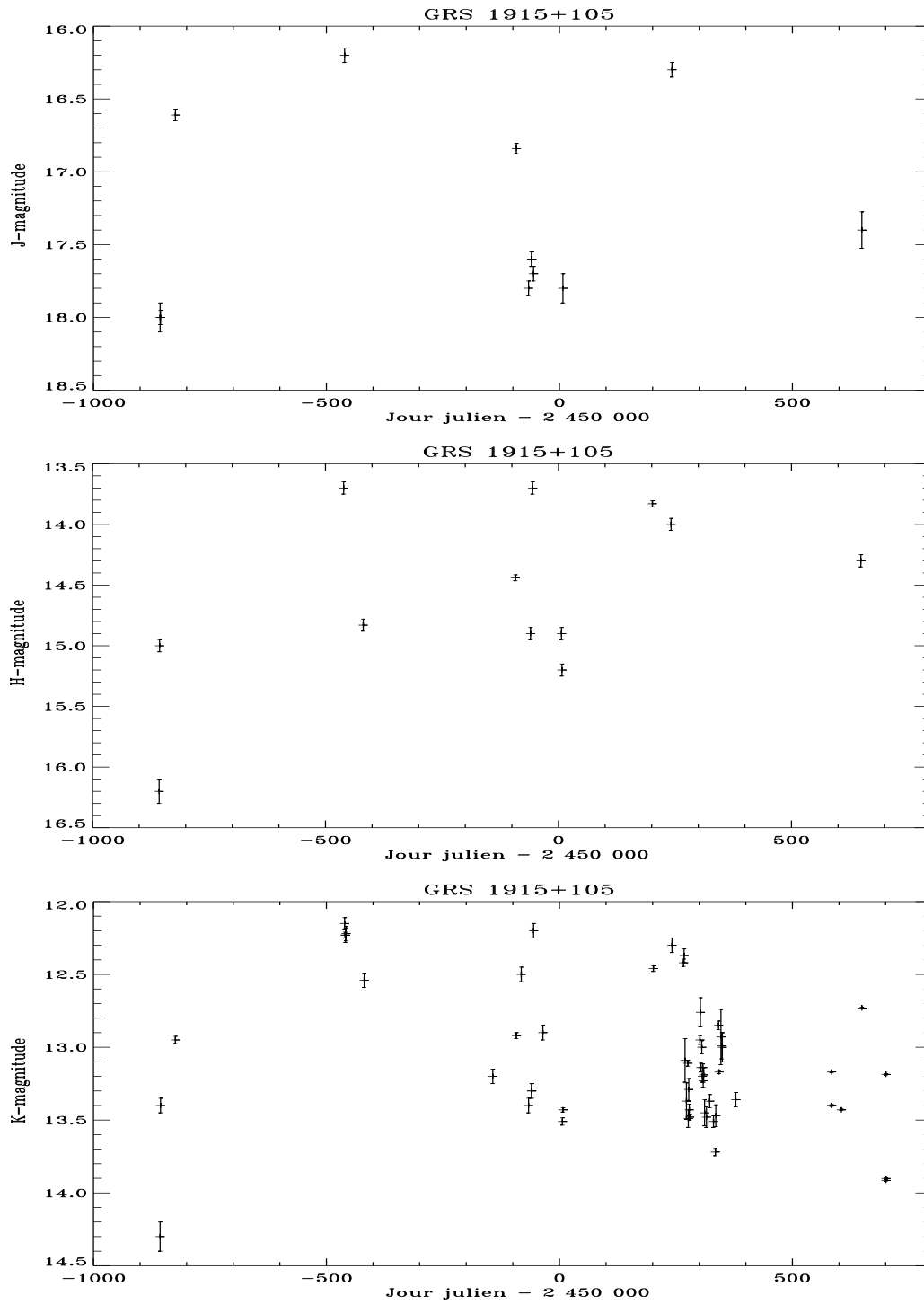


FIG. 4.2 – Observations dans les bandes J (en haut), H (au milieu) et K (en bas) de la source GRS 1915+105, du 4 juin 1993 jusqu’au 20 juillet 1997.

Date	JJ	Tél	réf	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
04/06/93	2 449 143	ESO	cha96	$\geq 18 \pm 0.2$	16.2 ± 0.2	14.3 ± 0.2
05/06/93	2 449 144	ESO	cha96	18 ± 0.1	15.0 ± 0.1	13.4 ± 0.1
07/07/93	2 449 176	UKI	cas93	16.61 ± 0.08	-	12.95 ± 0.05
05/07/94	2 449 539	ESO	cha96	16.2 ± 0.1	13.7 ± 0.1	12.15 ± 0.08
06/07/94	2 449 540	ESO	cha96	-	-	12.23 ± 0.04
07/07/94	2 449 541	ESO	cha96	-	-	12.23 ± 0.1
08/07/94	2 449 542	ESO	cha96	-	-	12.22 ± 0.1
16/08/94	2 449 581	CFH	cha96	-	14.83 ± 0.1	12.54 ± 0.1
19/05/95	2 449 857	UKI	mir96	-	-	13.2 ± 0.1
09/07/95	2 449 907.5	Pal	mah97	16.84 ± 0.07	14.44 ± 0.05	12.92 ± 0.04
19/07/95	2 449 918	NTT	sam96a	-	-	12.5 ± 0.1
04/08/95	2 449 933.7	ESO	mir96	17.8 ± 0.1	-	13.4 ± 0.1
10/08/95	2 449 939.9	UKI	mir96	17.6 ± 0.1	14.9 ± 0.1	13.3 ± 0.1
12/08/95	2 449 940.8	Lic	mir96	17.6 ± 0.1	-	13.3 ± 0.1
15/08/95	2 449 944.5	ESO	mir96	17.7 ± 0.1	13.7 ± 0.1	12.2 ± 0.1
04/09/95	2 449 964.5	UKI	mir97	-	-	$\geq 12.9 \pm 0.1$
16/10/95	2 450 006.5	Kit	eik97	-	14.9 ± 0.1	13.51 ± 0.05
17/10/95	2 450 007.5	Kit	eik97	17.8 ± 0.2	15.2 ± 0.1	13.43 ± 0.03
28/04/96	2 450 201.5	Pal	mah97	15.95 ± 0.07	13.83 ± 0.05	12.46 ± 0.04
07/06/96	2 450 241.5	NTT	sam96b	16.3 ± 0.1	14.0 ± 0.1	12.3 ± 0.1
02/07/96	2 450 266.5	Per	ban98	-	-	12.42 ± 0.05
03/07/96	2 450 267.5	Per	ban98	-	-	12.37 ± 0.09
05/07/96	2 450 269.5	Per	ban98	-	-	13.09 ± 0.30
08/07/96	2 450 272.5	Per	ban98	-	-	13.37 ± 0.25
11/07/96	2 450 275.5	Per	ban98	-	-	13.11 ± 0.04
12/07/96	2 450 276.5	Per	ban98	-	-	13.49 ± 0.12
13/07/96	2 450 277.5	Per	ban98	-	-	13.29 ± 0.15
14/07/96	2 450 278.5	Per	ban98	-	-	13.43 ± 0.08
15/07/96	2 450 279.5	Per	ban98	-	-	13.48 ± 0.04
06/08/96	2 450 301.5	Per	ban98	-	-	12.95 ± 0.06
07/08/96	2 450 302.5	Per	ban98	-	-	12.76 ± 0.20
08/08/96	2 450 303.5	Per	ban98	-	-	13.14 ± 0.06
10/08/96	2 450 305.5	Per	ban98	-	-	13.00 ± 0.09
11/08/96	2 450 306.5	Per	ban98	-	-	13.20 ± 0.08

TAB. 4.2 – Magnitudes infrarouges de GRS 1915+105.

Date	JJ	Tél	réf	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
12/08/96	2 450 307.5	Per	ban98	-	-	13.14±0.05
13/08/96	2 450 308.5	Per	ban98	-	-	13.23±0.09
14/08/96	2 450 309.5	Per	ban98	-	-	13.19±0.10
16/08/96	2 450 311.5	Per	ban98	-	-	13.45±0.18
20/08/96	2 450 315.5	Per	ban98	-	-	13.48±0.14
27/08/96	2 450 322.5	Per	ban98	-	-	13.37±0.09
04/09/96	2 450 330.5	Per	ban98	-	-	13.51±0.08
08/09/96	2 450 334.5	Per	ban98	-	-	13.72±0.05
09/09/96	2 450 335.5	Per	ban98	-	-	13.47±0.15
15/09/96	2 450 341.5	Per	ban98	-	-	12.85±0.06
16/09/96	2 450 342.5	Per	ban98	-	-	13.17±0.02
20/09/96	2 450 346.5	Per	ban98	-	-	12.93±0.38
22/09/96	2 450 348.5	Per	ban98	-	-	12.99±0.18
23/09/96	2 450 349.5	Per	ban98	-	-	13.00±0.02
22/10/96	2 450 378.5	UKI	fen97	-	-	13.36±0.1
15/05/97	2 450 584.021	UKI	mir98	-	-	13.4 ± 0.01
15/05/97	2 450 584.08	UKI	mir98	-	-	13.17 ± 0.01
15/05/97	2 450 584.14	UKI	mir98	-	-	13.4 ± 0.01
05/06/97	2 450 605	UKI	cha98	-	-	13.43 ± 0.01
20/07/97	2 450 649	ESO	cha98	17.4 ± 0.25	14.3 ± 0.1	12.73 ± 0.01
09/09/97	2 450 700.84	UKI	mir98	-	-	13.901 ± 0.01
09/09/97	2 450 700.85	UKI	mir98	-	-	13.186 ± 0.01
09/09/97	2 450 700.86	UKI	mir98	-	-	13.914 ± 0.01

TAB. 4.3 – **Magnitudes infrarouges de GRS 1915+105 (suite).**

ban98: (Bandyopadhyay et al. , 1998)

boë96: (Boër et al. , 1996)

cas93: (Castro-Tirado et al. , 1993)

cha96: (Chaty et al. , 1996)

cha98: (Chaty, 1998)

eik97: (Eikenberry et Fazio, 1997)

fen97: (Fender et al. , 1997c)

TAB. 4.4 – **Magnitudes infrarouges de GRS 1915+105 (suite).***mah97: (Mahoney et al. , 1997)**mir96: (Mirabel et al. , 1996)**mir97: (Mirabel et al. , 1997)**mir98: (Mirabel et al. , 1998)**sam96a: (Sams et al. , 1996b)**sam96b: (Sams et al. , 1996a)**CFH: Télescope Canada-France-Hawaï (Hawaï, É.-U.)**ESO: 2.2 m de la Silla (ESO, Chili)**Kit: Kitt Peak (É.-U.)**Lic: Lick Telescope (É.-U.)**NTT: New Technology Telescope (ESO, Chili)**Pal: Mont Palomar (É.-U.)**Per: Perkins**UKI: UKIRT (Hawaï)*

d'une période de rotation du compagnon autour de l'objet central.

Grâce à une série d'environ 25 mesures de magnitudes de GRS 1915 + 105 réparties sur trois mois, Bandyopadhyay et al. (1998) ont recherché une période régulière sur cette échelle de temps. Cette recherche fut négative, cependant ils conclurent que s'il existe une périodicité, elle doit être comprise entre 30 et 40 jours, ce qui suggérerait que le compagnon tourne autour de l'objet central entre 30 et 40 jours (Bandyopadhyay *et al.* , 1998). J'ai rapporté les observations en faveur de cette période dans la figure 4.3, à partir des magnitudes de Bandyopadhyay (1998).

J'ai recherché, avec Rafael García, du Service d'Astrophysique du CEA de Saclay, une périodicité sur l'ensemble des magnitudes en bande K, réparties sur 5 ans, qui ont été publiées, à la fois par nous et par l'ensemble des autres groupes. L'ensemble des données est rapporté dans les tableaux 4.2, 4.3 et 4.4. Nous avons pour ce faire ajusté par moindres carrés des fonctions sinusoïdales sur toutes les données, avec comme paramètres deux fréquences choisies et un pas de fréquence. Ceci permet d'obtenir pour chaque fréquence la phase, l'amplitude et les erreurs (Pallé, 1986). L'avantage de cette méthode est que les points peuvent ne pas être équidistants en temps. Nous avons obtenu qu'il semble exister une périodicité de 23 ± 1 jours, cette périodicité étant détectée à 4σ . En ne prenant que

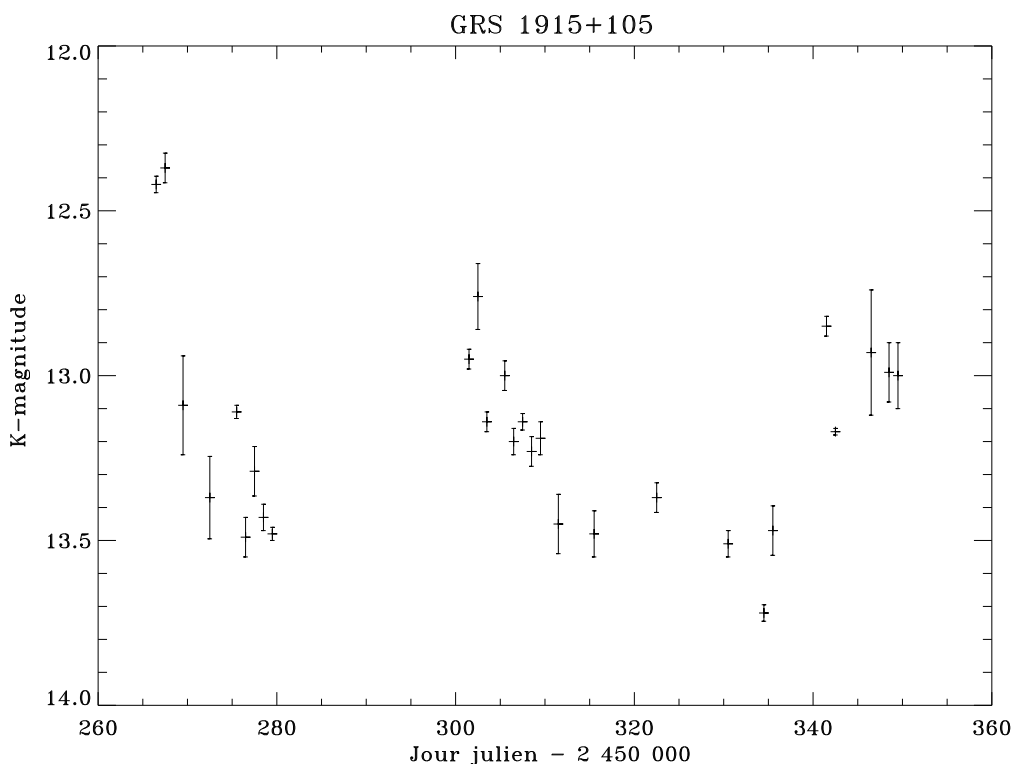


FIG. 4.3 – *Magnitudes dans la bande K, de GRS 1915+105 (Bandyopadhyay et al. , 1998). À partir de ces données, les auteurs ont déduit ont une périodicité comprise entre 30 et 40 jours.*

les données de Bandyopadhyay et al. (1998), nous obtenons une périodicité de 20 ± 2 jours, cette périodicité étant détectée à 3.5σ .

Cependant, la recherche d'une périodicité dans la courbe de lumière est assez délicate, car il y a peu de données (environ 60 magnitudes en K de GRS 1915 + 105, réparties sur cinq années), et ces données ne sont évidemment pas réparties régulièrement dans le temps. Ainsi, cette période est à prendre avec précaution, et il est nécessaire de collecter plus d'observations infrarouges pour tenter de découvrir cette période, pour qu'il ne subsiste plus de doute. Il se peut aussi que la période de GRS 1915 + 105, s'il en existe réellement une, ne soit pas tout le temps visible.

4.3.4 Discussion sur la variation de l'émission infrarouge

Au vu de l'ensemble de ces observations, il est visible que la contrepartie infrarouge de GRS 1915+105 est très variable. Il peut y avoir deux causes à ces grandes variations. D'une

part, la distance entre l'objet compact et l'étoile compagnon a une influence sur l'émission infrarouge, car si les deux objets sont plus proches l'un de l'autre, l'accrétion de matière est plus importante, ainsi la partie externe du disque d'accrétion, qui émet une partie du rayonnement infrarouge d'une source binaire de rayons X, devient plus brillante. D'autre part, au vu des observations simultanées à plusieurs longueurs d'onde, qui seront décrites dans le chapitre 5, une source de variation de l'émission infrarouge est aussi constituée par le rayonnement synchrotron des nuages de plasma relativistes, juste après la naissance de tels nuages.

J'ai montré, à partir de l'émission de GRS 1915 + 105 dans les longueurs d'onde infrarouges, que GRS 1915 + 105 était très similaire à SS 433, et j'en ai déduit que GRS 1915 + 105 devait alors être un système de grande masse, avec un disque d'accrétion optiquement épais autour de l'objet compact (Chaty *et al.*, 1996). Cette suggestion est cohérente avec les spectres acquis sur la source, et qui ont montré des raies d'émission H I Br γ (2.167 μm) et He I (2.058 μm) (Mirabel *et al.*, 1997). De plus, la morphologie spectrale, les magnitudes absolues, et la variabilité dans le temps de la contrepartie infrarouge sont cohérentes avec la classe des binaires de rayons X de grande masse, dont les étoiles compagnons sont des étoiles de type Oe tardif et Be précoce (Mirabel *et al.*, 1997).

Or, un système de grande masse présente rarement des variations de grande amplitude dans l'émission en infrarouge ou en optique, parce que l'émission infrarouge dans le cas des systèmes de grande masse provient principalement de la photosphère de l'étoile compagnon, et moins de la partie externe du disque d'accrétion. Ce résultat est d'ailleurs visible dans la deuxième partie de cette thèse, dans laquelle je décris des observations répétées en infrarouge de plusieurs sources binaires de rayons X, dans des systèmes de faible masse, de masse intermédiaire et de masse intermédiaire. Ainsi, il semble que les variations observées sur GRS 1915+105 en infrarouge sont dues en majeure partie au rayonnement synchrotron émis par les nuages de plasma éjectés par la source.

Cependant, il faut noter que le débat n'est pas clos, puisque des observations spectroscopiques récentes suggèrent que les raies détectées proviendraient du disque d'accrétion plutôt que de l'étoile compagnon (Eikenberry *et al.*, 1998).

4.3.5 Spectroscopie infrarouge de la contrepartie de GRS 1915+105

Nous avons acquis en mai 1994 un spectre infrarouge de GRS 1915 + 105, avec l'instrument IRSPEC de l'ESO. J'ai réduit ces données de spectroscopie infrarouge avec la partie spécialement dédiée à IRSPEC, dans le logiciel MIDAS. IRSPEC est un spectromètre avec réseau normal sans prisme, refroidi cryogéniquement, et équipé avec un détecteur à deux

dimensions, de 62×58 pixels. L'intervalle de longueurs d'onde pour la bande K s'étend de 1.4 à 2.5 μm , et la résolution est de 5 \AA / pixel. La fente a une largeur de 4.5". Aucune raie en émission ou en absorption n'était visible sur ce spectre.

4.4 Les observations millimétriques et infrarouges de GRS 1915+105

4.4.1 Résumé

Les observations millimétriques de la source galactique d'éjections relativistes GRS 1915+105 (Mirabel et Rodríguez, 1994) sont cohérentes avec le fait que cette source soit à la distance cinématique $D = 12.5 \pm 1.5$ kpc du Soleil, derrière le noyau d'un nuage moléculaire situé à 9.4 ± 0.2 kpc. À cette distance, GRS 1915 + 105, rayonnant fréquemment $\sim 3 \times 10^{38}$ erg s⁻¹ dans les rayons X, devient la source de rayons X la plus lumineuse dans la Galaxie. La densité totale de colonne d'hydrogène $N(\text{H}) = 4.7 \pm 0.2 \times 10^{22}$ cm⁻² le long de la ligne de visée correspond à une absorption visuelle $A_v = 26.5 \pm 1$ magnitudes.

La contrepartie infrarouge de GRS 1915 + 105 montre dans la bande 1.2 $\mu\text{m} - 2.2 \mu\text{m}$ des variations de ~ 1 magnitude en quelques heures et de ~ 2 magnitudes sur des intervalles de temps plus longs. Dans l'infrarouge, GRS 1915 + 105 est étonnamment similaire à SS 433, et différente de tout autre source stellaire connue dans la Galaxie. La ressemblance infrarouge en magnitude absolue, couleur, et variabilité dans le temps, entre ces deux sources d'éjections relativistes, suggère que GRS 1915 + 105, comme SS 433, consiste en un objet effondré (une étoile à neutron ou un trou noir) avec un disque d'accrétion épais dans un système binaire lumineux de grande masse.

4.4.2 L'article

Dans les pages suivantes se trouve l'article rapportant l'ensemble des observations millimétriques qui ont permis de déduire la distance de GRS 1915 + 105, l'absorption visuelle le long de la ligne de visée de la source, ainsi que l'environnement en gaz moléculaire, ainsi que l'ensemble des observations infrarouges de GRS 1915 + 105, qui ont eu lieu entre avril 1993 et mai 1995.

Infrared and millimeter observations of the galactic superluminal source GRS 1915+105

S. Chaty¹, I.F. Mirabel¹, P.A. Duc¹, J.E. Wink², and L.F. Rodríguez³

¹ Service d'Astrophysique, CEA/DSM/DAPNIA/SAP, Centre d'études de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

² IRAM, 300, rue de la Piscine, Domaine Universitaire de Grenoble, F-38406 Saint-Martin-d'Hères Cedex, France

³ Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo Postal 70-264, México, DF, 04510, Mexico

Received 16 August 1995 / Accepted 13 November 1995

Abstract. Millimeter observations of the galactic source of relativistic ejections GRS 1915+105 (Mirabel & Rodríguez 1994) are consistent with this source being at a kinematic distance $D = 12.5 \pm 1.5$ kpc from the Sun, behind the core of a molecular cloud at 9.4 ± 0.2 kpc. At this distance, GRS 1915+105, frequently radiating $\sim 3 \times 10^{38}$ erg s⁻¹ in the X-rays, becomes the most luminous X-ray source in the Galaxy. The total hydrogen column density $N(\text{H}) = 4.7 \pm 0.2 \times 10^{22}$ cm⁻² along the line of sight corresponds to a visual absorption $A_v = 26.5 \pm 1$ magnitudes.

The infrared counterpart of GRS 1915+105 exhibits in the 1.2 μm – 2.2 μm band variations of ~ 1 magnitude in a few hours and of ~ 2 magnitudes over longer intervals of time. In the infrared, GRS 1915+105 is strikingly similar to SS 433, and unlike any other known stellar source in the Galaxy. The infrared resemblance in absolute magnitude, color, and time variability, between these two sources of relativistic ejections suggests that GRS 1915+105, as SS 433, consists of a collapsed object (neutron star or black hole) with a thick accretion disk in a high-mass-luminous binary system.

Key words: stars: individual: GRS 1915+105 – ISM: jets and outflows – ISM: clouds – gamma rays: observations – infrared: stars – X-rays: stars

1. Introduction

Since its discovery on 15 August 1992 by the WATCH all-sky X-ray monitor on board of GRANAT (Castro-Tirado et al. 1992), the hard X-ray transient GRS 1915+105 in the constellation of Aquila, has shown long periods of violent erratic variations with recurrent rises to maximum luminosity (Harmon et al. 1992; Brandt et al. 1993; Castro-Tirado et al. 1994). The fairly hard

Send offprint requests to: S. Chaty (chaty@ariane.saclay.cea.fr) or I.F. Mirabel (mirabel@ariane.saclay.cea.fr)

spectrum with emission up to 220 keV and variable spectral index between -2 and -2.8 observed by BATSE on the Compton Gamma-Ray Observatory (GRO) indicate that GRS 1915+105 is a collapsed object, likely a black hole in a binary system (Harmon et al. 1994). The arcmin location by SIGMA on GRANAT (Finoguenov et al. 1994) allowed the detection of variable radio and infrared counterparts (Mirabel et al. 1994). Follow-up observations with the VLA at centimeter wavelengths led to the discovery of relativistic ejections of plasma clouds with apparent superluminal motions (Mirabel & Rodríguez 1994, 1995; Rodríguez & Mirabel 1995).

Here we report the results from a multi-wavelength approach to determine the distance and environment of this unique X-ray source. The millimeter and centimeter wavelengths observations yield constraints on its kinematic distance and give clues on the environment of the source. This source is located near the galactic plane at $l = 45.4^\circ$, $b = -0.3^\circ$ and due to interstellar extinction it is better observed in the infrared (Mirabel et al. 1994). To constrain the nature of the binary system, imaging and spectroscopic observations were carried out in the J (1.25 μm), H (1.65 μm), and K (2.2 μm) bands. The comparison between this source and other well known X-ray binaries is also discussed.

2. Interstellar gas in the direction to GRS 1915+105

2.1. Observations of the atomic hydrogen

Using the Very Large Array (VLA) in configuration D on 16 December 1993, Rodríguez et al. (1995) observed with a resolution of 10.3 km s⁻¹ the $\lambda 21$ cm line absorption spectra of H I along the lines of sight to GRS 1915+105 and to the H II region G 45.46 + 0.06. The latter is the closest H II region on the sky at a projected distance of 17 arcmin from the high-energy source. Its radial velocity with respect to the local standard of rest (LSR) is $+53.6 \pm 1$ km s⁻¹. The kinematic distance of this H II region can be unambiguously known combining the $\lambda 21$ cm absorption with the H109 α and H110 α emission (Downes et al. 1980; Matthews et al. 1977; Baud 1977). Assuming that the Sun is at a Galactocentric distance of 8.5 kpc,

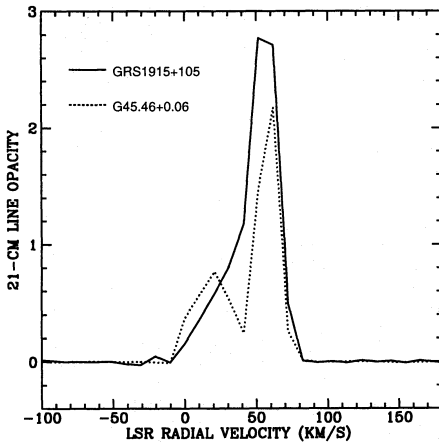


Fig. 1. Opacities of $\lambda 21$ cm line from atomic hydrogen absorption spectra observed along the lines of sight to GRS 1915+105 and to the H II region G 45.46 + 0.06 (Rodríguez et al. 1995) with the VLA in configuration D on 16 December 1993. The resolution is 10.3 km.s^{-1} . Note that the line of sight to GRS 1915+105 exhibits a relative excess of H I absorption at LSR radial velocity $41 \pm 6 \text{ km.s}^{-1}$.

the H II region is at ~ 8.8 kpc from the Sun. The $\lambda 21$ cm opacities toward GRS 1915+105 are shown in Fig. 1. Since there is absorption in both the H II region and GRS 1915+105 up to 70 km.s^{-1} (which corresponds to the LSR velocity of the sub-central point for the galactic longitude $45^\circ.4$), both the H II region and GRS 1915+105 are beyond 6 kpc from the Sun (Radhakrishnan et al. 1972).

The line of sight to GRS 1915+105 exhibits additional H I absorption at $41 \pm 6 \text{ km.s}^{-1}$ relative to the line of sight to G 45.46 + 0.06, implying that this additional H I absorption is farther than the H II region G 45.46 + 0.06. So GRS 1915+105 appears to be behind an H I cloud, which is at a kinematic distance of 9.4 ± 0.5 kpc, beyond G 45.46 + 0.06. On the other hand, since there is no absorption at negative velocities below -25 km.s^{-1} , GRS 1915+105 must be at a kinematic distance ≤ 14 kpc, which is consistent with the relativistic upper limit of the distance derived by Mirabel & Rodríguez (1994). Therefore we can constrain the kinematic distance of GRS 1915+105 to the range $7.9 \leq D$ (kpc) ≤ 14 . The H I absorption denotes a column density of atomic gas $N(\text{H I}) = (1.73 \times 10^{22})(T_s/100 \text{ K}) \text{ cm}^{-2}$, where T_s is the spin temperature. This column density is 1.42 times the column density along the line of sight to the H II region G 45.46+0.06. Assuming a constant H I absorption per unit length, GRS 1915+105 would then be at a kinematic distance $D = 12.5 \pm 1.5$ kpc (Rodríguez et al. 1995).

2.2. Observations of the molecular gas

Low resolution observations of the interstellar molecular gas have been discussed by Castro-Tirado et al. (1994) and Grindlay (1994). Using the Columbia CO survey (Dame et al. 1986), they found that along the line of sight to GRS 1915+105 there

are molecular gas complexes at the kinematic distances of 1.5 and 7.8 kpc. However, due to the low angular resolution of the Columbia survey, no molecular cloud core was detected on the line of sight, and therefore no evidence for association between the source and a giant molecular cloud was found.

We used the 30 m radiotelescope of the Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM) for a search in the direction of GRS 1915+105 of molecular gas associated with the additional H I absorption detected with the VLA at $41 \pm 6 \text{ km.s}^{-1}$. The observations were made from 12 to 19 October 1994, with the 3 mm-receiver, at the rest frequency 115.271204 GHz of the ^{12}CO ($J = 1 - 0$) transition. This transition is a good density tracer, for molecular hydrogen densities of $100 - 300 \text{ cm}^{-3}$ (Sanders et al. 1983). We chopped against an off region, which was conveniently chosen, so that it contains no feature. The coordinates of this reference off region are: $\alpha(1950) = 19^{\text{h}}06^{\text{m}}38^{\text{s}}.2$, $\delta(1950) = 11^{\circ}03'39''$.

Fig. 2 shows the ^{12}CO ($J = 1 - 0$) spectrum toward GRS 1915+105. There is an emission peak of the CO at the velocity $41.5 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$, close to the LSR velocity of the atomic component that causes the additional absorption in H I. In the following we assume that the H I absorption detected with the VLA at the velocity $41 \pm 6 \text{ km.s}^{-1}$ and the CO feature detected with the 30 m telescope of the IRAM at $41.5 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$ come from the same cloud. Therefore we adopt the far distance for the CO component, and its Doppler shift corresponds to a kinematic distance of 9.4 ± 0.2 kpc. The velocity width of the molecular cloud is $1.9 \pm 0.1 \text{ km.s}^{-1}$.

To study the distribution of the molecular gas at given Doppler shifts, we made maps of the CO emission with velocities covering the following intervals in km.s^{-1} : $(-10, 0)$, $(0, 10)$, $(23, 30)$, $(26, 28)$, $(28, 30)$, $(40, 43)$, $(43, 46)$, $(46, 50)$, $(57, 60)$, $(60, 62)$, and $(62, 70)$. With these intervals of velocities we mapped the CO emission with kinematic distances as far as 12.8 kpc. The only map that shows a local maximum of the CO emission near the projected position of GRS 1915+105 is the map of the CO detected in the range of velocities between 40 and 43 km.s^{-1} , centered at 41.5 km.s^{-1} . This map is shown in Fig. 3. From it we can conclude that GRS 1915+105 is behind the core of a molecular cloud located at the kinematic distance $D = 9.4 \pm 0.2$ kpc from the Sun.

The molecular cloud superimposed upon the position of GRS 1915+105 has a diameter of 1.05 arcmin, which corresponds to a physical size of 2.9 pc for a kinematic distance of 9.4 kpc. Thus, the mean density of the molecular cloud is $\sim 400 \text{ cm}^{-3}$. One can derive the mass of the cloud using the equation $M(\text{H}_2) = 1.3 \times 10^3 S D^2$, where $S = 1.24 \times 10^{-2} \text{ K km.s}^{-1} \text{ deg}^2$ is the apparent CO luminosity of the cloud (Dame et al. 1986). The cloud mass is $M(\text{H}_2) = 1400 \pm 100 M_\odot$. The column density of molecular hydrogen H_2 is $N(\text{H}_2) = 3.6 \times 10^{20} \int T_A^*(\text{CO}) dv = 1.5 \pm 0.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, where the integrated antenna temperature is $T_A^*(\text{CO}) = 31.027 \text{ K}$, and the averaged velocity width is $dv = 1.3 \text{ km.s}^{-1}$. So the total hydrogen column density is $N(\text{H}) = N(\text{H I}) + 2N(\text{H}_2) = 4.7 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. This is consistent, within the errors, with the column den-

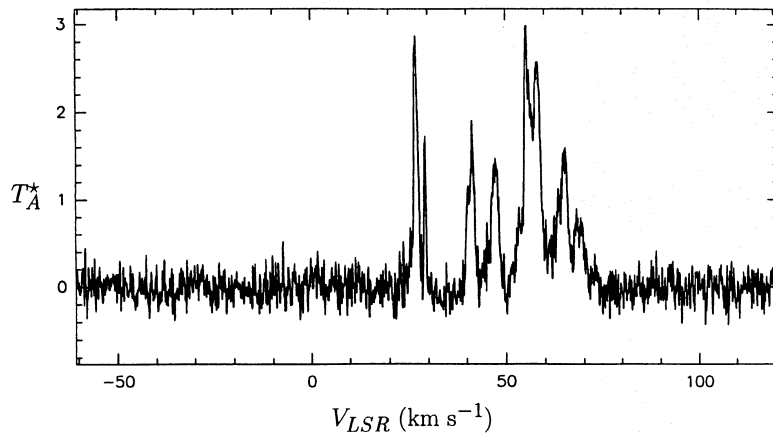


Fig. 2. ^{12}CO ($J = 1 - 0$) emission in the direction of GRS 1915+105 observed with the IRAM 30 m telescope.

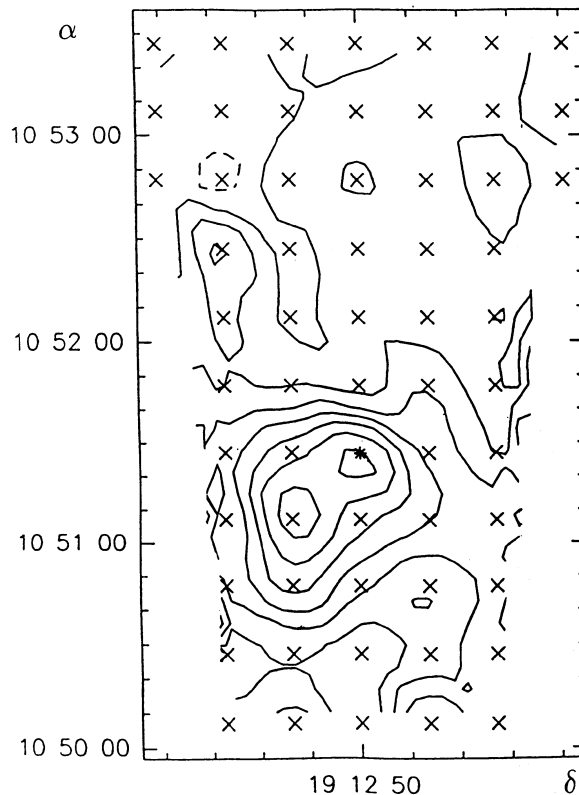


Fig. 3. Map of the ^{12}CO ($J = 1 - 0$) emission for the LSR velocity $40 \leq v \leq 43 \text{ km s}^{-1}$ in the direction of GRS 1915+105. The asterisk indicates the position of the VLA radio counterpart of the high-energy source. The contours are -0.5, 0.5 to 3.5 by 0.5, in units of $K T_A^* \text{ km s}^{-1}$ for a LSR velocity interval of 40 to 43 km.s^{-1} . The observed positions are represented by crosses. Coordinates are in the B1950 equinox.

sity of $\sim 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ derived from the ROSAT X-ray spectrum of the source (Greiner et al. 1994). The visual absorption derived from the column density, using the equation $A_v(\text{mag}) = 5.59 \times 10^{-22} N(\text{H})(\text{cm}^{-2})$ (Predehl & Schmitt 1995), is $A_v = 26.5 \pm 1$ magnitudes.

3. The infrared counterpart of GRS 1915+105

3.1. Infrared observations

Mirabel et al. (1994) had shown that there is no visual counterpart of GRS 1915+105 brighter than $R = 21$ magnitudes. Using the NTT with a Gunn-z filter on 9 July 1994, we observed at $\sim 1 \mu\text{m}$ a faint counterpart consistent with the $I = 23.4$ magnitudes counterpart reported by Boër et al. (1995).

We carried out infrared observations of GRS 1915+105 at the European Southern Observatory (ESO) with the ESO/MPI 2.2 m telescope on 4 and 5 June 1993 with the IRAC2 camera (Mirabel et al. 1994), and from 5 to 8 July 1994 with the IRAC2b camera in the J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.65 \mu\text{m}$) and K ($2.2 \mu\text{m}$) bands. The IRAC2(b) camera was mounted at the F/35 infrared 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 .

Follow-up observations were performed on our request by S. Massey at the 3.6 m Canada-France-Hawaii Telescope (hereafter CFHT) on Mauna Kea on 16 August 1994, with the Redeye camera, in the H and K bands. The narrow field infrared Redeye camera was mounted at the F/8 focus of the CFHT. This camera is a Rockwell 256×256 pixels Hg:Cd:Te NICMOS 3 infrared array detector, providing a plate scale of $0.20 \text{ arcsec/pixel}$. The typical seeing for these observations was 0.6 arcsec .

Each image taken at la Silla is the median of 5 images exposed during 2 minutes. After taking each image of the object, an image of the sky was taken, to allow subtraction of the blank sky. For the images acquired by the CFHT, the result is the median of 18 images exposed during 30 s. The images are further

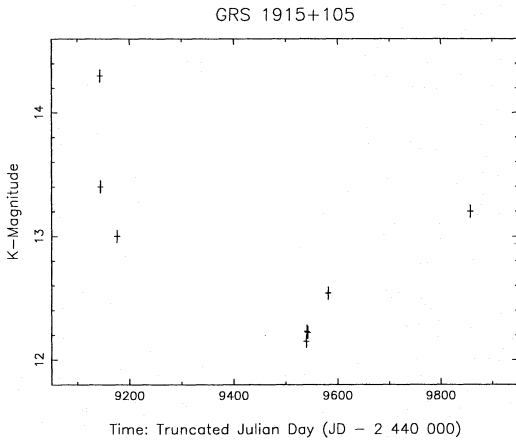


Fig. 4. Time variation of K-band ($2.2 \mu\text{m}$) luminosity of the source GRS 1915+105 from 4 June 1993 until 19 May 1995.

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 GRS 1915+105. This work was performed with the IRAF procedures, using the DAOPHOT package for the photometry in crowded fields.

The magnitudes are given in Table 1, and the variations in the K-band are shown in Fig. 4. We can see that GRS 1915+105 exhibits strong variability in the J, H and K bands. The luminosity of GRS 1915+105 increased by nearly 1 magnitude in H and K between the nights of 4 and 5 June 1993. Between 4 June 1993 and 5 July 1994 there was a change by nearly 2 magnitudes in J, 2.5 magnitudes in H, and 2.1 magnitudes in K. However, no variations greater than 0.1 magnitudes were detected in the period 5–8 July 1994 (we took 1 image each 30 minutes during 5 hours, on 5 and 6 July 1994). From Table 1 it seems that the infrared colors change with luminosity.

Fig. 4 shows that GRS 1915+105 exhibits short-term variability in intervals of less than 24 hours as well as long-term variability over intervals from one month to one year. The rapid increase of 1 magnitude observed in an interval of 24 hours in June 1993 could result from occultation. It is also interesting to note that this rapid variation of the infrared luminosity occurred in a period when the source was strong and showing rapid variations of luminosity in the 8–60 keV energy band observed by WATCH (Sazonov et al. 1994), and in the 20–100 keV energy band observed by BATSE (Harmon et al. 1994; Paciesas et al. 1995). The luminous infrared phase of GRS 1915+105 observed in July 1994 corresponds to a period of erratic variations in the X-rays, when the source was fainter in the 20–100 keV energy band than in the period June 1993 (Harmon et al. 1994; Paciesas et al. 1995).

3.2. Discussion

From the apparent magnitudes in Table 1 we derived the absolute magnitudes, corrected for interstellar extinction, using a visual

absorption of $A_v = 26.5 \pm 1$ magnitudes, and the kinematic distance $D = 12.5 \pm 1.5$ kpc. The absorptions in the J, H, and K bands are respectively $A_J = 7.1 \pm 0.2$, $A_H = 4.1 \pm 0.2$, and $A_K = 3.0 \pm 0.1$ magnitudes. The infrared absolute magnitudes and colors of GRS 1915+105 and other well known X-ray galactic sources during minimum and maximum luminosity are listed in Table 2. To derive the absolute magnitudes of SS 433 we assumed the kinematic distance of 4.2 ± 0.5 kpc (van Gorkom et al. 1982) and a visual absorption $A_v = 7.25 \pm 0.25$ magnitudes (McAlary & McLaren 1980). In view that the distance to SS 433 is somewhat uncertain, in the following we use its kinematic distance derived from H I absorption, namely, using the same method used to derive the distance to GRS 1915+105 (Mirabel & Rodríguez 1994). The estimated errors of the absolute magnitudes in Table 2 take into account the uncertainties on the distance and interstellar absorption.

The infrared emission of GRS 1915+105 cannot arise **only** in the photosphere of the secondary star: 1) because of the shape of the spectrum, which cannot be reproduced by photospheric emission from any stellar type (e.g. Koornneef 1983), and 2) because of the rapid variations in luminosity and energy distribution (see Table 1). Therefore, besides the photospheric emission from the secondary, there must be in GRS 1915+105 an additional source of infrared emission.

The energy distribution of the most well studied X-ray galactic sources is shown in Fig. 5. Besides the time variations, the infrared absolute magnitudes and colors of GRS 1915+105 are strikingly similar to the classic source of relativistic jets SS 433 (Margon 1984). This similarity in the observed infrared properties suggests that SS 433 and GRS 1915+105 are systems of similar nature. The infrared emission of SS 433 arises in a high-mass binary of type late O or early B (Clark & Milone 1980; Wynn-Williams & Becklin 1979) or Be (Campbell & Thompson 1977), with possible contributions of free-free emission from an ionized plasma at $T \sim 7500$ K (McAlary & McLaren 1980), an accretion disk (Kodaira et al. 1985), and/or even the jets (Catchpole et al. 1981).

Within the context of a binary model with an accretion disk, Kodaira et al. (1985) conclude that the observed infrared flux in the SS 433 system comes mostly from an accretion disk around the compact object of the binary system, and that the day-to-day variations may be due to different configurations of disk structures, depending on the mass supply and the internal magnetohydrodynamic balances. Therefore, by analogy with SS 433 (Margon 1984), GRS 1915+105 would be a collapsed object with a thick accretion disk in a hot and luminous high-mass binary.

4. Conclusion

Millimeter and centimeter observations show that GRS 1915+105 is at a kinematic distance from the Sun of 12.5 ± 1.5 kpc, behind the core of a molecular cloud at 9.4 ± 0.2 kpc. The column density of molecular gas $N(\text{H}_2) = 1.5 \pm 0.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, combined with the $\lambda 21 \text{ cm}$ H I absorption, imply a total column density $N(\text{H}) = 4.7 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$,

Table 1. Optical and infrared magnitudes of GRS 1915+105.

Date	TJD ¹	telescope	R(0.7 μm)	I(0.9 μm)	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
19/04/93	9097	Pic Midi	> 21	-	-	-	-
04/06/93	9143	ESO 2.2m	-	-	$\geq 18 \pm 0.2$	16.2 ± 0.2	14.3 ± 0.2
05/06/93	9144	ESO 2.2m	-	-	18 ± 0.1	15.0 ± 0.1	13.4 ± 0.1
27/06/93 ²	9166	CFHT	> 26.1	23.4 ± 0.3	-	-	-
07/07/93 ³	9176	UKIRT	-	-	16.6 ± 0.1	-	13.0 ± 0.1
05/07/94	9539	ESO 2.2m	-	-	16.2 ± 0.1	13.7 ± 0.1	12.15 ± 0.08
06/07/94	9540	ESO 2.2m	-	-	-	-	12.23 ± 0.04
07/07/94	9541	ESO 2.2m	-	-	-	-	12.23 ± 0.1
08/07/94	9542	ESO 2.2m	-	-	-	-	12.22 ± 0.1
09/07/94	9543	NTT	> 22	-	-	-	-
16/08/94	9581	CFHT	-	-	-	14.83 ± 0.1	12.54 ± 0.1
19/05/95 ⁴	9857	UKIRT	-	-	-	-	13.2 ± 0.1

¹Truncated Julian Date (JD - 2 440 000).²From Boër et al. (1995).³From Castro-Tirado et al. (1993).⁴From Geballe (1995).**Table 2.** J, H, and K absolute magnitudes of X-ray sources.

Source	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)	J-K	H-K	J-H	ref
GRS 1915+105	-4.5 ± 0.9	-4.6 ± 0.9	-5.1 ± 0.8	0.6	0.5	0.1	1
	-6.3 ± 0.9	-5.8 ± 0.9	-6.4 ± 0.8	0.1	0.6	-0.5	2
SS 433	-5.2 ± 0.8	-5.0 ± 0.7	-5.5 ± 0.7	0.3	0.5	-0.2	3
	-6.4 ± 0.8	-6.4 ± 0.7	-6.8 ± 0.7	0.4	0.4	0.0	
Cyg X-3	-3.3 ± 0.3	-4.1 ± 0.3	-4.9 ± 0.3	1.6	0.8	0.8	4,5,6
	-3.7 ± 0.3	-4.8 ± 0.3	-5.7 ± 0.3	2	0.9	1.1	
Cyg X-1	-5.9 ± 0.2	-5.8 ± 0.2	-5.8 ± 0.2	-0.1	0.0	-0.1	7,8
	-6.4 ± 0.2	-	-6.3 ± 0.2	-0.1	-	-	

¹see Table 1 on 05 June 1993²see Table 1 on 05 July 1994³Catchpole et al. 1981⁴Joyce 1990⁵Jones et al. 1994⁶Becklin et al. 1972⁷Leahy & Ananth 1992⁸Beall et al. 1984

which corresponds to a visual absorption in the line of sight $A_v = 26.5 \pm 1$ magnitudes.

At a distance of 12.5 kpc the hard X-ray transient GRS 1915+105 often becomes the most powerful X-ray emitter in the Galaxy. The X-ray light curve observed since its discovery in 1992 (Paciesas et al. 1995) shows that, for recurrent periods that last several months it is one of the brighter sources of the sky at energies ≥ 20 keV. At 12.5 kpc its X-ray luminosity is $\sim 3 \times 10^{38}$ erg s⁻¹, which is indicative of super-Eddington accretion for a collapsed object of stellar mass.

The infrared counterpart of the source presents short- and long-term variations. We have observed a change of one magnitude over an interval of 24 hours, and changes of two magni-

tudes over intervals of months. No periodicity was detected. The similarity at infrared wavelengths between GRS 1915+105 and SS 433 suggests that both sources of relativistic jets are systems of similar nature. This similarity, together with the time variability of the infrared counterpart of GRS 1915+105, indicates that a large fraction of the infrared emission may come from an accretion disk. Following the analogy with SS 433, GRS 1915+105 would be a collapsed object (neutron star or black hole) with a thick accretion disk in a high-mass and luminous binary system.

Acknowledgements. We thank S. Massey for the infrared images obtained with the CFHT, T. Geballe and P. Charles (UKIRT Service program) for the K-magnitude of GRS 1915+105 on 19 May 1995. We

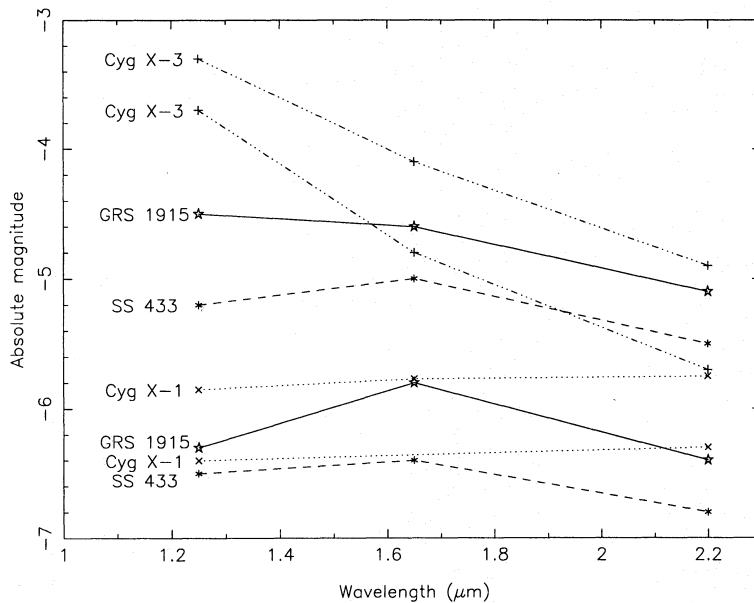


Fig. 5. Infrared energy distributions of GRS 1915+105, SS 433, Cyg X-1 and Cyg X-3 for the periods of minimum and maximum luminosity.

acknowledge helpful conversations with Christian Motch and Christian Gouiffes. We also thank John Simmons for reading the manuscript, and the anonymous referee for helpful suggestions.

References

- Baud B., 1977, *A&A*, 57, 443
 Beall J.H., Knight F.K., Smith H.A. et al., 1984, *ApJ*, 284, 745
 Becklin E.E., Kristian J., Neugebauer G., Wynn-Williams C.G., 1972, *Nat. Phys. Sci.*, 239, 130
 Boër M., Greiner J., Motch C., 1995, *A&A* in press
 Brandt S., Castro-Tirado A.J., Lund N., 1993, *IAU Circ.* 5779
 Campbell M.F., Thompson R.I., 1977, *NASA TM X-73*, p. 190
 Castro-Tirado A.J., Davies J., Brandt S., Lund N., 1992, *IAU Circ.* 5590
 Castro-Tirado A.J., Davies J., Brandt S., Lund N., 1993, *IAU Circ.* 5830
 Castro-Tirado A.J., Brandt S., Lund N. et al., 1994, *ApJS* 92, 469
 Catchpole R.M., Glass I.S., Carter B.S., Roberts G., 1981, *Nat*, 291, 392
 Clark T.A., Milone E.F., 1980, *PASP*, 93, 338
 Dame T.M., Elmegreen B.G., Cohen R.S., Thaddeus P., 1986, *ApJ*, 305, 892
 Downes D., Wilson T.L., Biegging J., Wink J., 1980, *A&AS*, 40, 379
 Finoguenov F., Churazov E., Gilfanov M. et al., 1994, *ApJ*, 424, 940
 Geballe T., 1995, private communication
 Ghigo F.D., Waltman E.B., Foster R.S., 1995, *IAU Circ.* 6204
 Greiner J., Snowden S., Harmon B.A., Kouveliotou C., Paciesas W., 1994. In: Fichtel C.E., Gehrels N., Norris J.P. (eds.) *AIP Conference Proceedings* 304. AIP Press, New York, p. 260
 Grindlay J.E., 1994, *ApJS* 92, 465
 Harmon B.A., Paciesas W.A., Fishman G.J., 1992, *IAU Circ.* 5619
 Harmon B.A., Zhang S.N., Wilson C.A. et al., 1994. In: Fichtel C.E., Gehrels N., Norris J.P. (eds.) *AIP Conference Proceedings* No 304. AIP Press, New York, p. 210
 Jones T.J., Gehrz R.D., Kobulnicky H.A., Molnar L.A., Howard E.M., 1994, *AJ*, 108, 605
 Joyce R.R., 1990, *AJ*, 99, 1891
 Kodaira K., Nakada Y., Backman D.E., 1985, *ApJ*, 296, 232
 Koornneef J., 1983, *A&A*, 128, 84
 Leahy D.A., Ananth A.G., 1992, *MNRAS*, 256, 39p
 Margon B., 1984, *ARA&A*, 22, 507
 Matthews H.E., Goss W.M., Winnberg A., Habing H.J., 1977, *A&A*, 61, 261
 McAlary C.W., McLaren R.A., 1980, *ApJ*, 240, 853
 Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1994, *Nat*, 371, 46
 Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1995, Review at the 17th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics. *Annals of the New-York Academy of Sciences*, eds Boehringer H., in press
 Mirabel I.F., Duc P.-A., Rodríguez L.F. et al., 1994, *A&A*, 282, L17
 Paciesas W.S., Deal K.J., Harmon B.A. et al., 1995, Poster at Third Compton Symposium, Munich
 Predehl P., Schmitt J.H.M.M., 1995, *A&A*, 293, 889
 Radhakrishnan V., Goss W.M., Murray J.D., Brooks J.W., 1972, *ApJS*, 24, 49
 Rodríguez L.F., Mirabel I.F., 1995, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, ed. Zensus A., in press
 Rodríguez L.F., Gerard E., Mirabel I.F., Gómez Y., Velázquez A., 1995, *ApJS* in press
 Sanders D.B., Solomon P.M., Scoville N.Z., 1983, *ApJ*, 276, 182
 Sazonov S.Yu., Sunyaev R.A., Lapshov I.Yu. et al., 1994, *Astronomy Letters*, 20, 787
 Sazonov S., Sunyaev R. et al., 1995, *IAU Circ* 6209
 Van Gorkom J.H., Goss W.M., Seagquist E.R., Gilmore W.S., 1982, *MNRAS*, 198, 757
 Wynn-Williams C.G., Becklin E.E., 1979, *Nat*, 282, 810

This article was processed by the author using Springer-Verlag L^AT_EX A&A style file version 3.

4.5 Réverbération infrarouge d'un sursaut de GRS 1915+105

4.5.1 Résumé

Lors d'un intense sursaut de GRS 1915 + 105 visible dans les rayons X et la radio, nous avons observé une paire de nuages émettant dans la radio, et émanant du noyau compact dans des directions opposées à des vitesses relativistes. Aux longueurs d'onde proche-infrarouges nous avons observé la réverbération retardée dans le temps de cet événement combinant un sursaut radio et une éjection. Cinq jours après le sursaut radio, la source est devenue plus rouge en même temps qu'elle est devenue plus brillante d'environ 1 magnitude en K ($2.2 \mu\text{m}$), ce qui suggère l'apparition d'une composante de poussière chaude. L'émission infrarouge libérée lors du sursaut était proche de 10 % de la luminosité dans les rayons X de la source et s'élevait à à peu près 0.1 % de l'énergie cinétique typique dans le mouvement de masse des éjections relativistes de GRS 1915 + 105.

4.5.2 Discussion

Au vu des observations à plusieurs longueurs d'onde simultanées qui ont suivi, il faut nuancer la portée de l'observation de cette réverbération en infrarouge, après un sursaut en radio. En effet, il est tout à fait possible que le sursaut infrarouge que nous avons alors observé ait été le précurseur synchrotron à un autre sursaut en radio qui le suivait mais que nous n'avons pas observé, à cause de l'échantillonnage temporel de nos observations. Ainsi, nous n'avons peut-être vu qu'un seul sursaut radio, et un seul sursaut infrarouge, parmi plusieurs autres. Par exemple, dans le cas des observations du 15 mai 1997, décrit dans le paragraphe 5.4, si nous avons observé uniquement le sursaut radio de 13 h TU suivi du sursaut infrarouge de 14 h TU, nous nous serions retrouvés dans le cas décrit ici.

4.5.3 L'article

Dans les pages suivantes est placé l'article décrivant les observations et les interprétations de ce phénomène de réverbération infrarouge de GRS 1915 + 105.

INFRARED OBSERVATIONS OF AN ENERGETIC OUTBURST IN GRS 1915+105

I. F. MIRABEL,^{1,2} L. F. RODRÍGUEZ,³ S. CHATY,¹ M. SAUVAGE,¹ E. GERARD,⁴ P.-A. DUC,⁵ A. CASTRO-TIRADO,⁶ AND P. CALLANAN⁷

Received 1996 July 5; accepted 1996 September 13

ABSTRACT

In the course of an intense X-ray and radio outburst of GRS 1915+105, we observed a pair of radio-emitting clouds emerging from the compact core in opposite directions at relativistic speeds. At near-infrared wavelengths we observed the time-delayed reverberation of this radio flare/ejection event. Five days after the radio outburst, the source became redder as it brightened by ~ 1 mag in $K(2.2 \mu\text{m})$, which suggests the appearance of a warm dust component. The enhanced infrared emission was close to 10% of the X-ray luminosity of the source and amounts to about 0.1% of the typical kinetic energy in the bulk motion of the relativistic ejecta in GRS 1915+105.

Subject headings: infrared: stars — radio continuum: stars — stars: individual (GRS 1915+105) — X-rays: bursts — X-rays: stars

1. INTRODUCTION

During the year 1994, Rodríguez & Mirabel (1996) observed repeated relativistic ejections of twin pairs of plasma clouds in the galactic superluminal source GRS 1915+105 (Mirabel & Rodríguez 1994). In the course of a multiwavelength study of this source carried out in 1995 August, we observed with the Very Large Array a relativistic ejection associated to the most prominent X-ray/radio outburst of that year (Sazonov, Sunyaev, & Lund 1996; Harmon, Paciesas, & Fishman 1995; Foster et al. 1996). Besides radio observations at $\lambda = 3.5$ cm with the VLA in the A configuration, and at $\lambda = 9$ cm and $\lambda = 20$ cm with the Nançay radiotelescopes, we have followed this major outburst in the $J(1.25 \mu\text{m})$, $H(1.65 \mu\text{m})$, and $K(2.2 \mu\text{m})$ bands using different infrared facilities. The infrared observations were aimed to study the long-term variability of the stellar counterpart of GRS 1915+105 (Mirabel et al. 1994) as well as the relationship of the infrared emission to the radio and X-ray emission.

The time delay of the infrared response to this major radio flare/ejection event, together with the reddening of the source, provide evidences for thermal reradiation from heated dust. From the infrared lag due to the light crossing time and the enhancement of the infrared luminosity in the H and K bands, we infer the mass of warm dust and its distance from GRS 1915+105. We compute the energy radiated in the infrared and compare it with the X-ray and kinetic power of GRS 1915+105.

2. THE RADIO, INFRARED, AND X-RAY OUTBURST

In Table 1 are listed the integrated radio flux densities of GRS 1915+105 measured with the Nançay and VLA radiotelescopes during a period of 1 month around a strong radio flare on 1995 August reported first by Gihgo, Waltman, & Foster (1995). In Figure 1a are plotted the fluxes listed in

Table 1. The radio light curves show a large rise in the radio flux in less than 3 days. In fact, Foster et al. (1996) report that the rise from a low-intensity plateau to maximum flare took place between TJD 9938.1 and TJD 9938.9, namely, in ≤ 18 hours.

The light curve in Figure 1a also shows a rapid drop of the flux. At $\lambda = 21$ cm it decreased by 60% in 24 hours. The radio light curve of GRS 1915+105 for the period 1993 December to 1994 April by Rodríguez et al. (1995) revealed the existence of outbursts with this type of time evolution. For instance, a flare on 1993 December 11 showed at $\lambda = 21$ cm a drop in intensity by 45% in 24 hours. These short-lived flares are unlike the long-lasting radio outbursts such as the one on 1994 March–April, which Mirabel & Rodríguez (1994) followed for several weeks with the VLA.

In Table 2 are listed the $J(1.25 \mu\text{m})$, $H(1.65 \mu\text{m})$, and $K(2.2 \mu\text{m})$ magnitudes of GRS 1915+105 at epochs close to the 1995 August 10 outburst. The magnitudes for the four epochs of 1995 August were derived by us from broadband images using relative photometry with nearby stars, and applying particular care in removing from low-resolution images the confusion from a star nearby to GRS 1915+105. The data reduction techniques and calibration procedures are described by Chaty et al. (1996). The K magnitude on 1995 September 4 was estimated using the $2''.46$ slit UKIRT spectrum by

TABLE 1
RADIO OBSERVATIONS OF GRS 1915+105

DATE	UT (hr)	TJD ^a	FLUX DENSITY (mJy)		
			VLA		Nançay
			$\lambda = 3.5$ cm	$\lambda = 9$ cm	$\lambda = 21$ cm
1995 Jul 26.....	21.0	9924.9	...	90	...
1995 Jul 29.....	21.0	9927.9	...	70	...
1995 Jul 31.....	...	9929	1.2
1995 Aug 07....	21.0	9936.9	...	75	...
1995 Aug 10....	...	9939	423.0
1995 Aug 10....	21.0	9939.9	...	390	610
1995 Aug 11....	21.0	9940.9	...	130	250
1995 Aug 12....	21.0	9941.9	...	110	180
1995 Aug 13....	21.0	9942.9	...	50	70
1995 Aug 14....	21.0	9943.9	...	60	50
1995 Aug 17....	...	9946	3.1
1995 Aug 24....	...	9953	0.1

^a Truncated Julian Date (JD – 2,440,000.5).

¹ Service d'Astrophysique/CEA, DSM/DAPNIA, Centre d'Etudes de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France.

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Argentina.

³ Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo. Postal 70-264, 04510 México, D.F., Mexico.

⁴ Dept. ARPEGES, Observatoire de Paris, Section de Meudon, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France.

⁵ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Strasse 2, 85748 Garching-bei-München, Germany.

⁶ Laboratorio de Astrofísica Espacial y Física Espacial, INTA, P.O. Box 50727, E-28080 Madrid, Spain.

⁷ Smithsonian Astrophysics Observatory, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138.

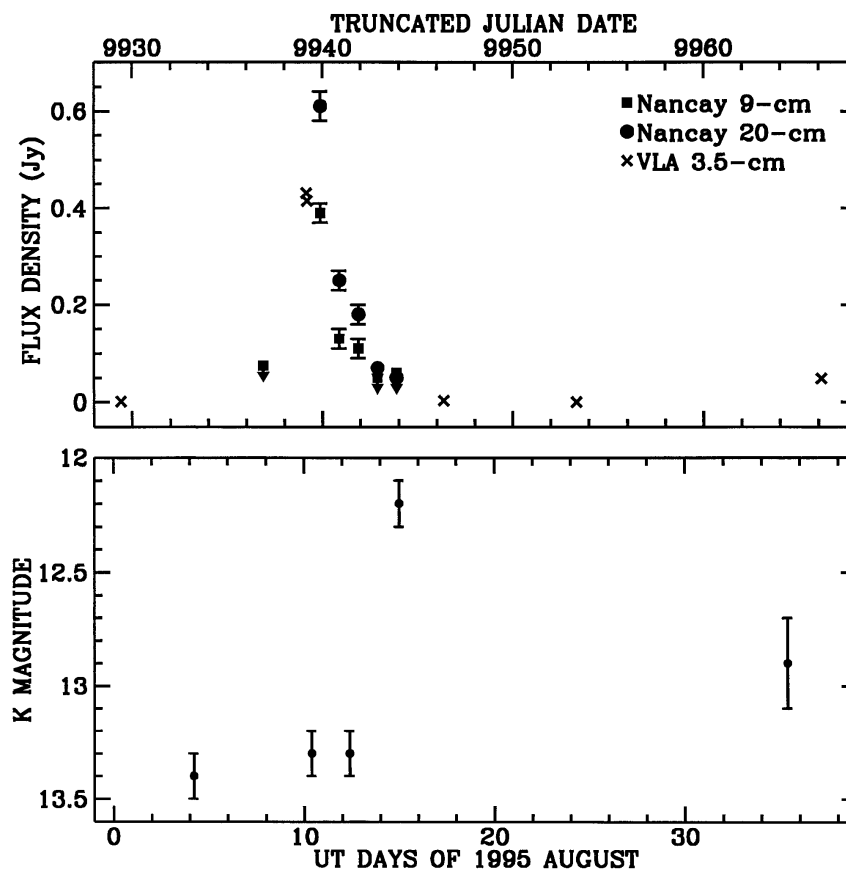


FIG. 1.—(a) Radio observations of GRS 1915+105 around the 1995 August outburst/ejection event as observed with the VLA at $\lambda = 3.5$ cm, and with the Nancay radiotelescope at $\lambda = 9$ cm and $\lambda = 20$ cm. (b) Infrared $K(2.2 \mu\text{m})$ magnitudes of GRS 1915+105. Note the time delay of the infrared brightening relative to the time of peak radio emission. TJD = JD - 2,440,000.5.

Mirabel et al. (1996), whereas those of 1995 October are the magnitudes as reported by Eikenberry & Fazio (1995).

The infrared reverberation of the radio flare/ejection that is shown in the K -band light curve of Figure 1b had a time delay in the range of 2–5 days relative to the peak radio emission. Table 2 shows that the J and K magnitudes on August 10 and August 12 (TJD 9939.4 and TJD 9941.4), obtained respectively 10 hr and 60 hr after the peak radio emission (Foster et al. 1996), showed no significant change (see Table 2). However, on August 15, 5 days after the maximum in radio, we found

that GRS 1915+105 had brightened by 1.1 mag in K and by 0.8 mag in H , but no significant change was observed in the J band (see Table 2). Three weeks later, the source was observed fading in K , and in 1995 October, it had returned to the preburst magnitudes observed in early August.

In the X-rays, the outburst was followed by *GRANAT*/WATCH in the 8–20 and 20–60 keV bands (Sazonov et al. 1996), and by BATSE in the 20–100 keV energy band (Foster et al. 1996). After 4 days of more or less steady emission in the 20–100 keV band, on 1995 August 10 the radio

TABLE 2
INFRARED MAGNITUDES OF GRS 1915+105

Date	UT (hr)	TJD ^a	J (1.25 μm)	H (1.65 μm)	K (2.2 μm)	Telescope	Reference
1995 Aug 4.....	5.0	9933.2	17.8 ± 0.1	...	13.4 ± 0.1	ESO 2.2 m	
1995 Aug 10.....	9.5	9939.4	17.6 ± 0.1	14.9 ± 0.1	13.3 ± 0.1	UKIRT 3.8 m	
1995 Aug 12.....	9.4	9941.4	17.6 ± 0.1	...	13.3 ± 0.1	Lick 3 m	
1995 Aug 15.....	0.0	9944.0	17.7 ± 0.1	13.7 ± 0.1	12.2 ± 0.1	ESO 2.2 m	
1995 Sep 04.....	8.7	9964.4	$\geq 12.9 \pm 0.1$	UKIRT 3.8 m	1
1995 Oct 16.....	0.1	10006.0	...	14.9 ± 0.1	13.5 ± 0.1	Kitt Peak 2.1 m	2
1995 Oct 17.....	0.1	10007.0	17.8 ± 0.2	15.2 ± 0.1	13.4 ± 0.1	Kitt Peak 2.1 m	2

^a Truncated Julian Date (JD - 2,440,000.5).

References.—(1) Mirabel et al. 1996; (2) Eikenberry & Fazio 1995.

flux was observed peaking at the beginning of a sudden drop of the hard X-rays (Foster et al. 1996). A correlation between the hard X-rays and radio fluxes was also observed at the time of the 1994 March–April outburst-ejection event (Harmon et al. 1996).

3. A RELATIVISTIC EJECTION

The major outburst of 1995 August took place at a time when the VLA was in the A configuration, providing the instrument's higher angular resolution. The array remained in this configuration until early 1995 September. For an interval of 3 weeks we were able to follow the large proper motions of a pair of bright radio condensations emerging in opposite directions from the compact radio core.

Figure 2 shows maps of GRS 1915+105 at $\lambda = 3.5$ cm for three epochs 1 week apart. On August 10, at the time of a peak radio emission of 431 mJy the source was unresolved. On August 17 when we measured a flux density of 3.1 mJy it exhibited an elongated structure, and on August 24 two distinct condensations became apparent. The angular resolution of the observations was $0''.2$, and the positions were determined by absolute astrometry with accuracies of $0''.02$.

Because of the rapid drop of the radio flux, the errors in the kinematic parameters of the ejecta for 1995 August are relatively large. Using Gaussian fits, on 1995 August 24 we measured flux densities of 0.12 ± 0.02 mJy and 0.13 ± 0.02 mJy from the southern and northern condensations, respectively, with angular distances from the radio core source of $0''.16 \pm 0''.03$ and $0''.12 \pm 0''.03$ arcsec, respectively, along a position angle of $140^\circ \pm 10^\circ$. Assuming that the ejection took place on 1995 August 10, the south component moved at 11 ± 2 mas day $^{-1}$ and the north component at 9 ± 2 mas day $^{-1}$.

When compared with the four relativistic ejections followed by Rodríguez & Mirabel (1996) in 1994 January–June, we find that in 1995 August the position angle for the direction of motion was the same within the errors, but the southern ejecta appeared to be moving slower (compared with 17.6 ± 0.4 mas day $^{-1}$), whereas the northern ejecta appeared to move, within the errors, at the same speed. Furthermore, the south and north components 2 weeks after the ejection event in 1995 August had equal brightness, whereas in the 1994 January–June observations, 2 weeks after ejections, the fluxes of the southern components appeared to be about 3 times brighter than the northern component. This reduction in the transverse apparent velocities and observed flux ratios from 1994 to 1995 could be due to a change of the direction of the jets toward the plane of the sky, to a change in the actual speed of the jets, or to a combination of both.

4. DISCUSSION

4.1. Origin of the Near-Infrared Enhancement

Because the infrared brightening had a time delay in the range of 2–5 days relative to the sudden radio flare/ejection event, the agent of the infrared response to this impulsive event must be at ≥ 2 light-days from the compact object. Therefore, the infrared response did not come from the cooler component of an accretion disk with a typical size of a few light-seconds.

Other alternatives for the origin of the enhancement in the near-infrared flux could be synchrotron emission from relativistic jets (Sams, Eckart, & Sunyaev 1996), Doppler-broadened

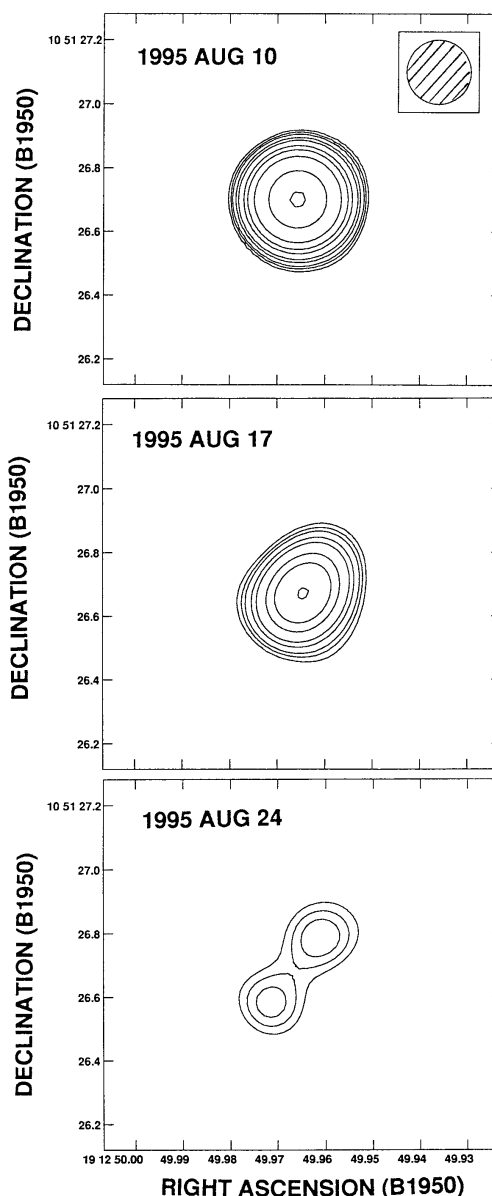


FIG. 2.—Pair of radio condensations emerging from GRS 1915+105 at the time of the 1995 August 10 flare shown in Fig. 1. These uniform-weight VLA-A maps were made at $\lambda = 3.5$ cm for the 1995 epochs shown on the top left of each map. The half-power beamwidth of $0''.2$ is shown in the top right corner. Contours are 4, 5, 6, 10, 15, 20, 30, 60, and 100 times 4×10^{-3} , 8×10^{-5} , and 1.8×10^{-5} Jy beam $^{-1}$ for the 1995 August 10, August 17, and August 24 epochs, respectively.

spectral line emission from entrained ions in the relativistic ejecta (Mirabel et al. 1996), free-free emission from an X-ray-driven wind (van Paradijs et al. 1994), and free-free emission from an expanding high-density envelope (Allen 1984). The observed reddening of the source by $J - K = 1.2$ mag rules out the possibility that we have seen the infrared tail

L114

MIRABEL ET AL.

of free-free emission, since the latter would have produced the opposite spectral change, namely, a blueing of the source, rather than the observed reddening.

The 1.0–2.5 μm continuum rising to the red is characteristic of thermal emission from dust. Furthermore, depending on the properties of the grains, dust is known to sublimate at $\sim 2000\text{--}3000$ K, and since it hardly radiates in the J band, the cutoff of the enhanced radiation below ~ 1.45 μm (see Table 2) is a stringent limit in favor of reradiation by heated dust (Voit 1991).

We point out that a trend toward redder colors as the star becomes brighter had also been observed in SS 433 (Catchpole et al. 1981), the other high-mass X-ray binary source of relativistic jets. However, those observations were carried out before coming to the realization of the role of interstellar dust in the dissipation of energy.

4.2. Heated Dust in the Surroundings of GRS 1915+105

In the following, we assume that the variation of the near-infrared flux is due to the appearance of a dust component in the spectrum of the source. In that case, the flux emitted by this dust component in K is related to the observed increase in magnitude by

$$f_{\text{dust}}^K = f_0^K 10^{-K^{\text{before}}/2.5} (10^{-\Delta K/2.5} - 1), \quad (1)$$

where K^{before} is the extinction-corrected apparent magnitude of the source before the rise consecutive to the outburst, ΔK is the magnitude increase, i.e., $K^{\text{after}} - K^{\text{before}}$, and f_0^K is the K flux corresponding to $K = 0$, ~ 650 Jy (Allen & Cragg 1983). With $\Delta K = -1.1$ mag from Table 2, and $K^{\text{before}} = 10.9$ mag using an interstellar extinction $A(K) = 2.4$ mag (Chaty et al. 1996), for a distance of 12.5 kpc (Rodríguez et al. 1995) we obtain an enhancement of $\sim 60 L_\odot$ in the K band. Similarly, it is found that the enhanced luminosity in the H band was $\sim 130 L_\odot$.

The temperature of the emitting dust can be derived assuming that its emission follows a blackbody spectrum modified by the emissivity of the dust component. Taking the ratio of the flux emitted at H and K , a dust temperature $T_d = 2300$ K is obtained. Integrating over the whole infrared band, the total dust luminosity at $T_d = 2300$ K is close to $10^3 L_\odot$, namely, about 10% of the mean X-ray luminosity of the source at outburst (Harmon et al. 1996).

Figure 1b suggests that the source radiated about half that luminosity for a period of ~ 20 days, which implies that the emission from warm dust for the duration of the outburst was

$\sim 3 \times 10^{42}$ ergs, which is $\sim 10^{-3}$ the typical kinetic energy of the relativistic ejecta in GRS 1915+105 (Rodríguez & Mirabel 1996).

Finally, assuming that the source itself is optically thin in the near-infrared wavelengths, one can relate the emitted flux to the temperature and the total dust mass by

$$M_{\text{dust}} = \frac{f_\nu D^2}{\kappa_\nu B_\nu(T_{\text{dust}})}, \quad (2)$$

where κ_ν is the absorption coefficient of the dust per unit mass and D is the distance to the source. Combining equations (1) and (2), one obtains

$$M_{\text{dust}} = 4.15 \cdot 10^{-10} 10^{-K^{\text{before}}/2.5} \times (10^{-\Delta K/2.5} - 1)(e^{6524/T_d} - 1) D_{\text{kpc}}^2, \quad (3)$$

in solar masses, which gives $1.2 \times 10^{-10} M_\odot$ of dust at $T_d \sim 2300$ K. We point out that the mass of cold dust components could be orders of magnitude larger, and it is possible that in the near-infrared we have just seen the tip of an iceberg in the surroundings of GRS 1915+105. Indeed, at a distance of 500 AU (3 light-days) and with an X-ray luminosity of 10^{37} ergs s^{-1} we expect an equilibrium dust temperature of only ~ 100 K (Scoville & Kwan 1976). We believe then that the near-IR emission observed could be coming from small grains out of equilibrium with the X-ray field, and that most of the dust is radiating at lower temperatures. Sensitive IR observations at longer wavelengths with the Infrared Space Observatory (ISO) will be carried out to test this hypothesis.

The National Radio Astronomy Observatory is operated by Associated Universities, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation. We thank C. Lidman and M. Hawkins for taking infrared images on the 2.2 m ESO telescope. UKIRT is operated by the Carnegie Observatories, on behalf of the UK Particle Physics and Astronomy Council. We are grateful to B. A. Harmon for providing us information on the BATSE data, and S. Sazonov for the *GRANAT*/WATCH data. We also thank M. Morris, L. Sage, and an anonymous referee for useful comments. L. F. R. acknowledges support from DGAPA, UNAM, and CONACyT, Mexico.

REFERENCES

- Allen, D. A. 1984, MNRAS, 207, 45p
 Allen, D. A., & Cragg, T. A. 1983, MNRAS, 203, 777
 Catchpole, R. M., Glass, I. S., Carter, B. S., & Roberts, G. 1981, Nature, 291, 392
 Chaty, S., Mirabel, I. F., Duc, P. A., Wink, J. E., & Rodríguez, L. F. 1996, A&A, 310, 825
 Eikenberry, S. S., & Fazio, G. G. 1995, IAU Circ., No. 6267
 Foster, R. S., Waltman, E. B., Tavani, M., Harmon, B. A., Zhang, S. N., Paciesas, W. S., & Gihgo, F. D. 1996, ApJ, 467, L81
 Gihgo, F. D., Waltman, E. B., & Foster, R. S. 1995, IAU Circ., No. 6204
 Harmon, B. A., Deal, K. J., Paciesas, W. S., Zhang, S. N., Gerard, E., Rodríguez, L. F., & Mirabel, I. F. 1996, ApJ, submitted
 Harmon, B. A., Paciesas, W. S., & Fishman, G. J. 1995, IAU Circ., No. 6204
 Mirabel, I. F., Bandyopadhyay, R., Charles, P. A., Shahbaz, T., & Rodríguez, L. F. 1996, ApJ, submitted
 Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, Nature, 371, 46
 Mirabel, I. F., et al. 1994, A&A, 282, L17
 Rodríguez, L. F., Gerard, E., Mirabel, I. F., Gómez, Y., & Velázquez, A. 1995, ApJS, 101, 173
 Rodríguez, L. F., & Mirabel, I. F. 1996, ApJ, submitted
 Sams, B. J., Eckart, A., & Sunyaev, R. 1996, Nature, 382, 47
 Sazonov, S. Yu., Sunyaev, R. A., & Lund, N. 1996, in Proc. Röntgenstrahlung from the Universe, ed. H. U. Zimmermann, J. E. Trümper, & H. Yorke (Garching: MPE), 187
 Scoville, N. Z., & Kwan, J. 1976, ApJ, 206, 718
 van Paradijs, J., Telesco, C. M., Kouveliotou, C., & Fishman, G. J. 1994, ApJ, 429, L19
 Voit, G. M. 1991, ApJ, 379, 122

4.6 Un jet, émanant de GRS 1915+105, observé en infrarouge ?

4.6.1 Les faits

Sams et al. (1996) ont observé la contrepartie de GRS 1915 + 105, grâce à la technique d'analyse des «speckles», dans le proche infrarouge à $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ (filtre K). Ces observations ont été effectuées du 18 au 21 juillet 1995, en utilisant la caméra de «speckle» proche-infrarouge du Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik SHARP, placée sur le NTT, à l'ESO (Sams *et al.*, 1996b). Les principales caractéristiques de tous les instruments et des observations sont reprises dans le tableau 4.5. Les images de grande résolution spatiales montrent que GRS 1915 + 105 apparaît étendue vers le Sud-Ouest: ce jet a une magnitude totale dans le proche-infrarouge de $K = 13.9$ magnitude, et est séparé de la source centrale de $0.3''$. Aucune extension n'est vue vers le Nord-Est. La structure du jet, le rapport de flux entre le jet SW et les résidus du NE, ainsi que l'angle de position du jet SW, sont cohérents avec ceux observés dans les sursauts radio de cette source (Mirabel et Rodríguez, 1994).

Trois mois plus tard, les 16 et 17 octobre 1995, Eikenberry & Fazio (1997) ont observé GRS 1915 + 105 à travers un filtre K, en utilisant le détecteur infrarouge COB, sur le télescope de 2.1 m de l'Observatoire national de Kitt Peak. Ils n'ont pas détecté de structure étendue dans leurs images combinées où les PSF avaient été soustraites, avec une limite supérieure sur toute émission ponctuelle similaire de $K > 16.4$ magnitude, à un niveau de confiance de 95%. Ils ont aussi recherché une émission étendue provenant du jet, et ont donné une limite de $K > 17.7$ magnitude, à un niveau de confiance de 95% (Eikenberry et Fazio, 1997).

Afin de comprendre ce qui s'était produit entre ces deux dates, il était nécessaire d'avoir des images acquises dans cette période. Or, nous avons observé cette source lors d'un sursaut radio énergétique, suivi par un sursaut infrarouge, le 4 août 1995, comme cela est décrit dans le paragraphe 4.5 (Mirabel *et al.*, 1996). Les observations avaient été effectuées avec la caméra IRAC2b montée sur l'adaptateur infrarouge placé au foyer F/35 du télescope de 2.2 m ESO/MPI. J'ai alors réanalysé ces images, avec le traitement décrit dans le paragraphe suivant.

	sam96	mir96	eik97
Date	18–21 juillet 1995	04 août 1995 5.0 TU	16–17 octobre 1995
Jour julien	2 449 916.5	2 449 933.7	2 450 006.5
Télescope	ESO/NTT 3.5 m	ESO/MPI 2.2 m	KPNO 2.1 m
Instrument	SHARP	IRAC2b	COB IR
Champ de vue	12.8'' × 12.8''	2' × 2'	40'' × 40''
Résolution	0.05''/ pixel	0.49''/ pixel	0.2''/ pixel
«Seeing»	≳ 0.6''	0.7''	0.7 – 1.1''
Magnitude K totale	12.5 magnitude	13.4 magnitude	13.5 magnitude
Erreur en flux	0.1 magnitude	0.1 magnitude	0.1 magnitude

TAB. 4.5 – **Les caractéristiques des instruments et des observations de GRS 1915+105.**

eik97: (Eikenberry et Fazio, 1997)

mir96: (Mirabel et al. , 1996)

sam96: (Sams et al. , 1996b)

4.6.2 Nos observations

L'image prise à la Silla est le résultat d'un filtre médian appliqué à 5 images exposées pendant 2 minutes. Après l'acquisition de chaque image de l'objet, une image du ciel a été prise, pour permettre la soustraction d'un ciel dépourvu d'étoile. Les images ont été par la suite traitées par correction du biais, du courant sombre, et du champ plat. Cette image est montrée dans la partie gauche de la figure 4.4.

Une fonction de transfert, notée dans la suite PSF¹, a été constituée à partir de plusieurs étoiles du champ, parmi les plus brillantes et les plus isolées, pour éviter la contamination par d'autres étoiles. Elles sont donc de «bonnes étoiles PSF», selon les caractéristiques de Massey & Davis (1992). Après avoir adapté le niveau de flux de cette PSF typique aux étoiles entourant les «bonnes étoiles PSF», j'ai soustrait la PSF de chacune de ces étoiles voisines. Il restait ainsi uniquement les résidus des étoiles voisines entourant les «bonnes étoiles PSF». Cette méthode permet donc de construire une PSF améliorée, en la concevant à partir des «bonnes étoiles PSF», entourées uniquement des résidus d'étoiles voisines. J'ai répété ce mécanisme jusqu'à obtenir une bonne PSF typique. Finalement, après avoir ajusté le niveau de flux de cette PSF typique au niveau du flux de la PSF de GRS 1915 + 105, j'ai soustrait la PSF typique à la contrepartie infrarouge de GRS 1915 + 105.

1. Point spread function

Réf.	Date	Distance noyau–jet		Largeur à mi-hauteur du jet	
		$v_{\text{éjection}}$		$v_{\text{expansion}}$	
		1.0 c	0.5 c	0.5 c	0.25 c
	Éjection	26 juin 1995	04 juin 1995		
sam96	18-21 Juillet 1995	0.3'' 5.6×10^{14} m	0.3'' 5.6×10^{14} m	0.25'' 4.7×10^{14} m	0.25'' 4.7×10^{14} m
mir96	04 août 1995	0.53'' 9.9×10^{14} m	0.42'' 7.8×10^{14} m	0.48'' 9.0×10^{14} m	0.37'' 6.8×10^{14} m
eik97	16-17 octobre 1995	1.55'' 2.9×10^{15} m	0.92'' 1.7×10^{15} m	1.5'' 2.8×10^{15} m	0.87'' 1.6×10^{15} m

TAB. 4.6 – Différentes positions et configurations du jet vu par Sams et al. (1996), en fonction des vitesses d'éjection et de déploiement.

eik97: (Eikenberry et Fazio, 1997)

mir96: (Mirabel et al. , 1996)

sam96: (Sams et al. , 1996b)

Le résultat obtenu est qu'aucune présence de structure de jet n'a été détectée, ainsi que le montre l'image de droite de la figure 4.4. La limite en magnitude déduite de nos observations est $m_K > 17.5$ magnitude.

J'ai aussi recherché toute trace d'émission étendue autour de GRS 1915 + 105 à l'aide d'une analyse multi-fréquence, grâce à une décomposition par ondelettes, et le résultat est identique. Cette dernière recherche a été effectuée avec l'aide de Jean-Luc Starck, et en utilisant son logiciel MOSAD.

Pour faciliter la recherche de toute trace existant autour de GRS 1915 + 105, je donne dans le tableau 4.6 les différentes positions et configurations possibles de la trace vue par Sams et al. (1996). Les vitesses d'éjection données sont les vitesses d'éjection minimales et maximales vues durant les différents sursauts radio de GRS 1915 + 105 (Mirabel et al. , 1996), (Mirabel et Rodríguez, 1994), et les vitesses de déploiements indiquées sont celles habituellement vues au niveau des jets émettant en radio.

4.6.3 Conclusion

Ainsi, le flux infrarouge a décrû d'un facteur ≥ 28 , en un intervalle de temps $\Delta t = 16.7$ jours: le temps de vie des électrons émettant dans le proche infrarouge et donc à

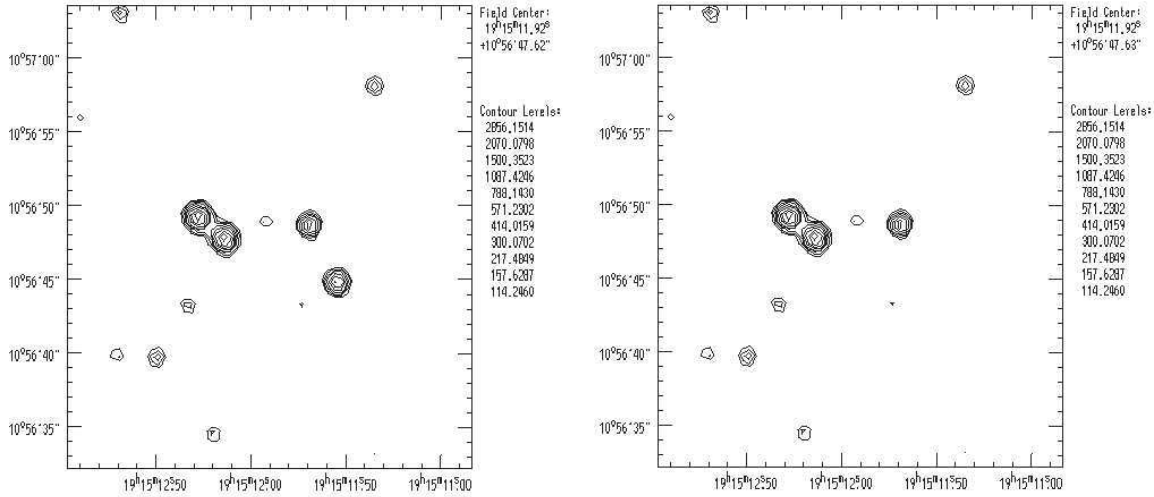


FIG. 4.4 – L'image de gauche est l'image originale du champ de vue autour de GRS 1915+105. L'image de droite est l'image du champ de vue autour de GRS 1915+105, avec la PSF de GRS 1915+105 soustraite. Aucune présence de structure de jet ne peut être détectée, jusqu'à une magnitude en filtre K ($\lambda = 2.2 \mu\text{m}$) de $m_K > 17.5$ magnitudes.

l'origine du jet observé par Sams et al. (1996) est donc:

$$\tau < 17 \text{ jours}$$

Sams et al. (1996) notent que la source dans son ensemble présentait lors de leurs observations une magnitude $K = 12.5$ magnitude, ce qui d'après eux la rendait 0.5 magnitude plus brillante que lors de toute observation précédemment effectuée. Cependant nous avons montré que GRS 1915 + 105 avait atteint le 5 juillet 1994 la magnitude en bande K de 12.15 magnitude (Chaty *et al.*, 1996).

La description de cette analyse de nos images après une observation d'un jet par Sams

et al. (1996) a été publiée dans les Actes des XXXIIèmes Rencontres de Moriond (Chaty et Mirabel, 1997).

4.7 Conclusion

L'ensemble de ces observations de GRS 1915 + 105, dans les longueurs d'onde millimétriques, optiques et infrarouges, ont conduit à plusieurs résultats importants, qui ont permis d'accéder à la nature de GRS 1915 + 105.

L'un des résultats les plus importants est la confirmation de la nature galactique de cette source, en établissant sa distance à $D = 12.5 \pm 1.5$ kpc du Soleil. Ainsi, à cette distance, GRS 1915 + 105 apparaît comme la source de rayons X la plus lumineuse de notre Galaxie. À cause d'un nuage moléculaire situé sur la ligne de visée de GRS 1915 + 105, à 9.4 ± 0.2 kpc, GRS 1915 + 105 apparaît très absorbée, avec une absorption visuelle $A_v = 26.5 \pm 1$ magnitudes, déduite à partir de la densité totale de colonne d'hydrogène $N(\text{H}) = 4.7 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

Aucune contrepartie de la source n'étant visible en optique, j'ai intensivement étudié GRS 1915 + 105 aux longueurs d'onde infrarouges, ce qui a permis de montrer qu'elle varie dans l'intervalle de longueurs d'onde $1.2 \mu\text{m} - 2.2 \mu\text{m}$ de ~ 1 magnitude en quelques heures et de ~ 2 magnitudes en quelques mois. Les propriétés infrarouges similaires entre GRS 1915+105 et SS 433 suggèrent que GRS 1915+105 est situé dans un système binaire lumineux de grande masse, dont l'objet effondré (une étoile à neutron ou un trou noir) est entouré par un disque d'accrétion épais.

Les variations en infrarouge de GRS 1915 + 105, parfois reliées à des variations dans les X et en radio, combinées au fait qu'il s'agit certainement d'une binaire de grande masse, suggèrent fortement que la majeure partie des variations infrarouges est due au rayonnement synchrotron émis par des nuages de plasma éjectés par GRS 1915 + 105, en plus des phénomènes liés aux processus d'accrétion.

Chapitre 5

Observations multi-longueur d'onde simultanées de GRS 1915+105

Sommaire

5.1	Pourquoi entreprendre des observations multi-longueur d'onde simultanées de GRS 1915+105?	74
5.2	Les instruments d'observations multi-longueur d'onde	74
5.3	Le traitement des images et la réduction des données infra- rouges	76
5.4	La première campagne d'observations: le 15 mai 1997	79
5.5	Deuxième campagne d'observations: le 5 juin 1997	93
5.6	La troisième campagne d'observations: le 9 septembre 1997	93
5.7	Conclusion: le scénario	115
5.8	L'article «Instabilités dans l'accrétion, et formation de jets au sein de GRS 1915+105»	116

Introduction

Je présente dans ce chapitre nos différentes campagnes d'observations à plusieurs longueurs d'onde simultanées, effectuées entre mai et septembre 1997. Le premier résultat important est l'observation d'un sursaut synchrotron en tant que précurseur des sursauts radio postérieurs, émis par un nuage de plasma éjecté par la source GRS 1915 + 105, et en expansion adiabatique. Le deuxième résultat concerne la mise en évidence d'un lien

direct entre l'accrétion et l'éjection. Après chaque chute du flux dans les rayons X, correspondant au passage de la partie interne du disque d'accrétion au-delà de la dernière orbite stable, surviennent des oscillations en infrarouge et en radio, causées par l'émission de rayonnement synchrotron par des nuages éjectés, en expansion adiabatique.

5.1 Pourquoi entreprendre des observations multi-longueur d'onde simultanées de GRS 1915+105?

Les observations effectuées simultanément à plusieurs longueurs d'onde sont le seul moyen de réussir à déchiffrer les signatures très hautement variables de ce type de sources. En effet, observer à plusieurs longueurs d'onde signifie qu'on observe plusieurs endroits distincts au sein de l'objet. Et l'unique moyen de comprendre la suite des phénomènes observés est de détecter une signature dans une longueur d'onde, et ensuite de la suivre dans les autres longueurs d'onde. Or ce qui intéresse particulièrement les astronomes est le lien entre l'accrétion et l'éjection de la matière, autour du trou noir. Ainsi, pour suivre les mêmes phénomènes sur plusieurs longueurs d'onde, il faut les observer simultanément suivant un échantillonnage inférieur à l'échelle de temps de ces variations, et sur un intervalle de temps total supérieur à cette même échelle de temps. Cette échelle de temps, que nous avons explicitée dans le paragraphe 2.3, est de l'ordre de la minute. Ainsi, pour que nos observations simultanées à plusieurs longueurs d'onde puissent espérer être couronnées de succès, il est nécessaire que nos observations soient échantillonnées sur un pas de temps compris entre une seconde et une minute (dépendant des longueurs d'onde), et durent un intervalle de temps au moins égal à une heure. Plus l'intervalle de temps sera long, plus la couverture des événements sera exhaustive. De plus, avec un grand intervalle de temps, nous pouvons aussi espérer observer plusieurs cycles de variations liés au comportement de la matière accrétée et éjectée autour du trou noir.

5.2 Les instruments d'observations multi-longueur d'onde

Plusieurs campagnes d'observations coordonnées à plusieurs longueurs d'onde de la source galactique superluminique GRS 1915 + 105 ont eu lieu entre les mois de mai et septembre 1997. Les différents domaines observés furent les rayonnements X, infrarouge et radio.

5.2.1 Rayons X

Pour ce qui est du rayonnement X, les observations ont été faites grâce à l'instrument «Proportionnel Counter Array» (PCA, ou réseau de comptage proportionnel), du télescope spatial RXTE. Cet instrument est constitué de cinq unités de comptage proportionnel quasi identiques, qui sont des détecteurs sensibles aux rayons X dans la bande d'énergie comprise entre 2 et 60 keV. L'acquisition des données du flux X est interrompue toutes les 90 minutes environ, à cause des occultations par la Terre, ainsi que du passage du satellite par l'Anomalie de l'Atlantique Sud. Le niveau de bruit présent dans l'instrumentation est de l'ordre d'à peu près 100 coups/s. Le flux X dans chaque bande est intégré sur des durées de 1 s.

5.2.2 Infrarouge

Les observations dans le domaine infrarouge ont été effectuées avec le télescope anglais United Kingdom InfraRed Telescope (UKIRT), situé au Mauna Kea sur l'île d'Hawaï, grâce à l'instrument IRCAM 3, constitué d'une matrice de 256 lignes et 256 colonnes : le détecteur en InSb, nommé fpa42, est équipé d'un filtre K, centré à $2.2 \mu\text{m}$ et d'une largeur de bande de $0.37 \mu\text{m}$. L'échelle de résolution pour ce détecteur est de 0.286 arcsec/pixel, ce qui fournit un champ total pour cette caméra infrarouge de $1'13'' \times 1'13''$.

5.2.3 Radio

Pour ce qui est du rayonnement radio, c'est le domaine centimétrique qui a été observé, grâce au Very Large Array (VLA): un réseau de vingt-sept radiotélescopes, permettant d'observer aux longueurs d'onde de 2, 3.6 et 6 cm. Le 15 mai 1997, le réseau du VLA fut séparé en trois sous-réseaux, permettant les observations simultanées aux trois longueurs d'onde. Le 9 septembre 1997, seuls dix-sept radiotélescopes étaient disponibles pour l'observation, ainsi, pour conserver un bon rapport signal sur bruit, l'ensemble de ces 17 radiotélescopes observait à 3.6 cm.

5.3 Le traitement des images et la réduction des données infrarouges

5.3.1 Traitement des images

Exceptée l'acquisition des images infrarouges, qui a été effectuée en observation de service à Hawaï, parce qu'il fallait observer rapidement lorsque la source était en activité, et en même temps en coordination avec les autres instruments d'observation dans les autres longueurs d'onde, il m'incombait de m'occuper de l'ensemble du traitement des données infrarouges. Pour cette raison je développerai de façon plus conséquente l'ensemble des réductions et des analyses des données infrarouges.

Le traitement des images infrarouges fut totalement standard, et effectué avec le logiciel KPNO-IRAF (Kitt Peak National Observatory – Image Reduction and Analysis Facility). Il est décrit en détail dans l'annexe 2. Le traitement, après soustraction d'une image sombre moyenne, consistait alors à combiner un certain nombre d'images prises sur la source mais décalées les unes par rapport aux autres, pour obtenir une image «ciel» grâce à un filtre médian appliqué sur cet ensemble d'images. Ensuite, il s'agit de soustraire le ciel à chacune de ces images, et enfin de combiner cet ensemble d'images pour obtenir la meilleure image. Ainsi, j'obtenais à la fin de ces opérations soit un ensemble d'images moyennes de la source GRS 1915 + 105, avec un rapport signal/bruit relativement important, soit l'ensemble des images simples acquises sur GRS 1915 + 105, avec un rapport signal/bruit plus faible. Dans le cas des images moyennes de la source GRS 1915 + 105, chacune de ces images est une moyenne d'un ensemble d'images, dont le nombre est soit 5, soit 9, selon la méthode d'acquisition des images lors des observations. En effet, l'astronome a le choix de deux techniques d'acquisition d'images pendant les observations: soit il alterne images centrées sur la source et images décalées, ce qui donne un ensemble final de 9 images, soit il prend une image sur la source puis 4 images décalées dans les 4 directions, et cela fournit un ensemble de 5 images. Bien sûr, chaque image n'est pas trop décalée, pour conserver la source étudiée dans le champ.

5.3.2 Détermination des magnitudes instrumentales

Pour déterminer les magnitudes instrumentales qui permettront par la suite d'effectuer une photométrie relative de GRS 1915 + 105 par rapport à d'autres étoiles du champ, j'ai utilisé la partie du logiciel nommée *daophot*, en mesurant le flux dans un cercle de rayon 7 pixels, centré sur l'objet dont je veux mesurer la magnitude. Cette valeur de 7 pixels

a été choisie après examen des images, de telle façon d'une part qu'elle ne soit pas trop petite, ce qui aurait pour effet de ne pas prendre en compte tout le flux des objets, et d'autre part qu'elle ne soit pas trop grande afin de ne pas prendre en considération le flux d'étoiles proches. En effet, les étoiles dans le champ autour de GRS 1915 + 105 sont très proches les unes des autres. J'ai effectué cette mesure de magnitude sur GRS 1915 + 105 et sur 7 étoiles choisies de façon arbitraire, de brillance inférieure, similaire ou supérieure à GRS 1915 + 105, et réparties partout dans le champ entourant GRS 1915 + 105. La valeur de détermination de la brillance du ciel a été choisie en sélectionnant une surface comprise entre un rayon de 7 pixels et un autre de 8 pixels autour de la source dont on veut mesurer la magnitude.

5.3.3 Détermination des magnitudes apparentes

Pour effectuer la calibration absolue, c'est-à-dire transformer les magnitudes instrumentales en magnitudes apparentes, je disposais soit d'images de l'étoile standard FS 25 dont les coordonnées sont $\alpha(2000) = 17^h 41^m 32^s.83$ et $\delta(2000) = -0^\circ 23' 44''$ et de magnitude $K = 9.756$, soit d'images de FS 30 dont les coordonnées sont $\alpha(2000) = 22^h 39^m 11^s.68$ et $\delta(2000) = +0^\circ 56' 53''.2$ et de magnitude $K = 12.015$, soit encore d'images de FS 35 dont les coordonnées sont $\alpha(2000) = 18^h 24^m 44^s.95$ et $\delta(2000) = +4^\circ 01' 16''.1$ et de magnitude $K = 11.757$. Les déterminations de magnitude ont été effectuées en choisissant une surface utile dans un rayon de 15 pixels autour de l'étoile, et une surface d'estimation de la brillance du ciel dans une couronne comprise entre un rayon de 20 pixels et un autre de 30 pixels. Ces choix ont été faits après examen de la distribution d'intensité autour des étoiles, afin d'obtenir une précision dans la détermination de la magnitude instrumentale des étoiles standard égale à ± 0.05 . Comme je ne disposais que d'un filtre, il m'était impossible de déterminer le terme de couleur dans la relation entre la magnitude instrumentale et la magnitude apparente. De ce fait, je préférais aussi négliger le terme dû à l'extinction, généralement inférieur au terme de couleur, sachant que la précision que j'obtiendrais alors sur la magnitude apparente serait de l'ordre de ± 0.1 magnitude. Il faut cependant noter que cette barre d'erreur concerne la détermination d'une magnitude apparente dans l'absolu. Ainsi, pour la courbe de lumière infrarouge finale que nous obtiendrons par la suite, cette erreur sera identique pour l'ensemble des points, et donc n'aura pas lieu d'être lors de comparaison de point à point. Je déduisis ensuite les relations suivantes entre la magnitude instrumentale $k_{instrumental}$ et la magnitude apparente $K_{apparent}$, pour les différentes campagnes d'observation multi-longueur d'onde:

$$K_{\text{apparent}} = k_{\text{instrumental}} - 5.39 \pm 0.1 \text{ le 15 mai 1997,}$$

$$K_{\text{apparent}} = k_{\text{instrumental}} - 4.41 \pm 0.1 \text{ le 5 juin 1997 et}$$

$$K_{\text{apparent}} = k_{\text{instrumental}} - 4.89 \pm 0.1 \text{ le 9 septembre 1997.}$$

La différence entre les «zéro-point», qui représente la constante d'écart entre les magnitudes apparentes et instrumentales, est due à l'état du ciel et à divers autres paramètres.

5.3.4 Détermination des flux

L'étape suivante consistait à transformer la magnitude apparente en flux. Or, la relation entre la magnitude m et le flux f s'écrit $m = -2.5 \log f / f_0$, avec $\log f_0 = -13.40 \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ pour une magnitude égale à zéro dans le cas du filtre K, et $\log f_0 = -12.48 \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ pour le filtre J (Allen, 1973). La relation entre la magnitude apparente et le flux s'écrit alors:

$$f(\text{ mJy}) = (10^{-0.4m(\text{magnitude})+\log f_0}) \times 10^{11} \times \frac{3 \times 10^{10}}{\nu^2_{\text{Hz}}} \times \frac{1}{10^{-26}}$$

5.3.5 Correction des variations atmosphériques

Les flux détectés varient en fonction de la transmission atmosphérique. Pour corriger l'ensemble des flux des objets de cette variation, j'ai utilisé les flux des sept étoiles que j'avais auparavant sélectionnées dans le champ, et dont j'avais vérifié qu'elles ne variaient pas au cours des observations. J'ai tout d'abord calculé, pour chaque image, la moyenne du flux de ces sept étoiles, que j'appelle «Flux moyen de l'image». Ensuite, j'ai pris les «Flux moyen de l'image» de toutes les images, dont j'ai calculé la moyenne, que j'appelle «Flux moyen de toutes les images». Cela me permet alors de déduire les flux corrigés des variations atmosphériques, pour tous les objets de l'ensemble des images. En effet, à partir du flux brut de n'importe quel objet de n'importe quelle image, que j'appelle «Flux brut», j'obtiens le flux corrigé de cet objet, que j'appelle «Flux corrigé», par la relation:

$$\text{Flux corrigé} = \frac{\text{Flux brut}}{\text{Flux moyen de l'image}} \times \text{Flux moyen de toutes les images}$$

où «Flux moyen de l'image» concerne ici l'image dans laquelle se trouve le dit objet.

5.3.6 Déroutissement

Enfin, il reste à dérouter la densité de flux infrarouge observée, c'est-à-dire la corriger de l'extinction interstellaire. À partir de la densité de flux infrarouge observée, notée f_{corr} , la densité de flux infrarouge corrigée, notée f_{brut} , est obtenue grâce à la relation:

$$\frac{f_{corr}}{f_{brut}} = 10^{0.4 \times (mag_{brute} - mag_{corrigee})}$$

sachant que l'absorption dans la bande K est égale à 3.3 magnitude (Chaty *et al.*, 1996): ainsi, $mag_{brute} - mag_{corrigee} = 3.3$.

5.3.7 Analyse spectrale des résultats

Pour détecter d'éventuelles périodicités dans les variations des flux observés, j'ai procédé à une analyse spectrale des résultats, par transformée de Fourier rapide. Dans chacun des graphes représentés, la première valeur correspond à l'intervalle de temps pendant lequel les observations ont eu lieu, la deuxième valeur représente une possible périodicité dans les variations des flux. Lors de la première campagne d'observations, une périodicité de 6.4 minutes \pm 16 secondes était détectée, mais cette périodicité était autant visible sur GRS 1915 + 105 lui-même que sur les autres étoiles du champ sélectionnées pour corriger des variations atmosphériques. Cette périodicité n'était donc due qu'à la technique d'observation employée.

5.4 La première campagne d'observations: le 15 mai 1997

La première campagne d'observations multi-longueur d'onde prit place le 15 mai 1997.

5.4.1 Description de la courbe de lumière des rayons X

Les données dans le domaine des rayons X furent acquises au cours de l'intervalle temporel [11.1911; 18.4797] en heure Temps Universel (TU), soit pendant 7.29 heures, avec des temps d'intégration de 1 s, ce qui fait un total de 25 087 points. Sur la courbe de lumière du 15 mai 1997, reportée en haut de la figure 5.1, il est tout d'abord très bien visible que le flux X subit au cours du temps des variations de grande amplitude. Après un régime plutôt stable d'oscillations erratiques, survient à 11.95 h TU un pic fin, atteignant à son maximum $\sim 9 \times 10^{-8}$ erg cm⁻²s⁻¹ dans la bande comprise entre 2 et 60 keV, correspondant

à 0.67 mJy. La durée d'existence de ce pic, visible au milieu de la figure 5.1, est égale à ~ 36 s. Après une retombée rapide du flux X, surviennent une série d'oscillations quasi-périodiques d'amplitudes plus petites, et de période ~ 60 s correspondant à une fréquence de ~ 0.015 Hz, et à un niveau moyen de ~ 7500 coups/s. Ces oscillations existent pendant une durée de 47 minutes, pour ce qui est de la première augmentation située à ~ 12 h (figure 5.1, au milieu). Puis le flux retombe jusqu'à son plus bas niveau, ainsi que le montre le bas de la figure 5.1, et remonte quelque peu, comme lors d'un rebondissement, pour atteindre de nouveau son niveau stationnaire et stable d'oscillations, à un flux moyen de ~ 5000 coups/s (figure 5.1, en haut). L'augmentation du flux, visible après 14.25 h TU dans le haut de la figure 5.1, semble suggérer qu'il a dû se produire un pic fin suivi d'une chute rapide du flux X, pendant le manque de données situé autour de 14 h TU. Or, une interpolation du flux X permet de suggérer que ce pic fin a dû se produire vers 14.0 h TU, et que les oscillations qui l'ont suivi ont dû durer à peu près entre 15 et 25 minutes. Nous verrons par la suite, dans le paragraphe 5.4.5, que nous pouvons étayer cette suggestion de l'existence d'une augmentation du flux X à ce moment précis par des faits observationnels.

5.4.2 Description de la courbe de lumière infrarouge

Toutes les images infrarouges furent acquises entre 12.51 TU et 15.40 TU, ce qui correspond à un intervalle en jour julien compris entre 2 450 584.021 et 2 450 584.142. Une série de 60 images fut acquise de la source GRS 1915 + 105, chacune avec un temps d'exposition total de 60 secondes, divisé en fait en 12 séries d'expositions de 5 secondes chaque, afin de ne pas saturer le détecteur. La masse d'air au cours de cet ensemble d'observations était comprise entre 1 et 1.45. Je disposais de quatre images sombres. Ainsi, après le traitement des images décrit dans le paragraphe 5.3.1, j'obtenais soit douze images moyennes de la source GRS 1915 + 105, chacune étant une moyenne de cinq images simples, avec une résolution temporelle de cinq minutes; soit soixante images simples de GRS 1915 + 105, avec une résolution temporelle d'une minute. Je disposais, pour la calibration en magnitudes, de cinq images de l'étoile standard FS 25, de dix images de l'étoiles standard FS 30, ainsi que de dix images de l'étoile standard FS 35, dont les caractéristiques ont été données dans le paragraphe 5.3.3. La contrepartie infrarouge de la source GRS 1915 + 105 a ainsi varié dans un intervalle de magnitude apparente de 13.4 ± 0.01 à 13.17 ± 0.01 , ce qui correspond à des densités de flux non dérogées de 2.465 ± 0.05 à 2.803 ± 0.01 .

La courbe de lumière infrarouge, avec la résolution temporelle d'une minute, est donnée dans la figure 5.2, au milieu, et celle avec la résolution temporelle de cinq minutes est reportée dans la figure 5.2, en haut. Dans les longueurs d'onde infrarouges, est visible un

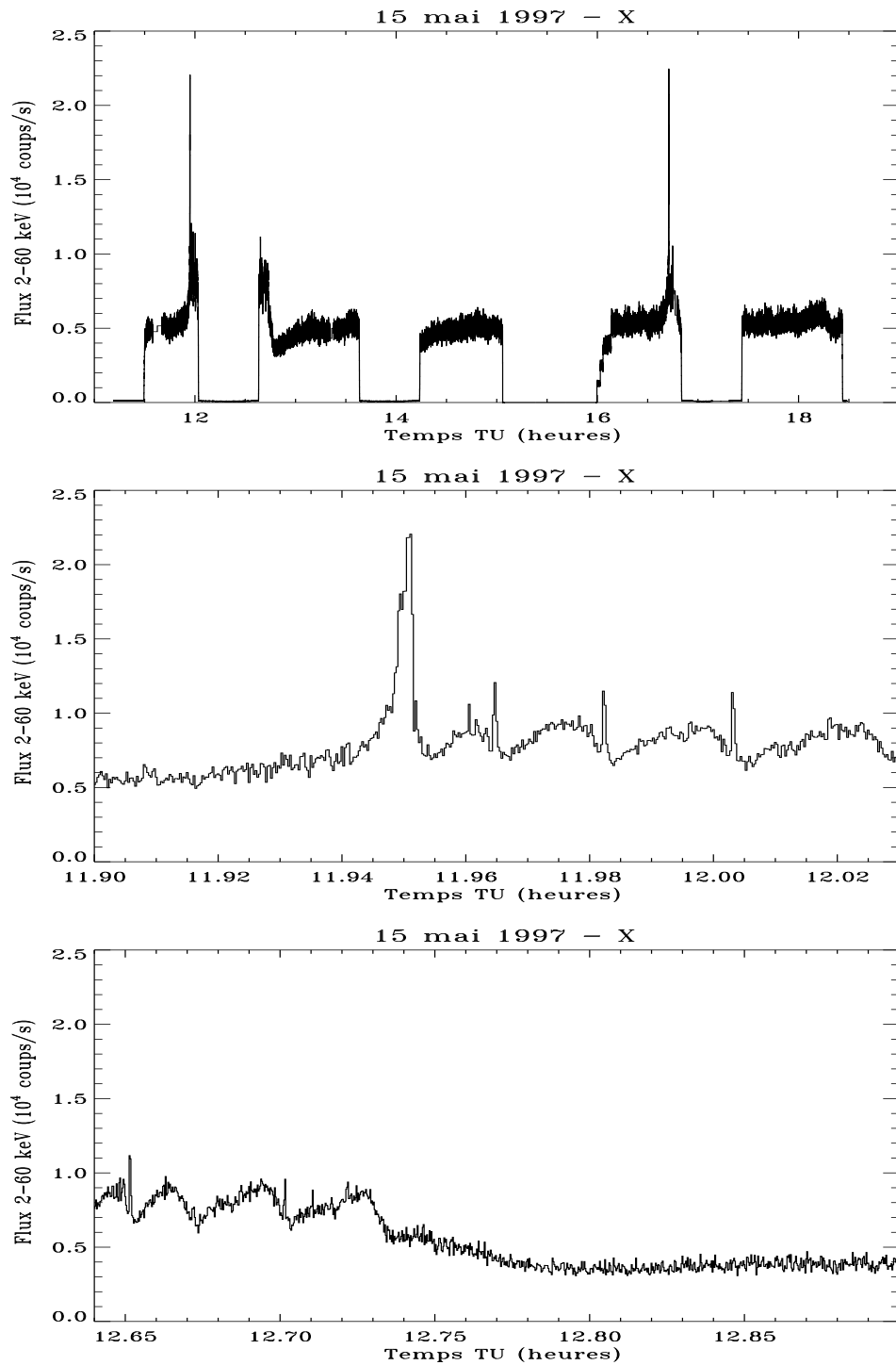


FIG. 5.1 – *En haut: courbe de lumière des rayons X sur l'ensemble de la campagne d'observations; au milieu: Pic fin; et en bas: Oscillations périodiques d'une période de 60 s.*

sursaut, d'une amplitude de 12 mJy, se produisant à ~ 14 h TU, et d'une durée d'environ 18 minutes. Une périodicité semble visible dans la courbe de lumière du milieu de la figure 5.2. Pour savoir si cette périodicité est réelle ou au contraire instrumentale, j'ai calculé la densité spectrale de puissance sur GRS 1915 + 105 ainsi que sur une étoile typique du champ. Le résultat est montré dans le bas de la figure 5.2, et montre que cette périodicité est due à un effet instrumental. Plus précisément, cette périodicité est due au fait que je ne disposais pas d'images permettant une correction d'illumination pour cette série d'expositions. Ainsi, étant donné que dans chaque série d'images, un décalage est appliqué entre chaque image, les objets retombent périodiquement sur des parties du détecteur plus ou moins sensibles. Cette périodicité est donc uniquement instrumentale.

5.4.3 Description de la courbe de lumière radio

La courbe de lumière du rayonnement radio centimétrique, reportée en figure 5.3, présente des oscillations quasi-périodiques du flux radio. Pour comparaison avec les longueurs d'onde précédentes, lors du sursaut situé à 14 h – 16 h, l'amplitude à $\lambda = 6$ cm est égale à ~ 24 mJy, et la durée est 1 h 45 min. Il est bien visible que les trois rayonnements radio indiqués atteignent leur maximum à des moments différents. Les maxima des trois longueurs d'onde sont décalés dans le temps, le rayonnement correspondant à la plus courte longueur d'onde atteignant son maximum en premier. Ce décalage temporel est lié à l'échelle de temps d'expansion des nuages, elle-même reliée à la transparence aux longueurs d'onde croissantes. Ces oscillations montrent que le noyau radio se trouve au début du sursaut dans un état optiquement épais, tel qu'il avait déjà été observé lors d'oscillations de la source entre 10 et 100 mJy. En effet, l'émission à la longueur d'onde de 2 cm est alors supérieure à celle des plus grandes longueurs d'onde. Autrement dit, le flux radio aux plus grandes fréquences est supérieur à celui des fréquences plus petites. Après être passé par un état intermédiaire lors du sursaut à 3.6 cm, la source retrouve un état optiquement mince à la fin du sursaut, lors du maximum de l'émission à la longueur d'onde de 6 cm. La figure 5.3 montre aussi que la décroissance du flux est plus lente que sa croissance. Je montrerai dans le paragraphe 5.4.5 que tous ces faits révèlent que l'émission radio est cohérente avec le rayonnement synchrotron d'un nuage sphérique en expansion adiabatique (van der Laan, 1966).

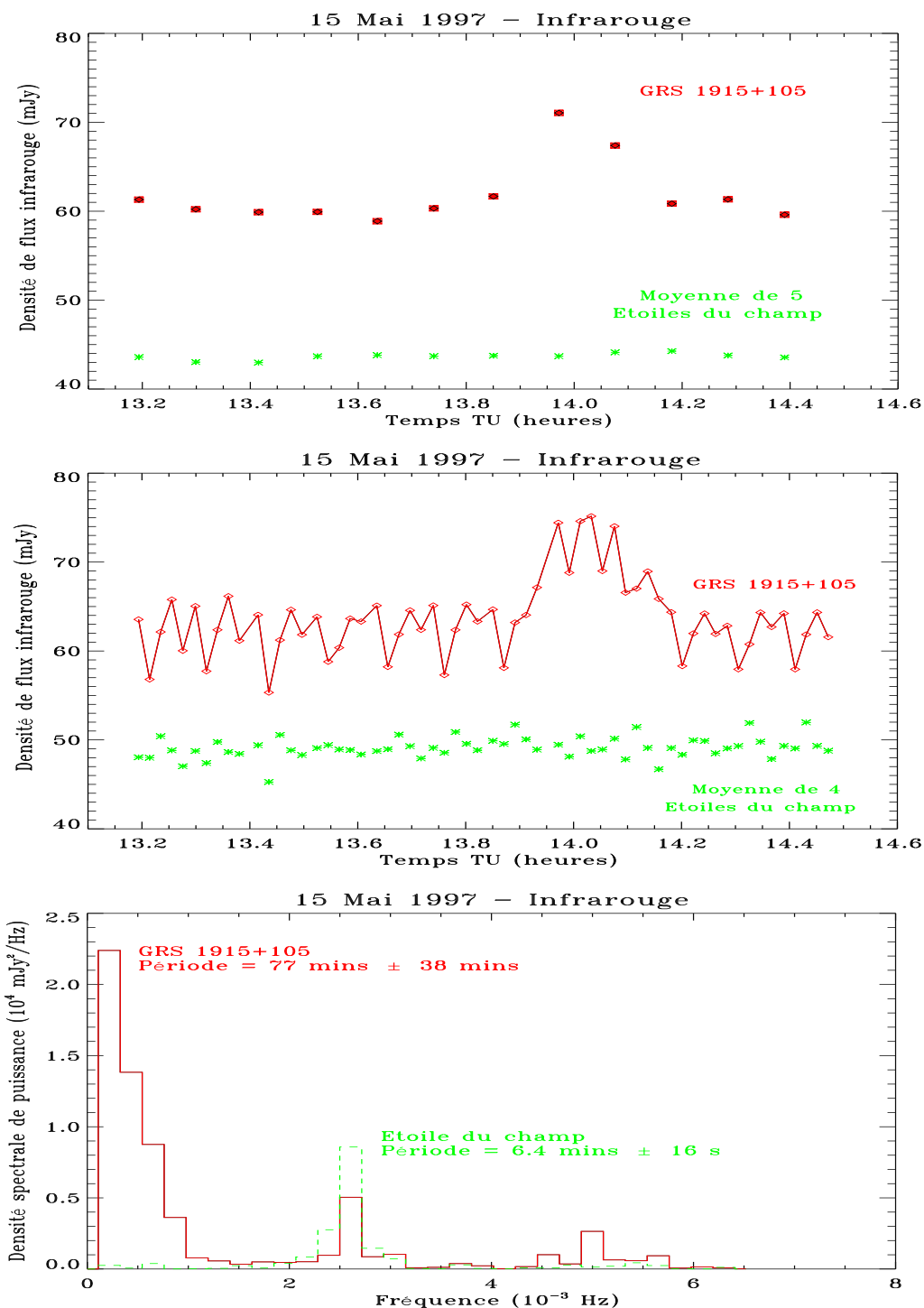


FIG. 5.2 – *En haut: courbe de lumière infrarouge, avec la résolution temporelle de cinq minutes; au milieu: même courbe, mais avec la résolution temporelle d'une minute; en bas: Densité spectrale de puissance de GRS 1915+105 et d'une étoile typique du champ. Il apparaît clairement que la périodicité qui semble exister sur la courbe de lumière précédente est due à des effets instrumentaux, et certainement à la non-uniformité du champ. Cette périodicité est donc uniquement instrumentale.*

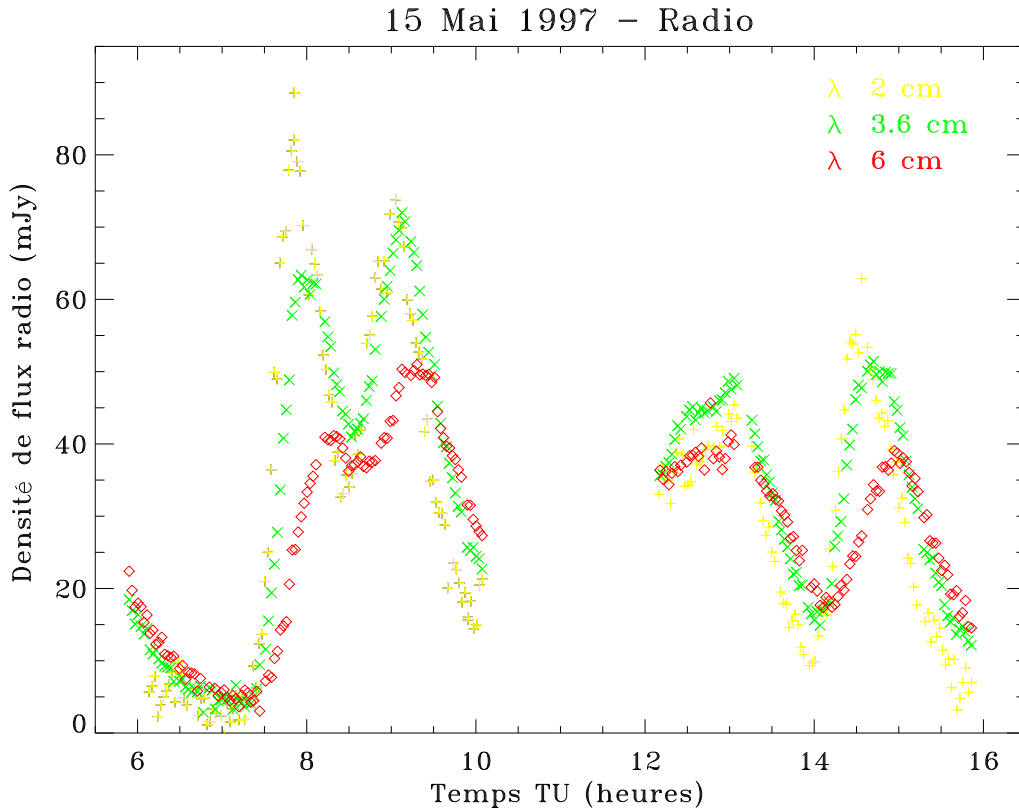


FIG. 5.3 – Densité de flux radio de GRS 1915+105. Le décalage temporel des pics en fonction de la longueur d'onde est très bien visible, les plus courtes longueurs d'onde atteignant en premier leur maximum.

5.4.4 Courbes de lumière X, infrarouge et radio

Les courbes de lumière obtenues lors des observations simultanées dans les rayons X, en radio et en infrarouge le 15 mai 1997, sont rassemblées dans la figure 5.4. Le sursaut infrarouge a eu lieu au moment attendu en tant que précurseur synchrotron des pics radio observés plus tard, dans l'intervalle 14.6 – 14.9 h TU, comme nous le montrerons dans le paragraphe 5.4.5. Le sursaut infrarouge présente une amplitude et une durée inférieures au sursaut radio. L'intervalle temporel entre le pic observé en infrarouge et celui correspondant à la longueur d'onde radio de 3.6 cm est ~ 40 minutes.

J'ai ensuite calculé la distribution d'énergie de GRS 1915 + 105 lors du sursaut situé entre 14 h et 16 h. Pour ce faire, j'ai pris les valeurs des amplitudes des densités de flux atteintes lors du sursaut, et corrigées de l'absorption. Puis, j'ai multiplié ces amplitudes par la durée du sursaut, et cela dans chaque domaine de longueur d'onde: dans les rayons

X, dans l'infrarouge et dans la radio. La distribution d'énergie résultante est illustrée en figure 5.5: elle est très bien ajustée par la fonction $\nu S_\nu = \nu^{0.6}$, soit $S_\nu = \nu^{-0.4}$, ce qui montre que l'indice spectral, au moment du sursaut du 15 mai, est de $\alpha = -0.4$, en choisissant la convention habituellement utilisée en radio: $S_\nu \propto \nu^\alpha$.

5.4.5 Sursaut infrarouge: précurseur synchrotron des sursauts radio

Un modèle pour les sources radio extragalactiques variables

Les émissions non thermiques dans les rayonnements millimétrique et centimétrique en provenance des sources radio quasi-stellaires et des galaxies de Seyfert sont considérées comme étant du rayonnement synchrotron. Pour modéliser cette émission synchrotron, il est supposé une moyenne sur des volumes finis, à l'intérieur desquels le mouvement des particules et l'orientation du champ magnétique ont des directions aléatoires. Un évènement assez général dans le cas des émissions non thermiques est celui des bulles synchrotron. Ce sont des bulles sphériques de plasma relativiste en expansion, traitées comme des couches successives par rapport à la ligne de visée de l'observateur (Kellermann, 1966) (van der Laan, 1966). Les bulles se déploient ainsi de façon adiabatique, avec toutes les signatures observationnelles liées aux évènements de bulle synchrotron. Le modèle standard d'un évènement unique de bulle synchrotron est le déroulement d'un évènement dynamique, dont l'effet est de produire un choc se déployant vers l'extérieur, et où les électrons relativistes sont accélérés dans ce choc (Hjellming et Han, 1995).

Les variations temporelles de ces émissions s'expliquent par le fait que les sources d'émission sont originellement optiquement épaisses, puis, lorsqu'elles se déploient, deviennent optiquement minces aux longueurs d'onde plus grandes. Ainsi, il avait été proposé par van der Laan (1966), que les variations observées dans une fréquence pouvaient être utilisées pour prédire le comportement à toute autre fréquence. Comme j'utiliserai dans la suite ce modèle, je vais maintenant en décrire les grandes lignes.

Le modèle de van der Laan (1966) considère un nuage uniforme et sphérique, de rayon r , se déployant à un taux \dot{r} , et constitué d'une population d'électrons à des énergies relativistes. Les électrons sont supposés avoir une distribution de vitesse isotropique, et une distribution d'énergie $N(E)dE = K(t)E^p dE$, à l'intérieur d'un intervalle d'énergie $[E_1(t); E_2(t)]$, où $E_1(t) \leq E_2(t)$. Ces électrons rayonnent lorsqu'ils sont accélérés dans le champ magnétique B . Initialement, le nuage est suffisamment compact pour être optiquement épais à toutes les fréquences radio. De plus, est posée la condition que la température

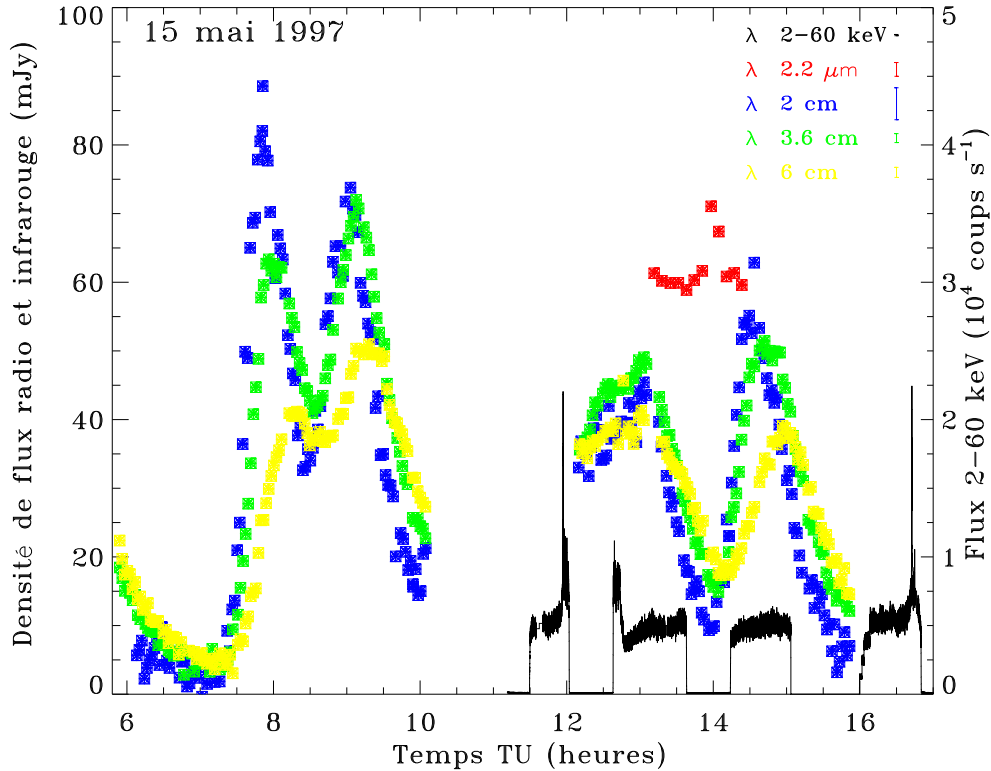


FIG. 5.4 – Courbes de lumière de GRS 1915 + 105 pour le 15 mai 1997, obtenues avec le PCA de RXTE à 2–60 keV, UKIRT à 2.2 μm et le VLA à 2, 3.6 et 6 cm. Le décalage des pics en fonction de la longueur d'onde correspond à l'échelle de temps requise par les nuages pour s'épandre et devenir transparent aux plus grandes longueurs d'onde. Il est montré dans le texte que le pic infrarouge à ~ 14 h TU s'est produit au temps attendu, en tant que précurseur synchrotron des pics apparaissant plus tard dans les ondes radio dans l'intervalle 14.6 – 14.9 h TU. Les densités de flux infrarouge ont été dérougées en prenant comme valeur d'absorption en magnitude dans la bande K: $A_K = 3.3$ magnitudes (Chaty et al. , 1996). Les unités sur l'axe vertical de gauche correspondent aux densités de flux aux longueurs d'onde infrarouge et radio, et celles de droite correspondent aux taux de comptage dans les rayons X. Les barres d'erreur typiques pour chaque longueur d'onde sont indiquées dans le coin en haut à droite de la figure. Les données manquantes dans le flux en rayons X toutes les ~ 90 minutes sont dues aux occultations par la Terre et aux passages par l'Anomalie de l'Atlantique Sud.

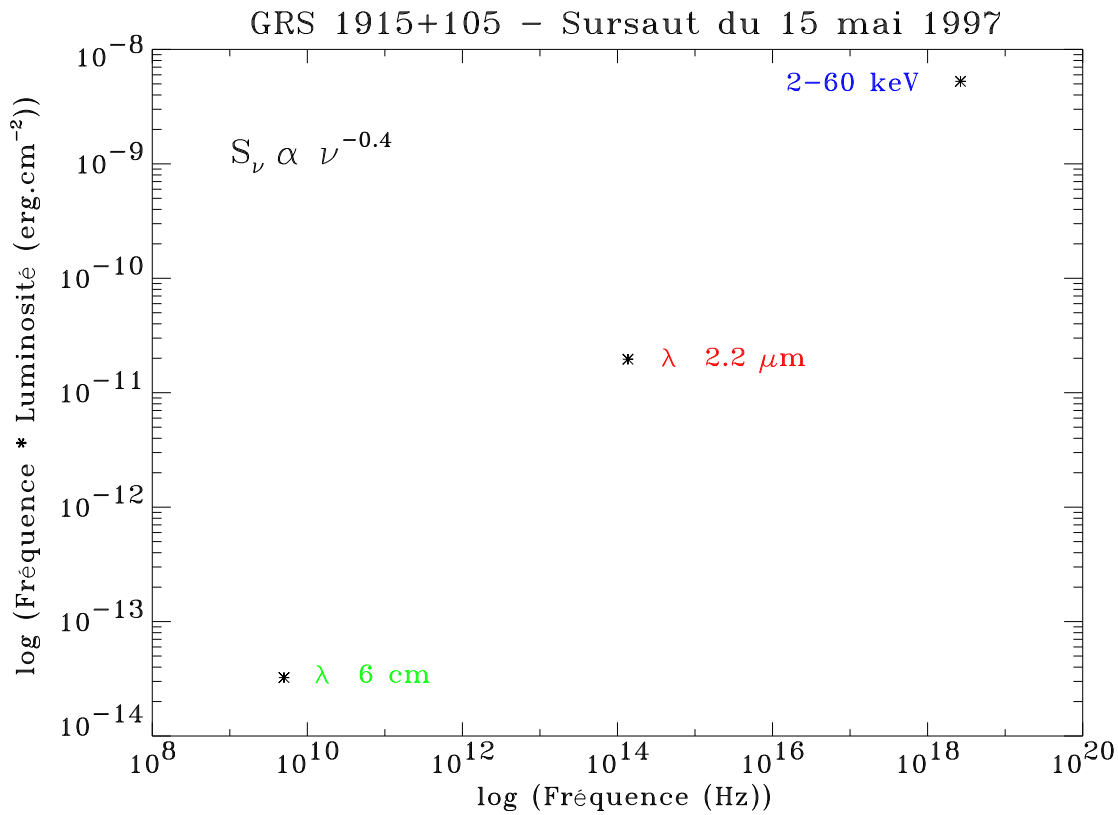


FIG. 5.5 – *Distribution d'énergie de GRS 1915+105 lors du sursaut situé entre 14 h et 16 h. Les valeurs des amplitudes des densités de flux atteintes lors du sursaut, et corrigées de l'absorption, ont été multipliées par la durée du sursaut, dans chaque domaine de longueur d'onde: dans les rayons X, dans l'infrarouge et dans la radio. La distribution d'énergie résultante est très bien ajustée par la fonction $\nu S_\nu = \nu^{0.6}$, soit $S_\nu = \nu^{-0.4}$, ce qui montre que l'indice spectral moyenné sur l'ensemble du sursaut du 15 mai, est de $\alpha = -0.4$.*

de brillance de la source radio doit toujours être inférieure à la température équivalente des électrons.

L'évolution du spectre est alors donnée par $S_m(\rho) = S_{m,0}\rho^{-(7\gamma+3)/(4\gamma+6)}$, où $S(\nu)$ est la densité de flux à la fréquence ν , S_m représente la densité de flux maximale, et $\rho = r/r_0$ est le rayon relatif de la source. L'observation d'une telle source à une fréquence permet alors de voir la densité de flux tout d'abord augmenter rapidement, atteindre un maximum, puis décroître plus doucement. Une observation simultanée à une fréquence plus basse montrera le même taux relatif de croissance, cependant le maximum sera atteint plus tard, et aura une valeur inférieure. Ainsi, la densité de flux maximale en tant que fonction de la fréquence est donnée par $S_m(\nu_2) = S_m(\nu_1)(\nu_1/\nu_2)^{-(7\gamma+3)/(4\gamma+6)}$ (van der Laan, 1966).

Dans son article de 1966, van der Laan remarquait que des données observationnelles en optique et dans les rayons X, ajoutées aux données aux longueurs d'onde radio, en particulier millimétriques et centimétriques, permettraient de faire la lumière sur la nature de ces sources. Il parlait alors des sources extragalactiques. Je vais montrer dans le paragraphe suivant que l'application de ce modèle très simple à nos observations multi-longueur d'onde du microquasar GRS 1915 + 105 a permis de montrer que nous observons un nuage de plasma en expansion. Lors de la campagne d'observations suivante, relatée dans le paragraphe 5.6, la suite de notre raisonnement a permis de mettre en évidence la connexion existant entre l'accrétion de matière et l'éjection de nuages de plasma relativistes, autour de l'objet compact de GRS 1915+105. Il est donc intéressant de s'apercevoir que ce modèle de van der Laan (1966), qu'il avait construit pour les sources extragalactiques, s'applique étonnamment bien aux sources galactiques. Encore une fois, et au moins ici en ce qui concerne les nuages de plasma éjectés par les sources centrales, l'analogie entre les quasars et les microquasars s'avère efficace et pertinente.

Ce modèle de van der Laan (1966) permet ainsi de rendre compte observationnellement d'une grande partie des événements radio synchrotron détectés dans les sources accrétantes transitoires de rayons X de la Galaxie. Ces événements sont en effet assez communs dans la plupart de ces sources, puisqu'ils sont liés à l'éjection de matière à grande vitesse, plus ou moins collimatée. Ils semblent liés aux ajustements dynamiques de gaz, qui se produisent pendant la formation d'un disque d'accrétion chaud, émettant dans les rayons X. Ainsi, une observation détaillée de l'expansion d'une bulle synchrotron, suivie dans plusieurs longueurs d'onde et même inférieures aux longueurs d'onde radio, comme je vais le montrer dans le paragraphe 5.4.5, permet d'acquérir un grand nombre d'informations sur le déroulement d'un tel événement. De cette façon, ceci permettra une meilleure compréhension du déroulement de tels événements de déploiement des bulles synchrotron au sein de la plupart des sources X accrétantes (Hjellming et Han, 1995).

Modèle d'émission synchrotron d'un nuage sphérique en expansion adiabatique

Le suivi de l'émission radio provenant de GRS 1915 + 105 lors de la campagne d'observations du 15 mai 1997 montre que nous pouvons modéliser la source d'émission par une sphère en expansion adiabatique, car dans chacun des quatre sursauts observés dans l'intervalle temporel allant de 6 à 16 h TU, les courbes de lumière à 2, 3.6 et 6 cm atteignent leur maximum avec un retard caractéristique dépendant de la longueur d'onde, ce qui est prédit par le modèle de van der Laan (1966). En toute exactitude, ce modèle prend en compte un nuage cylindrique, mais le facteur de correction qui intervient, pour passer

d'un nuage cylindrique dans le cadre de son modèle à un nuage sphérique, est de l'ordre de l'unité (Hjellming et Johnston, 1988). Ce modèle s'applique alors à des jets jumeaux bidimensionnels.

Dans cette partie, je vais donc tout d'abord supposer que l'émission vue en radio est due au rayonnement synchrotron provenant d'un nuage éjecté par GRS 1915 + 105, et je vais appliquer le modèle de van der Laan (1966).

La distribution spectrale d'énergie des électrons relativistes s'écrit:

$$N(E) \propto E^{-p}, \quad (5.1)$$

où p représente l'indice spectral d'énergie de ces électrons. La densité de flux maximale observée à une longueur d'onde λ donnée, notée $S_{m,\lambda}$, s'écrit

$$S_{m,\lambda} \propto \lambda^{-(7p+3)/(4p+6)} \quad (5.2)$$

(van der Laan, 1966).

Pour cette estimation, choisissons d'étudier le sursaut du 15 mai qui s'est produit entre 14 h et 16 h, car les pics radio des différentes longueurs d'onde y sont plus isolés que lors des autres sursauts. Les densités de flux maximales respectives à 6 cm et 3.6 cm sont, d'après la figure 5.3: $S_{m,6cm} = 39$ mJy et $S_{m,3.6cm} = 51$ mJy. De ces deux constatations observationnelles reportées dans l'équation 5.2 nous pouvons dériver l'indice spectral énergétique concernant la partie optiquement mince de l'émission radio, c'est-à-dire lors de la décroissance du sursaut:

$$p \simeq 0. \quad (5.3)$$

Le modèle de van der Laan (1966) permet aussi de déduire l'intervalle temporel entre l'éjection et le maximum, à une longueur d'onde donnée, appelé $t_{m,\lambda}^i$:

$$t_{m,\lambda}^i \propto \lambda^{(p+4)/(4p+6)} \quad (5.4)$$

Ainsi, en nous référant à la relation 5.4, et en y reportant le résultat 5.3, nous déduisons facilement que

$$t_{m,6cm}^i / t_{m,3.6cm}^i = 1.4 \quad (5.5)$$

Or, si nous posons que l'éjection s'est produite à $t = t_0$, nous pouvons déduire de la figure 5.3 que

$$t_{m,6cm}^i + t_0 = 14.95 \text{ h TU} \text{ et } t_{m,3.6cm}^i + t_0 = 14.70 \text{ h TU.} \quad (5.6)$$

Des équations 5.6, il vient:

$$t_{m,6cm}^i - t_{m,3.6cm}^i = 0.25 \text{ h} \quad (5.7)$$

Ainsi, de 5.5 et 5.7, nous déduisons que :

$$t_{m,6cm}^i \simeq 0.9 \text{ h} \quad (5.8)$$

Et de ce dernier résultat, reporté dans l'équation 5.6, nous obtenons que l'éjection de plasma s'est produite à:

$$t_0 = 14.05 \text{ h TU} \quad (5.9)$$

En reportant 5.8 dans 5.4, nous obtenons directement l'expression de l'intervalle temporel entre l'éjection et le maximum, pour chaque longueur d'onde:

$$t_{m,\lambda}^i(h) = 0.9(\lambda/6cm)^{(p+4)/(4p+6)} \quad (5.10)$$

Finalement, à partir de l'équation 5.9, reportée dans l'équation 5.10, et sachant que

$$t_{m,\lambda} = t_0 + t_{m,\lambda}^i$$

où t_λ est l'instant, en h TU, auquel a lieu le maximum de la densité de flux à une longueur d'onde donnée, nous obtenons un modèle simple de déroulement de cet évènement, permettant de connaître le temps TU auquel a lieu le maximum de la densité de flux à une longueur d'onde λ donnée:

$$t_{m,\lambda}(h \text{ TU}) = 14.05 + 0.9(\lambda/6cm)^{(2/3)}. \quad (5.11)$$

À partir de ce modèle simple, nous pouvons donc prédire à quel moment nous pouvons attendre les sursauts à chaque longueur d'onde, si tant est que la description de l'expansion du nuage de plasma relativiste se révèle adaptée. Ce modèle donne alors les instants suivants de maximum du flux à chaque longueur d'onde:

$$t_{m,6cm} = 14.95 \text{ h TU} \quad (5.12)$$

$$t_{m,3.6cm} = 14.70 \text{ h TU} \quad (5.13)$$

$$t_{m,2\text{ cm}} = 14.48 \text{ h TU} \quad (5.14)$$

$$t_{m,2.2\text{ }\mu\text{m}} = 14.05 \text{ h TU} \quad (5.15)$$

$$t_{m,2-60\text{ keV}} = 14.05 \text{ h TU} \quad (5.16)$$

L'infrarouge comme précurseur synchrotron de la radio

Les résultats des équations 5.12 et 5.13 ne font évidemment que reproduire les contraintes que j'ai imposées au modèle, en donnant les instants des maxima à 6 cm et 3.6 cm. Le résultat 5.14 est déjà plus intéressant, puisqu'il montre que ce modèle permet de prédire l'instant où a été précisément observé le maximum du sursaut à 2 cm de longueur d'onde.

Examinons maintenant le résultat pour les longueurs d'onde infrarouges. Le modèle prédit que le maximum du sursaut doit se produire à 14.05 h TU. Or, en se reportant en haut de la figure 5.2, nous constatons que l'émission maximale à 2.2 μm a lieu à ~ 14.0 h TU, et donc sensiblement au même instant que celui prédit par le modèle de l'expansion adiabatique d'un nuage de plasma relativiste. Ceci signifie d'après le modèle simple que je viens de décrire que le sursaut infrarouge observé est très certainement le précurseur synchrotron des sursauts radio qui sont observés par la suite. **À notre connaissance, c'est la première fois dans l'histoire de l'observation des binaires X, qu'un sursaut infrarouge synchrotron est clairement observé comme émission synchrotron précurseur à des sursauts radio synchrotron postérieurs.**

Ce modèle permet donc d'expliquer pourquoi le délai existant entre l'éjection du nuage de plasma et le maximum de la densité de flux est différent suivant les longueurs d'onde dans lesquelles se fait l'observation. En effet, ce délai est très court dans le rayonnement infrarouge, comme le montre le résultat 5.15, alors qu'il est significatif dans le rayonnement radio, ce qui est visible dans les résultats 5.12, 5.13 et 5.14. Ce délai est beaucoup plus court en infrarouge qu'en radio parce que les longueurs d'onde correspondantes en infrarouge sont inférieures de quatre ordres de grandeur aux longueurs d'onde radio.

L'émission X est-elle synchrotron?

Examinons maintenant le résultat apporté par l'équation 5.16. Évidemment, l'instant du sursaut que nous avons déduit à partir du modèle de van der Laan est identique dans les rayons X et dans l'infrarouge, et est en fait confondu avec l'instant de l'éjection. Ceci est dû

au fait que les longueurs d'onde correspondant respectivement à l'infrarouge ou aux rayons X sont de plusieurs ordres de grandeur inférieures aux longueurs d'onde correspondant à la radio, respectivement de 4 et 9 ordres de grandeur.

Abordons maintenant la question de savoir si les sursauts dans les rayons X pourraient être dus à du rayonnement synchrotron, c'est-à-dire si les sursauts X pourraient être les précurseurs synchrotron aux sursauts infrarouge et radio qui suivent. Le problème ici est que pendant un intervalle de temps s'étalant sur plus d'une demi-heure de part et d'autre du sursaut infrarouge produit à 14.05 h TU, le satellite RXTE ne pouvait pas voir la source GRS 1915 + 105, car celle-ci était alors occultée par la Terre. Cependant, comme nous l'avons dit précédemment, dans le paragraphe 5.4.1, il semble qu'un pic fin suivi d'oscillations en X a dû se produire vers 14.0 h TU, ce qui est cohérent avec le fait que l'éjection s'est produite à ~ 14.05 h TU.

Dans ce contexte, pour tenter d'avoir plus de précision, nous allons analyser le sursaut précédent dans les rayons X, observé entre 11.92 et 12.76 h TU comme le montre la figure 5.4, et qui pourrait ainsi être le précurseur aux sursauts radio détectés entre 12.20 et 13.50 h TU. Ce sursaut radio semble être plus complexe que celui que nous avons analysé précédemment, car le décalage des maxima en fonction de la longueur d'onde n'est pas aussi clairement observé. Nous pouvons malgré tout voir que, comme attendu, le pic dans les rayons X, détecté par RXTE à 11.95 h TU et présentant un flux de 9×10^{-8} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ dans la bande comprise entre 2 et 60 keV, correspondant à 0.67 mJy, a précédé le pic radio à la longueur d'onde de 6 cm par ~ 1 heure, un intervalle de temps similaire à celui dérivé pour les sursauts suivants, comme le montre l'équation 5.8. Ceci renforce donc la suggestion selon laquelle l'émission du sursaut dans les rayons X serait une émission synchrotron.

Cependant, il faut remarquer que pour produire un rayonnement synchrotron visible jusque dans les rayons X, le champ magnétique doit être 10^5 fois supérieur au champ magnétique nécessaire pour produire un rayonnement synchrotron visible jusque dans l'infrarouge. Or, le champ magnétique minimal qui a été déduit de la troisième campagne d'observations multi-longueur d'onde, et pour laquelle les paramètres observationnels sont similaires à ceux de cette première campagne, était de ~ 15 G (voir paragraphe 5.6.6). Ainsi, pour produire une émission synchrotron dans les rayons X, il faudrait un champ magnétique de $\sim 10^6$ G, dont la présence reste à prouver, ou alors des particules très énergétiques.

5.5 Deuxième campagne d'observations: le 5 juin 1997

Nous avons effectué une campagne d'observations le 3 juin 1997, mais elle s'est révélée infructueuse, car nous n'avons pas pu obtenir d'image infrarouge.

La campagne suivante d'observations coordonnées de GRS 1915 + 105 eu lieu le 5 juin 1997, entre 13.2 et 14.9 heures en TU, ce qui correspond en jour julien à un intervalle compris entre 2 450 605.05 et 2 450 605.12.

5.5.1 Courbe de lumière infrarouge

La masse d'air a varié au cours de ces observations de 1.10 à 1.45. Le traitement des images, standard, fut effectué grâce à un ensemble de neuf images sombres. Deux de ces images furent acquises avec un temps d'exposition de 40 secondes, décomposées en 5 expositions de 8 secondes chacune, et les sept autres acquises avec un temps d'intégration de 20 secondes, soit 2 expositions de 10 secondes chaque. Les images "objet", acquises directement sur GRS 1915 + 105, ont chacune été exposées durant 60 secondes, décomposées en 6 intégrations de 10 secondes chaque. Les images "objet" sont au nombre de 63, regroupées en 7 ensembles de 9 images chacun. Cela permettait, après le traitement de ces images, d'obtenir soit 7 images moyennes de la source GRS 1915 + 105, avec une résolution temporelle de 9 minutes, soit 63 images simples de GRS 1915 + 105, avec une résolution temporelle de 1 minute. Ces deux possibilités de regroupement d'images ont été explicitées dans le paragraphe 5.3.1. Je disposais aussi de 10 images de l'étoile standard FS 35, chacune d'un temps d'intégration total de 40 secondes, décomposé en 5 expositions de 8 secondes chaque. Les caractéristiques de cette étoile standard ont été données dans le paragraphe 5.3.3.

Les observations infrarouges sont reportées dans la figure 5.6. Il est visible sur cette figure, que la source GRS 1915 + 105 n'a pas varié de façon significative au cours de cette campagne d'observations. La magnitude moyenne de GRS 1915+105 était de 13.43 ± 0.01 .

5.6 La troisième campagne d'observations: le 9 septembre 1997

Une campagne d'observations simultanées de GRS 1915 + 105 eut lieu le 5 septembre 1997, mais aucune image infrarouge n'a pu être acquise.

La troisième campagne d'observations eu donc lieu le 9 septembre 1997.

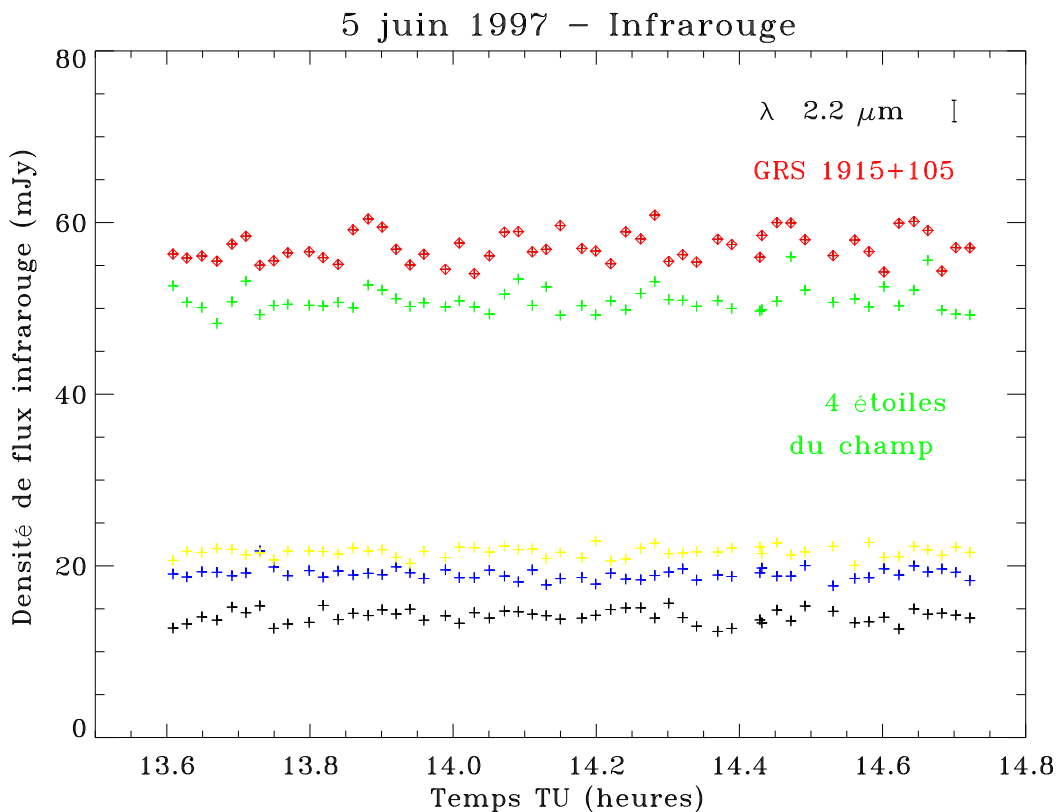


FIG. 5.6 – Courbe de lumière dans le domaine infrarouge de GRS 1915+105 pour le 5 juin 1997, obtenue avec UKIRT à 2.2 μm . Les densités de flux infrarouge ont été dérougées en prenant comme valeur d'absorption en magnitude dans la bande K: $A_K = 3.3$ magnitude (Chaty et al. , 1996). Les unités sur l'axe vertical de gauche correspondent aux densités de flux aux longueurs d'onde infrarouges. Le flux associé à la source GRS 1915 + 105 correspond à la série de points représentés sous la forme de losange et en rouge, en haut de la figure. Les autres séries de points, représentées par d'autres couleurs et d'autres symboles, indiquent les flux des étoiles sélectionnées dans le champ, autour de GRS 1915 + 105, pour corriger des variations atmosphériques. Elles donnent donc une idée des barres d'erreur sur les flux mesurés sur GRS 1915 + 105. Ainsi, le flux de GRS 1915 + 105 semble stable, sans variation.

5.6.1 Description de la courbe de lumière des rayons X

Description générale

Les observations dans les rayons X ont débuté au jour julien 2 450 700.25 pour s'achever à l'instant 2 450 700.42. La courbe de lumière totale, dans la bande d'énergie comprise entre 2 et 60 keV, est montrée dans le haut de la figure 5.7. Je disposais des flux dans les bandes d'énergie 2-60 keV et 2-13 keV, ainsi que des indices de dureté (13-60 keV)/(2-13 keV) et (5-13 keV)/(2-5 keV). J'ai multiplié le flux dans la bande 2-13 keV par le taux de dureté (13-60 keV)/(2-13 keV) pour avoir le flux dans la bande 13-60 keV. Pour vérification, j'ai aussi soustrait le flux dans la bande 2-13 keV à celui dans la bande 2-60 keV, ce qui donnait la même chose. Sur la courbe des rayons X sont tout d'abord visibles des oscillations quasi-périodiques de grande amplitude d'à peu près 3×10^4 coups s^{-1} et d'une période d'environ 50 secondes, comme le souligne le bas de la figure 5.7, et présentant des luminosités d'environ 10^{39} erg s^{-1} , pendant quelques dizaines de minutes. Le flux X présente des chutes soudaines, simultanément à l'arrêt des oscillations, le flux minimum étant d'à peu près 5 000 coups s^{-1} . La remontée du flux X est plus lente que la décroissance, et dure un peu plus d'une dizaine de minutes. L'ensemble du cycle de chute du flux X dure moins longtemps que lors du 15 mai, comme le montre l'agrandissement sur l'intervalle de temps [8.0-8.5] h TU de la figure 5.8. Nous allons dans les deux prochains paragraphes décrire cette figure 5.8, car elle regroupe un grand nombre d'informations, qui vont se révéler très utiles pour la suite de nos interprétations.

Les flux X des différentes bandes d'énergie

Dans le haut de cette figure sont reportés les flux X, de haut en bas dans les bandes 2-60 keV, 2-13 keV et 13-60 keV. Les courbes des flux X dans les bandes 2-60 keV et 2-13 keV sont très similaires, autant qualitativement, au vu de la forme de la courbe, que quantitativement, d'après le nombre de coups. Ces deux flux varient entre 0 et 4×10^4 coups s^{-1} . La forme générale est la suivante. Entre 8.0 et 8.08 h TU, les courbes présentent des oscillations quasi-périodiques à un niveau moyen de 2×10^4 coups s^{-1} . Puis, le flux X décroît jusqu'à un niveau de 0.5×10^4 coups s^{-1} , remonte quelque peu, laisse apparaître un pic fin d'amplitude 10^4 coups s^{-1} , et continue sa remontée linéaire jusqu'à 8.32 h TU, avant que les oscillations quasi-périodiques ne réapparaissent. La courbe du flux dans la bande 13-60 keV est elle, différente, surtout quantitativement, mais aussi qualitativement. Quantitativement, le flux X varie sur l'ensemble des observations entre 0 et 2×10^3 coups s^{-1} , et est donc inférieur d'un facteur ~ 20 aux flux dans les bandes 2-60

keV ou 2-13 keV. Et qualitativement, le flux dans la bande 13-60 keV ne présente pas de pic fin à 8.23 h TU comme dans les autres bandes, mais plutôt un «décrochage» du flux, qui chute rapidement de 0.5 à 0.2×10^3 coups s^{-1} .

Lors de la chute s'étalant sur l'intervalle de temps [8.08;8.125] h TU, le niveau moyen du flux dans les bandes 2-60 keV et 2-13 keV décroît fortement de 2 à 0.5×10^4 coups s^{-1} , c'est-à-dire d'un facteur 4. Pendant le même temps, le niveau moyen du flux dans la bande 13-60 keV diminue seulement de 0.7 à 0.3×10^3 coups s^{-1} , c'est-à-dire d'un facteur 2.3.

Les différents taux de dureté

Le taux de dureté du flux X est défini comme le rapport entre la composante de haute énergie par rapport à celle de basse énergie, à l'intérieur d'une certaine bande de flux X. Dans le bas de la figure 5.8, sont visibles deux taux de dureté différents. Le premier, que j'appellerai par la suite «taux de dureté 1», est le taux de dureté dans la bande 2-60 keV, c'est-à-dire le rapport du flux X dans la bande 13 - 60 keV par rapport à celui dans la bande 2 - 13 keV:

$$\text{taux de dureté 1} = \frac{\text{flux}(13-60 \text{ keV})}{\text{flux}(2-13 \text{ keV})} .$$

Le deuxième, que j'appellerai par la suite «taux de dureté 2», est le taux de dureté du flux X dans la bande 2-13 keV, c'est-à-dire défini comme le rapport du flux X dans la bande 5 - 13 keV par rapport à celui dans la bande 2 - 5 keV:

$$\text{taux de dureté 2} = \frac{\text{flux}(5-13 \text{ keV})}{\text{flux}(2-5 \text{ keV})} .$$

Un accroissement du taux de dureté 1 survient au moment du début de la chute du flux dans la bande 2 - 60 keV, puis ce taux de dureté revient à son niveau initial dès l'apparition du pic fin X à 8.23 h TU. Or, nous venons de voir que lors de cette chute, le niveau dans la bande 2-13 keV avait chuté d'un facteur 4, à comparer au facteur 2.3 caractérisant la chute dans la bande 13-60 keV. Cela signifie donc que si l'indice de dureté augmente pendant cette chute, c'est parce que le flux dans la bande 2-13 keV décroît plus fortement que le flux dans la bande 13-60 keV.

Le taux de dureté 2 diminue quelque peu au moment de la chute du flux X dans la bande 2-13 keV, et croît de nouveau un peu à partir de l'apparition du pic fin X à 8.23 h TU. Cependant, le taux de dureté 2 n'est pas modifié de façon significative au cours de l'ensemble de l'observation, par comparaison avec le taux de dureté 1. Ceci signifie donc que la composante du flux dans la bande 2-5 keV reste du même ordre que celle dans la bande 5-13 keV.

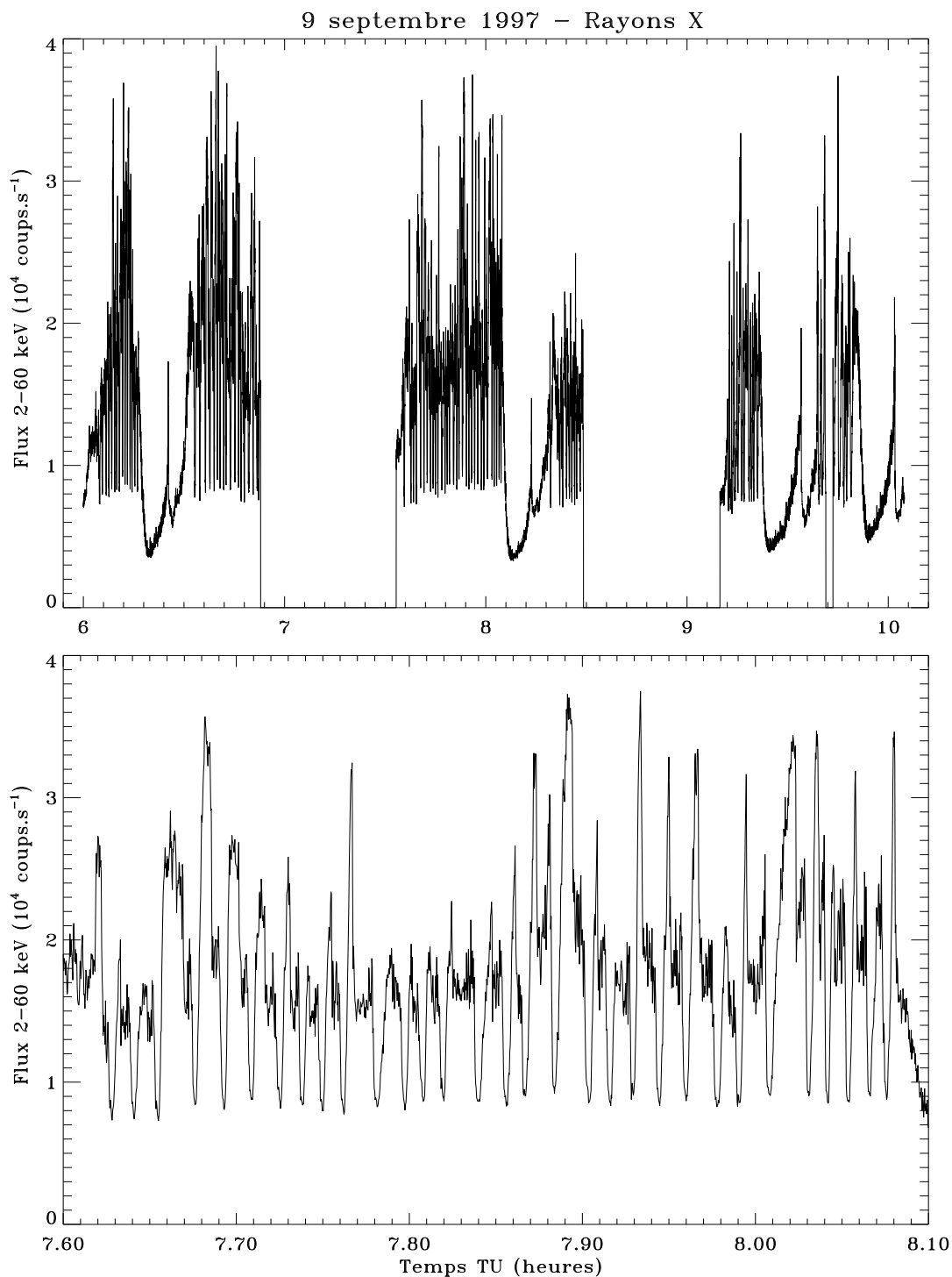


FIG. 5.7 – *En haut: courbe de lumière totale de GRS 1915 + 105, lors du sursaut du 9 septembre 1997; en bas: Oscillations quasi-périodiques de grande amplitude, de luminosité $\sim 10^{39}$ erg s $^{-1}$, de période ~ 50 s, pendant quelques dizaines de minutes.*

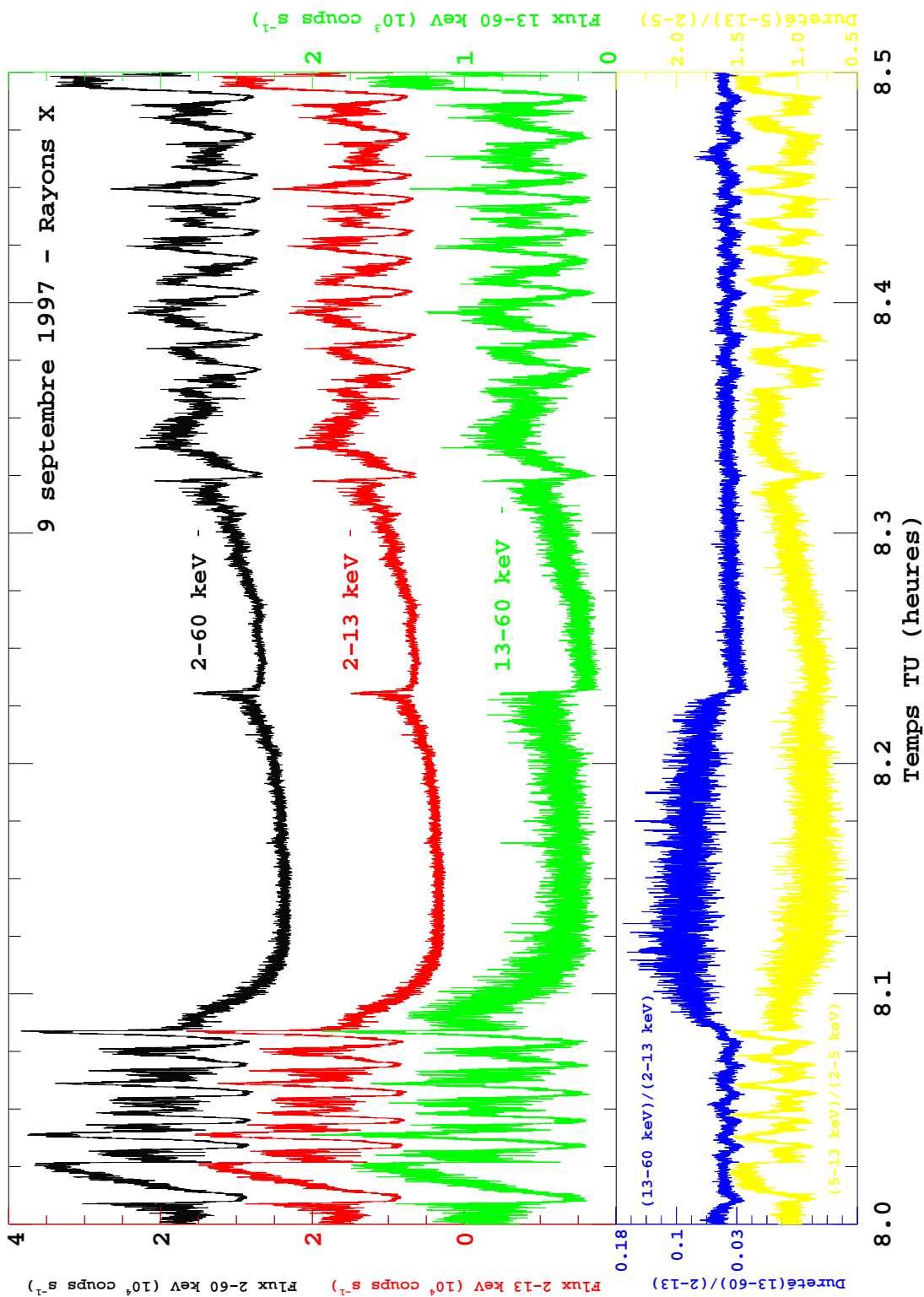


FIG. 5.8 – Agrandissement de l'intervalle de temps [8.0-8.5] h TU. En haut: flux X dans les bandes 2-60 keV, 2-13 keV et 13-60 keV respectivement de haut en bas; en bas: taux de dureté $\frac{13-60\text{keV}}{2-13\text{keV}}$ en haut et $\frac{5-13\text{keV}}{2-5\text{keV}}$ en bas.

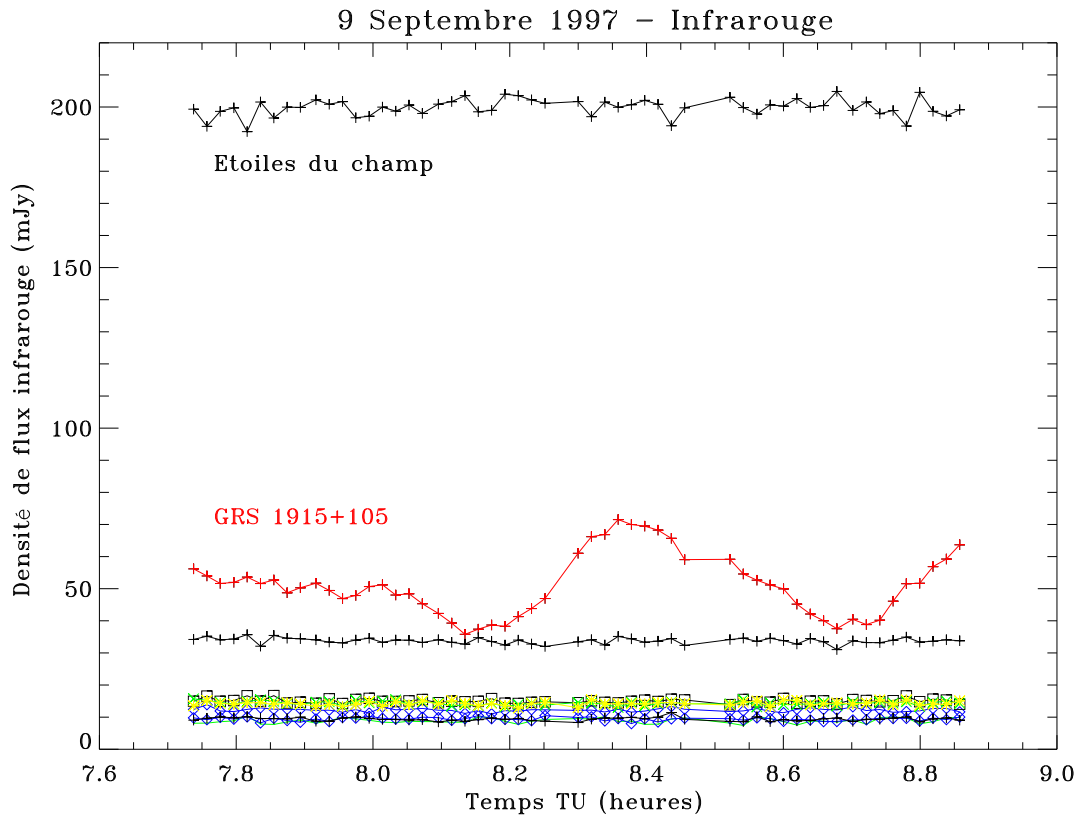


FIG. 5.9 – La courbe de lumière infrarouge de GRS 1915+105 est ici illustrée par la courbe rouge. Le sursaut infrarouge est très bien visible, sous la forme d'une oscillation, et atteint son maximum à 8.35 h TU. Les autres courbes de lumière sont celles d'étoiles du champ, leurs variations permet d'avoir une idée des barres d'erreur auxquelles on doit s'attendre pour GRS 1915 + 105.

5.6.2 Description de la courbe de lumière infrarouge

La courbe de lumière infrarouge est reportée dans la figure 5.9, qui montre que nous avons observé une oscillation complète du précurseur synchrotron infrarouge. La contrepartie infrarouge de GRS 1915 + 105 montre lors de cette observation une variation comprise entre 13.90 ± 0.01 et 13.19 ± 0.01 magnitudes. Le sursaut infrarouge débute à 8.23 h TU. Le flux infrarouge augmente jusqu'à son maximum correspondant à une densité de flux de 72 mJy.

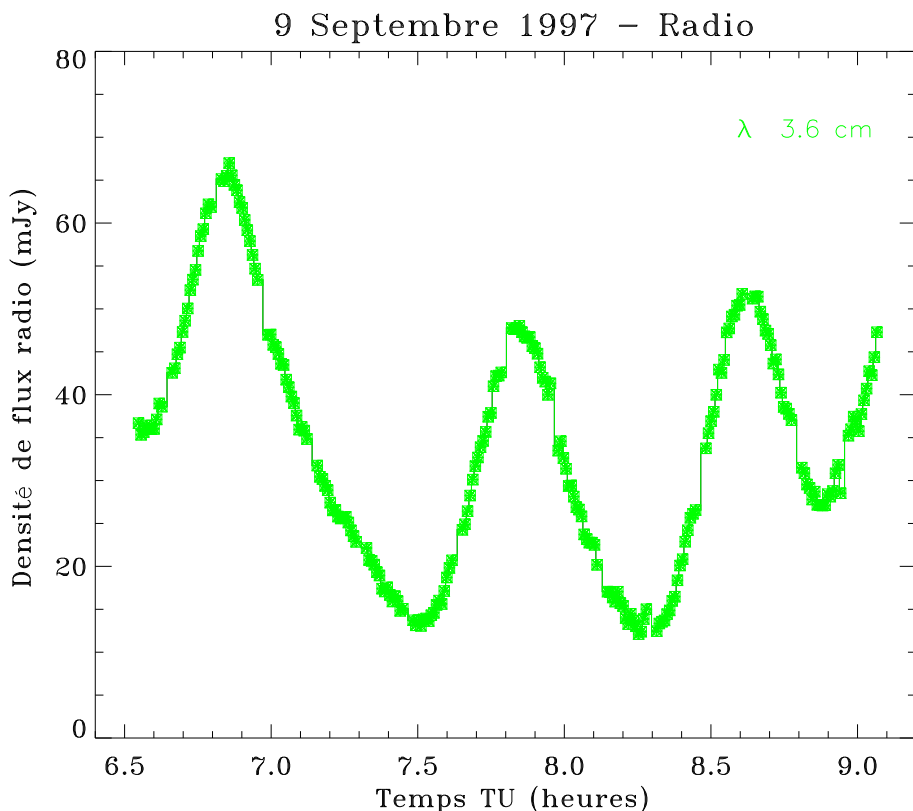


FIG. 5.10 – *Oscillations quasi-périodiques complètes en radio.*

5.6.3 Description de la courbe de lumière radio

La courbe de lumière radio est donnée en figure 5.10. Sur cette courbe est aussi visible une série d'oscillations quasi-périodiques, de période d'environ 1 h et d'amplitude d'à peu près 40 mJy.

5.6.4 Courbes de lumière X, infrarouge et radio

Le haut de la figure 5.11 montre les courbes de lumière dans les trois domaines différents d'énergie, en X, en infrarouge et en radio, sur l'ensemble de la période d'observation. Le bas de la figure 5.11 permet de mettre l'accent sur la période comprise entre 8.0 et 8.7 heures, c'est-à-dire celle où se situe le sursaut infrarouge. Il est visible sur cette figure que le sursaut infrarouge débute pendant la remontée du flux X, à 8.23 h TU, lorsque le spectre X devient plus doux, et qu'apparaît le pic fin visible dans les X. L'augmentation du flux infrarouge jusqu'à son maximum dure quelques minutes, après que les oscillations de période ~ 50 s visibles dans les X soient de nouveau apparues. Le décalage temporel entre

le pic au maximum dans l'infrarouge et dans la radio, à $\lambda = 3.6$ cm, est de 16 minutes. Ceci est à comparer au décalage temporel entre l'infrarouge et la radio à $\lambda = 3.6$ cm, lors de la campagne d'observations du 15 mai 1997, qui était alors de ~ 40 minutes. Les sursauts en infrarouge et dans la radio sont très similaires quant à la durée, l'amplitude et la pente des flux croissants et décroissants, et ce bien que les longueurs d'onde de ces deux rayonnements diffèrent de 4 ordres de grandeur.

5.6.5 Description du phénomène produisant l'émission X

Le bas de la figure 5.11 nous montre que la chute du flux X qui se produit après 8.055 h TU est très brutale, et que les oscillations qui existaient juste avant la chute disparaissent instantanément. Juste après, le flux X croît de nouveau, la vitesse de croissance étant plus lente que celle de décroissance, et les oscillations ne reprennent qu'une quinzaine de minutes plus tard. Examinons ce que nous pouvons tirer de l'ensemble de ces observations dans les rayons X, telles qu'elles ont été décrites dans le paragraphe 5.6.1.

Quelle est la nature de l'objet compact?

Lorsque l'objet central du système binaire est une étoile à neutrons, deux phénomènes très énergétiques peuvent provoquer des sursauts de rayons X, soit de type I comme ceux vus dans une quarantaine de binaires de rayons X de faible masse, soit de type II comme dans le sursauteur rapide MXB 1730-335. Cependant des arguments à la fois temporels et énergétiques suggèrent que les sursauts au sein de GRS 1915+105 ont une origine différente des sursauts de type I ou II. Temporellement, l'ensemble des sursauts des binaires de rayons X de faible masse présentent des augmentations de flux rapide, de moins d'une seconde, jusqu'à 10 secondes, et une lente décroissance de 10 secondes à quelques minutes. Du point de vue énergétique, le rapport entre la luminosité X intégrée et moyennée lors des sursauts de type I par rapport à la moyenne de la luminosité X au repos est de l'ordre de 10^{-2} , alors que pour les sursauts de type II il est beaucoup plus important, compris entre 0.4 et 2.2. Par contre, ce rapport entre la luminosité moyenne dans le temps lors des sursauts réguliers de GRS 1915 + 105 s'élève entre 30 et 50% de la luminosité de l'émission au repos (Paul *et al.*, 1998). Les sursauts de type I seraient dus à des flashes thermo-nucléaires engendrés par une accrétion de matière tombant sur la surface de l'étoile à neutrons, et la différence énergétique s'explique par le fait que les processus thermonucléaires sont beaucoup moins efficaces que les processus gravitationnels. Les sursauts de type II seraient, eux, causés par une chute soudaine de matière sur l'étoile à neutrons, suite à une instabilité dans la partie interne du disque, due au champ magnétique, et la lente décroissance de l'intensité

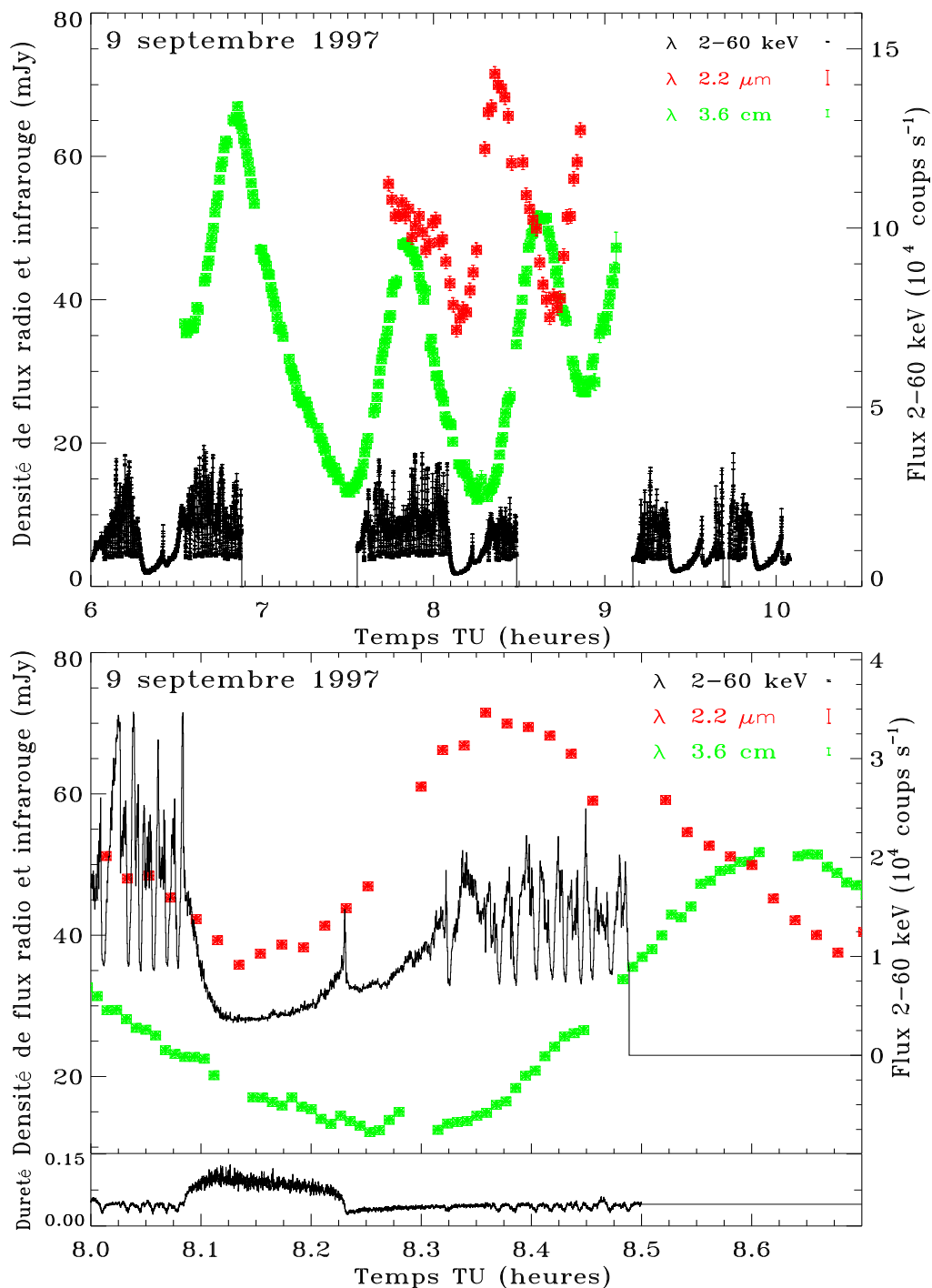


FIG. 5.11 – *En haut: courbe de lumière totale de GRS 1915 + 105, lors du sursaut du 9 septembre 1997; en bas: Détail de la courbe de lumière, permettant de visualiser le moment précis du sursaut infrarouge, le 9 septembre 1997. J'ai pris la moyenne des valeurs du flux X sur des durées de 10 s.*

du sursaut représenterait alors l'échelle de temps de refroidissement de la photosphère de l'étoile à neutrons (van Paradijs, 1998).

De plus, au vu de la chute du flux X comprise entre 8.08 et 8.125 h TU lors de nos observations, une fraction substantielle de la matière accrétée, donc celle-là même qui émet normalement les rayons X correspondant aux énergies observées ici, semble disparaître rapidement vers l'objet central, sans plus donner signe d'une quelconque existence. Ceci suggère que l'objet central présente les caractéristiques d'un trou noir, ce qui est en accord avec les observations X effectuées par le satellite indien de rayons X Indian X-ray Astronomy Experiment (IXAE) (Paul *et al.*, 1998), ainsi qu'avec le modèle de Belloni *et al.* (Belloni *et al.*, 1997a), qui permet de déceler, sur un grand nombre d'observations dans les X de GRS 1915 + 105, effectuées avec le satellite RXTE, que la luminosité X observée est inférieure à ce qu'elle aurait dû être en tenant compte des valeurs extrêmement élevées de taux d'accrétion de matière, dérivées lorsque la source est au repos. Il indique qu'une grande partie de l'énergie gravitationnelle libérée dans la partie interne du disque n'est pas émise sous forme de rayonnement, suggérant un phénomène d'advection vers un trou noir central. Ce phénomène d'advection signifie que le temps de transfert d'énergie des ions –qui tirent la majeure partie de leur énergie de la viscosité– vers les électrons –qui sont responsables du rayonnement émis–, est supérieur au temps de chute vers l'objet compact.

La totalité de ces phénomènes suggère fortement que l'objet central ne pourrait pas être une étoile à neutrons, la forme de la courbe de lumière du rayonnement X ne semblant pas pouvoir être expliquée à partir d'un sursaut au sein d'un système comportant une étoile à neutrons. Reste alors la possibilité d'une occultation du disque d'accrétion par l'étoile compagnon. Mais dans ce cas, il semble très difficile d'expliquer la présence du pic X très fin, visible à 8.225 h TU. Or ce pic est très reproductible, puisque le haut de la figure 5.7 montre qu'il est visible à chaque fois que remonte le flux X. De plus, une occultation ne changerait pas la forme du spectre, et donc ne produirait pas de variation du taux de dureté.

Enfin, je vais montrer, au cours des paragraphes suivants, que le scénario que nous proposons à partir de l'ensemble de nos observations simultanées à plusieurs longueurs d'onde permet de justifier la présence d'un trou noir au sein de GRS 1915 + 105.

Émission X

D'après les modèles actuels concernant les spectres de rayons X émis par les binaires contenant un candidat trou noir, les spectres d'énergie correspondent à une superposition de deux composantes, dont les valeurs relatives sont susceptibles de différer entre les différentes

sources de façon importante (van Paradijs, 1998).

Typiquement, la première composante, nommée composante ultra-molle, est limitée à des énergies de photon inférieures à 10 keV. Elle est grossièrement décrite par une fonction de Planck, caractérisant l'émission d'un corps noir, avec $kT_{bb} < 1\text{keV}$. Elle est généralement interprétée comme l'émission d'un disque d'accrétion optiquement épais, et géométriquement mince. En ignorant les effets relativistes, la distribution de température $T(r)$ d'un disque d'accrétion standard est donnée par

$$T^4(r) = 3GM_X \dot{M}_d / 8\pi\sigma r^3$$

où r est la distance radiale à partir du centre, M_X la masse de l'objet accrétant, et \dot{M}_d le taux de transfert de masse à travers le disque optiquement épais (Frank *et al.*, 1992).

En divisant le disque en plusieurs anneaux de rayons r , et en supposant que, localement, l'émission du disque est une fonction de Planck, le flux observé du disque est donné par l'expression du spectre de disque multicolore (Mitsuda *et al.*, 1984). Chaque anneau du disque émet comme un corps noir à la température $T(r)$. De nouveau en ignorant les effets de relativité générale, la luminosité totale du disque est donnée par

$$L_d = 4\pi R_{in}^2 \sigma T_{in}^4$$

où R_{in} est le rayon interne du disque et T_{in} est la température du disque au rayon interne.

La deuxième composante est une loi de puissance, avec un indice de photon dans l'intervalle ~ 1.5 à ~ 2.5 . Cette émission domine la partie à haute énergie, supérieure à 10 keV, du spectre, et est parfois détectée jusqu'à des énergies de quelques centaines de keV. Cette deuxième émission est interprétée comme la diffusion Compton inverse de photons de basse énergie dans un milieu très chaud constitué d'électrons chauds et énergétiques. Ce milieu est généralement associé à une couronne de disque, ou à un disque interne optiquement épais (Sunyaev et Titarchuk, 1980), ou encore à une couronne de gaz optiquement extrêmement mince, située au-dessus du disque d'accrétion, dans la partie proche du trou noir (Narayan, 1996).

Ainsi, dans la suite, je supposerai que les rayons X de l'intervalle d'énergie compris entre 2 et 13 keV proviennent de la composante ultra-molle, tandis que les rayons X de l'intervalle d'énergie compris entre 13 et 60 keV sont dominés par l'émission Compton inverse (Swank *et al.*, 1997).

Vidage de la partie interne du disque d'accrétion

À partir des chutes des flux X dans les différentes bandes d'énergie des rayons X, il est visible que la source d'émission X diminue d'intensité. Cette diminution rapide de

l'ensemble du flux X, dans toutes les bandes d'énergie, suggère que la matière composant la partie interne du disque d'accrétion passe à partir de 8.08 h TU au-delà de la dernière orbite stable autour du trou noir. La partie interne du disque d'accrétion est la partie localisée entre la dernière orbite stable et s'étalant sur une distance de l'ordre d'une centaine de kilomètres.

Certaines observations du satellite RXTE, analysées grâce au modèle présenté par (Belloni *et al.*, 1997a), montrent que le disque présente une taille variable. Cette variabilité du rayon du disque d'accrétion est justifiée par les variations de température, elles-mêmes liées aux variations du flux dans la composante ultra-molle des rayons X. En effet, ces variations de température sont interprétées dans le cadre du spectre de disque multicolore comme des changements de rayon interne du disque d'accrétion (Belloni *et al.*, 1997b). Ainsi, à partir de l'émission dans la bande d'énergie 1-10 keV, ce modèle donne une idée de la taille du disque, et en particulier la taille du disque interne.

La disparition de matière qui se produit lors de nos observations est très rapide, comme l'indique la chute brutale du flux X. Un espace s'est alors formé dans le disque d'accrétion, et cet espace est soit vide, soit rempli de gaz. Soit le rayonnement provenant de cet espace est trop doux pour pouvoir être détecté ici, soit il participe à l'émission au niveau minimum de 0.5×10^4 coups s^{-1} . Or, le taux de dureté 1, dont on a vu qu'il augmentait parce que le flux 2-13 keV diminuait plus fortement que le flux 13-60 keV, nous indique que la composante à basse énergie décroît relativement beaucoup plus que la composante à haute énergie: la source d'émission du 2-13 keV diminue relativement plus que la source d'émission du 13-60 keV. Nous interprétons ces observations à haute énergie comme le fait que la partie interne du disque disparaît en passant au-delà de la dernière orbite stable, et dans le même temps la couronne de gaz située autour du disque d'accrétion émet moins de rayonnement, puisqu'il y a moins de diffusion Compton due aux photons de la partie interne du disque d'accrétion.

Qu'arrive-t-il à la matière vidée de la partie interne du disque d'accrétion?

La matière localisée au-delà de la dernière orbite stable autour du trou noir présente par la suite deux évolutions possibles. La première possibilité est que cette matière effectue le passage par la dernière orbite stable, et se dirige ensuite inexorablement vers l'horizon du trou noir. Nous n'avons ensuite plus aucune possibilité d'acquérir de l'information sur cette matière. De plus, cette matière emporte avec elle son moment angulaire, qui est alors perdu pour l'extérieur. La deuxième possibilité est que de la matière emporte le moment angulaire de rotation de la partie interne du disque d'accrétion, puis soit collimatée par

le champ magnétique de ce disque, ce qui l'éjecte perpendiculairement au disque. En fait, il est plus fortement probable qu'une partie de la matière suive le premier chemin vers la singularité, pendant que l'autre partie est éjectée. En effet, le moment angulaire doit se conserver au cours du déroulement du vidage de la partie interne du disque d'accrétion, et seule la matière éjectée conserve le moment angulaire que cette partie du disque possédait avant son vidage. Ainsi, il est nécessaire qu'une certaine quantité de matière soit éjectée, pendant que le reste de la matière tombe au-delà de la dernière orbite stable. L'un des problèmes qui subsiste, dans cette analyse, est la proportion de quantité de matière qui se dirige vers l'objet central, comparée à celle qui est éjectée.

Au cours de la remontée du flux X, vers 8.225 h TU, apparaît un pic très fin, dont nous avons déjà mentionné l'existence. Ce pic est présent à chaque fois que le flux X remonte après avoir subi une chute rapide, comme l'illustre le haut de la figure 5.7, et il est très souvent vu dans la plupart des observations dans les rayons X de grande résolution temporelle, donc particulièrement grâce aux observations effectuées avec le satellite RXTE (Greiner *et al.*, 1996b). Il est intéressant de remarquer que l'instant où se produit ce pic correspond exactement au moment où l'émission de rayons X devient plus molle, c'est-à-dire au moment où le taux de dureté 1 décroît jusqu'à retrouver sa valeur initiale, ce qui signifie qu'à partir de ce moment-là, le flux de la bande 2-13 keV retrouve la contribution qu'il avait dans la bande 2-60 keV avant la chute du flux.

Ce pic survient dans la bande du flux total, comprise entre 2 et 60 keV, ainsi que dans la bande à basse énergie, de 2 à 13 keV. Cependant ce pic ne fait que se superposer à la montée du flux, qui elle reste tout à fait linéaire. Dans la bande d'énergie comprise entre 13 et 60 keV, aucun pic n'est visible, mais la montée du flux, linéaire jusqu'alors, subit un décrochage, et repart d'un niveau plus bas pour reprendre immédiatement sa croissance linéaire. Ainsi, le pic se superpose à l'émission thermique dans la bande d'énergie 2-13 keV, qui, elle, suit le remplissage linéaire de la partie interne du disque d'accrétion. À partir des observations du 15 mai, ainsi qu'au vu de la localisation de ce pic par rapport à celles des sursauts infrarouges et radio, nous interprétons ce pic X comme l'émission due au rayonnement synchrotron d'un nuage éjecté, de plasma relativiste, en expansion, et situé encore très près de la source d'éjection. Je suggère que ce pic est le précurseur synchrotron aux sursauts que nous observons par la suite dans les longueurs d'onde infrarouge puis radio, et créés eux aussi par le rayonnement synchrotron. Cependant, ainsi que je l'ai déjà souligné dans le paragraphe 5.4.5, cela signifie alors que le champ magnétique invoqué afin de produire un rayonnement synchrotron dans les rayons X doit être très intense, de l'ordre de $\sim 10^6$ G.

J'expliciterai les raisons qui suggèrent que ces sursauts infrarouge et radio sont dus à

une émission synchrotron, ainsi que les différentes caractéristiques de ce nuage de plasma relativiste, dans le paragraphe 5.6.6. Ce pic étant dû à du rayonnement synchrotron, il se superpose à l'émission thermique dans la bande 2-13 keV, alors qu'il n'est pas visible dans la bande 13-60 keV, ce que je vais expliciter dans la suite.

La question qui se pose maintenant est la provenance de cette matière éjectée sous forme de nuage de plasma. Le flux dans la bande 2-13 keV augmente linéairement, si on enlève le pic X. Or, le flux dans la bande 13-60 keV chute brutalement. Au même instant, le taux de dureté 1 retrouve la valeur qu'il présentait avant la chute du flux X, alors que la valeur du flux dans la bande 2-13 keV garde la même valeur avant et après le pic X. Tous ces faits observationnels montrent qu'ici, c'est le flux 13-60 keV qui a diminué brutalement, par rapport au flux 2-13 keV. Ainsi, pendant que la quantité de matière composant la partie interne du disque d'accrétion continue à augmenter grâce au processus d'accrétion, il se passe un phénomène dont le résultat est que, soit il y a moins de matière composant la couronne, soit il y a moins de photons créés par diffusion Compton dans la couronne. Je suggère que la couronne de plasma située autour du disque d'accrétion a été, au moins en partie, éjectée, et que son éjection provoque le décrochage visible dans la bande 13-60 keV. Cette éjection est très certainement provoquée par des processus de reconfiguration magnétique, dus au fait que la matière qui constituait la partie interne du disque d'accrétion est passée au-delà de la dernière orbite stable autour du trou noir, forçant les lignes de champ magnétiques à se reconfigurer, ce qui entraîne l'éjection de la matière de la couronne.

Remplissage de la partie interne du disque d'accrétion

À partir de 8.15 h TU, le flux X remonte dans toutes les bandes d'énergie, preuve que la partie interne du disque d'accrétion émet de nouveau dans les X, c'est-à-dire qu'elle se remplit de nouveau, grâce à la matière située autour de cette partie, et ce selon un taux d'accrétion constant, puisque la courbe conserve sensiblement la même pente. En même temps, les diffusions Compton ont de nouveau lieu au sein de la couronne située autour du disque d'accrétion. La remontée du flux X est plus lente que sa chute car la montée est déterminée par la vitesse à laquelle le disque central se remplit grâce au processus d'accrétion, alors que la chute du flux X serait, elle, déterminée par le passage de la matière au-delà de la dernière orbite stable autour du trou noir.

Dès que la croissance du flux X s'arrête, c'est-à-dire dès qu'une quantité suffisante de matière a été accumulée, les oscillations quasi-périodiques réapparaissent, à partir de 8.32 h (figure 5.8). Ceci est cohérent avec la possibilité avancée dans (Morgan *et al.* , 1997)

que ces oscillations soient générées par des instabilités au sein d'une structure associée à la création des électrons énergétiques. Cette structure serait alors assimilée à une frontière géométrique située entre le disque interne et le gaz chaud d'advection, qui est décrit dans le modèle d'advection (Narayan, 1996). Ainsi, en poursuivant cette idée, il faudrait attendre que la partie interne du disque d'accrétion, ainsi que la couronne l'entourant, se soient reconstituées, pour que les oscillations quasi-périodiques puissent reprendre.

Par la suite, ces oscillations acquièrent une plus grande amplitude, comme si elles représentaient des tentatives, effectuées par la partie interne du disque d'accrétion, de vider la matière la constituant: elles peuvent donc être vues comme des essais infructueux, jusqu'à ce que l'une d'elles réussisse à enclencher le vidage de la partie interne du disque d'accrétion. A partir de ce moment, un nouveau cycle peut recommencer. Au vu de la figure du bas 5.11, l'ensemble du cycle dure environ 30 minutes. En examinant maintenant la figure du haut 5.11, nous pouvons remarquer que ce cycle se répète à peu près toutes les 50 minutes.

Il est intéressant de remarquer que dans ce scénario, l'état «normal» de GRS 1915 + 105 est celui qu'elle présente lorsqu'elle est forte dans les X, puisque dans ce cas-là le disque d'accrétion s'étend sur tout l'espace possible, jusqu'à la dernière orbite stable. Les oscillations quasi-périodiques ne sont visibles que quand la source est forte dans les X, c'est-à-dire lorsque la partie interne du disque est présente. Ainsi nous pouvons interpréter une partie de l'émission X de GRS 1915+105 comme la somme de deux émissions provenant de deux régions différentes du disque d'accrétion. La première source d'émission est constante et stable, et ne présente pas d'oscillation: il s'agit de celle créée par la partie externe du disque d'accrétion, émettant au moins une partie du rayonnement situé à un niveau d'à peu près 5 000 coups s^{-1} . La seconde est variable et transitoire, il s'agit de celle engendrée par la partie interne du disque d'accrétion, qui génère les oscillations quasi-périodiques. **GRS 1915+105 serait donc un trou noir entouré par un disque d'accrétion optiquement épais, de rayon interne variable.** Cette idée de variabilité du rayon du disque d'accrétion, générant une variation de l'émission X avait déjà été proposée, à partir de l'inspection de nombreuses observations de GRS 1915+105 dans les rayons X, entre 2 et 60 keV, effectuées grâce à différents satellites, dont RXTE et IAXE (Belloni *et al.*, 1997a), (Belloni *et al.*, 1997b), (Paul *et al.*, 1998). L'idée que la formation des jets radio pouvait être causée par une instabilité de l'accrétion dans le disque interne avait été proposée par Greiner *et al.* (Greiner *et al.*, 1996b).

Résumé

Reprenons dans ses grandes lignes le scénario que nous venons de construire: tout d'abord la chute rapide du flux dans les rayons X, sans augmentation du flux par la suite, nous indique que la partie interne du disque d'accrétion se vide. Puis, les sursauts que nous avons détectés dans les longueurs d'onde infrarouge et radio, ainsi que certainement dans les rayons X sous la forme du pic fin X, nous montrent que de la matière a été éjectée, sous forme de nuage de plasma relativistes. Je vais maintenant expliciter tout d'abord en quoi nos observations montrent que nous avons ici détecté la formation de nuages de plasma éjectés par la source, puis quelles sont l'ensemble des caractéristiques de ces nuages, ainsi que tous les aspects énergétiques qui leur sont rattachés.

5.6.6 La formation des jets

Émissions infrarouge et radio

Nous avons montré, lors des observations du 15 mai 1997 (dans le paragraphe 5.4.5), que les sursauts radio devaient être des émissions synchrotron dues aux particules –principalement des électrons– constituant les nuages de plasma relativistes. Ceci a été suggéré par le décalage temporel des maxima, en fonction de la longueur d'onde. À partir du modèle de van der Laan (1966), nous avons démontré que le sursaut infrarouge était associé aux sursauts radio postérieurs, et qu'il correspondait donc au précurseur synchrotron, cette émission étant rayonnée par un nuage de plasma alors que celui-ci venait d'être formé. C'est donc parce que nous disposions de trois longueurs d'onde en radio, que nous avons pu montrer que l'émission était cohérente avec celle d'une sphère en expansion adiabatique, et par la suite en déduire l'instant du précurseur aux longueurs d'onde infrarouges.

Lors des observations du 9 septembre, la grande différence observationnelle par rapport au 15 mai 1997, est que nous ne disposions que d'une seule longueur d'onde en radio. Ceci est dû au fait que seules dix-sept antennes du VLA étaient disponibles, ainsi si nous voulions un rapport signal sur bruit suffisant, il était nécessaire de n'observer qu'une seule longueur d'onde. De ce fait, nous ne pouvons pas faire le même raisonnement que lors du 15 mai 1997, à partir du modèle de van der Laan (1966).

Nous allons supposer ici que les rayonnement visibles sous forme d'oscillations quasi-périodiques en infrarouge et en radio sont dus aux particules constituant un nuage de plasma relativiste et émettant un rayonnement synchrotron, et que le sursaut infrarouge est le précurseur synchrotron au sursaut radio visible par la suite.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, et en particulier à partir de

la figure du bas 5.11, représentant le sursaut du 9 septembre 1997, les nuages de plasma relativistes en expansion sont éjectés après que se produise une chute du flux dans les rayons X, et avant l'apparition du pic fin X situé à 8.23 h TU, c'est-à-dire entre l'instant où la partie interne du disque d'accrétion se vide et celui où de la matière est éjectée du trou noir. Pour avoir une estimation de l'ensemble des caractéristiques du nuage émetteur de rayonnement synchrotron, nous nous plaçons au moment où le flux infrarouge atteint son maximum, c'est-à-dire à l'instant à partir duquel nous pouvons être sûr que nous détectons réellement le nuage formé. Ainsi, comme nous voyons sur la figure du bas 5.11 que le maximum du flux infrarouge survient quinze minutes après la chute du flux X, c'est-à-dire quinze minutes après l'éjection présumée du plasma, tous nos calculs seront effectués pour un nuage en expansion à une certaine vitesse que nous allons expliciter dans la suite, ayant une certaine dimension déduite de cette vitesse d'expansion.

Caractéristiques du nuage

Nous supposons que le nuage de plasma émetteur de rayonnement synchrotron se déploie à une vitesse d'environ $0.2c$, telle qu'elle a été mesurée lors d'une éjection de plus grande échelle (Mirabel et Rodríguez, 1994). De plus, nous assimilons cette source de rayonnement synchrotron à un nuage sphérique, ceci nous permettant d'écrire que, quinze minutes après l'éjection du plasma, les dimensions du nuage sont telles que le rayon est de l'ordre de $R = 5.4 \times 10^{10}$ m, c'est-à-dire $\sim \frac{1}{3}$ u.a., et le volume V de la source s'écrit $V = \frac{4}{3}\pi R^3 = 6.6 \times 10^{32}$ m³. La source GRS 1915 + 105 étant localisée à une distance de 12.5 kpc (Chaty *et al.*, 1996), la distance entre la Terre et GRS 1915 + 105 s'élève à $D = 3.86 \times 10^{20}$ m.

Luminosité synchrotron

Nous allons maintenant calculer la luminosité synchrotron. Cette luminosité synchrotron est totalement dominée par la queue infrarouge de l'émission synchrotron, car les fréquences du domaine infrarouge sont supérieures de 4 ordres de grandeur à celles du domaine radio, alors que les densités de flux sont elles par contre similaires entre les deux domaines d'énergie. Ceci est lié à la platitude du spectre, exprimée par le fait que l'indice spectral $\alpha = \frac{\text{Log}(F_1) - \text{Log}(F_2)}{\text{Log}(\nu_1) - \text{Log}(\nu_2)} \approx 0$, en posant par exemple $F_1 = F_{ir}$ et $F_2 = F_{rad}$. Ainsi l'indice spectral d'énergie $p = 1 - 2\alpha$ vaut ici $p \sim 1$.

Nous reportant à la figure du bas 5.11, nous constatons que la densité de flux infrarouge est égale à $F_{ir} = 72$ mJy, ainsi la luminosité reçue sur la Terre à la longueur d'onde $2.2\mu\text{m}$, soit à la fréquence $\nu_{ir} = 1.36 \times 10^{14}$ Hz, est $L_{ir} = F_{ir} \times 4\pi \times D^2 = 1.35 \times 10^{15}$ W Hz⁻¹. De même, la densité de flux radio est égale à $F_{rad} = 52$ mJy, ainsi la luminosité reçue sur

la Terre à la longueur d'onde 3.6 cm, soit à la fréquence $\nu_{rad} = 8.33 \times 10^9$ Hz, est $L_{rad} = 9.74 \times 10^{14}$ W Hz⁻¹. Or la luminosité synchrotron intégrée de 2.2μm à 3.6 cm s'exprime par $L_{syn} = \int L_\nu d\nu$. Et cette expression peut être approchée par $L_{syn} = L_{\nu_{inter}} \times \Delta\nu$, où $L_{\nu_{inter}}$ représente la luminosité moyenne entre la luminosité infrarouge et la luminosité radio, et $\Delta\nu$ l'intervalle de longueurs d'onde entre la radio et l'infrarouge. La luminosité synchrotron est donc sensiblement égale à:

$$L_{syn} = 1.58 \times 10^{29} \text{ W} = 1.58 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1} .$$

Hypothèse d'équipartition

Dès à présent, nous posons l'hypothèse de l'équipartition. Cette hypothèse est une conjecture qui est généralement supposée vraie lorsqu'est étudiée de la matière émettant un rayonnement synchrotron au sein d'un champ magnétique, et que cette matière se trouve dans un état optiquement mince. Elle consiste à poser que l'énergie des particules relativistes doit être comparable à celle du champ magnétique. Concrètement, si l'on recherche l'énergie totale minimale qui est requise afin de rendre compte de la luminosité radio observée d'une source, l'état le plus stable correspondant à la minimalisation de l'énergie est tel que l'énergie des particules, proportionnelle à $B^{-3/2}$, est du même ordre que l'énergie du champ magnétique, proportionnelle à B^2 (Longair, 1994).

Introduisons maintenant la constante $G(\alpha)$, qui va dans la suite nous permettre de déterminer le champ magnétique minimal et l'énergie totale minimale, tous les deux requis pour rendre compte du rayonnement synchrotron observé.

$$G(\alpha) = \frac{1}{a(p)(p-2)} \left[\nu_{min}^{-(p-2)/2} - \nu_{max}^{-(p-2)/2} \right] \nu^{(p-1)/2} \times \frac{(7.4126 \times 10^{-19})^{-(p-2)}}{2.344 \times 10^{-25}} \left(1.253 \times 10^{37} \right)^{-(p-1)/2}$$

((Longair, 1994), p.294). $a(p)$ est donnée dans (Longair, 1994), p.262, pour $p \approx 1$, $a(p) \approx 2.056$. ν_{min} et ν_{max} sont ici respectivement les fréquences radio et infrarouge. Donc $G(\alpha) = 1.78 \times 10^{13}$.

Champ magnétique

Nous pouvons dès lors déterminer le champ magnétique minimal, qui tend à égaliser les énergies entre les particules relativistes et le champ magnétique, comme l'exprime le principe d'équipartition. Ce champ magnétique s'écrit ((Longair, 1994), p. 294):

$$B_{min} = \left[\frac{3\mu_0}{2} \frac{G(\alpha)\eta L_\nu}{V} \right]^{2/7} ,$$

en Tesla. μ_0 est la perméabilité du vide, et vaut $12.6 \times 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$. $\eta = \frac{\epsilon_{total}}{\epsilon_e}$, où ϵ_{total} est l'énergie totale, c'est-à-dire la somme de celle des électrons, notée ici ϵ_e , ainsi que celle des protons, notée $\epsilon_{protons}$. L'énergie des protons n'est pas connue, mais il est habituel de considérer qu'elle doit être du même ordre que celle des électrons. Ainsi les protons ont une énergie donnée par $\epsilon_{protons} = \beta\epsilon_e$, où $\beta \sim 1$, et donc $\eta = 1 + \beta$, c'est-à-dire ici $\eta \sim 2$. Finalement, reportant toutes ces valeurs dans l'expression du champ magnétique, nous déduisons que

$$B_{min} \simeq 1.46 \text{ mT} = 14.6 \text{ G} .$$

Énergie totale

Calculons maintenant l'énergie totale minimale, grâce à cette hypothèse d'équipartition. Nous utilisons pour cela l'expression donnée dans (Longair, 1994), p.294:

$$W_{total}(min) = \frac{7}{6\mu_0} V^{3/7} \left[\frac{3\mu_0}{2} G(\alpha)\eta L_\nu \right]^{4/7} ,$$

en Joules. Nous obtenons alors

$$W_{total}(min) \cong 1.3 \times 10^{33} \text{ J} = 1.3 \times 10^{40} \text{ erg} ,$$

qui est l'énergie minimale requise pour générer les éjections de plasma observées; nous pouvons assimiler cette énergie à l'énergie d'équipartition des électrons relativistes.

Ces petites éjections sont donc les analogues, aux petites échelles, aux éjections plus massives, suivies lors d'importants sursauts. En effet, elles sont environ mille fois moins énergétiques.

Température de brillance

Cherchons aussi la température de brillance T_b de cette source de rayonnement synchrotron. D'après (Longair, 1994), p.256: $T_b = (\lambda^2/2k)(F_\nu/\Omega)$, où k est la constante de Boltzmann $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$. Ω est l'angle solide sous lequel nous voyons la source de rayonnement: $\Omega = \frac{\pi\theta^2}{4} \approx \frac{\pi R^2}{D^2} = 6.15 \times 10^{-20} \text{ rad}$. Ainsi, en introduisant dans l'expression de la température de brillance la longueur d'onde du rayonnement centimétrique, 3.6 cm, nous obtenons la température de brillance dans le domaine centimétrique $T_b = 4 \times 10^{11} \text{ K}$, et en reportant dans l'expression de la température de brillance la longueur d'onde du rayonnement infrarouge, $2.2\mu\text{m}$, nous dérivons la température de brillance dans le domaine infrarouge $T_b = 2 \times 10^3 \text{ K}$. Il est intéressant de constater que ces paramètres sont très similaires à ceux déduits d'observations précédentes, rapportés dans (Fender *et al.* , 1997c).

Facteur de Lorentz

Nous pouvons de même déduire une limite inférieure du facteur de Lorentz γ grâce à la distribution d'énergie observée. En effet, le spectre de la radiation émise par les particules d'énergie E est maximal vers la fréquence critique $\nu \approx \nu_c \approx \gamma^2 \nu_g$, où $\gamma = E/m_e c^2 \gg 1$ et $\nu_g = eB/2\pi m_e$ est la fréquence de giration non relativiste ((Longair, 1994), p.256). Or, lors de nos observations, nous avons détecté un rayonnement synchrotron infrarouge comme précurseur du rayonnement synchrotron radio, ce qui signifie que la fréquence critique est ici au moins la fréquence du rayonnement infrarouge. Donc $\nu_c \geq \nu_{ir}$, et comme B a été précédemment déduit à partir des arguments d'équipartition, $\nu_g = 40$ MHz. Ainsi, nous en déduisons que

$$\gamma \geq 2 \times 10^3 .$$

Masse du nuage éjecté

Cherchons finalement quelle est la masse du nuage qui a été éjecté de la source. La distribution d'énergie des électrons est donnée par l'expression $N(E) = N_0 E^{-p}$, où $N(E)$ est le nombre d'électrons possédant l'énergie E , et p est l'indice spectral d'énergie, déjà introduit précédemment, et valant ici $p \approx 1$. Or la distribution d'énergie des électrons s'étend ici depuis l'énergie minimale, qui est l'énergie au repos d'un électron, c'est-à-dire son énergie de masse, $E_{min} = m_e c^2$, jusqu'à son énergie maximale, c'est-à-dire l'énergie requise pour émettre un rayonnement synchrotron couvrant l'ensemble du domaine radio, et allant au moins jusqu'au domaine infrarouge, soit $E_{max} = \gamma m_e c^2$. L'énergie moyenne d'un électron, dans cette distribution d'énergie, est:

$$\langle E \rangle = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E) E dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E) dE} .$$

En remplaçant $N(E)$ par son expression et p par sa valeur, on obtient:

$$\langle E \rangle = \frac{E_{max} - E_{min}}{\text{Log} \frac{E_{max}}{E_{min}}} .$$

Ainsi l'énergie moyenne d'un électron est $\langle E \rangle = 2 \times 10^{-11}$ J = 200 MeV. Si maintenant nous considérons que, par des arguments de neutralité, à chaque électron dans le nuage est associé un proton, ceci implique que:

$$M = \frac{m_H W_{total}(\text{min})}{\langle E \rangle}$$

où $m_H = m_e + m_p \approx m_p = 1.67 \times 10^{-27}$ kg et $W_{total}(\min)$ est l'énergie minimale calculée précédemment avec l'argument d'équipartition. Ainsi la masse totale du nuage est $M \approx 1 \times 10^{17}$ kg. Cette masse correspond à la masse entière du Mont Everest, la source GRS 1915+105 éjecterait donc un Everest¹ à des intervalles de temps de quelques dizaines de minutes. Or, le taux d'accrétion de GRS 1915+105, lorsqu'elle est au repos, est compris dans un intervalle de 1.7 à $10 \times 10^{-8} M_\odot \text{ an}^{-1}$ (Belloni *et al.*, 1997b), c'est-à-dire dans un intervalle de 3.4×10^{22} à 2×10^{23} kg an^{-1} . Ainsi, le taux d'accrétion, en supposant qu'il reste toujours constant, et que toute la matière est éjectée, correspondrait en une année à 10^5 ou 10^6 éjections, c'est-à-dire qu'il faudrait qu'il se produise environ une éjection toutes les 30 secondes. Ce nombre est évidemment bien supérieur à ce qui est observé, et ceci est cohérent avec le fait qu'une certaine quantité de matière passe au-delà de la dernière orbite stable du trou noir. En effet, lors de ces observations, de telles éjections se produisent environ une fois par heure, ce qui signifie selon cette analyse grossière qu'à peu près 1/100 ème de la matière est éjectée. Il faut aussi remarquer que d'importantes éjections se produisent à peu près une fois par an, et que la masse de la quantité de matière éjectée est alors de $\sim 2 \times 10^{22}$ kg (Mirabel et Rodríguez, 1994).

Les pertes d'énergie pour ces petites éjections sont dominées par leur expansion adiabatique, ce qui leur donne un temps de vie d'environ une heure.

Ainsi, les sursauts que nous voyons sur la figure du bas 5.11 seraient dues à l'émission des nuages de plasma relativistes éjectés par GRS 1915 + 105. Cette émission est de façon quasiment certaine du rayonnement synchrotron pour ce qui est des longueurs d'onde infrarouge et radio, et de façon un peu moins certaine pour le rayonnement X. Etant donné que *la quantité de nuage éjecté doit être de quelque façon reliée à la quantité de matière qui se trouvait dans la partie interne du disque d'accrétion avant que celui-ci ne se vide, l'amplitude du sursaut doit être corrélée à l'amplitude de la chute du flux du rayonnement X.* Pour poursuivre cette idée, il faudrait voir si la quantité de matière éjectée est liée au taux d'accrétion de la source. Cette variation dans le taux d'accrétion peut peut-être expliquer les différences existant entre les deux campagnes d'observations, celle du 15 mai et celle du 9 septembre 1997. En particulier, le décalage temporel, entre le pic au maximum dans l'infrarouge et dans la radio à $\lambda = 3.6$ cm, est égal à 16 minutes le 15 mai, et s'élève

1. La hauteur de l'Everest est de 8882 m, sa base étant au niveau de la mer. La taille de sa base est de 90 km d'un côté et de 48 km de l'autre, mais nous avons assimilé l'Everest a un cône de 8882 m de hauteur et de 70 km de côté. La densité des roches terrestres varie entre 2 et 3 et jusqu'à 4 pour les plus fortes densités. Comme les montagnes sont constituées essentiellement de roches métamorphiques (transformées sous certaines conditions de pression et de température) dont la densité est 2.3 à 2.7 g cm^{-3} , nous avons pris comme densité la valeur de 2.5 g cm^{-3} .

à ~ 40 minutes le 9 septembre. Enfin, si plusieurs éruptions ont lieu dans un court laps de temps, plus court que le temps caractéristique d'expansion des nuages, on peut s'attendre à observer un flux intégré sinusoïdal dans l'infrarouge et dans la radio.

5.7 Conclusion: le scénario

Résumons le processus que nous suggérons. *La chute du flux dans les X est due au vidage de la partie interne du disque d'accrétion, qui passe au-delà de la dernière orbite stable. Cette partie se remplit ensuite de nouveau grâce à l'accrétion de matière qui jusqu'alors constituait la partie externe du disque d'accrétion. Entre temps, comme le disque interne s'est vidé, cela doit introduire des instabilités dans la configuration des lignes de champ proches du trou noir, ce qui a pour effet d'éjecter au moins une partie de la couronne située autour de la partie interne du disque. Puis, lorsque le disque s'est rempli, et que la couronne s'est reconstituée, les oscillations quasi-périodiques, dues aux interactions entre le disque et la couronne, réapparaissent.*

La nouveauté et l'importance de nos observations, réalisées pour la première fois dans trois domaines différents de longueurs d'onde, et cela de façon simultanée, réside donc dans le fait que nous pouvons établir un **lien précis entre la chute de flux dans le domaine des rayons X, suggérant le passage de la matière composant la partie interne du disque d'accrétion au-delà de la dernière orbite stable autour du trou noir; et l'augmentation de flux dans l'infrarouge puis la radio, et même peut-être antérieurement dans les X, preuve de la naissance de nuages de plasma relativistes éjectés.** Ainsi, s'il y a eu ces éjections, il semble sûr maintenant que c'est parce que de la matière a quitté la partie interne du disque d'accrétion, une partie de cette matière passant en-deçà de la dernière orbite stable et se dirigeant vers l'horizon du trou noir, et l'autre partie emportant le moment angulaire en même temps qu'elle est éjectée perpendiculairement au disque d'accrétion. L'ensemble de nos observations permet ainsi de fournir des limites aux variations des paramètres, pour l'ensemble des modèles d'accrétion-éjection autour de trou noir ceinturé par un disque d'accrétion optiquement épais, que ce soit dans les systèmes binaires galactiques ou au centre des galaxies à noyaux actifs abritant un trou noir supermassif.

Ces observations, que nous pouvons synthétiser dans la figure 5.12 en mettant en correspondance les différents rayonnements avec les sources d'émission de ces rayonnements, confortent donc le modèle devenu standard du microquasar, montré en fig. 2.3, et permettent de mieux appréhender le lien qui existe entre la matière accrétée, et celle éjectée

par le microquasar.

Cette mise en évidence du lien entre l'accrétion et l'éjection peut même permettre d'aller plus loin dans la compréhension de l'ensemble des sources à jets. En effet, ce lien est très certainement présent dans l'ensemble des objets accrétant de la matière, dont l'objet compact est soit un trou noir, une étoile à neutrons, une naine blanche ou même une étoile jeune. Les jets visibles de part et d'autre de ces objets étant ainsi créés par l'accrétion de matière autour de l'objet compact, ou encore par une augmentation temporaire de ce taux d'accrétion, la vitesse d'éjection du jet de matière de part et d'autre de l'objet compact doit alors être proportionnelle à la vitesse de libération de l'objet accrétant la matière (Livio, 1997). Ce fait est vérifié dans le cas des sources superluminiques, puisque ces sources, abritant des trous noirs, émettent de la matière aux vitesses les plus grandes observées dans notre Galaxie. Ainsi, l'observation des jets de matière, émanant d'un objet compact, doit nous permettre d'acquérir des informations sur la nature de l'objet compact.

5.8 L'article «Instabilités dans l'accrétion, et formation de jets au sein de GRS 1915+105»

5.8.1 Résumé de l'article

Nous rapportons des observations simultanées dans les rayons X, les longueurs d'onde infrarouges et les longueurs d'onde radio de la source galactique superluminique GRS 1915+105. Au cours d'épisodes de disparition rapide suivie de remplissage du disque d'accrétion interne vus dans le flux oscillant des rayons X, nous avons observé l'éjection de nuages de plasma relativistes sous la forme de sursauts synchrotron aux longueurs d'onde infrarouge et radio. Les nuages éjectés contiennent des particules très énergétiques avec des facteurs de Lorentz d'environ 10^3 , ou plus. Ces éjections peuvent être vues comme des éjections analogues, à petite échelle, des éjections plus massives au mouvement de masse relativiste qui ont été précédemment observées au sein de GRS 1915 + 105.

5.8.2 L'article

Dans les pages suivantes est rapporté l'article concernant ces campagnes d'observations simultanées à plusieurs longueurs d'onde, et traitant du lien entre les instabilités dans l'accrétion et la formation de jets au sein de GRS 1915 + 105 (Mirabel *et al.* , 1998).

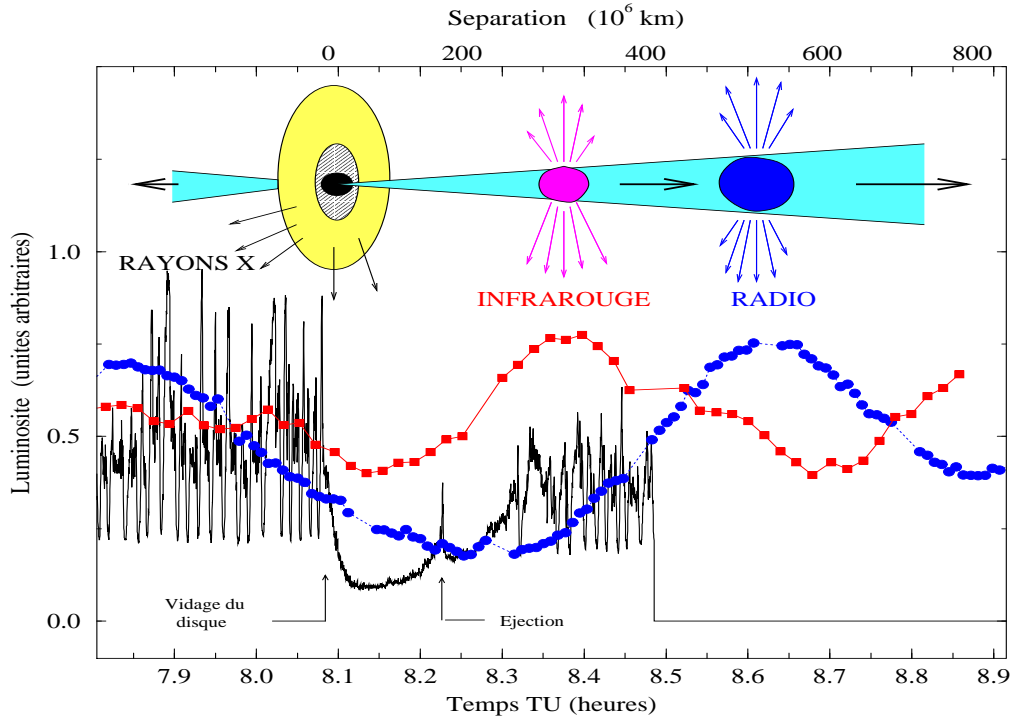


FIG. 5.12 – Courbes de lumière, au moment du sursaut infrarouge détecté le 9 septembre 1997, sur la première source galactique superluminique GRS 1915+105. Cet élargissement permet de mettre l'accent sur la correspondance existant entre les courbes de lumière et les sources d'émission. Le sursaut infrarouge commence pendant la remontée après la chute des rayons X, lorsque un pic fin de rayons X est observé. Ces observations montrent la connexion entre la disparition rapide et le remplissage qui suit de la partie interne du disque d'accrétion, vue dans les rayons X, et l'éjection de nuages de plasma relativistes observés comme émission synchrotron aux longueurs d'onde infrarouges et radio.

*Letter to the Editor***Accretion instabilities and jet formation in GRS 1915+105**I.F. Mirabel^{1,2}, V. Dhawan³, S. Chaty¹, L.F. Rodríguez⁴, J. Martí¹, C.R. Robinson⁵, J. Swank⁶, and T.R. Geballe⁷¹ Service d'Astrophysique, CEA/DSM/DAPNIA/SAP, Centre d'études de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France² Instituto de Astronomía y Física del Espacio. C.C.67, Suc. 28, 1428 Buenos Aires, Argentina³ National Radio Astronomy Observatory, Socorro, NM 87801, USA⁴ Instituto de Astronomía, UNAM, Morelia, Michoacán 58090, Mexico⁵ Marshall Space Flight Center, Space Science Laboratory, ES84, Huntsville, AL 35812, USA⁶ Goddard Space Flight Ctr., Code 666, Greenbelt, MD 20771, USA⁷ Joint Astronomy Centre, Hawaii Headquarters, 660 N. A'ohoku Place, Hilo, HI 96720, USA

Received 23 October 1997 / Accepted 10 November 1997

Abstract. We report simultaneous observations in the X-ray, infrared, and radio wavelengths of the galactic superluminal source GRS 1915+105. During episodes of rapid disappearance and follow up replenishment of the inner accretion disk evidenced by the X-ray oscillating flux, we observe the ejection of relativistic plasma clouds in the form of synchrotron flares at infrared and radio wavelengths. The expelled clouds contain very energetic particles with Lorentz factors of $\sim 10^3$, or more. These ejections can be viewed as small-scale analogs of the more massive ejecta with relativistic bulk motions that have been previously observed in GRS 1915+105.

Key words: accretion, accretion disks: stars: individual: GRS 1915+105 – stars: variables – Infrared: stars – radio continuum: stars – X-rays: stars

1. Introduction

The discovery of superluminal jets (Mirabel & Rodríguez 1994) in the black hole X-ray transient source GRS 1915+105 has opened the possibility of studying phenomena in our Galaxy that until recently were believed to be restricted to distant quasars and a few active galactic nuclei. In particular, it has been realized that since the characteristic dynamical times in the flow of matter onto a black hole are proportional to its mass, the events with intervals of minutes in a microquasar could correspond to analogous phenomena with duration of thousands of years in a quasar of $10^9 M_{\odot}$, which is much longer than a human life-time. Therefore, the variations with minutes of duration observed in GRS 1915+105 in the radio, IR, and X rays sample phenomena that we have not been able to observe in quasars.

X-ray observations of GRS 1915+105 with the Rossi X-Ray Timing Explorer (RXTE) revealed remarkable quasi-periodic oscillations (QPOs) that are believed to arise in the accretion disk around a black hole of stellar mass (Greiner et al. 1996, Morgan et al. 1997; Belloni et al. 1997a,b; Chen et al. 1997). Among the diversity of QPOs observed in GRS 1915+105 there is a class of recurrent episodes with amplitude variations of $\sim 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (at a distance of 12.5 kpc) in the X-rays, in time scales of one minute to tens of minutes. These QPOs have been attributed to the rapid disappearance and slower replenishment of the inner region of the accretion disk (Belloni et al. 1997a,b). If the accretion is an advection-dominated-flow (Narayan et al. 1997), the disappearing mass will go quietly though the horizon of the black hole. Furthermore, if a fraction of the mass of the accretion disk were blown away, one should see synchrotron emission from expanding clouds in the radio, and perhaps shorter wavelengths.

Although previous observations have shown flares with similar periodicities in the radio (Pooley & Fender, 1997; Rodríguez & Mirabel, 1997a) and infrared (Fender et al. 1997), no truly simultaneous observations in the X-ray, infrared, and radio wavelengths have been reported so far. The observations reported here firmly establish the genesis of expanding clouds of relativistic plasma when GRS 1915+105 recovers from large amplitude dips in the X-ray flux.

2. Multiwavelength observations and light curves

In this Letter we report observations made on May 15 and Sept 9, 1997. On May 15 at the UT intervals 6-10 h and 12-16 h, we used the 27 antennae of the Very Large Array (VLA) split in three sub-arrays to allow simultaneous observations at 2, 3.6,

and 6 cm. On Sep 9, 17 antennae of the VLA were available for this project, and the observations were done at 3.6 cm only.

The infrared observations were carried out with the United Kingdom Infrared Telescope (UKIRT). On each date, sixty images with the IRCAM3 256×256 InSb detector array, with a K-band filter of 0.37 μm width centered at 2.2 μm, were obtained continuously every 1 min for an interval of ∼1.1 h. The 2.2 μm flux of GRS 1915 + 105 on time bins of 1 min was computed using relative photometry with several stars in the field and calibrated with well known standard stars. The infrared fluxes were dereddened assuming $A_K=3.3$ mag (Chaty et al. 1996).

The X-ray observations were done with the PCA on RXTE. It consists of five nearly identical proportional counter units with detectors sensitive to X-rays between 2 and 60 keV.

The results for May 15 are shown in Fig. 1. The RXTE observations exhibit large amplitude variations with sudden drops of the flux into dips of ∼5000 counts s⁻¹ that last for at least 40 min. The recovery of the X-ray flux from the dips sometimes ends in sharp peaks that reach ∼10⁻⁷ erg cm⁻² s⁻¹ (2 mJy) with typical durations of ∼25 s. These rebounds of the X-ray flux are followed by smaller amplitude oscillations of ∼60 s period that last tens of minutes. At the time of an X-ray gap around 14 h UT, an infrared flare of 12 mJy was observed. The rise of the X-ray flux observed after 14.25 h UT suggests a dip during that gap. Interpolating the pattern, a sharp peak and sequences of oscillations would have occurred at ∼13.7 h UT.

The quasi-periodic oscillations in the radio flux are typical of the optically thick radio core state, usually observed when the source oscillates between 10 and 100 mJy. A time-shift of the flux peaks, with the short wavelengths peaking first, is clearly observed.

The results for Sep 9 are shown in Fig. 2. The PCA count rates show large amplitude oscillations (∼10³⁹ erg s⁻¹) every ∼50 s for intervals of tens of minutes, which are followed by sudden drops into dips. The recovery from the dips is slower than the time of decay and lasts a few tens of minutes. In the X-ray light curves of May 15 and Sep 9 we note the following similarities: 1) both the ∼60 s oscillations on May 15 and the ∼50 s oscillations of Sep 9 disappear during the dips, and 2) the low intensity value in both cases is about 5000 counts s⁻¹, which is well above the background rate of 100 counts s⁻¹. However, there are obvious differences between the light curves in the two dates. 1) On May 15 the X-ray dips lasted longer than on Sep 9. 2) On May 15 the infrared flare had smaller amplitude and duration than the radio flare, whereas on Sep 9 they had similar amplitude and duration. 3) On May 15 the time-shift between the infrared peak and the following peak at 3.6 cm is 40 min, on Sep 9 it is 16 min.

The relation between the X-ray, infrared, and radio light curves for Sep 9 is shown in more detail in Fig. 3. The X-ray spectral index (13–60 keV)/(2–13 keV) suddenly increased at the beginning of the dip. Despite the 10⁴ order of magnitude difference in wavelength, the infrared flare and the follow up radio flare are strikingly similar in amplitude, duration, and slope of the increasing and decreasing fluxes. The infrared flare seems to start during the recovery from the X-ray dip at ∼8.23 h UT,

when the X-ray spectrum softened again and an X-ray spike was observed. The rise of the infrared flux to maximum value continues for a few minutes after the 50 s oscillations in the X-ray flux appeared again.

3. Infrared synchrotron precursors

The radio emission from GRS 1915+105 during 1997 May 15 shows a behavior consistent with that expected for synchrotron emission from an adiabatically expanding cloud (van der Laan 1966). In all four bursts observed in the period of 6 to 16 h UT, the light curves at 6, 3.6, and 2-cm reach their peaks with the characteristic wavelength-dependent delay (the short wavelengths peaking first). These delays rule out the possibility that the observed events were produced by time-variable free-free opacity, as proposed by Rodríguez & Mirabel (1997a) to explain sinusoidal variations observed in 1995, since in this model no wavelength-dependent delays are expected. When the formation of clouds is faster than the decay of the flux, consecutive radio events blend together and the integrated emission from GRS 1915+105 may appear with a sinusoidal modulation (Rodríguez & Mirabel, 1997a).

In the van der Laan (1966) model, we can estimate p , the energy spectral index of the relativistic electrons ($N(E) \propto E^{-p}$), from the equation that relates the observed maximum flux density, $S_{m,\lambda}$, at a given wavelength, i.e., $S_{m,\lambda} \propto \lambda^{-(7p+3)/(4p+6)}$. For this estimate we use the last burst observed on May 15 between 14 and 16 h UT, since it appears to be more isolated than the others. Since $S_{m,6cm} = 39$ mJy, and $S_{m,3.6cm} = 51$ mJy, we obtain $p \simeq 0$.

The ejection is defined to occur at $t = t_0$. The time $t_{m,\lambda}$ since ejection in which the light curve at a given wavelength reaches maximum is given by $t_{m,\lambda} \propto \lambda^{(p+4)/(4p+6)}$. With $p \simeq 0$ we obtain $t_{6cm}/t_{3.6cm} = 1.4$. Furthermore, from the data in Fig. 1, we have $t_{6cm} + t_0 = 14.95$ h UT and $t_{3.6cm} + t_0 = 14.70$ h UT. Therefore, $t_{6cm} - t_{3.6cm} = 0.25$ h, and $t_{6cm} \simeq 0.9$ h. We then find that the ejection of the plasma occurred at $t_0 = 14.05$ h UT.

In this simple model, the UT time of maximum flux density at a given wavelength, for the particular event analyzed above, is given by $t_{m,\lambda}(UT \text{ h}) = 14.05 + 0.9(\lambda/6cm)^{(2/3)}$. Then, the maximum flux density at short wavelengths (i.e. the near infrared) are observed very shortly after the ejection. It is only in the radio wavelengths that significant time delays occur. We note that the 2.2 μm emission indeed reached maximum near 14.0 h UT. This result strongly supports the interpretation of the IR burst on May 15 as the synchrotron precursor of the radio bursts. To our knowledge, this is the first time in X-ray binaries that a clear association is established between an IR synchrotron precursor and the follow-up radio bursts.

4. Jet formation during the X-ray dips

Fig. 3 shows that on Sep 9 the infrared flare started during the rise of the X-ray flux from the dip, when a softening of the spectrum and an X-ray peak were observed. Since at infrared wavelengths

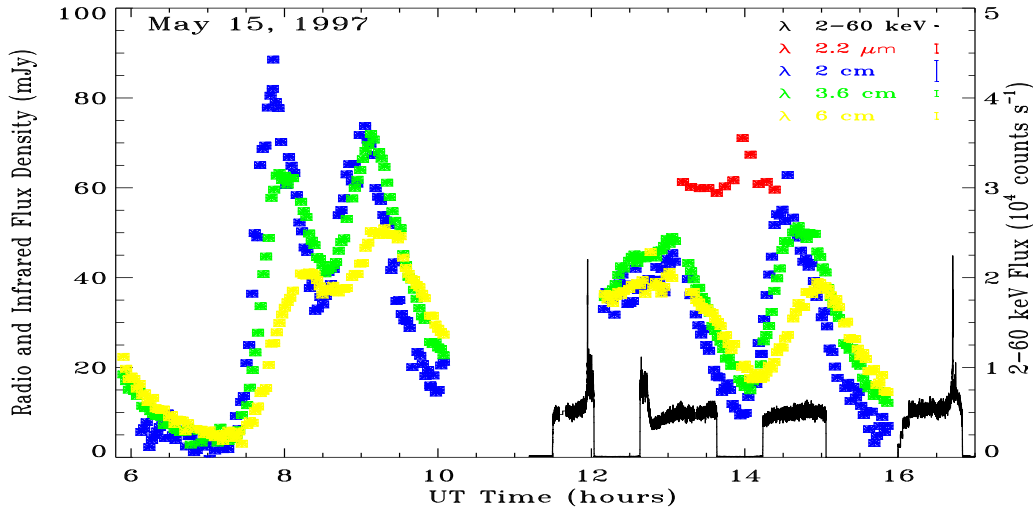


Fig. 1. Light curves of GRS 1915+105 for May 15, 1997 obtained with the VLA at 2, 3.6, and 6 cm, with UKIRT at $2.2\mu\text{m}$, and the PCA of RXTE at 2-60 keV. The time-lag of the peaks as a function of wavelength is the time scale for the clouds to expand and become transparent at longer wavelengths. It is shown that the infrared peak at ~ 14 h UT occurred at the time expected for a synchrotron precursor of the peaks at radio wavelengths appearing later in the interval 14.6-14.9 h UT. The infrared flux densities have been dereddened by $A_K=3.3$ mag. The units on the left of the vertical axis correspond to the flux densities at radio and infrared wavelengths, those on the right to the X-ray counting rate. Typical error bars for each wavelength are shown at the top right corner. The gaps in the X-ray flux every ~ 90 minutes are due to Earth occultations and South Atlantic Anomaly passages.

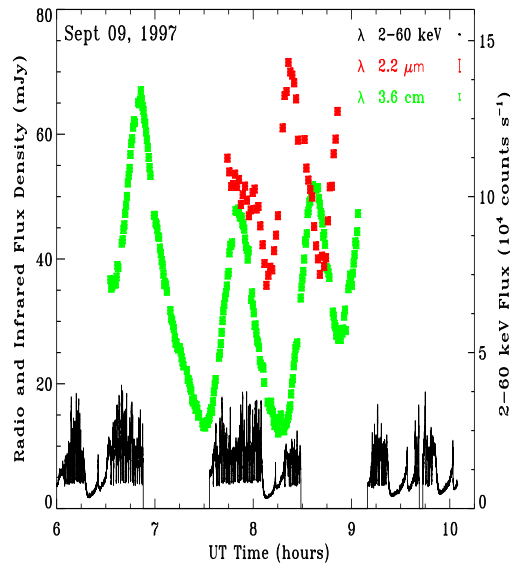


Fig. 2. Light curves of GRS 1915+105 for Sep 9, 1997 obtained with the VLA at 3.6 cm, with UKIRT at $2.2\mu\text{m}$, and the PCA of RXTE at 2-60 keV. A full oscillation of the infrared synchrotron precursor of the following radio outburst is observed. Note the striking similarity of the flares at infrared and radio wavelengths. The units on the left of the vertical axis are for the radio and infrared flux densities, whereas those on the right are for the X-ray counting rate. Typical error bars for each wavelength are shown at the top right corner.

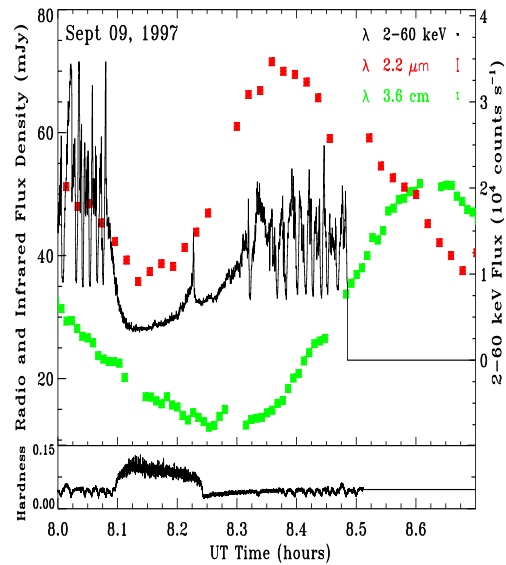


Fig. 3. Blow up of the light curves at the time of the infrared flare detected on Sep 9, 1997. The infrared flare starts during the recovery from the X-ray dip, when an X-ray spike was observed. These observations show the connection between the rapid disappearance and follow up replenishment of the inner accretion disk seen in the X-rays, and the ejection of relativistic plasma clouds observed as synchrotron emission at infrared and radio wavelengths. The hardness ratio (13-60 keV)/(2-13 keV) is shown at the bottom.

the ejected plasma becomes transparent very shortly after the ejection, the rise of the infrared flux to maximum indicates that the injection of relativistic particles lasted ~ 10 min, or less.

If we assume that the synchrotron emitting plasma expands at $\sim 0.2c$, as observed in a larger scale ejection (Mirabel & Rodríguez 1994), 15 minutes after the ejection the clouds have dimensions of $\sim 10^{13}$ cm. Using this dimension and the infrared and radio flux density values measured on Sep 9, with equipartition arguments we estimate a brightness temperature of 10^{12} K, a magnetic field of 16 G, an equipartition energy in relativistic electrons of 5×10^{39} erg, and a typical synchrotron luminosity integrated from $2.2\mu\text{m}$ to 6 cm of the order of 10^{36} erg s^{-1} . These parameters are comparable to those derived by Fender et al. (1997) from observations on other epochs. If the electrons that produce the synchrotron radiation have a representative Lorentz factor of $\sim 10^3$, and there is one proton per electron, the minimum mass of the clouds that are ejected every few tens of minutes is $\sim 10^{19}$ g.

For the parameters of these clouds the energy losses are dominated by adiabatic expansion and the clouds should have a lifetime of about 1 h, as observed here. An infrared jet as the one reported by Sams, Eckart & Sunyaev (1996), which reached distances of ~ 0.2 arcsec (2500 AU at 12.5 kpc) requires very energetic particles, and a re-acceleration mechanism. We point out that radio blobs with bulk motions of $0.92c$ and lifetimes of several weeks have been observed (Rodríguez & Mirabel, 1997b).

5. Conclusions

- 1) At times of quasi-periodic oscillations of large amplitude in the X-rays, relativistic plasma clouds emanate from the X-ray binary. The time shift of the emission at radio wavelengths is consistent with synchrotron radiation from gas in adiabatic expansion.
- 2) The association of infrared synchrotron precursors to follow-up bursts at radio wavelengths is firmly established.
- 3) By the simultaneous observations reported here, we definitively confirm that the infrared and radio flares are associated to X-ray dips, as suggested by Fender et al (1997) and Pooley & Fender (1997). The onset of the ejection takes place during the recovery from the X-ray dip of hard (13-60 keV)/(2-13 keV) spectrum, at the time of a spike in the X-rays.
- 4) The expanding clouds of plasma reported here can be viewed as small-scale analogs of the more massive ejections associated to large radio outbursts (Rodríguez & Mirabel, 1997b). The equipartition energy in relativistic electrons in the mini-ejecta

is of order of 5×10^{39} erg, namely, $\sim 10^3$ times less energetic than in major ejecta. However, the genesis of these smaller scale clouds is much more frequent, and may represent an important phenomenon in the long term evolution of the binary and its environment.

5) The multiwavelength variations with minutes of duration in GRS 1915+105 show how the sudden disappearance of the inner accretion disk around a black hole of stellar mass triggers the formation of relativistic expanding clouds. Analogous phenomena in quasars with black holes of $10^9 M_{\odot}$ would require thousands of years of observations. Therefore, microquasars in our own Galaxy can provide new information on the physics of accretion disks around black holes and are thus useful to gain insight into the relativistic ejections seen elsewhere in the Universe.

Acknowledgements. We thank M. Robberto and S. Leggett for the UKIRT service observations on May 15, and R.A. García for assistance with the graphic displays. We also thank S. Eikenberry and R. Blandford for communicating results prior to publication. The NRAO is a facility of the N.S.F. under cooperative agreement with Associated Universities Inc. UKIRT is operated by the Joint Astronomy Centre on behalf of the U.K. Particle Physics and Astronomy Research Council. J.M. is supported by the Spanish MEC.

References

- Chaty, S., Mirabel, I.F., Duc, P.A., Wink, J.E. & Rodríguez, L.F. 1996, *A&A* 310, 825.
- Chen, X., Swank, J.H. & Taam, R.E. 1997, *ApJ* 477, L41.
- Belloni, T., Méndez, M., King, A.R., van der Klis, M. & van Paradijs, J. 1997a, *ApJ* 479, L145.
- Belloni, T., Méndez, M., King, A.R., van der Klis, M. & van Paradijs, J. 1997b, *ApJ* in press.
- Fender, R.P., Pooley, G.G., Brocksopp, C. & Newell, S.J. 1997 *MNRAS*, 290, L65.
- Greiner, J., Morgan, E.H. & Remillard, R.A. 1996, *ApJ* 473, L107.
- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1994, *Nat*, 371, 46.
- Morgan, E.H., Remillard, R.A. & Greiner, J. 1997, *ApJ* 482, 993.
- Narayan, R., Garcia, M.R. & McClintock, J.E. 1997, *ApJ* 478, L79.
- Pooley, G. & Fender, R.P. 1997, *MNRAS* in press.
- Rodríguez, L.F. & Mirabel, I.F. 1997a, *ApJ* 474, L123.
- Rodríguez, L.F. & Mirabel, I.F. 1997b, *ApJ*, submitted.
- Sams, B., Eckart, A & Sunyaev, R. 1996, *Nat*, 382, 47.
- van der Laan, H. 1966, *Nat*, 211, 1131

This article was processed by the author using Springer-Verlag \LaTeX A&A style file *L-AA* version 3.

Chapitre 6

Deux nuages symétriques autour de GRS 1915+105: des résultats de collision ?

Sommaire

6.1	Le contexte	124
6.2	Observation des nuages dans le domaine centimétrique	127
6.3	Observation des nuages dans le domaine proche-infrarouge .	133
6.4	Observation des nuages dans le domaine millimétrique	138
6.5	Discussion et conclusions	149

Introduction

Je décris dans ce chapitre une étude complète, à plusieurs longueurs d'onde, de deux nuages moléculaires, dont la position axisymétrique par rapport à GRS 1915 + 105 pouvait suggérer une association avec cette source de haute énergie éjectant régulièrement des nuages de plasma à des vitesses relativistes, et entrant en collision avec le milieu interstellaire. Malgré cette étude complète, l'association n'apparaît pas de façon évidente. Ainsi, il subsiste deux possibilités. Soit ces nuages moléculaires n'ont aucun lien avec GRS 1915 + 105, soit ces nuages ont reçu de l'énergie des éjections de GRS 1915 + 105 sous forme de choc, puis ont par la suite perdu la mémoire de cette association.

6.1 Le contexte

Une première recherche de jets et de nuages étendus, probablement associés à GRS 1915+105, fut effectuée en inspectant son environnement dans les ondes radio centimétriques, à une longueur d'onde de $\lambda = 20$ cm, avec le VLA, placé en configuration C, qui offre une résolution de $15''$, et permet donc d'observer un très grand champ autour de la source. La figure 6.1 montre l'environnement de la source de haute énergie GRS 1915 + 105, tel qu'il a été vu lors de ces observations. La figure 6.2, provenant de la cartographie de l'ensemble du ciel effectuée par le VLA, montre aussi l'environnement de GRS 1915 + 105. Aucune évidence de jets ou de nuages étendus n'est visible sur cette carte.

Par contre, la présence sur cette carte de deux émissions radio sous la forme de continuum est intrigante. En effet, ces deux sources sont disposées de façon parfaitement axisymétrique par rapport à GRS 1915 + 105, chacune à une distance angulaire de $17'$ de celle-ci, correspondant à une distance spatiale de ~ 60 pc, en prenant la valeur de 12.5 kpc pour la distance cinématique de GRS 1915 + 105 (Chaty *et al.*, 1996). De surcroît, en choisissant préalablement une direction de référence, l'angle formé par la droite joignant ces deux sources et la direction de référence est de $157 \pm 1^\circ$, similaire à celui formé par les jets d'une taille inférieure à la seconde d'arc détectés en radio de part et d'autre de GRS 1915 + 105, et la direction de référence (Mirabel et Rodríguez, 1994). Autrement dit, la ligne de visée des nuages éloignés est identique à la ligne de visée des éjections de matière détectées sous la forme de nuages encore proches de GRS 1915 + 105. Par la suite, nous appellerons "nuage Nord" le nuage situé au Nord de GRS 1915+105, et "nuage Sud" le nuage situé au Sud de GRS 1915 + 105. Je rappelle que les nuages émanant de GRS 1915 + 105, dont le déplacement a été observée en radio, sont éjectés par GRS 1915 + 105 le long d'une droite faisant un angle de 70° avec la ligne de visée vers GRS 1915 + 105, et que la composante Sud s'approche de nous, alors que la composante Nord s'éloigne de nous (Mirabel et Rodríguez, 1994).

Cependant, ces deux émissions radio sont aussi des sources IRAS brillantes, cataloguées sous les noms IRAS 19124+1106 pour la source localisée au Nord de GRS 1915 + 105, et IRAS 19132+1035 pour celle située au Sud, comme le montre la figure 6.3. Les densités de flux du continuum radio à $\lambda = 20$ cm sont égales respectivement à 80 mJy pour le nuage Nord et à 40 mJy pour le nuage Sud, et celles du rayonnement infrarouge à la longueur d'onde de $100 \mu\text{m}$ sont égales respectivement à 580 Jy et 490 Jy. Ces densités de flux sont donc cohérentes avec le fait que ces régions puissent être des sources thermiques, plus précisément des régions H II localisées à ~ 10 kpc et chauffées avec des étoiles de type O tardif (Mirabel et Rodríguez, 1996).

Toutefois, il reste la possibilité qu'une collision entre des éjections à grande échelle de GRS 1915 + 105, et de la matière interstellaire, ait chauffé ces nuages. La première intuition est donc venue de la possibilité que ces nuages soient associés à GRS 1915 + 105 (Rodríguez et Mirabel, 1995). Bien sûr, des alignements étonnants peuvent toujours par la suite se révéler n'être que des hasards fortuits. C'est par exemple ce qui s'est passé dans le cas de Sco X-1, une source binaire de rayons X qui semblait présenter des jets étendus visibles en radio, et donc montrer une structure du type des microquasars. Par la suite, il a été montré que les lobes visibles de part et d'autre de la source centrale étaient en réalité une galaxie vue en arrière-plan de la source (Fomalont et Geldzahler, 1991). Cependant, le cas de notre étude est différent, puisque nous avons ici affaire à deux sources axisymétriques par rapport à GRS 1915 + 105, pour lesquelles l'appartenance à notre Galaxie est claire, en particulier à partir des observations effectuées avec IRAS.

Il nous incombait alors de chercher si GRS 1915 + 105 est réellement associé, et si oui de quelle façon, à ces deux nuages. Cette question tient au fait que les éjections de nuages par le microquasar GRS 1915 + 105 pourraient très bien avoir des répercussions à très grande échelle, dans l'environnement de cette source. En effet, en théorie, si l'espace était vide de toute matière, les nuages éjectés par GRS 1915 + 105 à des vitesses relativistes s'éloigneraient indéfiniment de cette source. Cependant, le milieu interstellaire est loin d'être vide, et est constitué de matière interstellaire; et ces nuages, au bout d'un certain temps, peuvent entrer en collision avec de la matière, par exemple rassemblée sous la forme d'un nuage moléculaire, qui se trouve par hasard sur leur chemin. C'est ce phénomène qui aurait pu s'être produit avec les deux nuages axisymétriques détectés. Pour répondre à cette question, il nous restait donc à observer, de façon exhaustive, à plusieurs longueurs d'onde, ces deux nuages.

Avant de décrire l'ensemble de ces observations, je voudrais préciser que, malgré une étude complète au moyen d'observations à plusieurs longueurs d'onde, la conclusion n'apparaît pas très clairement. Ces deux sources placées de façon axisymétrique par rapport à GRS 1915 + 105, malgré quelques faits intrigants, semblent être des régions HII dont une quelconque association avec GRS 1915 + 105 ne peut pas être déduite de nos observations. Il reste alors deux possibilités. La première possibilité est que ces deux régions HII n'ont aucun lien avec GRS 1915 + 105. Les quelques faits intrigants que l'on peut y déceler ont alors d'autres origines, que j'évoquerai. La deuxième possibilité est que ces deux régions HII ont pu être en quelque sorte "allumées" par des éjections massives de GRS 1915 + 105, puis ont perdu par la suite la mémoire de cette association avec GRS 1915 + 105.

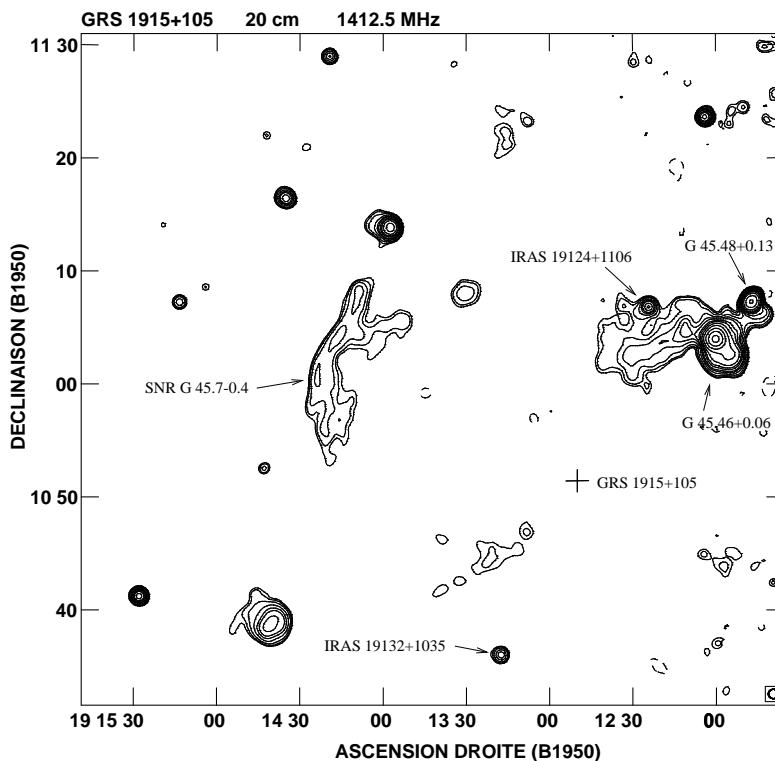


FIG. 6.1 – Carte acquise au VLA en configuration C, à 20 cm de longueur d’onde, de la région entourant la source GRS 1915 + 105. Le flux du continuum au pic est égal à 3.06 Jansky faisceau⁻¹, et les niveaux de contours sont égaux à $3mJy \times (-3., 3., 4., 6., 10., 15., 20., 30., 40., 60., 100., 200., 400., 800.)$. Le contour à mi-hauteur du faisceau est indiqué en bas à droite de la figure. Les sources G 45.48+0.13 et G 45.46+0.06 sont des régions H II très bien connues. Par contre, les émissions radio continuum détectées par (Rodríguez et Mirabel, 1995) sont associées avec les brillantes sources IRAS appelées IRAS 19124 + 1106 et IRAS 19132 + 1035, qui apparaissent localisées de façon symétrique par rapport à GRS 1915 + 105. Très probablement, ces sources IRAS sont des régions H II chauffées par des étoiles de type O tardif. La carte n’est pas corrigée de la réponse du faisceau primaire, ainsi les sources situées loin du centre de phase apparaissent plus faibles qu’elles ne le sont réellement, et de plus elles montrent une expansion radiale liée à la largeur de bande.

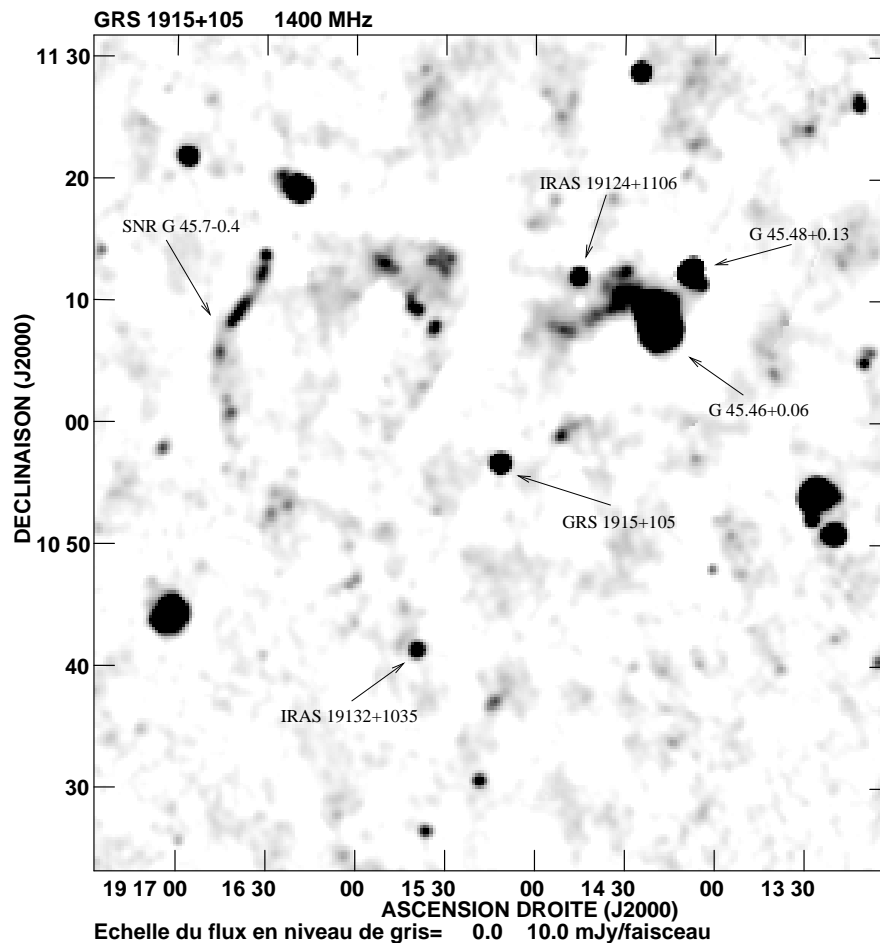


FIG. 6.2 – Cette carte de la région de $GRS\ 1915+105$, réalisée par le NRAO dans le cadre de la cartographie, au moyen du VLA, de l'ensemble de la voûte céleste, montre $GRS\ 1915+105$, les nuages Nord et Sud disposés axisymétriquement par rapport à $GRS\ 1915+105$, les deux complexes moléculaires $G\ 45.48+0.13$ et $G\ 45.46+0.06$, ainsi que le reste de supernova $SNR\ G\ 45.7-0.4$ situé à l'Est de $GRS\ 1915+105$.

6.2 Observation des nuages dans le domaine centimétrique

6.2.1 Paramètres généraux

Noms:

Nuage Nord

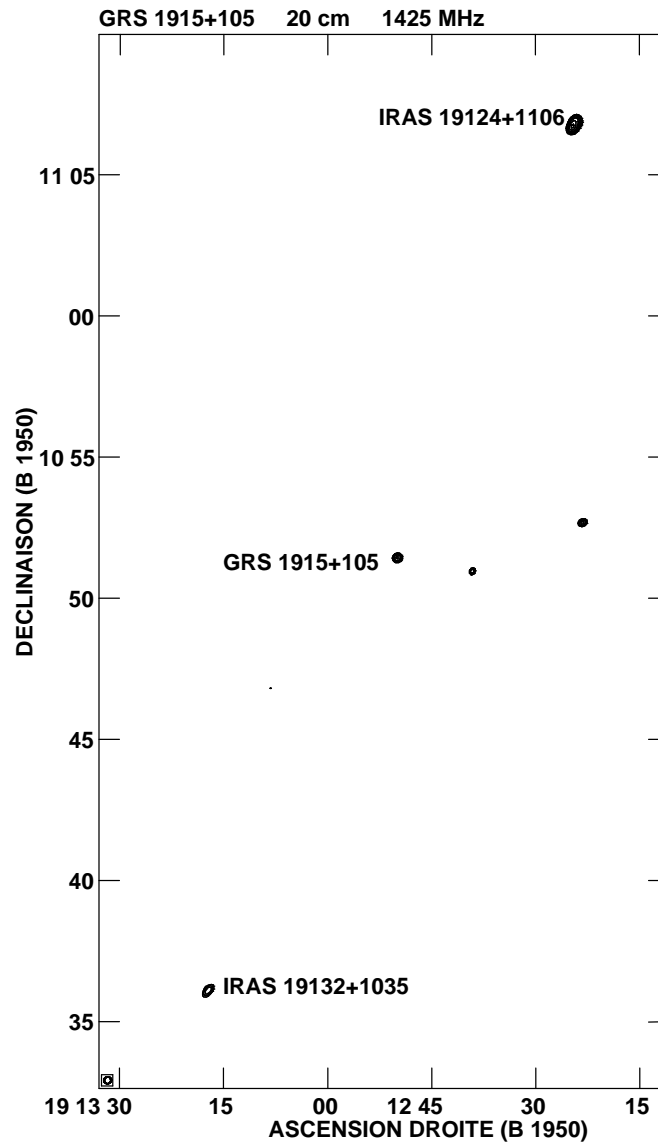


FIG. 6.3 – Carte acquise au VLA en configuration C, à 20 cm de longueur d’onde, de la région entourant la source GRS 1915 + 105. Le flux du continuum au pic est égal à 2.84×10^{-1} Jansky faisceau⁻¹, et les niveaux de contours sont égaux à $1. \times 10^{-3} \times (-4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 30)$. Les contours sont égaux à -4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20 et 30 fois 0.284 mJy faisceau⁻¹, qui est le bruit à 1 sigma de la carte. Les émissions radio continuum détectées par (Rodríguez et Mirabel, 1995) sont associées avec les brillantes sources IRAS appelées IRAS 19124 + 1106 et IRAS 19132 + 1035, qui apparaissent localisées de façon symétrique par rapport à GRS 1915 + 105. Très probablement, ces sources IRAS sont des régions H II chauffées par des étoiles de type O tardif. La carte n’est pas corrigée de la réponse du faisceau primaire, ainsi les sources situées loin du centre de phase apparaissent plus faibles qu’elles ne le sont réellement, et de plus elles montrent une expansion radiale liée à la largeur de bande.

IRAS 19124+1106

Coordonnées B1950.0:

$$\alpha = 19^h 12^m 24^s 49$$

$$\delta = 11^\circ 06' 50'' 12$$

Coordonnées J2000.0:

$$\alpha = 19^h 14^m 45^s$$

$$\delta = 11^\circ 12' 06''$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 45.54^\circ$$

$$b^{II} = -0.007^\circ$$

Noms:

Nuage Sud

IRAS 19132+1035

Coordonnées B1950.0:

$$\alpha = 19^h 13^m 17^s 25$$

$$\delta = 10^\circ 35' 57'' 15$$

Coordonnées J2000.0:

$$\alpha = 19^h 15^m 39$$

$$\delta = 10^\circ 41' 17$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 45.19^\circ$$

$$b^{II} = -0.44^\circ$$

Les coordonnées B1950.0 correspondent à la position du maximum déterminé à partir de nos observations dans les longueurs d'onde centimétriques, les coordonnées J2000.0 et les coordonnées galactiques ont été déterminées à partir des coordonnées B1950.0.

6.2.2 Cartographie

La première étape consistait à cartographier les nuages avec une meilleure résolution, dans les ondes radio centimétriques, toujours grâce au VLA, mais cette fois-ci en utilisant des configurations offrant des résolutions inférieures. La cartographie du nuage Nord est montrée en figure 6.4, et celle du nuage Sud en figure 6.5. Dans cette figure sont montrées:

en haut la carte effectuée à une longueur d'onde de 2 cm, au milieu celle à 6 cm, et en bas celle à 20 cm.

Les résultats sont surprenants: en effet, le premier résultat facilement visible est que les deux nuages présentent une structure d'onde de choc dirigée vers le Sud pour le nuage Nord, et vers le Nord pour le nuage Sud, c'est-à-dire dans chaque cas vers GRS 1915+105. Mais surtout, le second résultat est que le nuage Sud présente vers le Nord, donc dans la direction de GRS 1915+105, une émission non thermique, due au rayonnement synchrotron d'électrons et de positons, sous la forme d'une avancée, et même d'un jet, qui ressemble fort à un jet collimaté du type des objets Herbig-Haro. Je reparlerai de cette analogie dans la suite.

6.2.3 Observation du continuum à 3.6 cm et des raies de recombinaison H92 α

Des observations du continuum à la longueur d'onde de 3.6 cm, correspondant à une fréquence de 8.3 GHz, ainsi que des raies de recombinaison de l'hydrogène H92 α , ont été effectuées le 15 janvier 1998 avec le VLA, pendant 5 heures, en direction des nuages Nord et Sud. Le VLA était alors en configuration D, offrant ainsi sa plus faible résolution angulaire.

Les observations du nuage Nord sont placées en figure 6.6. Le flux du continuum est égal à 131.7 ± 0.9 mJy, et celui du maximum de la raie est de 14.9 ± 1.0 mJy. La raie présente une largeur en vitesse de 25.4 ± 1.9 km s $^{-1}$, une vitesse par rapport au référentiel local de repos de 57.3 ± 0.9 km s $^{-1}$, et une taille angulaire de $15 \pm 2''$. De ces observations, et en supposant que l'équilibre thermique local est atteint, nous pouvons déduire que le nuage Nord est situé à une distance de 7.4 kpc, présente une température $T_e^* = 6\,800 \pm 600$ K, une taille physique de 0.54 pc, un flux $N_i = 6.0 \times 10^{47}$ phot s $^{-1}$, une densité $n_e = 5.4 \times 10^2$ cm $^{-3}$, une masse $M_{HII} = 3.5 M_\odot$, et une opacité $\tau_c = 0.002$ ((Rohlf et Wilson, 1996), p.318 et suivantes).

Les observations du nuage Sud sont, elles, placées en figure 6.7. Le flux du continuum est égal à 61.0 ± 0.3 mJy, et celui du maximum de la raie est de 8.9 ± 1.1 mJy. La raie présente une vitesse par rapport au référentiel local de repos de 75.7 ± 1.6 km s $^{-1}$, une largeur en vitesse de 23.4 ± 3.2 km s $^{-1}$, et une taille angulaire de $20 \pm 3''$. De ces observations, et encore une fois en supposant que l'équilibre thermique local est atteint, nous pouvons déduire que le nuage Sud est situé à une distance de 6.0 kpc, que sa taille physique est 0.59 pc, qu'il présente une température $T_e^* = 5\,900 \pm 1\,000$ K, un flux $N_i = 1.7 \times 10^{47}$ phot s $^{-1}$, une densité $n_e = 2.6 \times 10^2$ cm $^{-3}$, une masse $M_{HII} = 2.1 M_\odot$, et une opacité $\tau_c = 0.001$ ((Rohlf et Wilson, 1996), p.318 et suivantes).

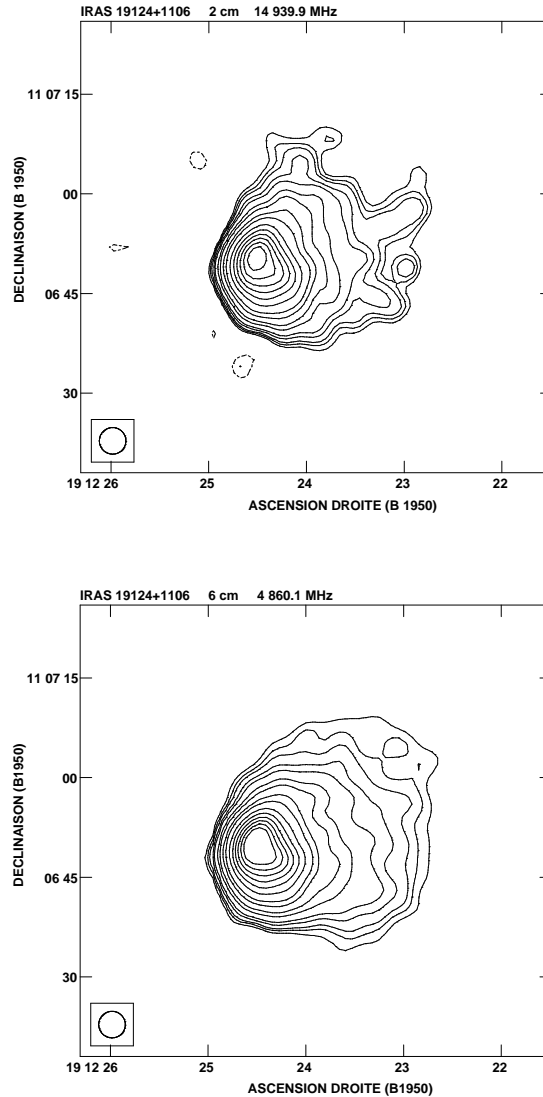


FIG. 6.4 – Cartes de la source IRAS 19124 + 1106 (nuage Nord), acquise au VLA, en configuration D à la longueur d’onde de 2 cm en haut, et en configuration D à la longueur d’onde de 6 cm en bas. Pour la carte à 2 cm de longueur d’onde, le flux du continuum au pic est égal à 1.79×10^{-2} Jansky faisceau $^{-1}$, et les niveaux sont égaux à $1 \times 10^{-4} \times (-5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140$ et $160)$. Pour la carte à 6 cm de longueur d’onde, le flux du continuum au pic est égal à 6.60×10^{-2} Jansky faisceau $^{-1}$, et les niveaux sont égaux à $1.0000E - 04 \times (-5.00, -4.00, 4.000, 5.000, 6.000, 8.000, 10.00, 15.00, 20.00, 30.00, 40.00, 60.00, 80.00, 100.0, 120.0, 140.0, 160.0)$.

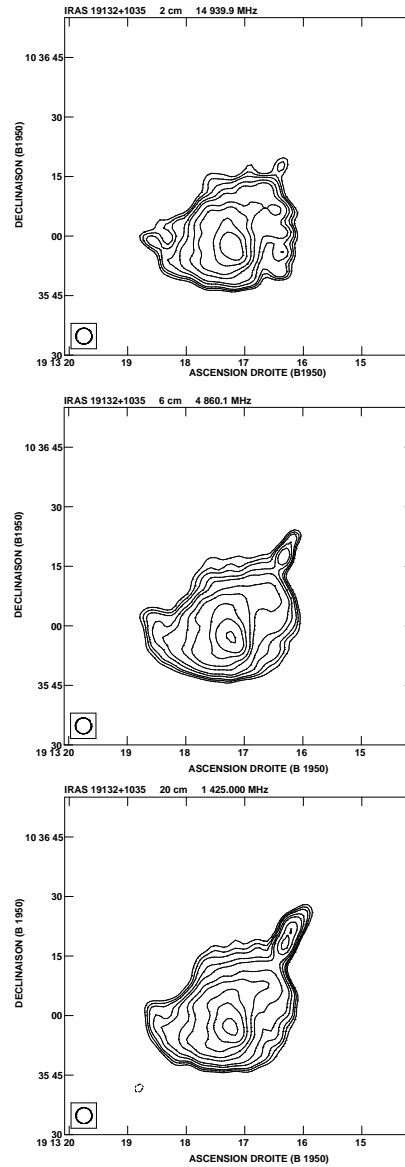


FIG. 6.5 – Cartes de la source IRAS 19132 + 1035 (nuage du Sud), acquises au VLA, en configuration D pour celle à 2 cm de longueur d'onde (en haut), C pour celle à 6 cm (au milieu) et B à 20 cm (en bas). Pour la carte à 2 cm, le flux du continuum au pic est égal à 3.8791×10^{-3} Jansky faisceau $^{-1}$, et les niveaux de contours sont égaux à $7 \times 10^{-5} mJy \times (-5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160)$. Pour celle à 6 cm, le flux du continuum au pic est égal à 6.5960×10^{-2} Jansky faisceau $^{-1}$, et les niveaux de contours sont égaux à $1 \times 10^{-4} mJy \times (-5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140$ et $160)$. Et enfin pour la carte à 20 cm, le flux du continuum au pic est égal à 4.8713×10^{-3} Jansky faisceau $^{-1}$, et les niveaux de contours sont égaux à $7 \times 10^{-5} \times (-5, -4, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160)$.

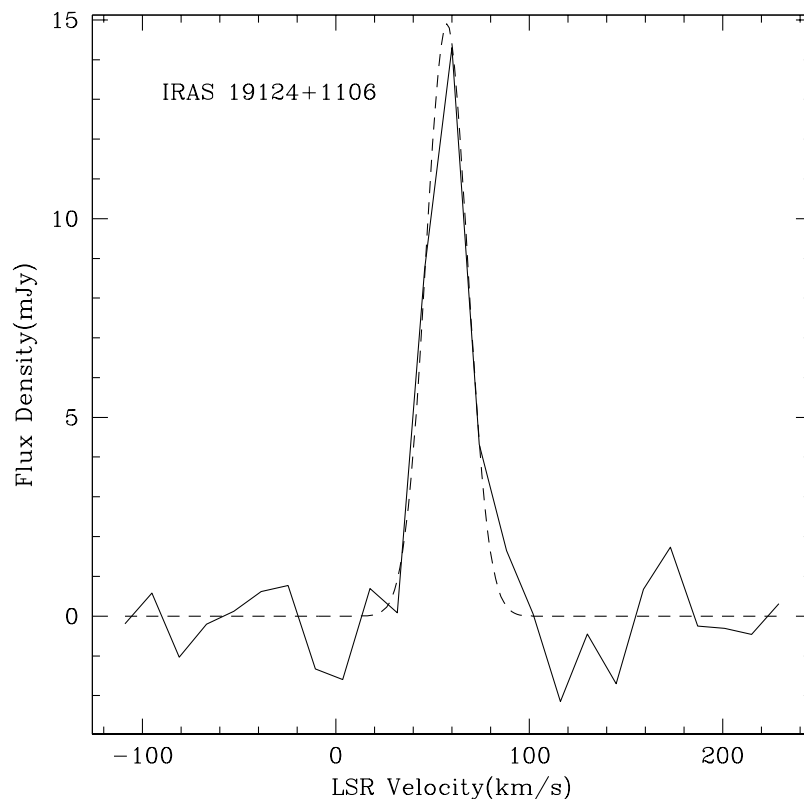


FIG. 6.6 – Spectre de la raie de recombinaison acquis au VLA en configuration D, à 3.6 cm de longueur d’onde, de la source IRAS 19124 + 1106.

6.3 Observation des nuages dans le domaine proche-infrarouge

6.3.1 Observation à 7 μm

Par la suite, nous avons entrepris des observations dans le proche infrarouge, à une longueur d’onde $\lambda = 7 \mu\text{m}$, effectuées par la caméra infrarouge ISOCAM installée sur le satellite ISO. Ces observations ont consisté à prendre des CVF (Circular Variable Filter) sur les nuages Nord et Sud, avec des résolutions de $3'' \times 1.5''$, ainsi qu’un CVF sur la source GRS 1915 + 105, d’une résolution de $6''$. Bien que les observations du nuage Nord et de la source GRS 1915 + 105 n’aient rien donné de particulièrement intéressant, celles du lob Sud ont continué à alimenter la pertinence de la conjecture du choc. En effet, elles ont permis

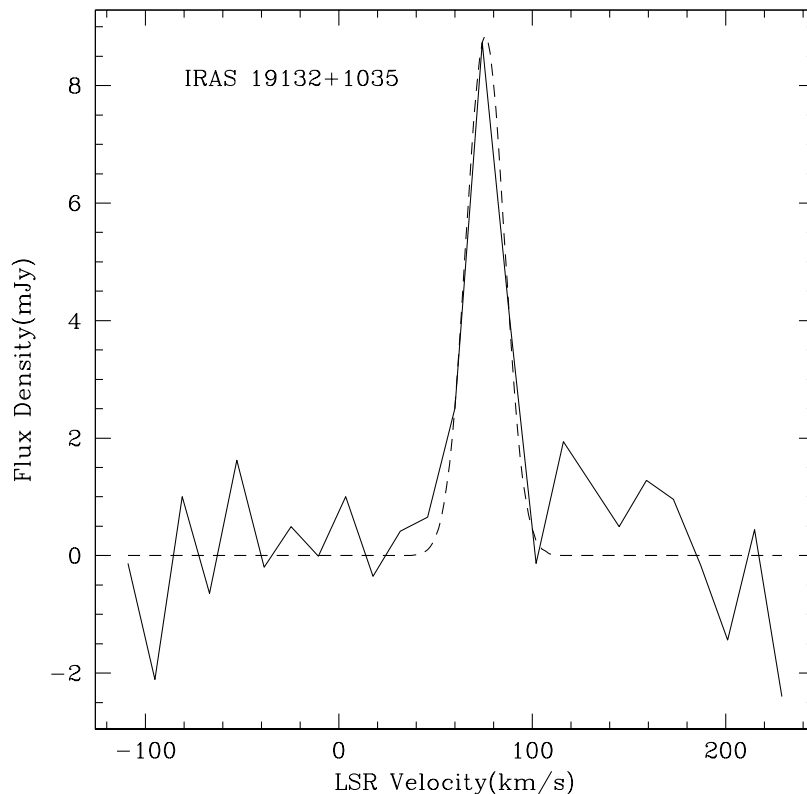


FIG. 6.7 – Spectre de la raie de recombinaison acquis au VLA en configuration D, à 3.6 cm de longueur d’onde, de la source IRAS 19132 + 1035.

de détecter de l’émission non thermique en provenance de poussière chaude, exactement à la position du nuage Sud. De plus, cette émission, montrée en fig. 6.8, présente exactement le profil d’une onde de choc, qui serait créée par un jet relativiste, sous forme de nuage de plasma, en provenance de GRS 1915 + 105, dont un nuage moléculaire subirait l’impact.

6.3.2 Observation dans les filtres J, H et K

Puis nous avons observé les deux nuages de GRS 1915+105 dans le domaine de l’infrarouge proche, plus précisément dans les bandes J et K, donc respectivement à 1.25 μm et 2.2 μm . Ces observations ont été effectuées le 5 avril 1997 avec l’instrument IRAC2 installé sur le télescope de 2.2 m de l’ESO. Les observations indiquent qu’à la position de la source radio, est visible une faible contrepartie du nuage Nord dans l’infrarouge proche, dont les

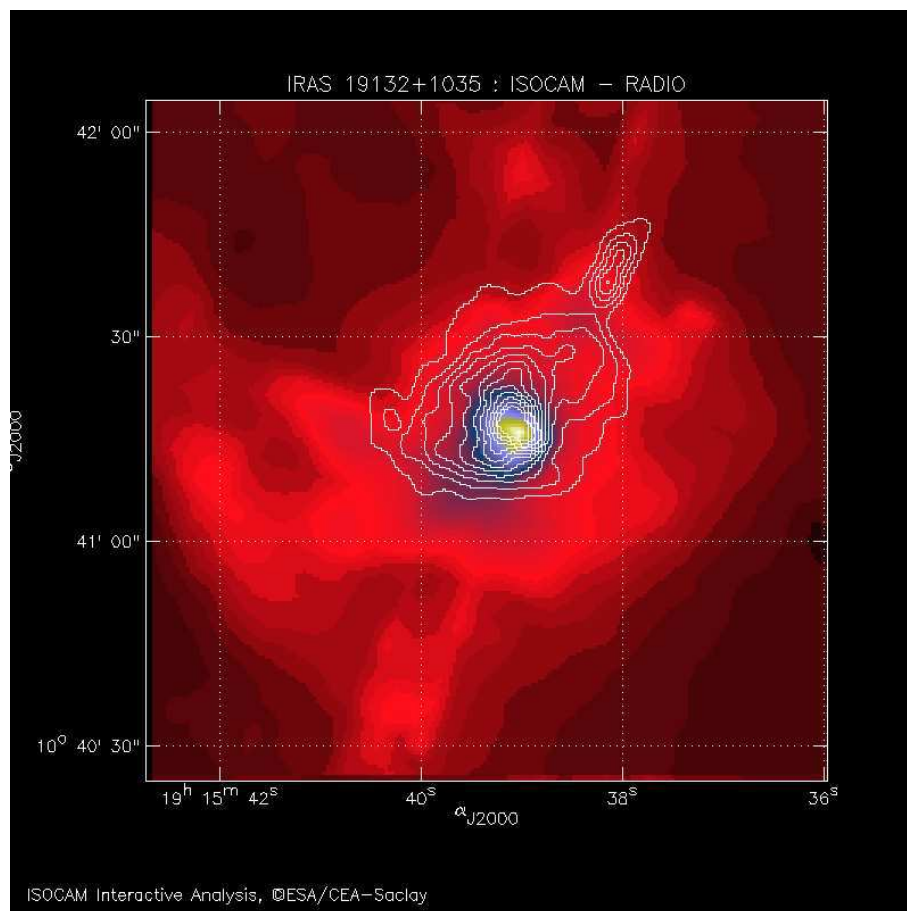


FIG. 6.8 – Carte ISO de la source IRAS 19132 + 1035, à $7 \mu\text{m}$. L'émission à $7 \mu\text{m}$ suit la même direction que l'émission en radio, aux longueurs d'onde centimétriques.

magnitudes sont: $J = 17.9 \pm 0.1$ magnitudes et $K = 12.1 \pm 0.1$ magnitudes. Quant au nuage Sud, nous avons détecté à la position de la source radio une source brillante et étendue, de brillance $J = 17.45 \pm 0.1$ magnitudes et $K = 10.70 \pm 0.1$ magnitudes. Les images dans les filtres J et K du nuage Sud sont montrées respectivement en haut et en bas de la figure 6.9.

6.3.3 Observation en spectroscopie infrarouge

Un spectre du nuage Sud a été pris avec l'instrument CGS 4 installé sur UKIRT. La résolution de l'échelle est $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$. Ce spectre est montré en figure 6.10. Il présente un continuum très rouge, c'est-à-dire très brillant dans la partie des plus grandes longueurs d'onde. Par contre, il ne présente pas d'évidence de continuum étendu, ou d'émission de

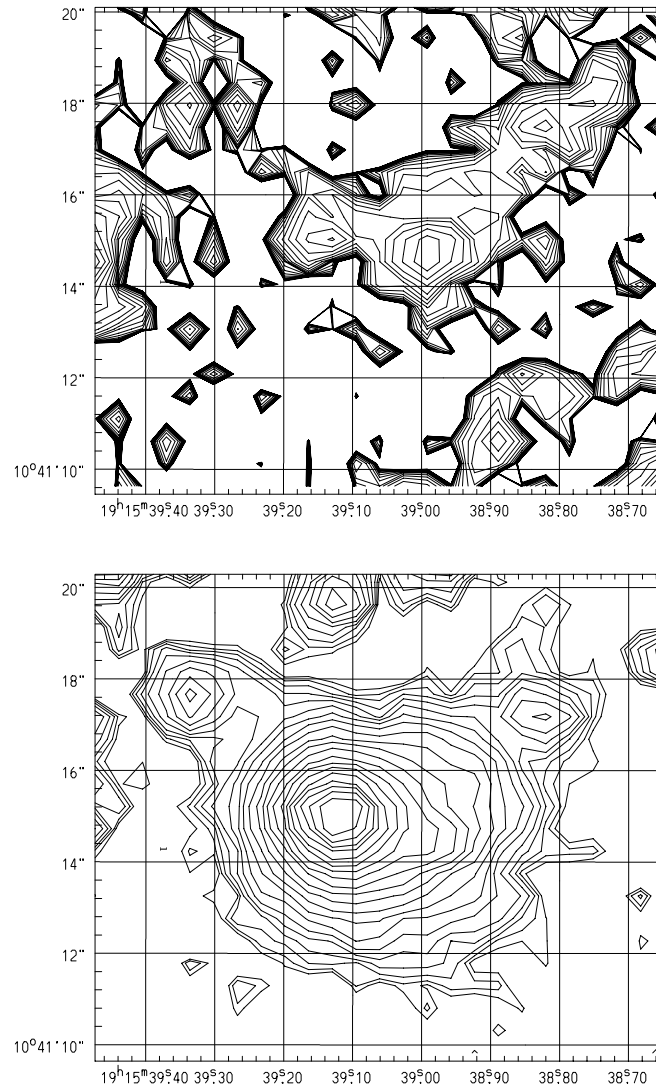


FIG. 6.9 – Images en bande J (en haut) et en bande K (en bas) de la source IRAS 19132 + 1035, acquises avec IRAC2b, sur le 2m20 de l'ESO.

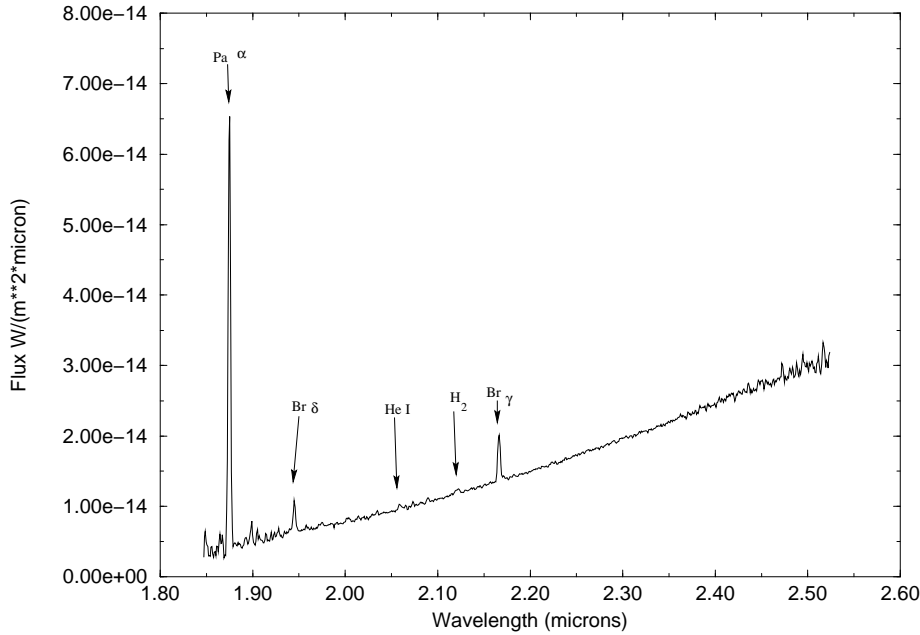


FIG. 6.10 – Spectre en bande *K* acquis sur la source IRAS 19132 + 1035 grâce à l’instrument CGS 4 sur UKIRT. Ce spectre, non corrigé de l’absorption interstellaire, présente un continuum très rouge. Se reporter au texte pour l’identification des raies d’émission.

raie le long de la fente. Sur ce spectre sont très bien visibles tout d’abord trois raies de recombinaison de l’hydrogène atomique: une forte émission Paschen α (la transition 4-3) à 1.8756 μm , puis une raie d’émission Brackett γ (la transition 7-4), à 2.1661 μm , suivies par une raie d’émission Brackett δ (la transition 8-4), à 1.9451 μm .

L’émission Brackett γ semble présenter une aile de grande vitesse, faiblement décalée vers le rouge. Or les raies décalées vers le bleu sont beaucoup plus communes au sein des régions H II, puisqu’on voit habituellement la partie frontale d’un vent s’échappant vers l’extérieur de la région. Il est donc possible que cet objet soit plus loin que GRS 1915+105, et que nous voyions du gaz ionisé repoussé par le jet.

Ensuite sont visibles, mais moins fortes, une émission de l’hydrogène moléculaire H_2 choqué: $H_2 1 - 0 S(1)$, à 2.1218 μm , et une émission d’Hélium atomique $He I (2P - 2S, 1P_0 - 1S)$, à 2.0587 μm . Le flux dans la raie de H_2 est égal à $\sim 1 \times 10^{-17} \text{ W m}^{-2}$. La largeur semble être de $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$.

6.4 Observation des nuages dans le domaine millimétrique

6.4.1 Introduction

Nous avons donc vu dans les parties précédentes que les observations dans les domaines radio centimétrique, infrarouge, et proche infrarouge suggèrent fortement une interaction entre les jets relativistes émis par la source centrale GRS 1915+105, et le nuage moléculaire qui se trouvait là originellement, IRAS 19132+1035. Cependant, pour confirmer que la source émettrice à $\lambda = 7 \mu\text{m}$ est réellement due à une collision, il s'est révélé nécessaire de réaliser une carte du profil en densité de ce nuage moléculaire. Pour ce faire, la molécule CO semble être la mieux appropriée, car elle est un excellent traceur de densité des nuages moléculaires. De surcroît, si cette région se révèle véritablement être celle d'un choc, les conditions d'ionisation et la chimie des molécules doivent quelque peu se différencier de ce qui est observé habituellement dans les nuages moléculaires. Ainsi, nous voulions aussi tenter de détecter, grâce à l'observation de traceurs, des conditions d'ionisation et de chimie qui ne peuvent exister que dans les chocs. Nous devons alors faire appel au domaine des ondes radio millimétriques, et à certaines transitions de molécules bien choisies, comme par exemple les molécules $\text{H}^{13}\text{CO}^+(J = 1 - 0)$, CS ($J = 2 - 1$) et SiO ($J = 2 - 1, v = 0$), qui se révèlent être bien adaptées à cette étude.

En effet, le choc produit lors de la pénétration des nuages éjectés par le microquasar dans le nuage moléculaire initialement présent, doit causer des raies larges en vitesse, et certainement asymétriques, dans un profil donné par un traceur de densité, tel que le ^{12}CO ($J = 2 - 1$). On doit aussi pouvoir détecter des bords étroits dans la distribution de densité de colonne, qui peut être tracée avec le ^{13}CO ($J = 2 - 1$). De plus, l'abondance du $\text{H}^{13}\text{CO}^+(J = 1 - 0)$ étant réhaussée d'un facteur 20 à 40 (Bachiller et Pérez Gutiérrez, 1997), donc modeste, dans les régions de choc, le $\text{H}^{13}\text{CO}^+(J = 1 - 0)$ permet à la fois de tracer la densité dans cette région, et d'autre part de commencer à circonscrire la région du choc (de Noyer et Frerking, 1981), (Green et Dewdney, 1992). Enfin, l'émission du SiO ($J = 2 - 1, v = 0$) a jusqu'à maintenant été détectée uniquement dans les régions choquées de flots bipolaires (Bachiller, 1996), et le facteur d'augmentation de cette molécule, dans les régions choquées, est supérieur à 10^5 (Bachiller et Pérez Gutiérrez, 1997).

Pour étudier ces nuages, nous avons utilisé le radiotélescope de 30 mètres de l'Institut de Radio Astronomie Millimétrique (IRAM), situé sur le Pico Veleta, à 2920 mètres d'altitude, à côté de Granada, au Sud de l'Espagne. Les observations, dont le nombre d'heures total s'élève à environ soixante-dix, ont eu lieu entre le 17 et le 24 avril 1997, puis entre le 29

TAB. 6.1 – Fréquences des transitions et récepteurs utilisés à l'IRAM

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

novembre et le 3 décembre 1997, et enfin entre le 31 décembre 1997 et le 5 janvier 1998.

6.4.2 Molécules et transitions observées

Les molécules et transitions observées, ainsi que leurs fréquences respectives, étaient: $^{12}\text{CO} (J = 2 - 1)$ à $\nu = 230.5$ GHz, $^{13}\text{CO} (J = 2 - 1)$ à $\nu = 220.4$ GHz, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(J = 1 - 0)$ à $\nu = 89.2$ GHz, $\text{SiO} (J = 2 - 1, v = 0)$ à $\nu = 86.8$ GHz, $\text{SiO} (J = 3 - 2, v = 0)$ à $\nu = 130.3$ GHz, $\text{SiO} (J = 5 - 4, v = 0)$ à $\nu = 217.1$ GHz et $\text{CS} (J = 2 - 1)$ à $\nu = 98.0$ GHz. Les fréquences précises de ces transitions, les récepteurs utilisés, les banques de filtres associées, ainsi que la taille des nuages primaires sont donnés dans le tableau 6.1. La banque de filtres b3*, découpée en b31, b32, b33 et b34, présente une basse résolution, de 1 MHz, et comporte 4×256 canaux, pour une largeur totale de bande de 1 GHz; la banque de filtre b20 offre une résolution élevée, de 100 kHz, et comporte 2×128 canaux, pour une largeur totale de bande de 25.3 MHz; l'autocorrélateur b4*, partagé en b41, b42, b43 et b44 offre une résolution s'étalant entre 10 kHz et 1.25 MHz, un nombre de canaux variables et une largeur totale de bande variable, de 20 MHz à 1 GHz.

Le traitement et l'analyse des données millimétriques a été standard, consistant pour chaque spectre en une soustraction d'une ligne de base d'un ordre plus ou moins élevé selon la présence d'ondes dues à l'instrumentation.

6.4.3 Observation du nuage Sud

J'ai effectué les observations du nuage Sud de la façon suivante. Pour les transitions $^{12}\text{CO} (J = 2 - 1)$, $^{13}\text{CO} (J = 2 - 1)$, $\text{H}^{13}\text{CO}^+(J = 1 - 0)$ et $\text{SiO} (J = 2 - 1, v = 0)$, nous

avons pris une série de 23 spectres à des positions espacées les unes des autres de $6''$, sur une distance s'étalant ainsi sur $2'18''$, le long de la ligne joignant GRS 1915 + 105 au nuage Sud et traversant le maximum du continuum centimétrique détecté au VLA. Ce continuum centimétrique est montré dans la figure 6.5, et le maximum dont nous parlons correspond à l'émission radio maximale dans cette figure, en bas et à gauche dans la carte radio. Pour repérer les différentes positions, nous choisissons comme position de référence ce maximum, qui sera donc affectée du décalage en ascension droite de (0;0). Les autres points ont des décalages mesurés par rapport au point (0;0), les deux chiffres représentant les quantités en secondes d'arc.

Le temps d'intégration est de 15 minutes par point, excepté pour le cas du maximum centimétrique, où il est de 45 minutes, celui correspondant à la position (-13.;+20.), où il est de 2 heures 15 minutes et celui correspondant à la position (-10.;15.), où il est de 1 heure 30 minutes. De plus, j'ai pris huit spectres placés de part et d'autre de cette droite, pour comparer les points pris le long du jet avec ceux pris en dehors de ce jet. Pour ce qui est des observations des transitions CS ($J = 2 - 1$), SiO ($J = 3 - 2, v = 0$) et SiO ($J = 5 - 4, v = 0$), la procédure suivie a été de prendre un spectre sur chacun des 15 points espacés de $6''$ chaque, sur une distance s'étalant ainsi sur $1'30''$, le long de la ligne joignant GRS 1915 + 105 au nuage Sud et traversant le maximum du continuum centimétrique détecté au VLA. Le temps d'intégration est de 15 minutes par point, excepté pour celui correspondant au maximum centimétrique, où il est de 30 minutes, et celui correspondant à la position (+10.;-15.), où il est de 7 minutes. Je détaille l'ensemble des résultats dans les paragraphes suivants:

Observation de la transition ^{12}CO ($J = 2 - 1$)

L'ensemble des résultats en ^{12}CO ($J = 2 - 1$) est montré dans le diagramme position-vitesse du haut de la figure 6.11, sur l'intervalle de vitesse de -40 à 125 km s^{-1} . J'ai ensuite fait un agrandissement de 35 à 75 km s^{-1} , montré dans la figure 6.12. Pour mieux apprécier la partie la plus importante, un diagramme position-vitesse illustre les résultats dans l'intervalle de vitesse de 60 à 75 km s^{-1} , dans le haut de la figure 6.13. Le maximum de la grande raie visible est centré sur la vitesse de 67 km s^{-1} . Il est bien visible sur la figure 6.13 que le profil de densité du nuage présente un aspect asymétrique, c'est-à-dire que la pente n'est pas la même entre les faibles et les fortes vitesses, et de plus le maximum ne se situe pas toujours à la même vitesse.

Observation de la transition ^{13}CO ($J = 2 - 1$)

Les observations effectuées dans la transition ^{13}CO ($J = 2 - 1$) sont montrées dans le deuxième diagramme position-vitesse en partant du haut de la figure 6.11, sur l'intervalle de vitesse de -35 à 125 km s^{-1} . Un élargissement permettant de mieux voir l'intervalle de vitesse de 60 à 75 km s^{-1} est montré dans le deuxième diagramme position-vitesse en partant du haut de la figure 6.13.

Observations de la transition H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$)

Les observations effectuées dans la transition H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) sont détaillées dans le deuxième diagramme position-vitesse en partant du bas de la figure 6.11, sur l'intervalle de vitesse de -35 à 125 km s^{-1} . Un élargissement permet de mieux voir le comportement de ce profil sur l'intervalle de vitesse de 60 à 75 km s^{-1} , sur le deuxième diagramme position-vitesse en partant du bas de la figure 6.13.

Observation de la transition CS ($J = 2 - 1$)

Les observations de la transition CS ($J = 2 - 1$) sont illustrées dans le diagramme position-vitesse du bas de la figure 6.11, sur l'intervalle de vitesse de -35 à 125 km s^{-1} . Un élargissement permet de mieux voir le comportement de ce profil sur l'intervalle de vitesse de 60 à 75 km s^{-1} , sur le diagramme position-vitesse de la figure 6.13. Il est intéressant de voir que le profil de cette transition, qui permet de tracer des nuages de plus haute densité que la transition H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$), présente un maximum décalé vers les ascensions droites décroissantes par rapport au profil des autres transitions, et particulièrement de ^{12}CO ($J = 2 - 1$) et ^{13}CO ($J = 2 - 1$). Le maximum de H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) est à une position intermédiaire entre ces deux dernières transitions et celle de CS ($J = 2 - 1$). Ceci implique donc que, bien que le nuage présente un profil dont le maximum est vers le Sud-Est, les molécules permettant de tracer les hautes densités, comme H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$), et particulièrement les molécules traçant les chocs, comme CS ($J = 2 - 1$), montrent que les hautes densités et les chocs sont eux vers le Nord-Ouest, c'est-à-dire correspondent à l'endroit du second maximum détecté dans le continuum centimétrique au VLA.

Ainsi, *un choc semble se trouver à l'endroit du jet non thermique pointant vers la source GRS 1915+105*. Cependant, ce fait peut être expliqué de deux façons: soit ce choc provient d'éjections de GRS 1915+105, soit il se trouve à l'intérieur même de ce nuage Sud un objet qui éjecte un flux de matière, détecté comme une source non thermique à partir de nos observations au VLA.

Observation de la transition SiO ($J = 2 - 1, v = 0$)

Les observations de la transition SiO ($J = 2 - 1, v = 0$) ne permettent de détecter à peu près clairement du SiO ($J = 2 - 1, v = 0$) qu'à la position $\alpha = -10''$ et $\delta = +14''$ par rapport à la position du maximum en continuum détecté au VLA, comme le montre le spectre de la figure 6.14. Cette raie de SiO ($J = 2 - 1, v = 0$) est localisée à $67.625 \pm 0.54 \text{ km s}^{-1}$, présente une largeur de $4.404 \pm 1.18 \text{ kms}$, et une intensité de $T_A^* = 2.939E - 02 \text{ K}$, ce qui lui confère une intensité intégrée de $0.138 \pm 0.03 \text{ K km s}^{-1}$. Comparé à un RMS des résidus à $7.41E - 03 \text{ K}$, cette raie est donc détectée à 4σ . Bien que cette détection demande donc encore à être clairement confirmée, ceci semble indiquer que du SiO ($J = 2 - 1, v = 0$) existe, mais qu'il est très localisé.

C'est donc un nouvel argument en faveur de l'hypothèse du choc. Cependant le fait que cette raie soit si étroite reste encore difficile à expliquer: nous nous attendrions plutôt à des vitesses assez grandes pour un choc important. Une explication possible est que ce choc est de faible vitesse, ce qui suggère encore une fois une éjection de matière provenant du nuage Sud lui-même.

Observation de la transition SiO ($J = 3 - 2, v = 0$)

Les observations de la transition SiO ($J = 3 - 2, v = 0$) ne permettent pas de détecter clairement de SiO ($J = 3 - 2, v = 0$). J'ai sommé plusieurs spectres correspondant à différentes positions, et la détection la plus claire que j'aie pu mettre en évidence était celle obtenue en sommant les spectres compris entre les positions (0;0) et (-17;25) par rapport à la position du maximum en continuum détecté au VLA. Ce spectre intégré est montré en figure 6.15. Cette raie de SiO ($J = 3 - 2, v = 0$) est localisée à $67.347 \pm 0.14 \text{ km s}^{-1}$, présente une largeur de $0.987 \pm 0.27 \text{ kms}$, et une intensité de $T_A^* = 4.435E - 02 \text{ K}$, ce qui lui confère une intensité intégrée de $4.660 \times 10^{-2} \pm 0.01 \text{ K km s}^{-1}$. Comparé à un RMS des résidus de la base à $1.50 \times 10^{-2} \text{ K}$, cette raie est donc détectée à 3σ . Cette détection est donc encore grandement hypothétique.

Cependant ceci semble indiquer que si du SiO ($J = 3 - 2, v = 0$) existe réellement, alors il est très localisé, dans la partie détectée comme une source non thermique, ressemblant à un jet et pointant vers la source GRS 1915 + 105. Encore une fois, *ceci peut être un nouvel argument en faveur de l'hypothèse du choc*, si cette détection de SiO ($J = 3 - 2, v = 0$) est clairement confirmée, ce qui doit pouvoir être acquis en intégrant plus longtemps sur ces positions. Mais de nouveau, ce choc est de faible vitesse, et doit provenir de l'intérieur du nuage Sud.

Observation de la transition SiO ($J = 5 - 4, v = 0$)

Les observations de la transition SiO ($J = 5 - 4, v = 0$) ne nous ont pas permis de détecter clairement du SiO ($J = 5 - 4, v = 0$), que ce soit de façon localisée en un point, ou en sommant les spectres sur plusieurs points. Peut-être que le temps d'intégration choisi, de ~ 15 minutes par point, était trop court et nécessiterait d'être accru lors de prochaines observations. Mais de toutes façons, s'il existe, il doit être très faible.

Conclusions des observations du nuage Sud

L'apport principal des observations du nuage Sud est illustré dans la figure 6.13. En effet, lorsque nous examinons la position du maximum de chacune des transitions, à partir du ^{12}CO ($J = 2 - 1$) jusqu'au CS ($J = 2 - 1$), c'est-à-dire des transitions qui tracent de faibles densités de gaz moléculaire jusqu'à celles qui tracent les plus hautes densités de gaz moléculaire, il est bien visible que les maxima se déplacent vers les ascensions droites décroissantes, donc vers le nord-ouest, c'est-à-dire vers l'endroit où est situé le jet non-thermique. Ainsi, en traçant les densités de plus en plus élevées, on se dirige vers l'endroit où semble se situer un front d'onde, qui serait créé par un choc, en provenance du nord-ouest, et donc dans la direction de GRS 1915 + 105.

Comme la vitesse de GRS 1915 + 105 par rapport au référentiel local de repos est de 43 km s^{-1} et que celle du nuage Sud est de 65 km s^{-1} , il est probable que la vitesse du choc soit de $\sim 22 \text{ km s}^{-1}$. Cependant, d'après le spectre pris avec UKIRT, cette vitesse aurait une valeur bien supérieure, de l'ordre de 500 km s^{-1} . Ainsi, les observations millimétriques du nuage Sud montrent qu'il existe un choc dans cette région, mais de très faible vitesse. Ce choc serait donc plutôt créé par une éjection de matière provenant de l'intérieur du nuage Sud. Il est possible que ce soit un objet du type des Herbig-Haro, qui envoie de la matière vers l'extérieur du nuage.

Ainsi, soit cet objet n'a pas de lien avec GRS 1915 + 105, soit des éjections massives ont en quelque sorte "allumé" ce nuage, et la seule manifestation visible aujourd'hui est le jet qui en émane. Ce jet peut provenir d'un objet du type "Herbig-Haro", produit ou non par des éjections massives de GRS 1915 + 105.

6.4.4 Observation du nuage Nord

Les observations du nuage Nord ont été effectuées de la façon suivante. Pour les observations des transitions ^{12}CO ($J = 2 - 1$), ^{13}CO ($J = 2 - 1$), H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) et SiO ($J = 2 - 1, v = 0$), nous avons acquis 24 spectres le long de la ligne joignant

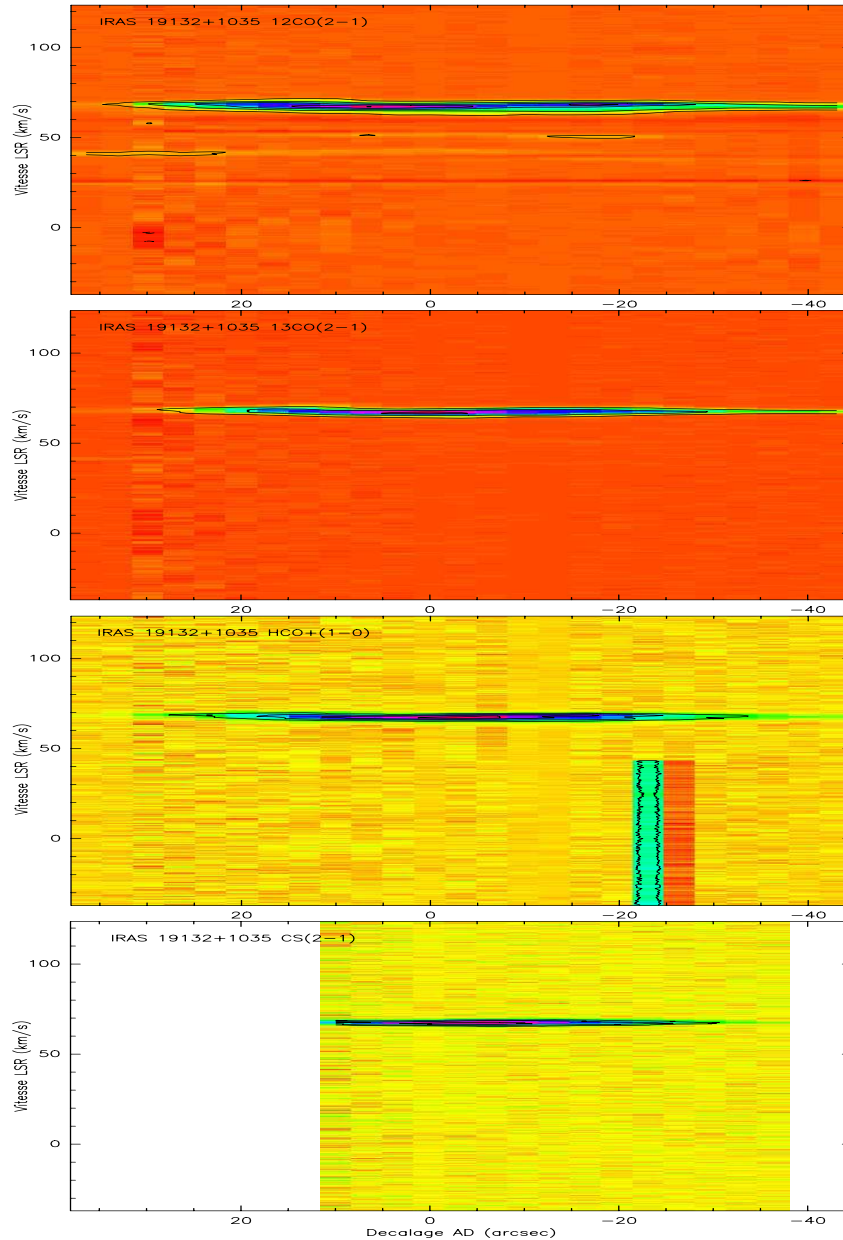


FIG. 6.11 – Observations du nuage sud, IRAS 19132+1035, sur un intervalle de distance de -45 à $40''$ du maximum du continuum centimétrique du VLA, et sur un intervalle de vitesse de -35 à 125 km s^{-1} . Les transitions sont du haut en bas de la figure, ^{12}CO ($J = 2 - 1$), ^{13}CO ($J = 2 - 1$), H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) et CS ($J = 2 - 1$). Les contours représentés en noir sont les iso-températures d’antenne. Pour le ^{12}CO ($J = 2 - 1$), les valeurs sont $T_A^* = -1, 1, 5, 10, 15$ et 20 K ; pour le ^{13}CO ($J = 2 - 1$) elles sont $T_A^* = -1, 1, 5$ et 10 K ; pour le H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) elles sont $T_A^* = -1, 0.5, 1, 1.5, 2 \text{ K}$; enfin pour le CS ($J = 2 - 1$) elles sont $T_A^* = -1, 0.5, 1$ et 2 K .

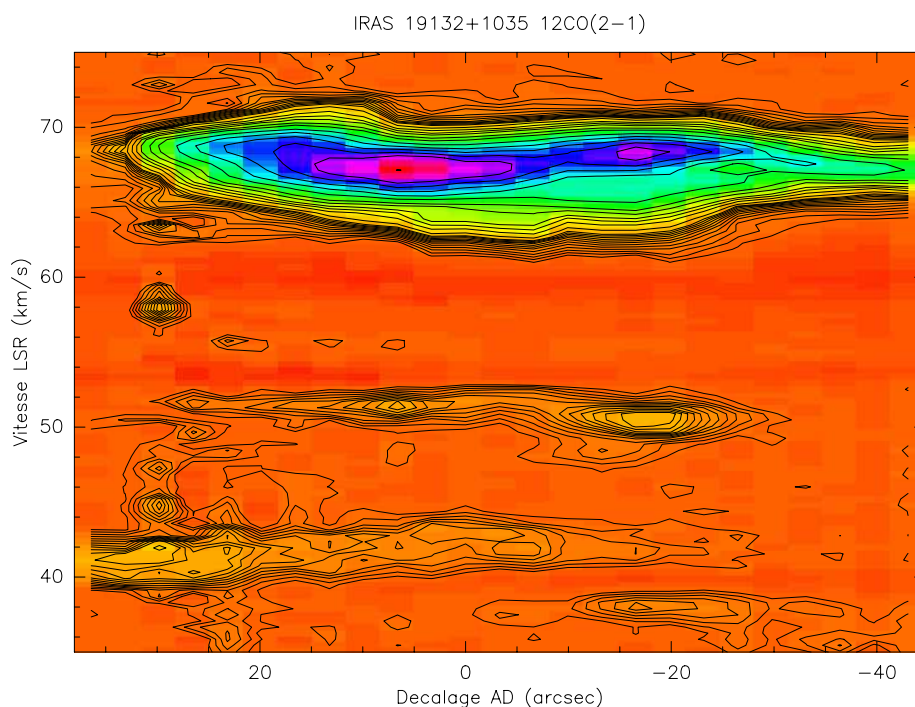


FIG. 6.12 – Observations du nuage sud, IRAS 19132+1035, sur un intervalle de distance de -45 à $40''$ du maximum du continuum centimétrique du VLA, et sur un intervalle de vitesse de 35 à 75 km s^{-1} , dans la transition ^{12}CO ($J = 2 - 1$). Les contours représentés en noir sont les iso-températures d’antenne, dont les valeurs sont $T_A^* = -1$, de 0.1 à 1.2 chaque 0.1 , 1.5 , 2.0 , 2.5 , 3 , 4 , 5 , 7 , 9 , 11 , 13 , 15 et 20 K ; pour le ^{13}CO ($J = 2 - 1$) elles sont $T_A^* = -1$, 1 , 5 et 10 K ; pour le H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) elles sont $T_A^* = -1$, 0.5 , 1 , 1.5 , 2 K ; enfin pour le CS ($J = 2 - 1$) elles sont $T_A^* = -1$, 0.5 , 1 et 2 K .

GRS 1915 + 105 au nuage Nord, avec des intervalles de $6''$ entre chaque spectre, donc sur une distance de $2'20''$. Le temps d’intégration de chaque spectre est de cinq minutes, excepté pour la position $(0,0)$, où il est de 10 minutes. De façon similaire à celle suivie pour le nuage Sud, la position de référence notée $(0,0)$ correspond au maximum du continuum centimétrique détecté au VLA, visible sur la figure 6.4. Pour les observations des transitions CS ($J = 2 - 1$), SiO ($J = 3 - 2, v = 0$) et SiO ($J = 5 - 4, v = 0$), uniquement la position $(0,0)$ a été observée, avec un temps d’intégration de 15 minutes.

Observation de la transition ^{12}CO ($J = 2 - 1$)

L’ensemble des observations de la transition ^{12}CO ($J = 2 - 1$) est rapporté dans le diagramme position-vitesse en haut et à gauche de la figure 6.16. L’intervalle de vitesse est

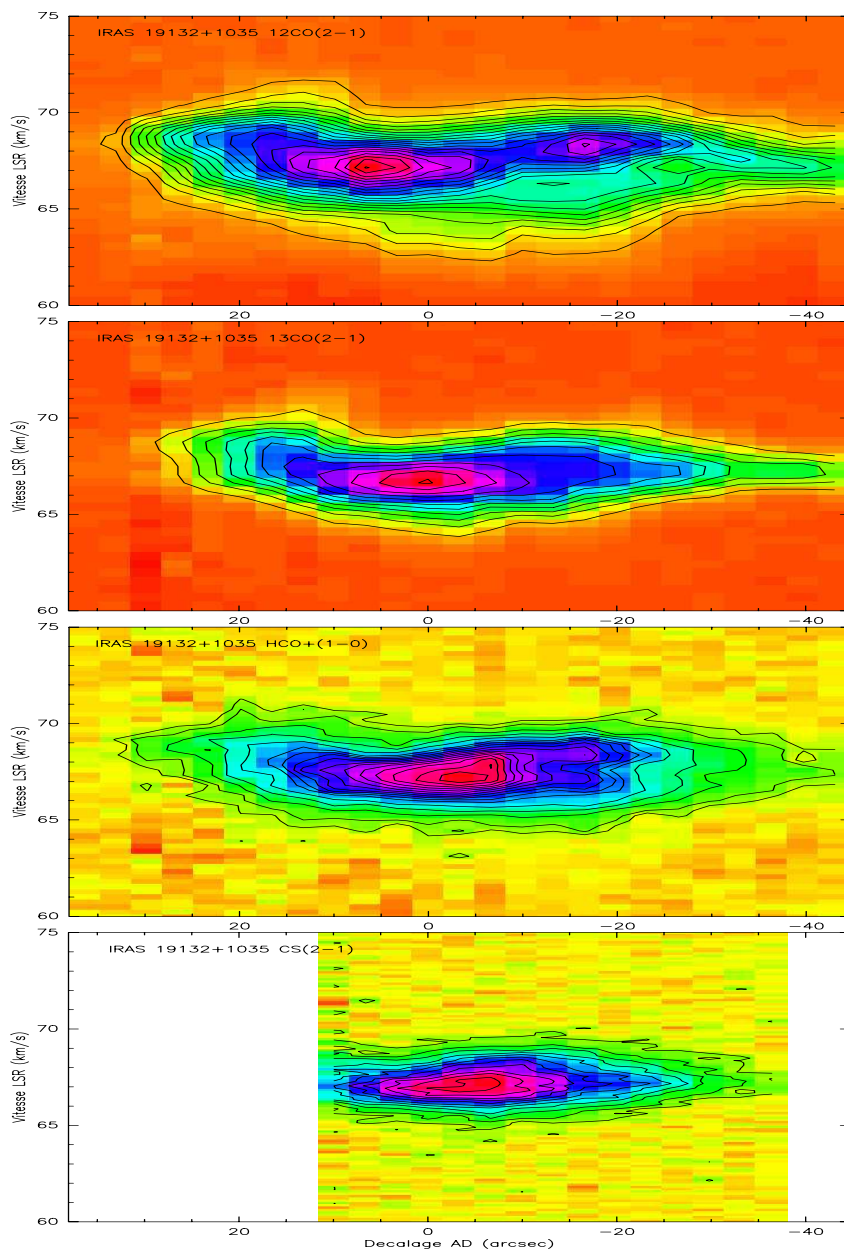


FIG. 6.13 – Observations du nuage sud, IRAS 19132+1035, sur un intervalle de distance de -45 à $40''$ du maximum du continuum centimétrique du VLA, et sur un intervalle de vitesse de 60 à 75 km s^{-1} . Les transitions sont, du haut en bas de la figure, ^{12}CO ($J = 2 - 1$), ^{13}CO ($J = 2 - 1$), H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) et CS ($J = 2 - 1$). Les contours représentés en noir sont les iso-températures d'antenne. Pour le ^{12}CO ($J = 2 - 1$), les valeurs sont $T_A^* = -1$, et de 1 à 20K , séparés par un intervalle de 1K ; pour le ^{13}CO ($J = 2 - 1$) elles sont $T_A^* = -1$, et de 1 à 11K , séparées par un intervalle de 1K ; pour le H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) elles sont $T_A^* = -1$, et de 0.2 à 2.1K , séparés par un intervalle de 0.1K ; enfin pour le CS ($J = 2 - 1$) elles sont $T_A^* = -1$, et de 0.2 à 2.2K , séparés par un intervalle de 0.2K .

85; 4 IRAS SE SIO(V0) IRAM-30M-B41 -9.900 +14.900 Eq 4757

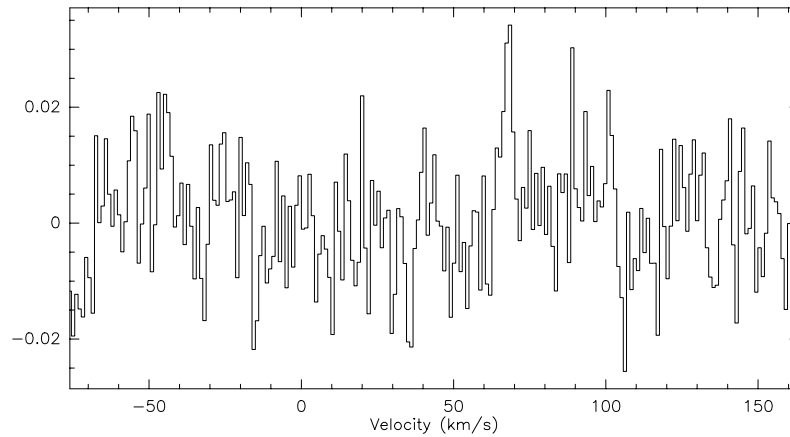


FIG. 6.14 – Spectre pris sur le nuage sud, IRAS 19132+1035, SiO ($J = 2 - 1, v = 0$), à la position $\alpha = -10''$ et $\delta = +14''$ par rapport à la position du maximum en continuum détecté au VLA. La raie de SiO ($J = 2 - 1, v = 0$), détectée à 4σ , est visible à la position correspondant à $67.625 \pm 0.54 \text{ km s}^{-1}$, elle présente une largeur de $4.404 \pm 1.18 \text{ kms}$. Cette raie n'a été clairement détectée que sur une position, ce qui semble montrer qu'elle est très localisée. Donc, s'il y a réellement un choc, c'est à cette position que les effets engrangés sont les plus forts.

de -50 à 135 km s^{-1} , et l'intervalle de distance s'étend de -25 à $+25''$ de part et d'autre de la position du maximum du continuum centimétrique. La raie la plus importante est centrée à $53.95 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$, avec une largeur de $4.05 \pm 0.09 \text{ km s}^{-1}$, une intensité de 12.9 K , et une surface de $55.5 \pm 0.09 \text{ K km s}^{-1}$. Juste à côté, à $59.5 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$, se trouve une autre raie, d'une largeur de $3.9 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$, d'une intensité de 3.11 K et d'une surface de $12.8 \pm 0.6 \text{ K km s}^{-1}$. Les caractéristiques de ces deux raies ont été prises sur les spectres correspondant à la position (0;0). L'évolution détaillée de ces deux raies est montrée avec un élargissement de l'échelle des vitesses de 45 à 70 km s^{-1} , dans le diagramme position-vitesse en haut et à droite de la figure 6.16.

Une troisième raie est visible, plus spécialement dans la partie Nord de ce nuage, à la position de $6.06 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$, d'une largeur de $3.849 \pm 0.40 \text{ km s}^{-1}$, d'une intensité de 3.27 K , et d'une surface de $13.4 \pm 1.3 \text{ K km s}^{-1}$ sur le spectre correspondant aux décalages $[-16; +38.9]$. Vu sa vitesse très différente, cette raie correspond à une position très différente

888; 5 IRAS SE SIO(3-2)(V0) IRAM-30M-B42 -16.500 +24.800 Eq 5147

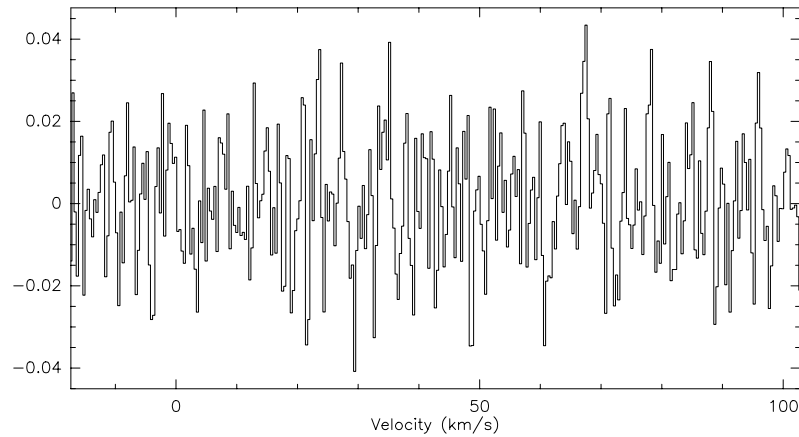


FIG. 6.15 – Spectre pris sur le nuage sud, IRAS 19132+1035, SiO ($J = 3 - 2, v = 0$). Ce spectre est la somme de tous les spectres compris entre les positions (0;0) et (-17;25) par rapport à la position du maximum en continuum détecté au VLA. La raie de SiO ($J = 3 - 2, v = 0$), détectée à 3σ , est localisée à $67.347 \pm 0.14 \text{ km s}^{-1}$, présente une largeur de $0.987 \pm 0.27 \text{ kms}$, et une intensité de $T_A^* = 4.435E - 02 \text{ K}$, ce qui lui confère une intensité intégrée de $4,660 \times 10^{-2} \pm 0.01 \text{ K km s}^{-1}$. Cette détection reste à être confirmée, cependant elle indique que s'il existe réellement du SiO ($J = 3 - 2, v = 0$), il se trouve dans la partie du jet non-thermique, là où nous nous attendons à déceler un choc. Mais peut-être que ceci indique que le choc provient du nuage lui-même.

dans la Galaxie.

Observation de la transition ^{13}CO ($J = 2 - 1$)

L'ensemble des observations de la transition ^{13}CO ($J = 2 - 1$) est détaillé dans le diagramme position-vitesse au milieu et à gauche de la figure 6.16. L'intervalle de vitesse est de -50 à 135 km s^{-1} , et l'intervalle de distance s'étend de -25 à $+25''$ de part et d'autre de la position du maximum du continuum centimétrique. La raie la plus importante est à la position $55.10 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$, avec une largeur de $3.88 \pm 0.10 \text{ km s}^{-1}$, une intensité de 7.32 K , et une surface de $30.3 \pm 0.60 \text{ K km s}^{-1}$. L'évolution détaillée de cette raie est illustrée avec un élargissement de l'échelle des vitesses de 45 à 70 km s^{-1} , dans le diagramme position-vitesse au milieu et à droite de la figure 6.16.

Observation de la transition $\text{H}^{13}\text{CO}^+(\mathbf{J} = 1 - 0)$

L'ensemble des observations de la transition $\text{H}^{13}\text{CO}^+(\mathbf{J} = 1 - 0)$ est montré dans le diagramme position-vitesse en bas et à gauche de la figure 6.16. L'intervalle de vitesse est de -50 à 135 km s^{-1} , et l'intervalle de distance s'étend de -25 à $+25''$ de part et d'autre de la position du maximum du continuum centimétrique. L'évolution détaillée est montrée avec un élargissement de l'échelle des vitesses de 45 à 70 km s^{-1} , dans le diagramme position-vitesse en bas et à droite de la figure 6.16.

Observation de la transition CS ($\mathbf{J} = 2 - 1$)

Les observations de la transition CS ($\mathbf{J} = 2 - 1$) ont consisté uniquement en l'acquisition d'un spectre dans la direction du maximum centimétrique, donc à la position $(0,0)$. Ce spectre est montré dans la figure 6.17. Il apparaît, clairement visible, une raie centrée à la position $56.169 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$, de largeur $3.039 \pm 0.07 \text{ km s}^{-1}$, d'intensité 0.937 K et d'aire intégrée $3.03 \pm 0.06 \text{ K km s}^{-1}$. Les résidus ayant une intensité de $6.24 \times 10^{-2} \text{ K km s}^{-1}$, cette raie est détectée à 15σ . Juste à côté se trouve une autre raie, à la position de $59.913 \pm 0.11 \text{ km s}^{-1}$, de largeur $1.589 \pm 0.22 \text{ km s}^{-1}$, d'intensité 0.298 K et d'aire intégrée $0.504 \pm 0.07 \text{ K km s}^{-1}$. Les résidus ayant une intensité de $5.24 \times 10^{-2} \text{ K}$, cette raie est détectée à 5.7σ .

Observation des transitions SiO ($\mathbf{J} = 3 - 2, v = 0$) et SiO ($\mathbf{J} = 5 - 4, v = 0$)

Malgré plusieurs acquisitions, aucune détection n'a été constatée dans ces deux transitions, jusqu'à une intensité de 0.05 K .

6.5 Discussion et conclusions

6.5.1 Interprétation des observations

Ces nuages qui ont ainsi été détectés localisés symétriquement de part et d'autre de GRS 1915 + 105 pourraient donc être le résultat d'un choc entre de gros nuages éjectés par GRS 1915 + 105, et de la matière interstellaire. Ces nuages seraient alors symétriques par rapport à GRS 1915 + 105, car les éjections de matière par GRS 1915 + 105 ont dû avoir lieu simultanément. Comme le système formé par GRS 1915 + 105 et ses deux nuages est originellement isolé, il semble tout à fait normal que les trois parties restent alignées, même si GRS 1915 + 105 possède un mouvement propre, puisque les nuages éjectés de

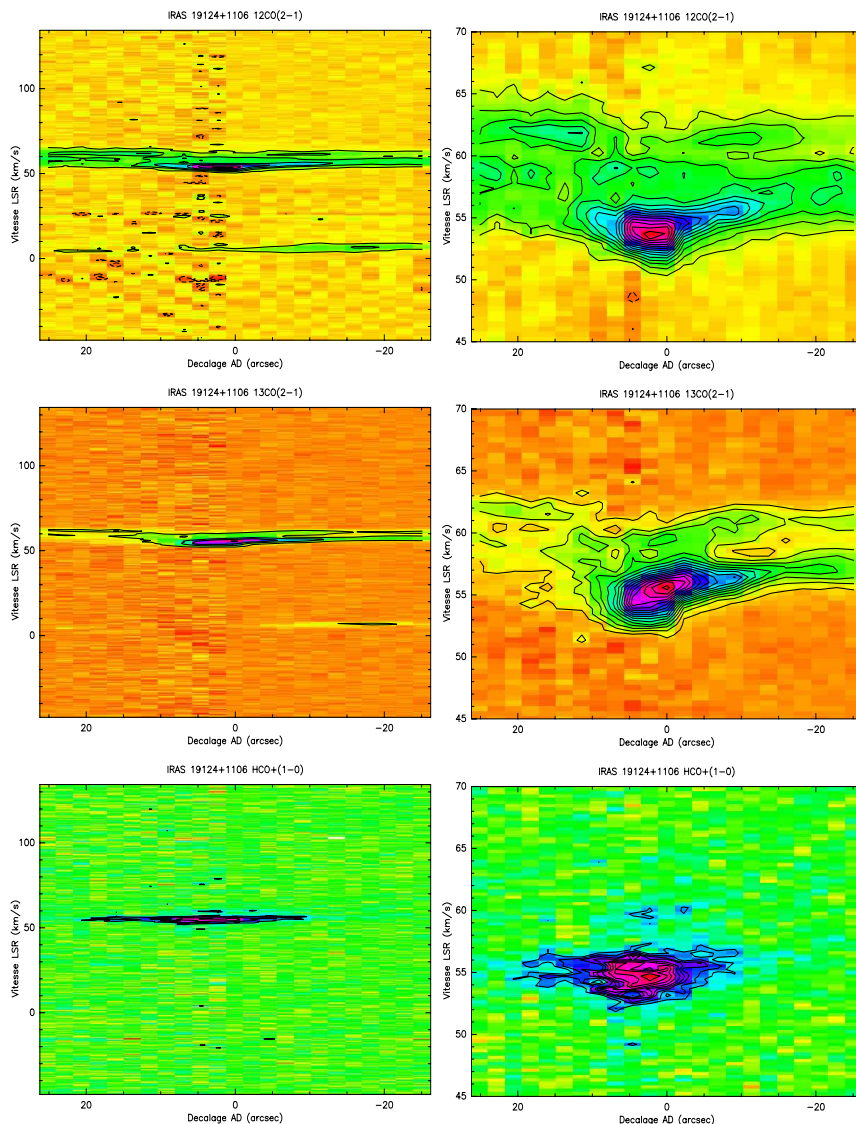


FIG. 6.16 – Observations du nuage nord, IRAS 19124+1106, sur un intervalle de distance de -25 à $+25''$ du maximum du continuum centimétrique du VLA. L'intervalle de vitesse est de -50 à 135 km s^{-1} pour la partie gauche de la figure, et de 45 à 70 km s^{-1} pour la partie droite. Les transitions sont du haut en bas de la figure ^{12}CO ($J = 2 - 1$), ^{13}CO ($J = 2 - 1$) et H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$). Les contours représentés en noir sont les iso-températures d'antenne. Pour le ^{12}CO ($J = 2 - 1$), les valeurs sont à gauche $T_A^* = -1 \ 1 \ 3 \ 5 \ 8 \ 12 \ 14 \ \text{K}$ et à droite $T_A^* = -1$, et de 1 à $14 \ \text{K}$, séparés par un intervalle de $1 \ \text{K}$; pour le ^{13}CO ($J = 2 - 1$) elles sont à gauche $T_A^* = -1 \ 1 \ 3 \ 5 \ 8$ et à droite $T_A^* = -1$ et de 0.5 à $8 \ \text{K}$, séparés par un intervalle de $0.5 \ \text{K}$; enfin pour le H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) elles sont à gauche $T_A^* = -1 \ 0.3 \ 0.5 \ 0.7 \ \text{K}$ et à droite $T_A^* = -1 \ 0.3 \ 0.4$ et de 0.5 à $0.8 \ \text{K}$, séparés par un intervalle de $0.05 \ \text{K}$.

993; 3 IRAS NW CS(2-1) IRAM-30M-B41 0.0 0.0 Eq 5174

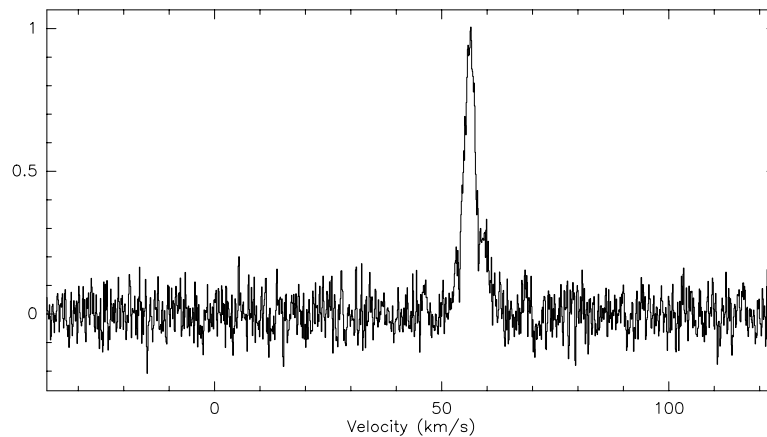


FIG. 6.17 – Nuage nord, IRAS 19124+1106, CS ($J = 2 - 1$), b_41 , Spectre pris à la position (0,0).

GRS 1915 + 105 conservent cette composante de vitesse due au mouvement propre de GRS 1915 + 105. Chaque nuage étant espacé de GRS 1915 + 105 d’une distance de ~ 60 pc –si les nuages sont réellement à la même distance que GRS 1915 + 105–, et en supposant approximativement que la vitesse du gros nuage éjecté par GRS 1915 + 105 est de $0.92c$ tout le long du trajet (comme c’est le cas pour les grandes éjections déjà observées sur GRS 1915 + 105, (Mirabel et Rodríguez, 1994)), cela signifie que le nuage aurait voyagé pendant ~ 220 ans.

Toutefois, il semblerait assez étonnant que de la matière en provenance d’une source puisse voyager aussi loin, à cause de la matière interstellaire: il se trouve certainement sur le trajet des nuages de la matière qui doit les décélérer. Ainsi, pour voyager jusqu’à ~ 60 pc, il faudrait que le milieu interstellaire autour de GRS 1915 + 105 présente certaines conditions spéciales. Les nuages de plasma, observés juste après leur éjection par GRS 1915 + 105, présentent un mouvement balistique indiquant que la densité du milieu à travers lequel ils se déplacent, jusqu’à des distances de quelques mois-lumière, doit être très faible, car sinon une décélération de ces nuages aurait été observée. Mais tout de même, ces nuages éjectés ne pourraient pas s’éloigner de $17'$ (c’est-à-dire 60 pc) de la source, sans qu’il n’ existe une cavité de grande échelle autour de GRS 1915 + 105. En supposant que les nuages relativistes présentent des masses inférieures à 2×10^{25} g, à partir de la conservation du

moment linéaire on peut déduire une limite supérieure de la densité interstellaire, de $0.05 \text{ protons cm}^{-3}$. Ainsi, si le choc visible dans le nuage Sud était réellement dû à un nuage éjecté par GRS 1915 + 105, cela signifierait que GRS 1915 + 105 serait situé à l'intérieur d'une cavité. C'est d'ailleurs le cas de SS 433, qui est situé au centre du reste de supernova W 50, dont je montre la carte que j'ai obtenue dans le domaine des longueurs d'onde millimétriques, à l'IRAM, dans la figure 6.20 du paragraphe 6.5.3.

6.5.2 Le premier objet Herbig-Haro relativiste?

Supposons maintenant que nous avons réellement affaire à un choc entre un gros nuage éjecté par GRS 1915 + 105, et de la matière interstellaire. Il est alors tentant d'effectuer un rapprochement avec les objets de Herbig-Haro (dénommés HH, (Bachiller, 1996)). En effet, ces objets, des systèmes protostellaires, émettent des nuages de matière, à des vitesses plus ou moins grandes s'échelonnant de quelques unités à une centaine de kilomètres par seconde. Ces jets sont plus ou moins focalisés, selon la vitesse du flot. Plus la matière constituant ces nuages se déplace rapidement, et plus le jet sera collimaté. Le facteur de collimation étant défini comme le rapport entre la longueur du flot et sa largeur, il s'échelonne de 2 à 5 pour les jets standard de haute vitesse, jusqu'à atteindre des valeurs supérieures à 10 pour les jets d'extrêmement haute vitesse. Ces nuages sont ensuite freinés par de la matière interstellaire, ce freinage étant visible sous la forme d'une onde de choc. Or, sachant que lors des grandes éruptions de cette source, les nuages éjectés sont accélérés jusqu'à atteindre des vitesses relativistes, GRS 1915 + 105 serait alors le premier objet Herbig-Haro relativiste, et nous pourrions dès lors le nommer *HHR 1*. De plus, les vitesses relativistes devraient alors produire un jet très collimaté, lui permettant de subsister à de très grandes distances de la source centrale.

En effet, nous avons vu précédemment, dans la figure 6.5, que le profil de l'émission continu à 20 cm de longueur d'onde ressemblait fortement à un jet collimaté du type des objets Herbig-Haro. La structure est effectivement très similaire à certains objets Herbig-Haro, par exemple ceux que le télescope spatial Hubble a observé en optique, qui sont montrés dans la figure 6.18. Le facteur de collimation dans le cas du nuage Sud, en se référant à la cartographie à haute résolution du VLA (fig. 6.5), serait alors de $f_{coll} = \frac{\text{longueur}_{jet}}{\text{largeur}_{jet}} = \frac{15'}{7''} \sim 120$.



FIG. 6.18 – Ici sont représentés deux exemples d'objets Herbig-Haro, observés par le télescope spatial Hubble. En haut: deux jets (HH1 et HH2, situés à 1500 années-lumière du Soleil, dans la constellation d'Orion) sont éjectés par une étoile jeune. Les jets s'étendent sur plus d'une année-lumière de distance, de chaque côté de l'étoile, invisible à cause d'un nuage de poussière. Les nuages de gaz visibles de part et d'autre sont les endroits où la matière éjectée par l'étoile en formation est entrée en collision avec le gaz interstellaire. En bas: Cet objet, dénommé HH47, ne représente qu'un seul jet émanant de l'étoile en formation. L'étoile elle-même, ainsi que la deuxième partie du jet, sont cachées par un nuage de poussière.

6.5.3 Comparaison avec SS 433

Pour comparer les résultats obtenus en observant GRS 1915 + 105 avec un choc dont les caractéristiques sont beaucoup mieux connues, nous avons aussi observé ce qui se passe à l'endroit du reste de supernova entourant SS 433. Pour ce faire, nous avons examiné une région autour de SS 433, située à l'intersection entre le reste de supernova l'entourant, et un nuage moléculaire très proche. Cette région est indiquée par un trait dans la figure 6.19, qui est la cartographie de la région de SS 433 effectuée au VLA (Dubner *et al.*, 1998). C'est à cet endroit qu'il y a le plus de chance d'observer un choc entre le jet de plasma émanant de la source centrale, et le reste de supernova. J'ai réalisé les observations des transitions ^{12}CO ($J = 2 - 1$), ^{13}CO ($J = 2 - 1$), H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) et SiO ($J = 2 - 1, v = 0$) de la façon suivante: 34 spectres espacés de $24''$ chacun ont été acquis le long d'un segment de déclinaison constante et égale à $\delta = 05^\circ 00' 00''$, et pour des ascensions droites allant de $\alpha = 19^h 05^m 27^s$ à $\alpha = 19^h 06^m 24^s$, donc sur une distance égale à $13'$. Ainsi, avec un temps d'intégration de cinq minutes pour chaque point, excepté sur le point (0,0), où il est de dix minutes.

Les résultats des observations des transitions ^{12}CO ($J = 2 - 1$), ^{13}CO ($J = 2 - 1$) et H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) sont présentés dans la figure 6.20. La transition ^{12}CO ($J = 2 - 1$) est montrée dans le haut de la figure, celle de ^{13}CO ($J = 2 - 1$) au milieu, et enfin celle de H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) en bas. A chaque fois, sont présentés les résultats sur toute l'échelle de vitesse à gauche, s'étalant de -90 à 90 km s^{-1} , et suivant un élargissement de 45 à 60 km s^{-1} à droite. On peut ainsi très bien remarquer sur cette figure que le profil du H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) est beaucoup plus localisé que les profils de ^{12}CO ($J = 2 - 1$) et de ^{13}CO ($J = 2 - 1$). De plus, il est visible sur l'ensemble des transitions, et plus encore pour celle de H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$), que les profils sont asymétriques. Quant à la transition SiO ($J = 2 - 1, v = 0$), aucune détection claire n'est apparue.

Ainsi, il semble que même avec cette source, pour laquelle il est évident que nous sommes en présence d'un choc, il est difficile de le montrer à partir des observations dans les transitions millimétriques.

6.5.4 Conclusion

Nous avons ainsi vu qu'aucune preuve solide n'a pu être acquise, pour étayer l'hypothèse du choc entre de la matière éjectée par GRS 1915 + 105 et de la matière interstellaire. Bien qu'il soit tout à fait possible que ces deux nuages nord et sud constituent le résultat soit d'une ancienne collision importante, soit de plusieurs petits chocs, entre de la matière

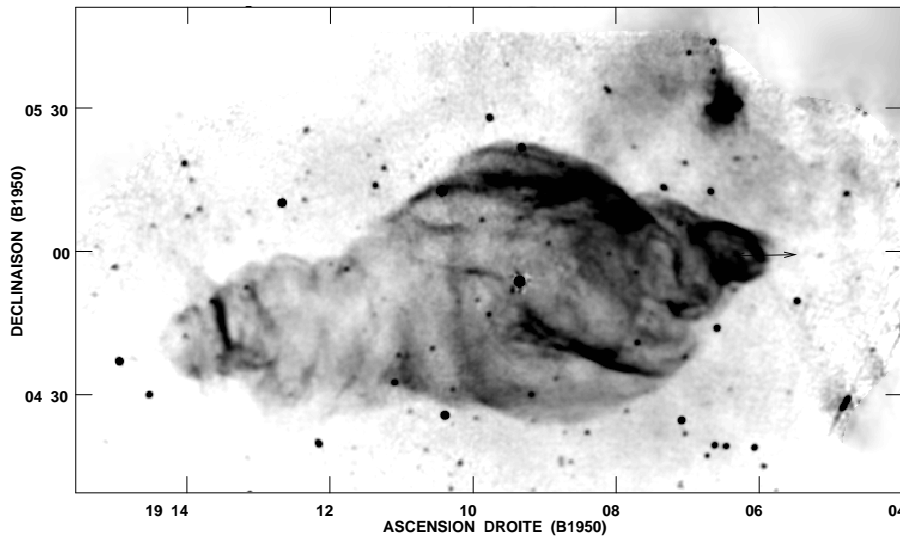


FIG. 6.19 – Environnement de SS 433, cartographié au VLA. La région que j'ai par la suite observée est située à l'intersection entre le reste de supernova entourant SS 433, et un nuage moléculaire très proche. Cette région est indiquée par un trait fermé par des flèches dans la figure (Dubner *et al.*, 1998).

éjectée par GRS 1915 + 105 et de la matière interstellaire, il semble aujourd'hui difficile de le montrer. Il reste donc deux possibilités: soit ces deux nuages symétriques par rapport à GRS 1915 + 105 ne lui sont pas associés, soit ces nuages ont été chauffés par de la matière éjectée par GRS 1915 + 105, et ont maintenant perdu les principales traces de ces chocs, à part peut-être le jet non-thermique visible dans le nuage Sud, qui peut provenir d'un objet Herbig-Haro produit ou non par ces éjections de GRS 1915 + 105.

L'ensemble de ces observations sera regroupé et détaillé dans un article en préparation (Chaty *et al.*, 1998).

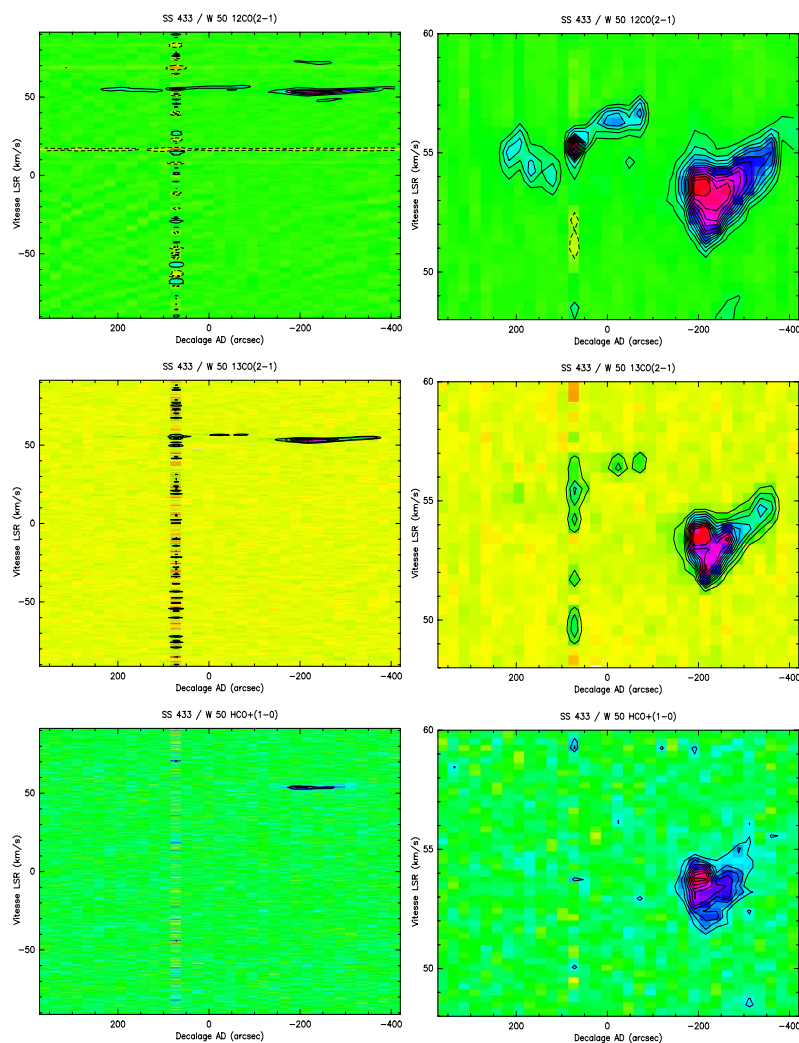


FIG. 6.20 – Observations du reste de supernova *W 50*, centré autour de *SS 433*, sur un intervalle de distance de -420 à $370''$ par rapport à la position de *SS 433*. L'intervalle de vitesse est de -90 à $+90 \text{ km s}^{-1}$ pour la partie gauche de la figure, et de 48 à 60 km s^{-1} pour la partie droite. Les transitions sont du haut en bas de la figure ^{12}CO ($J = 2 - 1$), ^{13}CO ($J = 2 - 1$) et H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$). Les contours représentés en noir sont les isothermes d'antenne. Pour le ^{12}CO ($J = 2 - 1$), les valeurs sont à gauche $T_A^* = -1 \ 1 \ 5 \ 9 \ 11 \ \text{K}$, et à droite $T_A^* = -1$ et de 1 à $12 \ \text{K}$ séparés par un intervalle de $1 \ \text{K}$; pour la transition ^{13}CO ($J = 2 - 1$), les valeurs sont à gauche $T_A^* = -1 \ 0.5 \ 1 \ 3 \ 5$, et à droite; -1 et de 0.5 à 5 séparés par un intervalle de $1 \ \text{K}$; pour la transition H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$), les valeurs sont à gauche $T_A^* = -1 \ 0.5 \ 1 \ \text{K}$ et enfin à droite $T_A^* = -1$ et de 0.2 à $1 \ \text{K}$ séparés par un intervalle de $1 \ \text{K}$.

Deuxième partie

Études de microquasars et de sources de haute énergie

Chapitre 7

Études de microquasars et de sources de haute énergie

Sommaire

7.1	Pourquoi étudier les microquasars et autres sources de haute énergie ?	159
7.2	Comment étudier les microquasars et les sources de haute énergie	160
7.3	Les microquasars et les sources de haute énergie étudiées . .	162
7.4	Conclusion de l'étude des sources de haute énergie	163

7.1 Pourquoi étudier les microquasars et autres sources de haute énergie ?

En parallèle à mon étude du microquasar GRS 1915 + 105, j'ai étudié plusieurs autres sources visibles dans les hautes énergies. Ces sources étaient soit déjà identifiées en infrarouge et parfois même en optique, soit uniquement connues dans les hautes énergies. Dans le premier cas, c'est-à-dire si la contrepartie de ces sources avait déjà été repérée en infrarouge ou en optique, l'intérêt de cette étude consistait soit à établir la nature du système binaire, soit à mieux connaître le comportement de la contrepartie dans ces domaines de longueurs d'onde. Dans le deuxième cas, c'est-à-dire dans le cas où ces sources sont uniquement connues dans les hautes énergies, l'intérêt consistait évidemment à repérer la contrepartie à ces longueurs d'onde, ou tout du moins à donner une limite supérieure de

luminosité. Dans un deuxième temps, cela permet d'établir la nature du système binaire, ou de donner des contraintes sur ce système.

L'intérêt d'une telle étude est donc principalement d'accéder à une meilleure connaissance des sources binaires de haute énergie. En effet, je vais montrer au cours de cette étude que nous avons étudié un panel représentatif des sources binaires de haute énergie, depuis les candidats trous noirs dans des systèmes de grande masse, jusqu'aux étoiles à neutrons dans des systèmes de faible masse, en passant même par une galaxie active!

7.2 Comment étudier les microquasars et les sources de haute énergie

7.2.1 Les moyens à notre disposition

Après la découverte de sources compactes de systèmes binaires dans le domaine des hautes énergies, dans les rayons X ou les rayons γ , nous pouvons observer chaque source par imagerie directe dans les longueurs d'onde optique et infrarouge, pour voir s'il existe une contrepartie dans le cercle d'erreur fourni par les divers instruments observant dans les hautes énergies. En effet, je suis le principal investigateur de programmes d'observation à l'ESO (European Southern Observatory) en cas de cibles d'opportunité, permettant d'observer très rapidement avec tous les télescopes infrarouges et optiques de l'ESO après la détection d'une nouvelle source, ou une alerte d'une source devenant plus forte. Nous avons aussi un programme d'observation au VLA (Very Large Array) permettant de suivre dans les longueurs d'onde radio centimétriques certaines sources de rayons X déjà connues, avec le but de détecter leur contrepartie. Pour ce qui est des observations infrarouges, les observations sont effectuées avec le télescope de 2.2 m de l'ESO et l'instrument IRAC2b, à travers les filtres J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.65 \mu\text{m}$) et K ($2.2 \mu\text{m}$). Quant aux observations aux longueurs d'onde optiques, elles sont acquises avec le NTT (New Technology Telescope) et l'instrument EMMI.

Nous pouvons ensuite rechercher la contrepartie optique et/ou infrarouge, si une astrométrie précise peut être effectuée, ou en cherchant une variabilité importante de la source sur plusieurs observations espacées de quelques jours. Enfin, nous avons la possibilité d'acquérir des spectres optiques et/ou proche-infrarouges de la source, si la contrepartie est assez brillante, pour déterminer précisément la nature de la contrepartie découverte. De plus, lorsque la contrepartie est localisée, nous pouvons l'étudier par des observations suivies en infrarouge et en optique, pour détecter une périodicité potentielle dans la lu-

minimité émise par la source. Enfin, nous pouvons aussi l'étudier dans le domaine radio millimétrique, pour connaître l'environnement de la source, en déduire la quantité de matière interstellaire le long de la ligne de visée vers la source. Tout cela permet d'estimer et de contraindre la distance de la source, ainsi que l'absorption interstellaire due à l'ensemble de la matière interstellaire disposée le long de la ligne de visée de la source. Ces observations permettent aussi d'étudier les interactions entre une source active éjectant de la matière, et son environnement.

7.2.2 Estimation de la nature du système binaire

Les magnitudes infrarouges de la contrepartie de chaque source nous permettent d'estimer la nature du système binaire, en comparant les magnitudes absolues à celles d'étoiles bien connues grâce aux relations entre les magnitudes et le type spectral (Ruelas-Mayorga, 1991) (Johnson, 1966). Évidemment, nous prenons pour ce faire les magnitudes stellaires au moment où l'émission infrarouge correspond à un minimum, en supposant alors que l'ensemble de l'émission infrarouge provient de la photosphère de l'étoile compagnon. Ceci n'est pour certains systèmes qu'une grossière approximation, car l'émission du disque d'accrétion peut encore dominer par rapport à celle de l'étoile, même lors d'un minimum en infrarouge, et dans ce cas notre étude aurait moins d'intérêt car le disque ne présente évidemment pas du tout le même spectre que celui de l'étoile. Cependant ceci nous donne quand même une idée de la nature du système binaire.

Pour accéder à la magnitude absolue, nous devons tout d'abord connaître l'absorption visuelle due à la matière interstellaire. Pour ce faire, nous prenons la relation donnant cette absorption en magnitude à partir de la densité de colonne (Predehl et Schmitt, 1995):

$$A_v(\text{mag}) = 5.59 \times 10^{-22} N(\text{H})(\text{cm}^{-2})$$

Puis, nous accédons aux absorptions dans les différentes bandes J, H et K à partir des relations

$$\frac{A_J}{A_V} = 0.26$$

$$\frac{A_H}{A_V} = 0.15$$

$$\frac{A_K}{A_V} = 0.112$$

(Rieke et Lebofsky, 1985)

Enfin, connaissant la magnitude apparente m , la distance de la source D en parsec et l'absorption interstellaire A , nous en déduisons la magnitude absolue dans chaque bande M , à partir de la relation

$$M = m + 5 - 5 \log D - A$$

7.3 Les microquasars et les sources de haute énergie étudiées

Dans la suite sont rapportés quelques exemples de résultats que nous avons obtenus sur certaines sources. L'ordre que j'ai choisi pour la présentation des différentes sources provient de la nature de ces sources. En effet, je présenterai tout d'abord les deux sources de rayons X durs du centre galactique, chacune présentant dans les hautes énergies les caractéristiques des candidats trous noirs. Nous sommes toujours en train d'étudier ces deux sources, puisque pour la première, 1E 1740.7 – 2942, la contrepartie n'est toujours pas connue, et pour la deuxième, GRS 1758 – 258, nous venons de repérer deux candidats à la contrepartie, et nous sommes toujours en train de l'étudier. Ensuite, je décrirai deux candidats trous noirs dans des systèmes de masse intermédiaire, dont les contreparties optique et infrarouge sont connues: tout d'abord la deuxième source galactique superluminique, GRO J1655 – 40, puis GRS 1739 – 278. Je détaillerai ensuite les résultats obtenus sur trois systèmes de faible masse contenant chacun un candidat trou noir, dont les contreparties infrarouges sont elles aussi connues, mais nécessitent encore d'être étudiées, principalement aux longueurs d'onde infrarouges: GX 339 – 4, Nova Muscae 1991 et Nova Ophiuchi 1993. Puis, j'exposerai notre recherche concernant deux systèmes de faible masse contenant une étoile à neutrons, dont nous avons repéré pour l'un d'eux un candidat à la contrepartie infrarouge: GX 354 – 0 et Terzan 1. Je continuerai avec le répéteur de sursauts γ SGR 1806 – 20, objet aux propriétés étranges autour duquel l'étau commence à se resserrer. Finalement, je terminerai avec GRS 1734 – 292, un objet dont la découverte de la nature extragalactique prouve clairement les analogies entre microquasars et quasars, puisque là où nous attendions un microquasar, nous avons en fait découvert une galaxie active de type Seyfert 1!

J'ai regroupé dans le tableau 7.1 les caractéristiques liées à la nature de ces sources, puis j'ai résumé dans les figures 7.2 et 7.3 les différents paramètres de ces sources dans les différents domaines d'énergie: d'abord dans les hautes énergies, à travers les rayons γ et les rayons X, puis dans les grandes longueurs d'onde, en optique, en infrarouge et enfin en radio. J'ai inclus dans ces tableaux la source GRS 1915 + 105, bien qu'elle ne soit pas

Source	Nature	Système	Étoile compagnon
1E 1740.7 – 2942	Trou noir	Grande masse	> B1 V ou < K4 III
GRS 1758 – 258	Trou noir	Grande masse	K0-5 III
GRS 1915 + 105	Trou noir	Grande masse	Be
GRO J1655 – 40	Trou noir	Masse intermédiaire	F3-5 IV
GRS 1739 – 278	Trou noir	Masse intermédiaire	G5-M6 III ou B0-A0 V
Nova Ophiuchi 1993	Trou noir	Faible masse	M2-5 V
Nova Muscae 1991	Trou noir	Faible masse	G8-M5 V
GX 339 – 4	Trou noir	Faible masse	G5-K3 V
GX 354 – 0	Étoile à neutron	Faible masse	> B-A
Terzan 1	Étoile à neutron	Faible masse	?
SGR 1806 – 20	Étoile à neutron	Grande masse	O9-B2 I
GRS 1734 – 292	Galaxie de Seyfert	-	-

TAB. 7.1 – Caractéristiques liées à la nature des sources étudiées.

étudiée dans ces chapitres, mais dans le but de faciliter les comparaisons entre toutes les sources.

Les différents noms des sources, ainsi que leur coordonnées équatoriales et galactiques, sont rassemblés dans l'annexe 1, en plus d'être rappelés en début de chaque section. L'acquisition et le traitement des images infrarouges sont décrits en détail dans l'annexe 2.

7.4 Conclusion de l'étude des sources de haute énergie

Les sources du centre galactique soit ne présentent pas de contrepartie, soit ne montrent pas de variation. Concernant les trous noirs situés dans des systèmes de masse intermédiaire, nous ne possédons pas assez d'observation pour conclure sur leur courbe de lumière. Quant aux trous noirs dans des systèmes de faible masse, ils présentent tous des variations: Nova Ophiuchi 1993 a vu sa magnitude chuter de 3.2 magnitudes en J et 2.8 magnitudes en K, Nova Muscae 1991 a varié de 1 magnitude en J, de 1.4 magnitudes en H et de ≥ 1.75 en K, et enfin GX 339 – 4 est hautement variable, avec des variations de 2 magnitudes en J, de 1.8 magnitudes en H et de 2.8 magnitudes en K. De plus, les étoiles à neutrons dans des systèmes de faible masse ne présentent pas de variation. Enfin, SGR 1806 – 20,

Source	X (erg s ⁻¹)	Opt (mag _V)	IR (mag _K)	Radio (mJy _{6cm})
1E 1740.7 – 2942	2.1 × 10 ³⁷ chu94	> 22 – 23 mer92*	> 18(0.3) cha98	< 0.09(0.03)/0.47(0.07) mir92
GRS 1758 – 258	1.4 × 10 ³⁷ chu94	23.9(0.4) mar98a	14.0(0.1) mar98a	0.37(0.04) rod92
GRS 1915 + 105	3 × 10 ³⁸ cha96	> 26.1 boë96	14.3(0.2)/12.15(0.08) cha96	78/887 rod95
GRO J1655 – 40	0/2 × 10 ³⁷ gre96a	17.4/16.8 oro97	12.07(0.01) cha98	0/2500 hje95
GRS 1739 – 278	0/5 × 10 ³⁷ gre96b	23.2(0.3) mar97	15.4(0.25)/14.9(0.1) cha98	1.1/4.7 hje96
Nova Ophiuchi 1993	2.1 × 10 ³⁸ del94	16.65 del94	15.5(0.3)/18.3(1) cha98	0.5(0.1)/4.4(0.1) del94
Nova Muscae 1991	0/10 ³⁷ del91	20.35(0.05)/13.3 mcc 92/del91	≥ 18.5(0.3)/16.7 ± 0.25 cha98	3/137 kes91
GX 339 – 4	0/2 × 10 ³⁶ rub98	21/15 dox79/gri79	15.2(0.3)/12.4(0.01) cha98	6.5 fen97
GX 354 – 0	1.8 × 10 ³⁷ vrt91	> 23.0 mar98c*	15.1(0.15) mar98c	< 0.14/0.62(0.1) mar98c
Terzan 1	4.0(0.8) × 10 ³⁵ bor96	- mar98c	- mar98c	0.19(0.06)/0.21(0.04) mar98c
SGR 1806 – 20	3 × 10 ³⁵ fra97	> 24.4 kul95*	8.85(0.1)/8.4(0.1) cha98	613 kul94
GRS 1734 – 292	10 ⁴⁴ mar98b	21.0(0.3) mar98b	11.28(0.05)/10.92(0.05) cha98	18.8(0.3)/24.0(0.3) mar98b

TAB. 7.2 – Paramètres des sources étudiées, dans les différents domaines d'énergie. Les variations des sources, s'il y en a, sont indiquées sous la forme min/max. L'écart-type est donné entre parenthèses.

boë96: (Boër et al. , 1996)

bor96: (Borrel et al. , 1996)

cha96: (Chaty et al. , 1996)

cha98: (Chaty, 1998)

chu94: (Churazov et al. , 1994)

del91: (Della Valle et al. , 1991)

del94: (Della Valle et al. , 1994)

dox79: (Dorsey et al. , 1979)

fen97: (Fender et al. , 1997b)

TAB. 7.3 – Suite des références du tableau 7.2.

fra97: (Frail et al. , 1997)
gre96a: (Greiner, 1996)
gre96b: (Greiner et al. , 1996a)
gri79: (Grindlay, 1979)
hje95: (Hjellming et Rupen, 1995)
hje96: (Hjellming et al. , 1996)
kes91: (Kesteven et Turtle, 1991)
kul94: (Kulkarni et al. , 1994)
kul95: (Kulkarni et al. , 1995) (: filtre Gunn r)*
mar97: (Martí et al. , 1997)
mar98a: (Martí et al. , 1998a)
mar98b: (Martí et al. , 1998b)
mar98c: (Martí et al. , 1998c) (: filtre R)*
mcc92: (McClintock et al. , 1992)
mer92: (Mereghetti et al. , 1992) (: filtre Gunn z)*
mir92: (Mirabel et al. , 1992)
oro97: (Orosz et Bailyn, 1997)
rod92: (Rodríguez et al. , 1992)
rod95: (Rodríguez et al. , 1995)
rub98: (Rubin et al. , 1998)
vrt91: (Vrtilek et al. , 1991)

qui semble être un magnétar, ne présente pas non plus de variation significative, dans un intervalle de 0.45 magnitudes en J, 0.2 magnitudes en H et 0.45 magnitudes en K.

De l'ensemble de ces observations, on peut déduire que le rayonnement infrarouge varie plus dans les systèmes de faible masse abritant un candidat trou noir, que dans l'ensemble des autres systèmes. Ceci est cohérent avec le fait que l'émission infrarouge dans les systèmes de faible masse provient en grande partie de la partie externe du disque d'accrétion. Ainsi, toute modification du taux d'accrétion, même mineure, sera visible dans l'émission infrarouge totale du système. Inversement, dans les systèmes de grande masse, comme la contribution de la photosphère de l'étoile compagnon est prédominante dans l'émission infrarouge totale du système, les changements dans l'accrétion de matière seront moins visibles.

Chapitre 8

Candidats trous noirs du centre galactique

Sommaire

8.1	1E 1740.7-2942: le grand annihilateur	168
8.2	GRS 1758-258	177
8.3	L'article «Recherche des contreparties optique et infrarouge de GRS 1758-258»	183

Les deux sources dont je vais maintenant décrire les caractéristiques principales ainsi que les recherches que nous avons effectuées à leur sujet, sont les deux seules sources de rayons X émettant fortement au-dessus de 100 keV, dans un rayon de 5 degrés, et localisées dans une région de 100 degrés carrés autour du centre galactique: 1E 1740.7 – 2942 et GRS 1758 – 258 (Sunyaev *et al.* , 1991). La contribution de ces deux sources domine au-dessus de ~ 60 keV (Churazov *et al.* , 1994).

Ces deux sources de rayons X durs, localisées dans le plan galactique ($|b| \leq 1^\circ 5$), c'est-à-dire dans une direction où l'extinction interstellaire joue un rôle crucial. L'absorption interstellaire pour un objet situé à la distance du centre galactique est dans l'intervalle de 20 à 30. À partir des caractéristiques spectrales dans les hautes énergies, très similaires à celles du meilleur candidat trou noir Cygnus X-1, 1E 1740.7 – 2942 et GRS 1758 – 258 sont généralement vus comme des candidats trous noirs de masse stellaire accrétant de la matière d'une étoile compagnon, dans un système binaire (Sunyaev *et al.* , 1991).

8.1 1E 1740.7-2942: le grand annihilateur

8.1.1 Paramètres généraux

Noms:

1E 1740.7-2942
 IRAS 17408-2942
 Grand Annihilateur

Coordonnées B1950.0:

$\alpha = 17^h 40^m 43^s.01$
 $\delta = -29^\circ 43' 25''.5$

Coordonnées J2000.0:

$\alpha = 17^h 44^m 02^s.6$
 $\delta = -29^\circ 43' 25''$

Coordonnées galactiques:

$l = 359^\circ 15'$
 $b = -0.12^\circ$

Distance supposée au Soleil:

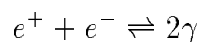
$D = 8.5 \text{ kpc}$

Les coordonnées de cette source proviennent de la contrepartie radio (Mirabel *et al.*, 1992). La distance reste pour l'instant inconnue, mais comme cette source est localisée dans la ligne de visée de la région du centre galactique, et que l'absorption interstellaire est très importante dans la direction de 1E 1740.7 – 2942, il est très probable que cet objet soit situé tout près du centre galactique (Hertz et Grindlay, 1984).

8.1.2 Le contexte

Le comportement aux hautes énergies

Les détections successives de cette source dans les différents domaines d'énergie sont liées aux diverses observations de la région du centre galactique. À la fin des années 1970, Leventhal et ses collaborateurs ont détecté, grâce à un spectromètre γ embarqué sur un ballon stratosphérique, une raie à 511 keV dans la région du centre galactique, interprétée comme la signature de l'annihilation entre positons et électrons, selon la réaction



Leurs observations montraient aussi qu'une fraction de cette émission était variable, et que la dimension du site d'annihilation devait être inférieure à 0.5 a.l.. Le mystère du centre galactique grandissant, le nom de «Grand Annihilateur» est donné à l'objet émetteur de cette raie. Ce mystère sera en partie levé grâce au télescope SIGMA, détectant en mars 1990 une source de rayons X durs (≥ 30 keV) et γ à seulement $50'$ du centre galactique (c'est-à-dire à 350 a.l., ou encore 120 pc, pour une distance de 8.5 kpc du Soleil) (Paul *et al.*, 1991), coïncidant avec une anodine source de rayons X, nommée 1E 1740.7-2942, qui avait été découverte en 1984 à partir des observations du satellite *Einstein Observatory IPC* dans le domaine d'énergie 0.5 à 3.5 keV (Hertz et Grindlay, 1984). Cette source, qui montre une forte absorption due aux poussières interstellaires, devait être localisée dans les environs du centre galactique.

La luminosité de 1E 1740.7-2942 atteint $\sim 3 \times 10^{30}$ W dans la bande 40-300 keV, ainsi que l'a mesurée SIGMA. De plus, SIGMA a aussi enregistré du 13 au 14 octobre 1990, pendant 18 heures, une éruption γ qui se traduit par une augmentation importante des photons entre 300 et 700 keV, avec une très large composante en émission centrée vers 500 keV s'ajoutant au spectre observé en période calme. La durée de l'éruption a montré que les dimensions du volume dans lequel s'était produite l'éruption étaient inférieures à un jour-lumière, plus exactement $\leq 100 u.a.$, et le surcroît d'émission révélait la présence d'un plasma de paires e^+e^- (Bouchet *et al.*, 1991). Ainsi, durant 24 heures, la source aurait produit 3×10^{43} positons par seconde. 1E 1740.7-2942 serait donc la plus puissante source compacte de rayonnement dans la Galaxie, résultant de l'annihilation entre matière et antimatière. D'autre part, cette source est très variable dans les hautes énergies. En effet, elle émettait en 1991 un flux inférieur d'un facteur 3 à celui de 1990, et son flux est devenu inférieur au seuil de sensibilité de SIGMA à la fin 1991. Son émission en rayons X durs peut varier de plus d'un facteur 4 (Sunyaev *et al.*, 1991). Ainsi, cette source connaît les plus forts sursauts de raie d'annihilation e^+e^- à 511 keV dans la région du centre galactique.

Modèle standard de 1E 1740.7-2942

Le modèle standard rendant compte de l'émission d'une raie d'annihilation au sein de 1E 1740.7-2942 est le suivant (Ramaty *et al.*, 1992). Des instabilités dans le disque d'accrétion autour du trou noir de masse stellaire produisent une augmentation de photons γ , qui par interactions γ - γ fabriquent des paires e^-e^+ qui vont s'annihiler dans un rayon de quelques centaines de kilomètres de l'objet collapsé. Cette annihilation de positons et d'électrons ayant lieu dans un milieu chaud de température ~ 40 keV (cohérente avec celle tirée du spectre de rayons X), et où les vitesses sont importantes, elle produit la raie large observée par SIGMA à 511 keV, mais avec des photons dont l'énergie s'étale de 250 à 750 keV, à

cause des décalages vers le bleu et vers le rouge des longueurs d'onde créés par les gradients de vitesse.

Une fraction des paires e^-e^+ , accélérées par la pression de radiation, et collimatées par le champ magnétique, s'élancent à des vitesses relativistes, produisant ainsi les jets radio bien alignés observés avec le VLA, qui seraient donc le résultat de l'émission synchrotron de ces particules chargées émises du noyau compact. Soumises à des décélérations importantes lors des chocs dus à l'interaction du jet avec le gaz interstellaire dense environnant, ces paires produisent des photons γ par rayonnement de freinage. Ces positons et électrons éjectés voyagent donc sur plus d'un parsec (ou encore ~ 3 a.l., c'est-à-dire la dimension du jet) avant d'être ralentis et annihilés dans le gaz interstellaire, plus précisément le nuage moléculaire. Ainsi, cette annihilation dans un milieu froid d'une température inférieure à 10^5 K produirait la raie étroite observée à 511 keV.

Le comportement aux longueurs d'onde radio: le premier «microquasar», situé au centre de notre Galaxie

Émanant du noyau compact de 1E 1740.7 – 2942, deux jets radio ont été détectés à 3.6, 6 et 20 cm de longueurs d'onde, au VLA (Mirabel *et al.*, 1992). Ces jets, montrés dans la figure 2.1, sont longs de $\sim 0.5'$, symétriques par rapport au noyau compact et variable de 1E 1740.7 – 2942. Ils s'achèvent sous la forme de deux sources radio brillantes. Les jets ont un flux radio total de seulement quelques mJy à $\lambda = 6$ cm, ce qui correspond à la distance du centre galactique à une énergie émise dans les longueurs d'onde radio de quelques 10^{30} ergs $^{-1}$. Cette observation a permis d'établir 1E 1740.7-2942 comme un débris stellaire, le premier «microquasar», ainsi nommé à partir de l'analogie avec les jets des quasars vus en radio (cf le chapitre 2 pour une comparaison détaillée entre les quasars et les microquasars). De plus, les changements de la densité de flux et de l'indice spectral de la radio-source compacte, observés à 6 cm de longueur d'onde, semblent corrélés à ceux observés par SIGMA dans les rayons X durs et par HEXE du module Kvant de la station MIR.

En prenant la définition usuelle de l'indice spectral α , la densité de flux s'écrit $S_\nu \propto \nu^\alpha$ où ν est la fréquence. De ces observations a pu être déduit un α différent selon les périodes ($\alpha \geq -0.2$ en 1989 et $\alpha \sim -0.4$ en 1991), ce qui a permis de conclure que la source compacte était non-thermique, avec une pente spectrale variable dans le temps. L'indice spectral des lobes est de -0.8 . Les mesures effectuées impliquent une énergie totale émise de $3.4 \cdot 10^{13}$ W Hz $^{-1}$ et une vitesse propre de la source $\leq 14\,000$ km s $^{-1}$. Enfin, 1E 1740.7-2942, dans son état stable, montre des ressemblances frappantes avec le meilleur candidat

trou noir, la source X binaire Cygnus X-1 également observée par SIGMA, d'une part car dans la bande 40-300 keV, leurs spectres se ressemblent, et d'autre part car les spectres de rayons X et ceux des contreparties radio sont similaires: en effet, si Cygnus X-1 se trouvait à la distance du centre galactique, ses flux moyens en X et en radio seraient égaux à ceux de 1E 1740.7-2942 à un facteur 2 près (Sunyaev *et al.*, 1991).

L'analogie se poursuit avec une émission radio relativement stable pour ces deux sources, qui peut être expliquée par une éjection conique continue de plasma chaud le long de deux axes perpendiculaires à un disque d'accrétion, ce qui expliquerait du même coup la corrélation des variations en radio et en rayons X, l'augmentation de l'épaisseur optique de la densité du flux radio à partir de la source centrale, et la géométrie des deux jets symétriques. Cependant, il faut aussi souligner le fait que l'absence de variations aux longueurs d'onde radio implique l'existence d'un doute au sujet de la nature galactique de cet objet. En effet, il reste la possibilité que les jets visibles en radio soient extragalactiques, et qu'ils soient par coïncidence alignés avec la source de rayons X. Ce cas de coïncidence s'était par exemple produit avec la source Sco X-1, comme je l'ai décrit dans le chapitre 6.

1E 1740.7-2942 associé à un nuage moléculaire?

L'association de 1E 1740.7-2942 avec un nuage moléculaire massif a été beaucoup débattue. Cette association expliquerait deux différences importantes entre 1E 1740.7-2942 et Cygnus X-1: d'une part le fait que 1E 1740.7-2942 est une source d'annihilation de e^-e^+ , et d'autre part que sa variabilité est plus importante, en particulier l'état bas de 1E 1740.7-2942 n'a jamais été observé chez Cygnus X-1. Si cette association est en désaccord avec le modèle actuel des microquasars, qui favorise l'association de l'objet compact avec une étoile compagnon plutôt qu'avec un nuage moléculaire, l'avantage qu'elle présente est la présence continue de matière à accréter, ce qui permettrait peut-être d'expliquer l'absence de variations au sein des jets radio de 1E 1740.7-2942. Je vais dans la suite décrire brièvement les observations suggérant l'association de 1E 1740.7 – 2942 avec un nuage moléculaire dense, 1E 1740.7 – 2942 accrétant de la matière d'un nuage interstellaire.

Des observations des transitions moléculaires de $\text{HCO}^+(1-0)$ et de $\text{CS}(1-0)$ aux longueurs d'onde millimétriques ont été effectuées avec le radio-télescope millimétrique de 30 m de l'IRAM. Ces observations ont mis en évidence un important nuage de gaz interstellaire froid et dense, par un pic d'émission de HCO^+ , dont la position coïncide avec celle de 1E 1740.7-2942 (Bally et Leventhal, 1991). En effet, HCO^+ est un ion moléculaire traceur du gaz interstellaire de haute densité ($\geq 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Ce nuage a été localisé à $\sim 50'$ du centre dynamique de la Galaxie, et présente une vitesse par rapport au référentiel

local de repos de -140 km s^{-1} , avec une largeur de 20 km s^{-1} , ces caractéristiques étant typiques des nuages moléculaires de la région du centre galactique. Ce nuage appartiendrait donc à cette région, à la distance de 8.5 kpc du Soleil, avec un diamètre de $1.2'$, ce qui correspond à une taille physique de $\sim 3 \text{ pc}$. De sa densité moyenne, en supposant que le nuage présente une symétrie sphérique, est déduit une masse de 50 000 masses solaires. La probabilité que la source de rayons X soit superposée en perspective sur le pic moléculaire est $\sim 7\%$. Une carte de l'émission du continuum de la poussière froide à $\lambda = 1.3 \text{ mm}$ a été obtenue. Cette carte ressemble fortement à celle de $\text{HCO}^+(1-0)$ du nuage moléculaire. Le pic de température étant plus proche de la source γ que le pic de densité, ceci laisse penser que le bord du nuage contenant 1E 1740.7-2942 est plus chaud que le reste (Mirabel *et al.*, 1991).

D'autres observations suggèrent que la source compacte d'annihilation de positons se situe à l'intérieur d'un nuage de haute densité: d'une part la faible dimension de la région où a eu lieu le sursaut du 13 au 14 octobre 1990, d'autre part l'absorption des rayons X mous émis par la source, impliquant une densité de colonne $\geq 1.9 \times 10^{23} \text{ H.cm}^{-2}$, trois fois supérieure à l'absorption moyenne le long de la ligne de visée des sources à la distance du centre galactique (Sunyaev *et al.*, 1991), et enfin de la poussière chaude pourrait être associée à 1E 1740.7 – 2942 (Mirabel *et al.*, 1991). Cependant, si elle est réelle, cette association d'un rémanent stellaire compact accréant de la matière d'un nuage moléculaire doit être assez rare, car il faut d'une part que le nuage soit dense, et d'autre part que la vitesse relative de l'objet par rapport au nuage soit assez faible. Ainsi, seulement un rémanent stellaire massif sur $\sim 3\,000$ serait localisé dans un nuage dense, et 8% des étoiles auraient la bonne vitesse. Ceci impose que seul un tel rémanent sur $\sim 40\,000$ dans un rayon de $\sim 200 \text{ pc}$ à partir du centre de la Galaxie satisfait les conditions requises pour produire la luminosité d'accrétion observée sans qu'il y ait de compagnon binaire (Mirabel *et al.*, 1991).

Bien que la question de savoir comment le disque d'accrétion de 1E 1740.7-2942 est alimenté soit donc toujours ouverte, il semble actuellement difficile de faire en sorte que le taux d'accrétion de matière atteint par un tel mécanisme permette une éjection continue de matière. En ce qui concerne l'accrétion de Bondi-Hoyle, se reporter aux travaux de Ruffert (1996) (Ruffert, 1996) (Foglizzo et Ruffert, 1997), et aux références présentes à l'intérieur. Nous supposons dans la suite, et surtout dans l'interprétation de nos observations infrarouges, que la matière alimentant le disque d'accrétion de 1E 1740.7 – 2942 provient d'une étoile compagnon et non d'un nuage moléculaire dense et massif. 1E 1740.7 – 2942 serait donc composée d'une étoile géante, et d'un trou noir de masse stellaire (de quelques fois celle du Soleil) et d'un rayon de 10 à 1 000 km, entouré par un disque d'accrétion, où

la matière est chauffée par friction à des températures telles qu'une forte proportion de photons γ est produite (Chen *et al.*, 1994).

Le comportement aux longueurs d'onde optique et infrarouge

L'observation de cette région du ciel dans le visible est rendue extrêmement difficile à cause de l'énorme absorption due à tous les nuages et poussières interstellaires. À partir du flux radio détecté au VLA à 6 cm de longueur d'onde, mais sans utiliser la valeur de la densité de colonne qui est très incertaine, il ressort que le compagnon doit être plus tardif que B2, car le flux radio «free-free» d'une région compacte HII créée par le rayonnement ionisant UV d'une étoile O aurait été détecté s'il existait (Chen *et al.*, 1994). De plus, il ressort de la limite supérieure en L' que ce compagnon ne peut pas être une supergéante de type tardif. Ainsi, ce compagnon ne peut pas être plus brillant qu'une étoile géante de $9 M_{\odot}$ (Chen *et al.*, 1994). Les magnitudes limites en optique et infrarouge sont Gunn's $z = 22 - 23$, $I = 22$, $K = 17$ et $L' = 13$ (Mereghetti *et al.*, 1992) (Djorgovski *et al.*, 1992) (Mirabel, 1992) (Leahy *et al.*, 1992).

8.1.3 Nos observations

Recherche de la contrepartie de 1E 1740.7 – 2942 en infrarouge

Cette recherche a été effectuée grâce à des images prises dans la bande K, c'est-à-dire à $2.2 \mu\text{m}$, avec une largeur de filtre de $0.4 \mu\text{m}$. L'une de ces images est montrée dans la figure 8.1. Aucune contrepartie n'a été détectée jusqu'à une magnitude apparente dans la bande K de

$$K = 18$$

comme cela est indiqué dans le tableau 8.2. Cependant, cette limite supérieure permet de déduire des contraintes sur la nature de l'éventuel compagnon de 1E 1740.7-2942, en supposant que l'ensemble de l'émission infrarouge provient de la photosphère de l'étoile compagnon.

Estimation de la nature du système binaire de 1E 1740.7-2942

En supposant que la source se trouve dans la région du centre galactique, sa distance est $D = 8.5 \text{ kpc}$. En prenant comme densité de colonne la valeur limite: $N(\text{H}) \geq 8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Mirabel, 1994), déduite d'observations dans les longueurs d'onde millimétriques, l'absorption dans le visible est $A_V \geq 45$. Ainsi, nous obtenons une absorption dans la bande K de $A_K \geq 5$.

Nous obtenons ainsi une magnitude absolue limite dans la bande K:

$$K \geq -2.5$$

À partir des relations entre les magnitudes absolues et le type spectral (Ruelas-Mayorga, 1991) (Johnson, 1966), et en supposant que l'émission observée provient de la photosphère d'une étoile, cela implique des contraintes pour l'étoile compagnon. En effet, si cette étoile est une étoile de la séquence principale, son type spectral doit être plus tardif B1 V. Si cette étoile est une géante, son type spectral doit être plus précoce que K4 III. Par contre, aucun type spectral ne peut convenir si cette étoile est une géante brillante ou une supergéante. Pour résumer, **soit l'étoile compagnon est une étoile de la séquence principale de type spectral plus tardif que B1 V, soit l'étoile compagnon est une géante de type spectral plus précoce que K4 III.**

Ce résultat est cohérent avec ceux de Chen et al (1994), déduisant que le compagnon doit être plus tardif que B2, et qu'il ne peut pas être plus brillant qu'une étoile géante de $9 M_{\odot}$ (Chen *et al.*, 1994).

Comparaison des images de 1E 1740.7-2942 prises à un an d'intervalle

La comparaison entre les images de juin 1992 et celles de juin 1993, dans les filtres K et BP5 n'a révélé aucune variation décelable parmi tous les objets du champ, dans la limite de 0.2 magnitude.

Recherche de trace de chauffage à proximité de 1E 1740.7-2942 en infrarouge

Le problème théorique est le suivant: nous savons que les jets observés en radio au VLA sont la trace du rayonnement synchrotron émis par les particules de haute énergie qui ont été éjectées de la source compacte 1E 1740.7-2942, c'est-à-dire certainement les électrons et les positons, se déplaçant à des vitesses relativistes, et ceci sur une distance d'environ un parsec. Or la source émettant ces jets semble associée à un nuage moléculaire de haute densité. Donc il est probable que ces particules, pénétrant avec une vitesse relativiste dans ce nuage moléculaire, provoquent un chauffage de ce nuage. Voir la trace de ce chauffage directement en infrarouge, dans la bande K par exemple n'est peut-être pas facile, surtout à cause de l'absorption interstellaire, due au fait que la ligne de visée se trouve être dans la direction du centre galactique. Par contre, nous pourrions peut-être voir une trace indirecte de ce chauffage: en effet, on sait que ces particules énergétiques, en pénétrant à des vitesses relativistes dans ce nuage moléculaire, vont tout d'abord d'ioniser des particules, avant de produire une onde de choc, qui va se déplacer depuis la région proche de l'objet compact

Filtre	$\lambda_c(\mu\text{m})$	$\Delta\lambda(\mu\text{m})$
BP4	2.105	0.037
BP5 (H_2)	2.121	0.039
BP6	2.136	0.038

TAB. 8.1 – Caractéristiques des filtres BP4, BP5 et BP6.

jusqu'à des régions plus éloignées de ce nuage moléculaire. Cette onde de choc se propageant va choquer des molécules se situant plus loin encore de l'objet compact, qui vont alors subir des transitions vibrationnelles et rotationnelles. La molécule H_2 par exemple, qui est très présente dans un nuage moléculaire sera choquée et subira des transitions vibrationnelles (cette molécule étant symétrique, il n'y aura pas de transition rotationnelle.).

Mais cette détection est alors plus délicate car elle nécessite de prendre des images de l'environnement de cette source avec un filtre nommé BP5, centré sur la longueur d'onde de cette transition vibrationnelle de l'hydrogène choqué, c'est-à-dire à $2.121 \mu\text{m}$, avec une largeur étroite, de $0.039 \mu\text{m}$, soit presque 10 fois inférieure à la largeur des filtres en bande K. De plus, il est nécessaire de soustraire le continuum émis à cette longueur d'onde, et cela est effectué en prenant aussi des images avec les filtres BP4 et BP6, situés de part et d'autre de cette longueur d'onde, toujours à bande étroite. Les caractéristiques de ces trois filtres sont données dans le tableau 8.1. Cette détection permettrait de prouver que la source compacte est bien associée à un nuage moléculaire, en particulier celui qui a été détecté sur la ligne de visée de 1E 1740.7 – 2942 (Mirabel *et al.*, 1991). Par contre, si cette détection n'a pas lieu, elle ne veut pas forcément dire que la source n'est pas associée à ce nuage moléculaire, mais que peut-être l'absorption est trop importante pour permettre de voir ce nuage, et cela permettra ainsi de donner une limite inférieure de magnitude en-dessous de laquelle n'est pas détecté de chauffage.

Après avoir traité les images dans ces filtres à bande étroite, et soustrait le continuum, j'ai recherché des objets étendus et relativement faibles, mais aucune trace de chauffage n'a été détectée jusqu'à une magnitude de 17.5, avec le filtre BP5.

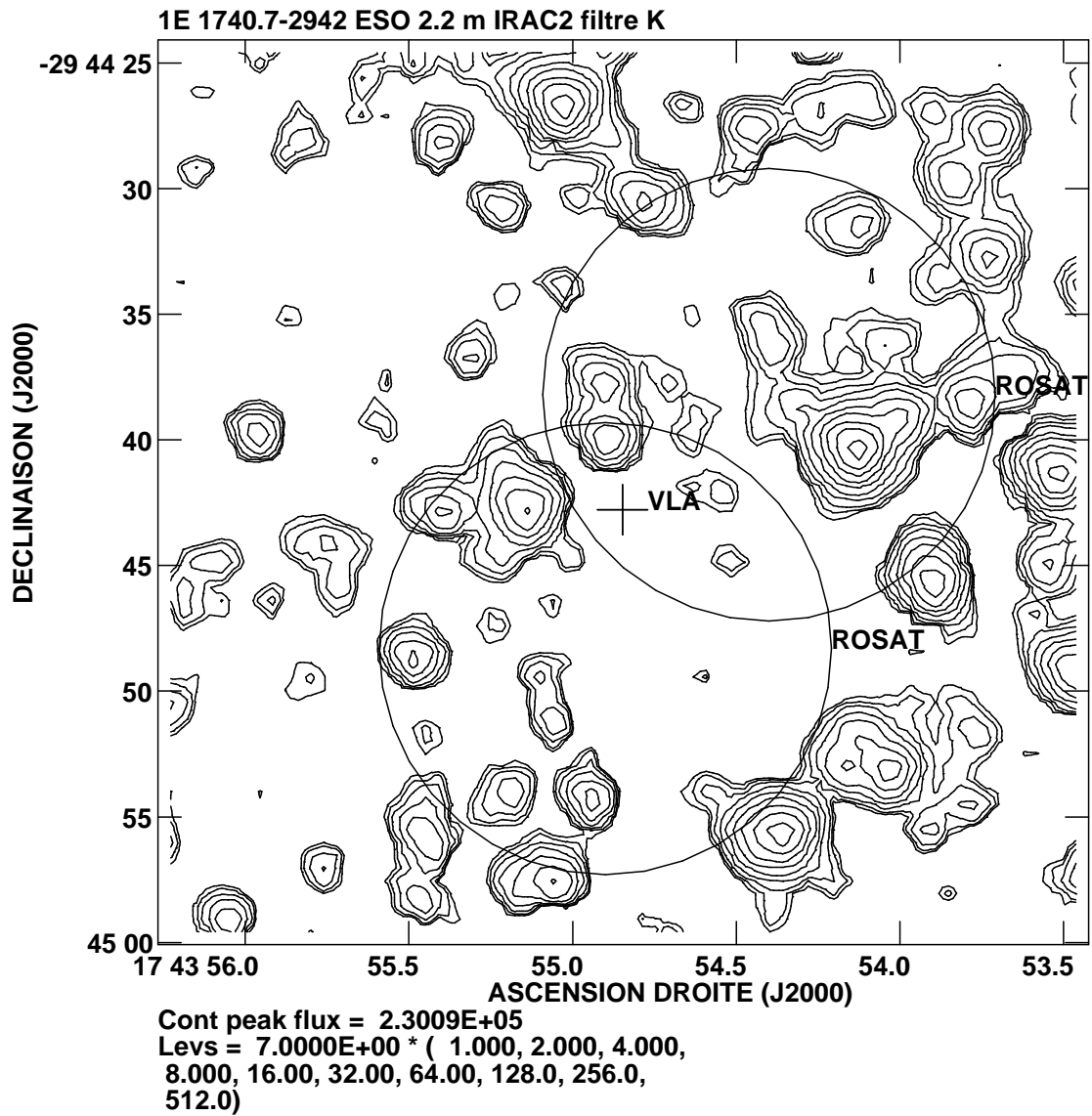


FIG. 8.1 – Observation dans la bande K de la source 1E 1740.7 – 2942, le 05 juin 1993. Cette observation a été effectuée avec IRAC2b sur le 2.2 m de l’ESO (Chaty, 1998). Le champ est de $15'' \times 35''$. Les coordonnées sont dans le système de référence J 2000.0.

Date	JJ	Tél	réf	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
15/06/92	2 448 788	ESO	cha98	-	-	$\geq 18 \pm 0.3$
27/08/92	2 448 861	Hal	djo92	-	-	$\geq 17 \pm 0.3$
05/06/93	2 449 143	ESO	cha98	-	-	$\geq 18 \pm 0.3$

TAB. 8.2 – Observations infrarouges de 1E 1740.7-2942.

cha98: (Chaty, 1998)

djo92: (Djorgovski et al. , 1992)

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

Hal: Télescope Hale de 5 m du Mont Palomar (É.-U.)

8.2 GRS 1758-258

8.2.1 Paramètres généraux

Nom:

GRS 1758-258

Coordonnées B1 950.0:

$$\alpha = 17^{\text{h}}58^{\text{m}}06^{\text{s}}.39 \pm 1''$$

$$\delta = -25^{\circ}44'34''.3 \pm 1''$$

Coordonnées J2 0000.0:

$$\alpha = 18^{\text{h}}01^{\text{m}}12^{\text{s}}.39 \pm 1''$$

$$\delta = -25^{\circ}44'35''.8 \pm 1''$$

Coordonnées galactiques:

$$l = 4^{\circ}51'$$

$$b = -1^{\circ}36'$$

Distance supposée au Soleil:

$$D = 8.5 \text{ kpc}$$

Les coordonnées ont été connues précisément à partir de la localisation de la contrepartie radio initiale (Rodríguez et al. , 1992). Cependant, le noyau central de la source n'était pas visible au début, et l'est devenu par la suite. Ainsi, ce qui était originellement vu comme le noyau central n'était en fait qu'une partie du jet Nord de la source. La position précise du

noyau central de GRS 1758 – 258 est fournie par (Mirabel et Rodríguez, 1993). La distance de cette source constitue encore une inconnue. Cependant, cette source étant localisée dans la ligne de visée de la région du centre galactique, et l'absorption due aux poussières interstellaires étant très importante dans cette direction, cet objet est certainement situé près du centre galactique.

8.2.2 Le contexte

Le comportement aux hautes énergies

Cette source a été découverte par SIGMA dans le domaine des 10 à 120 keV et par les télescopes ART-P, à $\sim 5^\circ$ du centre dynamique de la Galaxie. Elle est, avec 1E 1740.7-2942, l'une des deux plus fortes sources persistantes de rayons γ doux dans la région du centre galactique, car elle émet dans une bande d'énergie de 30 à 500 keV quelques unités de 10^{37} erg.s $^{-1}$, près de la limite d'Eddington pour les objets effondrés de masse stellaire. L'émission de cette source a décliné pendant l'année 1991: alors qu'elle émettait son flux habituel en avril, elle était en septembre en-dessous du seuil de sensibilité de SIGMA. Malgré ces variations qui peuvent atteindre un facteur ≥ 4 , cette source est persistante car elle est détectée la plupart du temps (Sunyaev *et al.*, 1991) (Churazov *et al.*, 1994).

Le comportement aux longueurs d'onde radio: le deuxième «microquasar», situé au centre de notre Galaxie

Tout comme 1E 1740.7-2942, GRS 1758-258 apparaît aux longueurs d'onde radio centimétriques comme un rémanent stellaire du type «microquasar» dont émanent deux jets radio symétriques qui s'étendent sur quelques parsecs, et au centre se trouve la contrepartie variable aux longueurs d'onde radio (Rodríguez *et al.*, 1992). Ainsi, la contrepartie radio n'était pas détectée en janvier-juillet 1992 lorsque la source de rayons γ s'est éteinte, mais elle était vue avec un flux ≥ 5 fois plus important en septembre 1992, lorsque GRS 1758-258 s'est rallumée. Les jets ont un flux radio total de seulement quelques mJy à $\lambda = 6$ cm et une taille de quelques minutes d'arc, ce qui correspond, la source étant située à la distance du centre galactique, à une énergie radio de quelques 10^{30} erg, et une taille de l'échelle du parsec. Ils sont donc similaires à ceux de 1E 1740.7-2942, et sont de même interprétés comme étant la trace synchrotron laissée par les particules chargées s'échappant à des vitesses relativistes des sources compactes (Rodríguez *et al.*, 1992).

Le comportement aux longueurs d'onde optique et infrarouge

Une recherche aux longueurs d'onde optiques avait été effectuée à partir de la position du cercle d'erreur ROSAT (Mereghetti *et al.*, 1992). Cependant le champ d'étoiles, trop bondé, a empêché l'identification de la contrepartie. Plusieurs candidats étaient visibles dans la boîte d'erreur, jusqu'à une magnitude limite de $I \sim 21$. Une comparaison avec deux autres images prises dans les filtres R et z n'avait pas révélé d'objet candidat présentant des couleurs spéciales. En infrarouge, il apparaissait qu'à l'intérieur de la boîte d'erreur n'était pas présente de contrepartie, jusqu'à la magnitude $K \sim 17$. Ces propriétés optiques et infrarouges excluent la possibilité que l'étoile compagnon soit une étoile O ou une supergéante rouge, et qu'elle soit plus brillante qu'une sous-géante de $4 M_{\odot}$ (Chen *et al.*, 1994). À partir des magnitudes limites, il apparaît que le compagnon ne pouvait pas être une supergéante de type Ia ou Ib, une étoile géante de type II, ou une étoile de la séquence principale de type spectral plus précoce que A5 V (Mirabel, 1994).

8.2.3 Nos observations

Découverte de deux candidats à la contrepartie de GRS 1758-258 en infrarouge

Nous avons effectué une analyse à partir de la nouvelle position radio de la source. J'ai rapporté dans la partie gauche de la figure 8.2 les contours de l'émission radio à 6 cm de longueur d'onde du microquasar GRS 1758 – 258, superposés à l'image prise avec le filtre I , et acquise avec le NTT. Par la suite, nous avons identifié et observé deux candidats à la contrepartie optique et un candidat à la contrepartie infrarouge de la source centrale. Nous avons de plus identifié un candidat en optique et en infrarouge à la contrepartie de la source D (en reprenant les notations de (Rodríguez *et al.*, 1992)). Dans la suite, je ne parlerai que de la source centrale, qui, étant alignée avec les jets de GRS 1758 – 258, constitue le plus probablement la contrepartie de cette source. De plus, je ne considérerai que le candidat à cette contrepartie visible à la fois en optique et en infrarouge. En effet, l'autre candidat est beaucoup plus faible en optique. Certainement par manque de résolution, ce candidat disparaît en infrarouge. Il ne semble donc pas présenter les couleurs auxquelles on s'attend pour un tel objet. Les images prises avec les filtres J et K, avec l'instrument IRAC2 sur le 2.2 m de l'ESO sont montrées dans la partie droite de la figure 8.2.

Estimation de la nature du système binaire de GRS 1758-258

Les magnitudes que nous avons déduites en optique de nos observations au NTT le 26 mars 1998 sont $B(0.44 \mu\text{m}) \geq 24.2 \pm 0.2$, $V(0.55 \mu\text{m}) = 23.9 \pm 0.4$, $R(0.70 \mu\text{m}) = 21.0 \pm 0.2$

et $I(0.90 \mu\text{m}) = 19.0 \pm 0.2$. Certaines de ces observations ont été effectuées dans des conditions non photométriques. Les magnitudes infrarouges sont données dans le tableau 8.3. Afin d'estimer la nature de l'étoile compagnon du système binaire, je vais supposer que la contribution principale à l'émission infrarouge provient de la photosphère de l'étoile compagnon. De plus, je vais prendre la seule époque où nous possédons les magnitudes dans les trois filtres, c'est-à-dire le 8 juillet 1994, où nous avons obtenu: $J = 15.85 \pm 0.15$, $H = 14.8 \pm 0.1$ et $K = 14 \pm 0.1$.

La densité de colonne a été estimée à $N_H = 2.1 \pm 0.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ à partir des données de ROSAT (Mereghetti *et al.*, 1994), et à $N_H = 1.5 \pm 0.15 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ à partir des données d'ASCA (Mereghetti *et al.*, 1997). Ces densités de colonne impliquent une absorption dans le visible comprise entre $A_V = 8.3$ et $A_V = 11.7$. Pour l'estimation de la nature de l'étoile compagnon, je choisis la valeur de $N_H = 1.5 \pm 0.15 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ pour la densité de colonne, car elle est a été plus récemment déterminée que l'autre valeur. Ainsi, l'asorption est dans le visible de $A_B = 11.1$, $A_V = 8.4$, $A_R = 6.3$ et $A_I = 4.0$, et en infrarouge de $A_J = 2.2$, $A_H = 1.3$ et $A_K = 0.9$. En supposant que GRS 1758 – 258 se trouve à la distance du centre galactique, c'est-à-dire à $D = 8.5 \text{ kpc}$, les magnitudes absolues optiques dans les bandes B, V, R et I sont respectivement $B \geq -1.57$, $V = 0.65$, $R = 0.17$ et $I = 0.50$; et les magnitudes absolues infrarouges dans les bandes J, H et K sont respectivement: $J = -0.98$, $H = -1.11$ et $K = -1.59$.

À partir des relations entre les magnitudes absolues et le type spectral (Ruelas-Mayorga, 1991) (Johnson, 1966), et en supposant que l'émission observée provient de la photosphère d'une étoile, nous déduisons deux possibilités: soit l'étoile compagnon est une géante de type spectral K0-5 III, soit c'est une étoile de la séquence principale, de type spectral B0-5 V. Cependant, les couleurs déduites de nos observations ne sont pas cohérentes avec le type spectral déduit à partir des magnitudes dans le cas d'une étoile de la séquence principale. Par contre, les couleurs sont tout à fait cohérentes avec les magnitudes en supposant que l'étoile est une géante. Si le candidat que nous avons observé est réellement la contrepartie de GRS 1758 – 258, nous concluons que **GRS 1758 – 258 est un système binaire de masse intermédiaire constitué d'un candidat trou noir, et d'une étoile géante de type spectral K0-5 III.**

Cependant, il faut remarquer que nous observons ~ 120 sources dans le filtre I et ~ 50 dans le filtre K, dans un angle solide de 1000 arc.s^2 . Ainsi, la probabilité de trouver *a priori* un objet dans le cercle d'erreur de l'astrométrie n'est pas négligeable, et s'élève à $\sim 20\%$ en optique et $\sim 20\%$ en infrarouge. En conclusion, de futures observations, avec des télescopes de plus grande surface collectrice, sont nécessaires pour obtenir un résultat plus certain.

Date	JD	Tél	réf	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
08/07/94	2 449 539.5	ESO	cha98	15.85 ± 0.15	14.8 ± 0.1	14 ± 0.1
18/07/97	2 450 647.5	ESO	cha98	16.2 ± 0.07	-	14 ± 0.14

TAB. 8.3 – **Observations infrarouges de GRS 1758-258.**

cha98: (Chaty, 1998)

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

Comparaison avec 1E 1740.7-2942

Comme les deux sources de rayons X durs du centre de la Galaxie, 1E 1740.7 – 2942 et GRS 1758 – 258, sont très comparables dans les hautes énergies, nous pouvons nous demander si ces objets ne sont pas aussi similaires dans le domaine des grandes longueurs d'onde. Or, comme l'émission dans les grandes longueurs d'onde provient de l'étoile compagnon et de la partie externe du disque d'accrétion, cela revient au même que de considérer que ces deux systèmes sont de même nature. Ainsi, il est intéressant d'examiner quelles seraient les magnitudes infrarouges de 1E 1740.7 – 2942, si le système est de même nature que GRS 1758 – 258, mais sachant que la densité de colonne est bien supérieure dans le cas de 1E 1740.7 – 2942: $N(\text{H}) \geq 8 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ pour 1E 1740.7 – 2942 par rapport à $N_{\text{H}} = 1.5 \pm 0.15 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ pour GRS 1758 – 258. Ainsi, j'obtiens que les magnitudes apparentes de 1E 1740.7 – 2942 dans l'infrarouge proche seraient $k \geq 18.5$, $h \geq 20.5$ et $j \geq 25$. 1E 1740.7 – 2942 doit donc être à la limite de visibilité en infrarouge, dans la bande K, et bien sûr invisible en optique. Ce résultat est cohérent avec l'ensemble des observations de 1E 1740.7 – 2942.

Si j'extrapole nos observations de GRS 1758 – 258 au-delà de 2.2 μm , j'estime que la contrepartie de GRS 1758 – 258 dans le filtre $L(3.4 \mu\text{m})$ présenterait comme magnitude absolue $L \sim -3$. Toujours en supposant que les systèmes de GRS 1758 – 258 et de 1E 1740.7 – 2942 sont de même nature, cela donnerait une magnitude apparente pour 1E 1740.7 – 2942 de $L \geq \sim 14$. Or, cette magnitude est cohérente, dans les erreurs d'extrapolation et d'observation, avec la détection marginale (d'après les auteurs), par Djorgovski et al. (1992), d'une contrepartie de magnitude $L' = 13 \pm 1$ (Djorgovski *et al.*, 1992). Ces résultats montrent donc qu'il est très probable que les deux systèmes, 1E 1740.7 – 2942 et GRS 1758 – 258 soient de même nature.

L'ensemble de ces résultats sont repris dans l'article suivant.

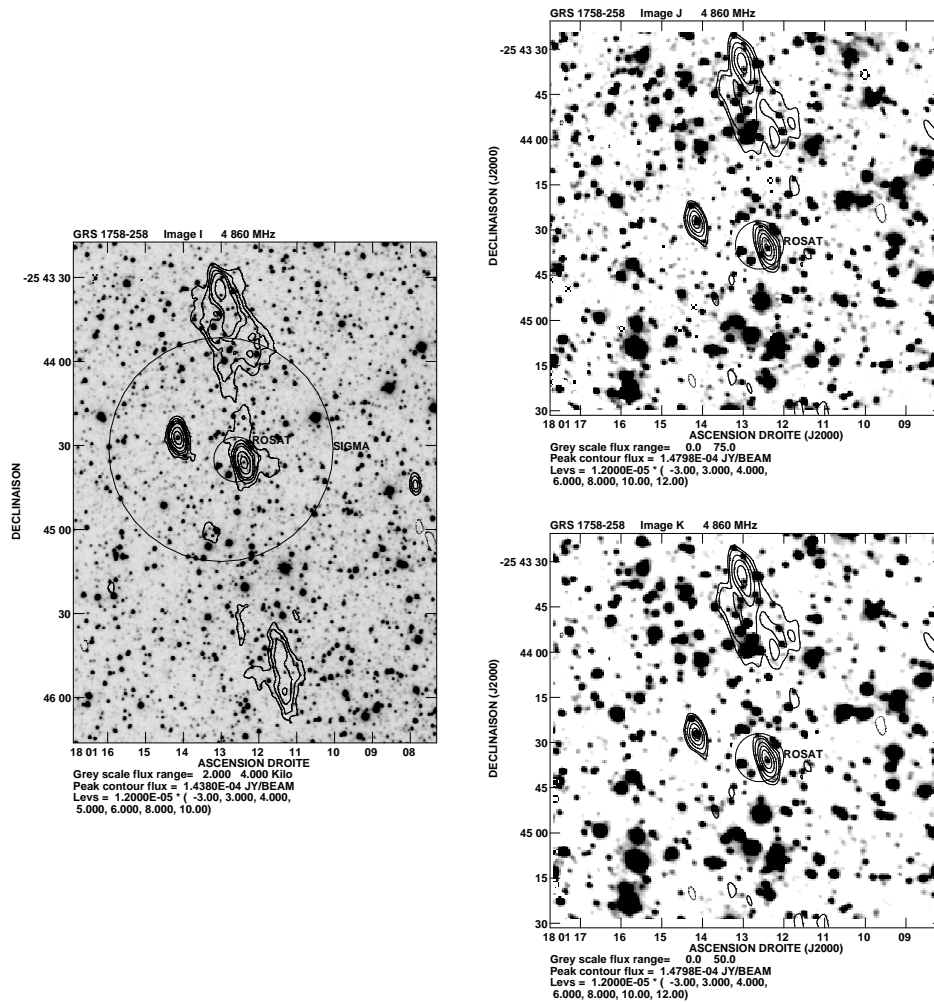


FIG. 8.2 – Trois images du microquasar GRS 1758-258, optique à gauche et infrarouges à droite, sur lesquelles sont superposés les contours de l'émission radio à 6 cm de longueur d'onde. L'image de gauche a été acquise avec l'instrument EMMI-Red du NTT de l'ESO, avec le filtre I ($0.9 \mu\text{m}$). Les deux images de droite proviennent de IRAC2, sur le 2.2 m de l'ESO. Celle du haut a été prise avec le filtre J ($1.25 \mu\text{m}$), et du bas avec le filtre K ($2.2 \mu\text{m}$). Le champ est de $2'5 \times 3'$. Les coordonnées sont dans le système de référence J2000.0. Le candidat à la contrepartie de GRS 1758 – 258 est visible en optique et en infrarouge au milieu de la source centrale visible en radio. Le deuxième candidat optique à la contrepartie de GRS 1758 – 258 n'est pas visible ici. La source D, dont la contrepartie est aussi visible, correspond à la source radio située à gauche.

8.2.4 Résumé de l'article

Nous décrivons les résultats d'une recherche profonde des contreparties optique et proche-infrarouge du microquasar GRS 1758 – 258. Au moins deux candidats possibles à la contrepartie de l'étoile binaire compagnon ont été identifiés à partir de la coïncidence astrométrique, dans un rayon de 1". Notre étude photométrique montre que le plus brillant de ces deux candidats correspondrait à une étoile géante de type K, alors que le plus faible serait une étoile compagnon de la séquence principale, de type F. Des observations spectroscopiques subséquentes, dans les bandes H et K, n'ont jusqu'ici pas fourni d'évidence de raies d'émission, qui aurait permis une identification non ambiguë. Cependant, la proximité de ces deux sources avec la position radio de GRS 1758 – 258, acquise au VLA et précise à moins d'une arcseconde, indique que ces sources méritent dans le futur une attention particulière.

8.3 L'article «Recherche des contreparties optique et infrarouge de GRS 1758-258»

Dans les pages suivantes est rapporté l'article détaillant les observations multi-longueur d'onde du microquasar GRS 1758 – 258.

A&A manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:
06(08.09.2 GRS 1758–258; 13.25.5; 13.18.5)

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS

September 1, 1998

Search for the optical and infrared counterpart of GRS 1758–258

J. Martí^{1,2}, S. Mereghetti³, S. Chaty¹, I.F. Mirabel^{1,4}, P. Goldoni¹, and L.F. Rodríguez⁵

¹ DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, F-91191 Gif-Sur-Yvette, France

² Departamento de Física Aplicada, Escuela Politécnica Superior, Universidad de Jaén, Calle Virgen de la Cabeza, 2, E-23071 Jaén, Spain

³ Istituto di Fisica Cosmica G.Occhialini, via Bassini 15, I-20133 Milano, Italy

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

⁵ Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo. Postal 70-264, 04510 México D.F., Mexico

Received / Accepted

Abstract. We report the results of a deep search for the optical and near infrared counterpart of the microquasar source GRS 1758–258. At least two possible candidate counterparts of the binary star companion have been recognized on the basis of astrometric coincidence to within $1''$. Our photometric study shows that the brightest of them would be consistent with a K-type giant star, while the weakest one would be a main sequence F companion. Follow up spectroscopic observations in the near infrared H and K -bands have failed so far to provide evidence for emission lines that may support an unambiguous identification. However, the proximity of these two sources to the sub-arcsec VLA radio position of GRS 1758–258 makes them deserving further attention in the future.

Key words: Stars: individual: GRS 1758–258 – X-rays: stars – Radio continuum: stars

1. Introduction

GRS 1758–258 is one of the two persistent hard X-ray (≥ 30 keV) emitters in the Galactic Center region together with 1E 1740.7–2942 (Sunyaev et al. 1991; Goldwurm et al. 1994). The two sources are known to exhibit radio counterparts with double-sided jets emanating from a central compact source (Mirabel et al. 1992a; Rodríguez, Mirabel & Martí 1992). This morphological analogy with extragalactic AGNs and quasars is part of the motivation for considering both GRS 1758–258 and 1E 1740.7–2942 to be members of the microquasar class of black hole galactic X-ray binaries (see e.g. Mirabel & Rodríguez 1998 for a recent review). However, the galactic origin of GRS 1758–258 and 1E 1740.7–2942 has not been verified yet by means of classical photometric or spectroscopic studies of their optical/infrared counterpart, provided of course that we could actually detect it.

For a successful counterpart search in the crowded fields of the Galactic Center region, it is almost imperative to have a very accurate X-ray or radio position. This information is today available, with sub-arcsec accuracy, through observations

at radio wavelengths for both 1E 1740.7–2942 (Mirabel et al. 1992) and GRS 1758–258 (Mirabel & Rodríguez 1993). On the other hand, it is also required that the interstellar extinction does not completely prevent the observations. In the 1E 1740.7–2942 case, there is little hope that an optical counterpart may be ever found, given the strong absorption towards this source ($N_H \geq 8 \times 10^{22}$ cm⁻², Mirabel 1994). On the contrary, the absorption towards GRS 1758–258 is estimated to be significantly lower, i.e. $N_H = (1.5 \pm 0.1) \times 10^{22}$ cm⁻² (Mereghetti et al. 1997a). This corresponds to an extinction of $A_V \simeq 8.4$ magnitudes in the optical and to only $A_K \simeq 0.9$ magnitudes in the near infrared (Rieke & Lebofsky 1985; Predehl & Schmitt 1995). Thus, the search for an optical and near infrared counterpart to GRS 1758–258 should be regarded as a feasible project. Indeed, several observers have undertaken such a search (Mereghetti et al. 1992; Mirabel & Duc 1992), but the initial lack of a sub-arcsec accurate radio position did not facilitate a successful result in this very crowded region. As a consequence, most of the subsequent discussions on the nature of GRS 1758–258 have been based on the bona fide assumption that only magnitude upper limits were available (Chen et al. 1994; Mirabel 1994).

In this paper, we address again the issue of the GRS 1758–258 counterpart by re-analyzing old images of the field as well as obtaining new deep ones. The astrometry has been also revised and improved, with our attention being focused on the Mirabel & Rodríguez (1993) precise radio position, namely R.A.(J2000)=18^h01^m12^s.395 and DEC.(J2000)=–25°44′35″.90, that is accurate to $\pm 0''.1$. As a result, we think now that there are a minimum of two possible candidate counterparts for this microquasar source contrary to early beliefs. The identification is mainly based at present on astrometric coincidence, and further observations would be necessary to confirm, or to rule out, the proposed candidates. It is important to mention that one of them is the same stellar-like object with $I \sim 19$ originally pointed out by Mereghetti et al. (1994a). The rest of the paper is devoted to discuss the possible stellar types and luminosities of the normal companion of GRS 1758–258 that would be consistent with the candidate counterparts. Further details may be found in Chaty (1998).

Send offprint requests to: J. Martí, jmarti@discovery.saclay.cea.fr

2

Martí et al.: Search for the optical and infrared counterpart of GRS 1758–258

2. Observations and results

Our observations were carried out using different telescopes at the European Southern Observatory¹ (ESO) in La Silla (Chile). On several epochs between 1992 and 1997, we obtained *J*, *H* and *K*-band images with the IRAC2b camera at the ESO 2.2 m telescope. For the epoch 1998 March 26, *U* *B* *V* *R* *I* optical images of the region were similarly acquired using the ESO New Technology Telescope (NTT) with the EMMI CCD. On 1998 May 18, NTT spectroscopy was also obtained in the *H* and *K*-bands with the SOFI infrared spectrograph and imaging camera. All frames were reduced using standard procedures based on the IRAF image processing system.

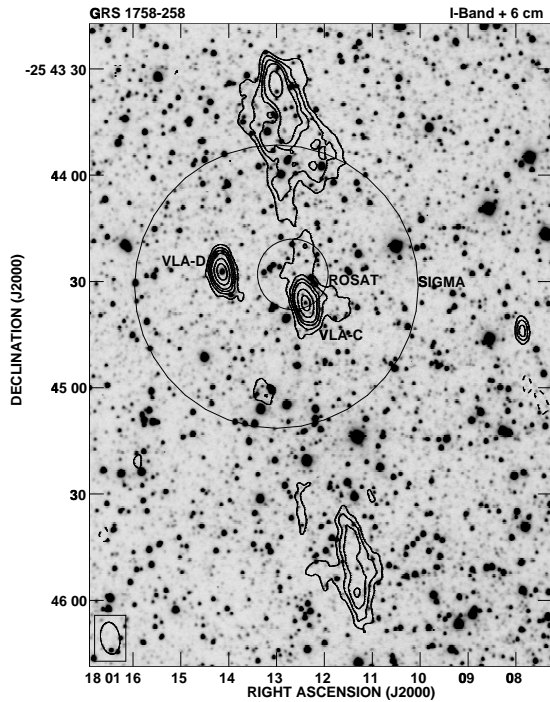


Fig. 1. I-band NTT image of the GRS 1758–258 field with VLA radio contours at 6 cm overlaid. The SIGMA and ROSAT 90% confidence error circles are also shown. Their radii are of 40'' and 10'', respectively (Goldwurm et al. 1994; Mereghetti et al. 1994b). Radio contours are $-3, 3, 4, 5, 6, 8$ and 10 times $0.012 \text{ mJy beam}^{-1}$, the VLA map rms noise. The corresponding synthesized beam is $9''.1 \times 6''.4$, with position angle of $9^\circ.5$.

2.1. Astrometry and photometry

The astrometry on these images was obtained in two steps involving the use of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS)

¹ Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile under proposal numbers 59.D-0719, 60.D-0514 and 61.D-0431.

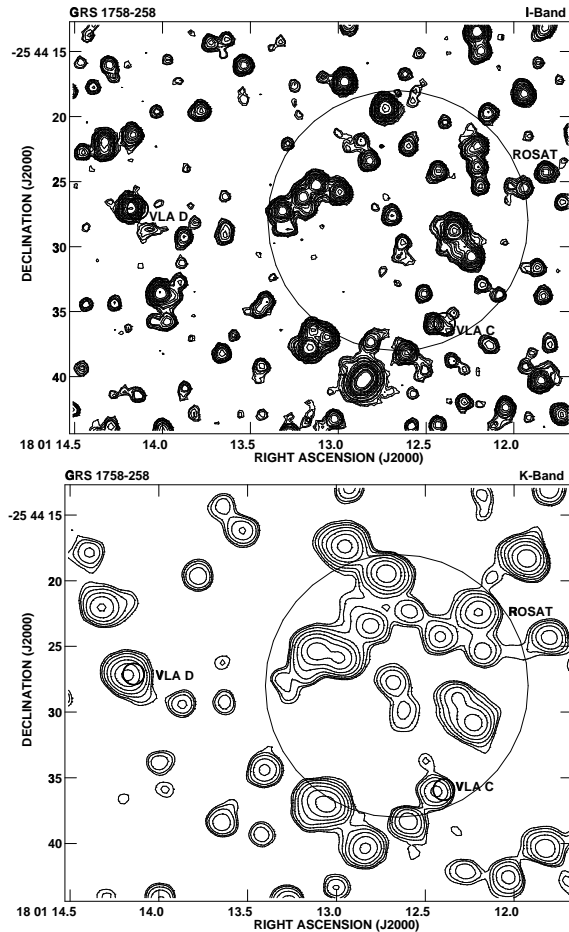


Fig. 2. Contour maps showing in detail the location of the GRS 1758–258 central source at optical (NTT, I-band) and near infrared (2.2m, K-band) wavelengths. The 90% confidence error circle of the ROSAT position and that of the radio positions for VLA-C and VLA-D are also marked.

digitized plates (Lasker et al. 1990). First, we selected ten POSS stars in the GRS 1758–258 field being included in the Hipparcos and Tycho catalogues (ESA, 1997). These objects were used as primary reference stars in order to establish a precise astrometric grid. This allowed us to measure the positions of six fainter stars in the ESO frames being well distributed very close to the suspected position of GRS 1758–258. Afterwards, these fainter objects were adopted as secondary reference stars from which the final astrometry could be determined. We estimate that our total combined error is such that the $\pm 0''.1$ radio positions can be located with a 90% confidence radius of about $0''.8$ in the NTT and $0''.9$ in the 2.2 m frames, respectively.

In Fig. 1 we show a wide field NTT image of the GRS 1758–258 region in the optical I-band. The 90% confidence error circles representing the SIGMA and ROSAT PSPC po-

Table 1. Magnitudes of the candidate counterparts

Filter	Date of observation	1st VLA-C Candidate	2nd VLA-C Candidate	VLA-D Candidate
<i>B</i>	1998 Mar 26	> 24.2	> 24.2	> 24.2
<i>V</i>	1998 Mar 26	23.9 ± 0.4	> 24.9	21.9 ± 0.2
<i>R</i>	1998 Mar 26	21.0 ± 0.2	22.6 ± 0.3	19.3 ± 0.2
<i>I</i>	1998 Mar 26	19.0 ± 0.2	21.1 ± 0.3	17.4 ± 0.1
<i>J</i>	1994-97	16.2 ± 0.1	–	14.3 ± 0.1
<i>H</i>	1994-97	14.8 ± 0.1	–	13.0 ± 0.1
<i>K</i>	1994-97	14.0 ± 0.1	–	12.3 ± 0.1

sitions are plotted on it (Goldwurm et al. 1994; Mereghetti et al. 1994b). For illustration purposes, we have also overlaid the radio contours showing the extent of the microquasar jets. These contours correspond to a deep radio image obtained with the NRAO² Very Large Array (VLA), to be discussed in more detail in a future paper. In addition to the jet extended emission, the GRS 1758–258 central component and another compact source to the east are clearly detected. We will refer to them as sources VLA-C and VLA-D as in Rodríguez et al. (1992).

In Fig. 2 we present an enlarged view of the target position at optical (*I*-band) and near infrared (*K*-band) wavelengths, in the form of contour maps. The location of radio sources VLA-C and VLA-D is indicated on these images by means of their 90% confidence circle. It is clear that at least two optical objects (perhaps three) may be consistent with being the central source of the GRS 1758–258 radio counterpart or VLA-C. They are well detected individually only in the NTT frames. In the infrared, the IRAC2b resolution is not good enough to resolve them. A likely counterpart candidate to the radio source VLA-D (R.A.(J2000)=18^h01^m14^s.142 and DEC.(J2000)=−25°44′27″.08; ±0′.1 uncertainty) is obvious in all ESO frames. The apparent Johnson magnitudes of all the optical and infrared sources relevant to the following discussion are listed in Table 1. Those of the second VLA-C candidate may be partially contaminated by the proximity of the first brighter one. No significant photometric variations $\gtrsim 0.1$ magnitudes have been detected on time scales of weeks during follow-up infrared observations (Chaty 1998).

Note that in some previous works optical and infrared magnitudes and upper limits were reported erroneously, and seem to imply long term variability when compared with Table 1. The VLA-C candidate counterpart observed in May 1991 had $I \sim 19$ (Mereghetti et al. 1997a, 1997b; the value $I \sim 17$ was previously reported owing to a typing error in Mereghetti et al. 1994a). The upper limits of $K \sim 17$ and or $I \sim 21$ often quoted (e.g., Mirabel & Rodríguez 1993; Mirabel 1994; Chen et al. 1994) resulted from preliminary radio positions and astrometry solutions and/or from misinterpretation of previously published results that unfortunately propagated through the literature. In conclusion, there is no evidence that any of the objects considered as possible counterparts has varied.

² The National Radio Astronomy Observatory is operated by Associated Universities, Inc., under cooperative agreement with the USA National Science Foundation.

2.2. Infrared spectroscopy

The SOFI slit was aligned with a position angle allowing to observe the VLA-C and VLA-D candidates simultaneously. The integration time amounted to one hour and consisted of short exposures with the targets at different slit positions, thus allowing an accurate sky cancellation during the processing. Atmospheric transmission was corrected using the Maiolino et al. (1996) procedure. This involves division of the target spectrum by that of a solar type standard, observed at the same air mass, plus a correction for the standard star absorption lines by means of a synthetic solar spectrum. The final result is shown in Fig. 3, where the main interesting features are the clear ¹²C¹⁶O bands in both the VLA-C first candidate and in the VLA-D candidate as well. Feature identifications and equivalent widths are listed in Table 2. All the observed wavelengths appear close to the rest frame value, implying radial velocities of at most $\lesssim 300$ km s^{−1}, i.e., as expected for a common stellar object inside the Galaxy. The spectrum of the VLA-C second candidate is only very marginally detected with SOFI and does not contaminate that of the first one.

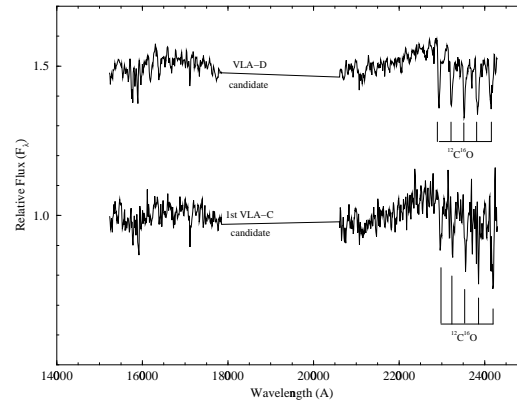


Fig. 3. Near infrared spectrum of the VLA-C and VLA-D candidate counterparts obtained with the SOFI instrument at the NTT on 1998 May 18. The continuum has been rectified and normalized for better display. ¹²C¹⁶O absorption bands are the only identified spectral features. The huge gap between 1.8 and 2.1 μ m is due to the very strong atmospheric opacity.

3. Discussion

The fact that candidate counterparts are available now for GRS 1758–258 opens the possibility to investigate the true nature of this microquasar source, as well as to extrapolate the preliminary results to its Galactic Center twin 1E 1740.7–2942. In the following, we will always assume that only VLA-C is associated with GRS 1758–258 and that VLA-D, being undetectable in X-rays and misaligned with the jets, is most likely an unrelated source.

The observed magnitudes in Table 1, together with the recent column density estimate $N_H = (1.5 \pm 0.1) \times 10^{22}$ cm^{−2} by

Table 2. Equivalent widths of absorption features^a

Feature Identification	Wavelength (μm)	1st VLA-C Candidate (\AA)	VLA-D Candidate (\AA)
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}(2,0)$	2.294	8	9
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}(3,1)$	2.323	8	11
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}(4,2)$	2.354	10	10
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}(5,3)$	2.383	5	11
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}(6,4)$	2.414	12	9

(a) Typical errors in the wavelength calibration are $\pm 0.001 \mu\text{m}$ and $\pm 1 \text{\AA}$ in the equivalent width estimates.

Mereghetti et al. (1997a), yield the following dereddened absolute magnitudes assuming a 8.5 kpc distance. For the brighter VLA-C candidate, we find: $B > -1.5$, $V = +0.9 \pm 1.1$, $R = +0.1 \pm 0.6$, $I = +0.3 \pm 0.5$, $J = -0.8 \pm 0.3$, $H = -1.3 \pm 0.2$ and $K = -1.6 \pm 0.2$. The corresponding dereddened colors are, e.g., $V - R = +0.8 \pm 1.7$, $V - I = +0.6 \pm 1.6$, $V - J = +1.7 \pm 1.4$, $V - H = +2.2 \pm 1.3$, $V - K = +2.5 \pm 1.3$, $J - H = +0.5 \pm 0.5$, $J - K = +0.8 \pm 0.5$ and $H - K = +0.3 \pm 0.4$. From these values, the most consistent spectral type would be an early K giant star (Johnson 1966; Ruelas-Mayorga 1991). The agreement with an early K III companion is specially good for the absolute magnitudes. The colors are less constraining due to errors, but nevertheless consistent with this determination. On the other hand, the presence of $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ absorption bands is very typical of evolved late type stars (Kleinmann & Hall 1986) thus giving further support to our classification.

If the association of this candidate with VLA-C is correct, GRS 1758–258 would be an X-ray binary system of low/intermediate mass. This suggests an interesting similarity of GRS 1758–258 with other persistent Galactic Bulge X-ray sources with weak radio emission, such as for instance GX 13+1 (Grindlay & Seaquist 1986). The infrared spectrum of GX 13+1 also contains $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ absorption bands believed to be the signature of a late type giant companion (Bandyopadhyay et al. 1997). However, the main problem with this interpretation is the absence of observed emission lines. Emission lines should be normally expected from the accretion disk of the system and they are not evident in the spectrum of Fig. 3. In particular, we do not see any clearly detectable Brackett- γ emission, while other Galactic Bulge sources (e.g. Sco X-1, GX 13+1, GX 1+4) do display it (Bandyopadhyay et al. 1997). Therefore, we cannot strictly rule out at present that this counterpart candidate is a mere line-of-sight coincidence in the crowded regions of the Galactic Bulge. From the images in Fig. 2, we find ~ 120 I -band and ~ 50 K -band sources in a solid angle of 1000 arc sec^2 . Then, the a priori probability of finding an object in our astrometric error circle is non negligible and amounts to $\sim 20\%$ and $\sim 10\%$ in the optical and infrared, respectively.

Alternatively, for the weaker VLA-C counterpart candidate the approximate absolute magnitudes that we estimate are $R = +1.7 \pm 0.9$ and $I = 2.4 \pm 0.8$. With the same caution as

above for line-of-sight coincidences, these values would point towards a main sequence F star as the most likely interpretation, thus implying a low-mass X-ray binary system. No reliable spectroscopic information is available for this source given its weakness.

The two VLA-C candidates reported here certainly exclude the possibility of a high mass companion for GRS 1758–258. It is also worth mentioning that, if we could see them through the same huge absorption as in 1E 1740.7–2942, then their apparent magnitudes would be consistent with the present 1E 1740.7–2942 limits. This fact is reassuring that both microquasars are likely to have similar companions. Moreover, if the VLA-C first candidate is indeed GRS 1758–258, its extrapolated apparent magnitude at L' -band (3.8μ) assuming the 1E 1740.7–2942 absorption is found to be $L' \gtrsim 14$. This value is interestingly not far from the possible marginal detection of 1E 1740.7–2942 by Djorgovski et al. (1992) long ago ($L' = 13 \pm 1$). In any case, we conclude this work by stressing the need for further sensitive observations to confirm or to rule out the proposed identifications.

Acknowledgements. We thank the ESO staff for their valuable assistance in obtaining and reducing some of the observations reported in this paper, specially to Jean-François González, Christopher Lidman and Fernando Comerón. We also thank an anonymous referee for helping to improve this paper.

References

- Bandyopadhyay, R., Shahbaz, T., Charles, P.A., et al., 1997, MNRAS, 285, 718
 Chaty, S., 1998, PhD Thesis, Paris XI University
 Chen, W., Gehrels, N., Leventhal, M., 1994, ApJ, 426, 586
 Djorgovski, S., Thompson, D., Mazzarella, J., et al., 1992, IAU Circ. No. 5596
 ESA, 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, ESA SP-1200
 Goldwurm A., Cordier B., Paul J., et al., 1994, Nat, 371, 58
 Grindlay, J.E., Seaquist, E.R., 1986, ApJ, 310, 172
 Kleinmann, S.G., Hall, D.N.B., 1986, ApJSS, 62, 501
 Johnson, H.L., 1966, ARA&A, 4, 193
 Lasker, B.M., et al., 1990, A.J. 99, 2019
 Maiolino, R., Rieke, G.H., Rieke, M.J., 1996, AJ, 111, 537
 Mereghetti, S., Caraveo, P., Bignami, G.F., et al., 1992, A&A, 259, 205
 Mereghetti, S., Belloni, T., Goldwurm, A., 1994a, Mem.S.A.It., 65, 317
 Mereghetti, S., Belloni, T., Goldwurm, A., 1994b, ApJ, 433, L21
 Mereghetti, S., Cremonesi, D., Haardt, F., et al., 1997a, ApJ 476, 829
 Mereghetti, S., Cremonesi, D., Haardt, F., et al., 1997b, Proc. 2nd INTEGRAL Workshop, St. Malo, France, ESA SP-382, 171
 Mirabel, I.F., Rodríguez, L.F., Cordier, B., et al., 1992, Nat, 258, 215
 Mirabel, I.F., Duc, P.-A., 1992, IAU Circ. 5655
 Mirabel, I.F., Rodríguez, L.F., 1993, AIP Conference Proceedings 304, *The Second Compton Symposium*, 413
 Mirabel, I.F., 1994, ApJSS, 92, 369
 Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1998, Nat, 392, 673
 Predehl, P., Schmitt, J., 1995, A&A, 293, 889
 Rieke, G., Lebofsky, M., 1985, ApJ, 288, 618
 Rodríguez, L.F., Mirabel, I.F., Martí, J., 1992, ApJ, 401, L15
 Ruelas Mayorga, R.A., 1991, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 22, 27
 Sunyaev, R.A., et al., 1991, A&A, 247, L29

Chapitre 9

Candidats trous noirs dans des systèmes de masse intermédiaire

Sommaire

9.1	GRO J1655-40: la deuxième source superluminique	189
9.2	GRS 1739-278	194

9.1 GRO J1655-40: la deuxième source superluminique

9.1.1 Paramètres généraux

Noms:

GRO J1655-40

Nova Scorpius 1994

Coordonnées **B1950.0**:

$$\alpha = 16^h 50^m 33^s$$

$$\delta = -39^\circ 45' 52''$$

Coordonnées **J2000.0**:

$$\alpha = 16^h 54^m 00^s.137 \pm 0''015$$

$$\delta = -39^\circ 50' 44''.90 \pm 0''20$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 344^\circ.98189$$

$$b^{II} = +2^\circ.45596$$

Distance au Soleil:

$$D = 3.2 \text{ kpc}$$

Les coordonnées J2000.0 proviennent de (Bailyn *et al.*, 1995), les coordonnées B1950.0 et les coordonnées galactiques ont été déterminées à partir des coordonnées J2000.0. La distance de la source provient de Greiner (1996).

9.1.2 Le contexte**Le comportement en radio**

GRO J1655 – 40, en présentant des jets de matière émanant de l'objet central, est la deuxième source superluminique de la Galaxie (Hjellming et Rupen, 1995). Les observations en radio montrent en effet deux jets relativistes collimatés, de part et d'autre du noyau central, qui se déploient et disparaissent au bout de quelques jours. Les jets sont éjectés à une vitesse atteignant 92% de celle de la lumière, c'est-à-dire à une vitesse exactement égale à celle des jets de GRS 1915 + 105. Il est étonnant que les deux seules sources superluminiques de la Galaxie présentent des jets se déplaçant à la même vitesse. Cependant, à la différence des jets de GRS 1915 + 105, pour lesquels l'un des jets est toujours plus brillant que l'autre, cet effet étant expliqué par l'effet relativiste nommé «Doppler boosting», les jets de GRO J1655 – 40 deviennent l'un après l'autre brillants puis faibles (Hjellming et Rupen, 1995).

Le comportement aux hautes énergies et en optique

Le rayonnement de la source transitoire de rayons X GRO J1655 – 40 au-delà de 100 keV, le spectre optique, la luminosité et la couleur dérougée, c'est-à-dire corrigée de l'absorption interstellaire, de GRO J1655 – 40, sont très similaires à ceux de A0620 – 00, Nova Muscae 1991, *V404Cyg* et *NovaOphiuchi1977*, ces objets contenant tous des objets compacts dont la masse est supérieure à $3 M_{\odot}$ (Bailyn *et al.*, 1995). L'observation de la diffusion des rayons X par la poussière interstellaire avec ROSAT/HRI a permis d'accéder à l'absorption visuelle, estimée à $A_v = 5.6$ magnitudes, et à la densité de colonne, $N(\text{H}) = 7.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. En supposant une extinction moyenne le long de la ligne de visée, la distance de cette source a été estimée à 3.2 kpc (Greiner, 1996).

GRO J1655 – 40 a une contrepartie optique brillante qui a été découverte grâce à sa variabilité (Bailyn *et al.*, 1995). Ses magnitudes sont $B \sim [19 - 18.4]$, $V \sim [17.4 - 16.8]$, $R \sim [16.4 - 15.8]$ et $I \sim [15.4 - 14.8]$ (Orosz et Bailyn, 1997). En optique, ses couleurs

intrinsèques sont typiques de celles des binaires de rayons X de faible masse en sursaut, et sa magnitude absolue est intermédiaire entre celles de candidats trous noirs en sursaut, c'est-à-dire entre V404 Cygni, et A0620-00 ou Nova Muscae 1991 (Bailyn *et al.*, 1995). En comparant le spectre de la source avec plusieurs spectres stellaires standard de type MK, la nature de l'étoile compagnon a été estimée à une sous-géante, de type spectral F3-F5 IV (Orosz et Bailyn, 1997).

L'examen dans le rayonnement optique de cette source a permis d'estimer très précisément l'ensemble des masses des différentes composantes du système. La masse de l'objet compact a été déterminée à $7.02 \pm 0.22 M_{\odot}$, ce qui place donc GRO J1655 – 40 au rang de très bon candidat trou noir; et la masse de l'étoile secondaire a été estimée à $2.34 \pm 0.12 M_{\odot}$. À partir des spectres, la période spectroscopique de 2.62157 ± 0.00015 jours a été déterminée, ainsi qu'une semi-amplitude de vitesse radiale de $K = 228.2 \pm 2.2 \text{ km s}^{-1}$, et une fonction de masse $f(M) = 3.24 \pm 0.09 M_{\odot}$. La position de la secondaire sur le diagramme Hertzsprung-Russel est cohérente avec celle d'une étoile de $\sim 2.3 M_{\odot}$, qui a évolué à partir de la séquence principale, et est maintenant à mi-chemin entre la séquence principale et le commencement de la branche des géantes (Kolb *et al.*, 1997). Là réside peut-être la raison d'un transfert de masse beaucoup plus important que dans le cas des autres sources transitoires de rayons X mous, en parallèle à des chutes du taux d'accrétion \dot{M} , qui ramènent régulièrement cette source dans le domaine des transitoires (Charles, 1998).

9.1.3 Nos observations

Recherche de la contrepartie de GRO J1655-40 en infrarouge

Du fait de la présence d'une contrepartie brillante en optique, cette source a très peu été étudiée dans les longueurs d'onde infrarouges. Nos observations photométriques ont été effectuées dans les trois filtres J, H et K, et sa contrepartie a été repérée dans ces trois bandes, par comparaison avec les images optiques (Bailyn *et al.*, 1995). Elles sont rapportées dans le tableau 9.1, et les images sont dans la figure 9.1.

Estimation de la nature du système binaire de GRO J1655-40

Pour estimer la nature de l'étoile compagnon, je suppose que la majorité de l'émission à ces longueurs d'onde provient de la photosphère de l'étoile compagnon. Comme nous n'avons observé cette source qu'une seule fois, nous n'avons pas la possibilité de choisir une date d'observation. Les magnitudes apparentes pour la date du 19 juillet 1997 étaient

$$J = 13.43 \pm 0.03, H = 12.87 \pm 0.02 \text{ et } K = 12.07 \pm 0.01$$

La distance de la source est $D = 3.2$ kpc, et l'absorption interstellaire a été estimée à $A_V = 5.6$ magnitudes. Nous pouvons dès lors en déduire les absorptions dans les bandes J, H et K respectivement:

$$A_J = 1.456, A_H = 0.84 \text{ et } A_K = 0.627$$

Les magnitudes absolues dans les bandes J, H et K respectivement sont alors:

$$J = -0.552, H = -0.496 \text{ et } K = -1.083$$

À partir des relations entre les magnitudes absolues et le type spectral (Ruelas-Mayorga, 1991) (Johnson, 1966), et en supposant que l'émission observée provienne de la photosphère d'une étoile, les valeurs que nous venons de déterminer quant aux magnitudes absolues indiquent plusieurs possibilités pour la contrepartie. La première possibilité est que l'étoile compagnon soit une étoile de la séquence principale de type spectral compris entre B2 V et A0 V. La deuxième possibilité est que l'étoile compagnon soit une étoile de type spectral compris entre G5 III et K3 III, c'est-à-dire une étoile géante de type spectral compris entre G5 et K3. Cependant, les deux types spectraux qui viennent d'être déduits des magnitudes absolues ne sont pas cohérents avec la couleur $J - K$, égale 19 juillet 1997 à 0.531 ± 0.04 .

Ainsi, notre analyse ne permet pas d'estimer la nature du système binaire. Cela peut être dû au fait que GRO J1655 – 40 n'était pas à cette époque au repos, et donc qu'il existait une forte contamination du disque d'accrétion dans l'émission infrarouge à ces longueurs d'onde. En effet, il faut remarquer que la comparaison entre la source et des spectres stellaires standard de type spectral F3-F5 IV a été effectuée alors que la source était au repos, c'est-à-dire lorsqu'on peut supposer qu'il y a alors moins de contamination par le disque d'accrétion (Orosz et Bailyn, 1997). Il faudra donc continuer à observer GRO J1655 – 40 en infrarouge, non seulement pour voir son comportement à ces longueurs d'onde, et en particulier voir si elle présente des variations, mais aussi voir quelle émission infrarouge elle présente lorsqu'elle est au repos.

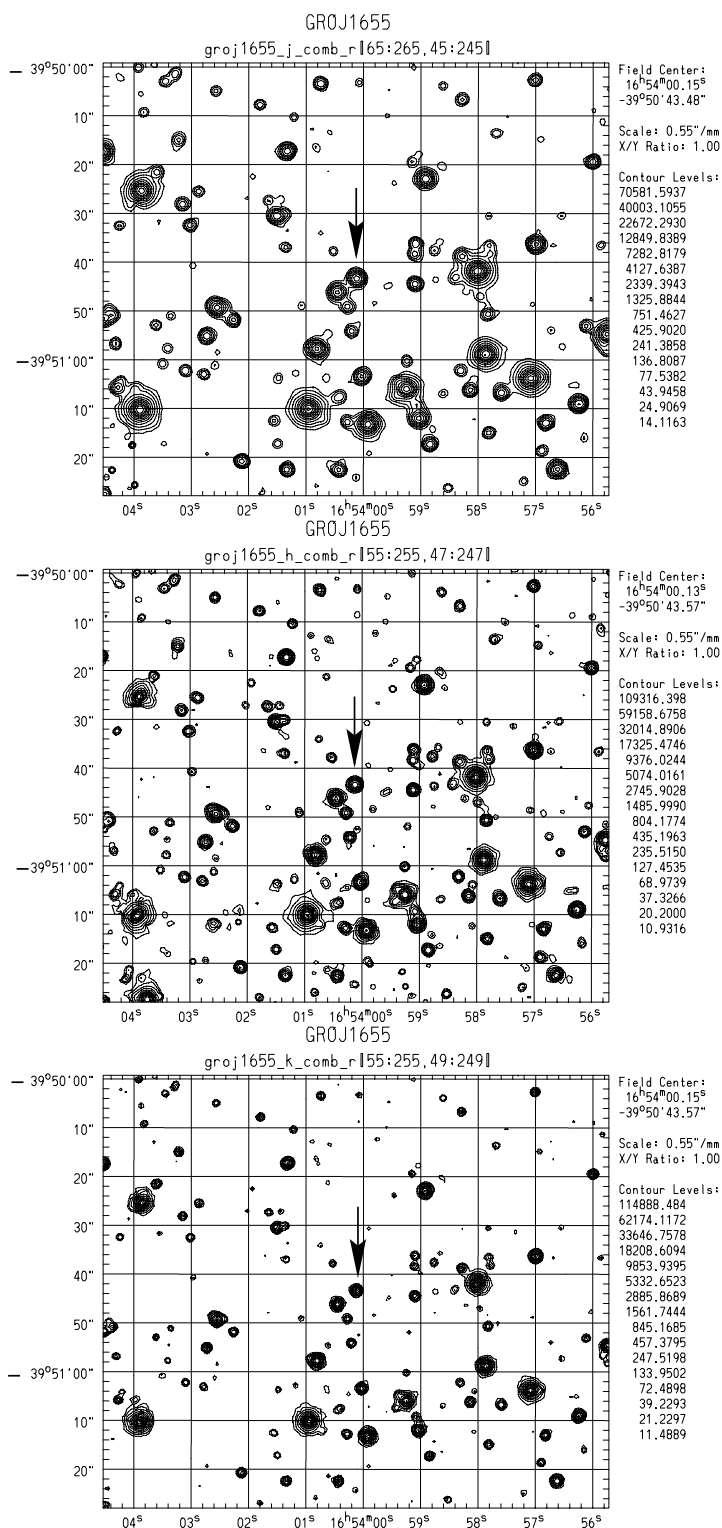


FIG. 9.1 – Observations dans les bandes J (en haut), H (au milieu) et K (en bas) de la source GRO J1655–40, le 19 juillet 1997. Ces observations ont été effectuées avec IRAC2b sur le 2.2 m de l'ESO (Chaty, 1998). Les coordonnées sont dans le système J2000.0.

Date	JD	Tél	réf	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
19/07/97	2 450 648	ESO	cha98	13.43 ± 0.03	12.87 ± 0.02	12.07 ± 0.01

TAB. 9.1 – Observations infrarouges de **GRO J1655-40**.

cha98: (Chaty, 1998)

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

9.2 GRS 1739-278

9.2.1 Paramètres généraux

Noms:

GRS 1739-278

Coordonnées **B1950.0**:

$$\alpha = 17^{\text{h}}39^{\text{m}}31$$

$$\delta = -27^{\circ}43'30$$

Coordonnées **J2000.0**:

$$\alpha = 17^{\text{h}}42^{\text{m}}40^{\text{s}}.03 \pm 0''02$$

$$\delta = -27^{\circ}44'52''7 \pm 0''3$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{\text{II}} = 0^{\circ}66$$

$$b^{\text{II}} = +1^{\circ}17$$

Distance supposée au Soleil:

$$D = 8.5 \text{ kpc}$$

Ces paramètres généraux de coordonnées et de distance proviennent de Martí et al. (1997).

9.2.2 Le contexte

Le comportement aux hautes énergies

GRS 1739 – 278 est une source transitoire de rayons X durs, découverte par SIGMA le 18 mars 1996 (Paul et al., 1996). À partir de la dureté de son spectre lors des premières

observations, il fut réalisé que la source pouvait être une nova de rayons X hébergeant un trou noir accrétant. GRS 1739 – 278 semble être localisée dans les environs du centre galactique, donc à la distance de ~ 8.5 kpc.

Le comportement aux longueurs d'onde optique et infrarouge

Après la détection d'une variabilité dans l'émission radio d'une source (Hjellming *et al.*, 1996), localisée dans la boîte d'erreur fournie par les observations dans les hautes énergies, les contreparties de *grsdstn* dans les longueurs d'onde optique et infrarouge ont pu être découvertes. Cependant, aucune variation de ces contreparties n'avait été détectée en 1996, dans un intervalle de 0.2 magnitudes sur une échelle de temps de plusieurs semaines. Les magnitudes de GRS 1739 – 278 dans les longueurs d'onde optiques V, R et I sont respectivement $V = 23.2 \pm 0.3$, $R = 20.5 \pm 0.1$ et $I = 18.3 \pm 0.3$ (Martí *et al.*, 1997). L'absence de variabilité avait conduit à suggérer que la luminosité optique et infrarouge n'était pas totalement dominée par le disque d'accrétion. Or, les seuls systèmes présentant cette propriété sont soit les binaires de rayons X normales de grande masse, soit les binaires de rayons X de faible masse, avec un compagnon géant. Et en effet, le type spectral de l'étoile compagnon de GRS 1739 – 278 semblait présenter les propriétés photométriques de ces deux systèmes, sans qu'il soit permis de distinguer clairement s'il s'agit de l'un ou de l'autre, car l'une des incertitudes les plus grandes concernant cette source concerne la valeur précise de la densité de colonne d'hydrogène (Martí *et al.*, 1997). L'intervalle dans lequel se situe la densité de colonne va de $1.2 \pm 0.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Greiner *et al.*, 1996a) à $4.1 \pm 0.7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Borozdin *et al.*, 1996).

9.2.3 Nos observations

Recherche de la contrepartie de GRS 1739-278 en infrarouge

Nous avons observé le champ autour de GRS 1739 – 278 à travers les trois filtres J, H et K. Sa contrepartie a été repérée grâce aux images de Martí et al. (1997), comme le montrent les images de la figure 9.2. Il semble d'après le tableau 9.2 que la source a chuté en magnitude, de 2.4 ± 0.7 magnitudes en J, et de 0.5 ± 0.35 magnitudes en K. Cependant, au vu des images de la figure 9.2, il se peut aussi que la baisse en magnitude de cette source soit due à la soustraction des images de GRS 1739 – 278 par un ciel non homogène, qui aurait fait chuter artificiellement le flux de GRS 1739 – 278. Ainsi, il faut prendre avec précaution cette baisse en magnitude de la source, et il faudra vérifier cette chute de magnitude par l'acquisition de prochaines images de cette source.

Estimation de la nature du système binaire de GRS 1739-278, et discussion

Pour estimer la nature de l'étoile compagnon du système binaire, je vais considérer que les magnitudes de la contrepartie infrarouge de GRS 1739 – 278, atteintes en 1997, sont réelles, et qu'elles correspondent ainsi à un minimum de luminosité. De la même façon, je vais supposer que ce flux minimum infrarouge provient en majorité de l'émission photosphérique de l'étoile compagnon. Je prends donc pour cette analyse les magnitudes apparentes du 20 juillet 1997, c'est-à-dire $j = 18.7 \pm 0.6$ et $k = 15.4 \pm 0.25$.

J'adopte pour cette étude la distance supposée de $D \sim 8.5$ kpc, et je vais examiner les deux extrêmes de l'intervalle de densité de colonne, ainsi que sa valeur intermédiaire.

Densité de colonne minimale

En prenant $N(\text{H}) = 1.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, qui est la valeur minimale de la densité de colonne, nous pouvons en déduire les absorptions en bandes V, J, H et K:

$$A_V = 6.71, A_J = 1.75, A_H = 1.0 \text{ et } A_K = 0.75$$

nous pouvons en déduire les magnitudes absolues respectivement en bande J et K:

$$J = 2.31 \text{ et } K = 0.$$

D'après les relations entre les magnitudes absolues et le type spectral (Ruelas-Mayorga, 1991) (Johnson, 1966), l'étoile compagnon de GRS 1739 – 278 pourrait être une étoile de la séquence principale de type spectral compris entre B5 V et G2 V. Cependant, la couleur $J - K$ correspondant à ces types spectraux devrait alors se trouver dans l'intervalle $[0.12; 0.32]$, alors qu'ici $J - K \sim 2.3$. De plus, aucun type stellaire ne semble présenter une couleur $J - K$ aussi importante. Il y a donc une incompatibilité, qui peut être due au fait que l'émission infrarouge est dominée par le rayonnement du disque d'accrétion. Cette valeur minimale de densité de colonne minimale ne semble donc pas convenir.

Densité de colonne intermédiaire

La deuxième possibilité que nous allons maintenant explorer est le cas d'une densité de colonne intermédiaire entre les deux extrêmes, c'est-à-dire de $N(\text{H}) = 2.65 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Les absorptions en bandes V, J, H et K sont alors:

$$A_V = 14.8, A_J = 3.85, A_H = 2.22 \text{ et } A_K = 1.66$$

Les magnitudes absolues que nous pouvons en déduire en bande J et K sont alors respectivement:

$$J = 0.202 \text{ et } K = -0.906$$

Nous sommes alors en face de deux possibilités. La première est qu'il s'agit, d'après les magnitudes absolues, d'une étoile de la séquence principale de type spectral compris entre B2 V et A0 V. Cependant, dans ce cas, la couleur $J - K = 1.1$ que nous déduisons de notre analyse n'est pas cohérente avec la couleur $J - K$ typique de ce type spectral, comprise entre -0.18 et -0.05. La deuxième possibilité est que l'étoile compagnon soit une étoile géante de type spectral compris entre G5 III et K3 III, dont les couleurs $J - K$ s'échelonnent entre 0.46 et 0.76. Notre couleur $J - K$ de 1.1 correspond, elle, à un type spectral de M3 III à M6 III.

L'étoile compagnon est donc dans ce cas une **étoile géante de type spectral compris entre G5 III et M6 III**. S'il en était ainsi, GRS 1739 - 278 pourrait être une binaire de rayons X de faible masse, avec comme compagnon une étoile géante. Ce résultat est cohérent avec l'analyse effectuée par Martí et al. (1997), lorsque la source était plus forte, et en prenant une densité de colonne minimale, de $1.3 \pm 0.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Ils concluaient alors que l'étoile compagnon devait être une géante de type spectral du milieu de G à K précoce.

Densité de colonne maximale

La troisième possibilité quant à la densité de colonne consiste à choisir sa valeur maximale, c'est-à-dire $N(\text{H}) = 4.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. À ce moment-là, les absorptions en bandes V, J, H et K deviennent:

$$A_V = 22.9, A_J = 5.95, A_H = 3.43 \text{ et } A_K = 2.56$$

Nous pouvons alors en déduire les magnitudes absolues respectivement en bande J et K:

$$J = -1.9 \text{ et } K = -1.81$$

Ceci permet alors, à partir des relations entre les magnitudes absolues et le type spectral, de suggérer que l'étoile compagnon est une étoile de la séquence principale de type spectral compris entre B0 V et B3 V. De plus, la couleur étant ici de $J - K \sim -0.09$, elle indique un type spectral compris entre B5 V et A0 V (Ruelas-Mayorga, 1991), et même plus précisément entre B7 V et B8 V d'après (Johnson, 1966). Aux incertitudes près, ceci suggère donc, de façon assez cohérente entre les magnitudes et les couleurs, un type spectral B0-A0 V.

Date	JJ	Tél	réf	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
01/04/96	2 450 174	ESO	mar97	16.3 ± 0.1	15.5 ± 0.2	14.9 ± 0.1
20/07/97	2 450 649	ESO	cha98	18.7 ± 0.6	-	15.4 ± 0.25

TAB. 9.2 – **Observations infrarouges de GRS 1739-278.**

cha98: (Chaty, 1998)

mar97: (Martí et al. , 1997)

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

L'étoile compagnon semble donc être une **étoile de la séquence principale de type spectral B0-A0 V**, ce qui permettrait de classer GRS 1739 – 278 comme une binaire de rayons X massive, et de type B-A. Ce résultat est cohérent avec celui de Martí et al. (1997), qui ont fait cette analyse lorsque la source était plus forte, mais en adoptant une densité de colonne plus faible, de $N(\text{H}) = 1.8 \pm 0.1 \times 10^{22}$.

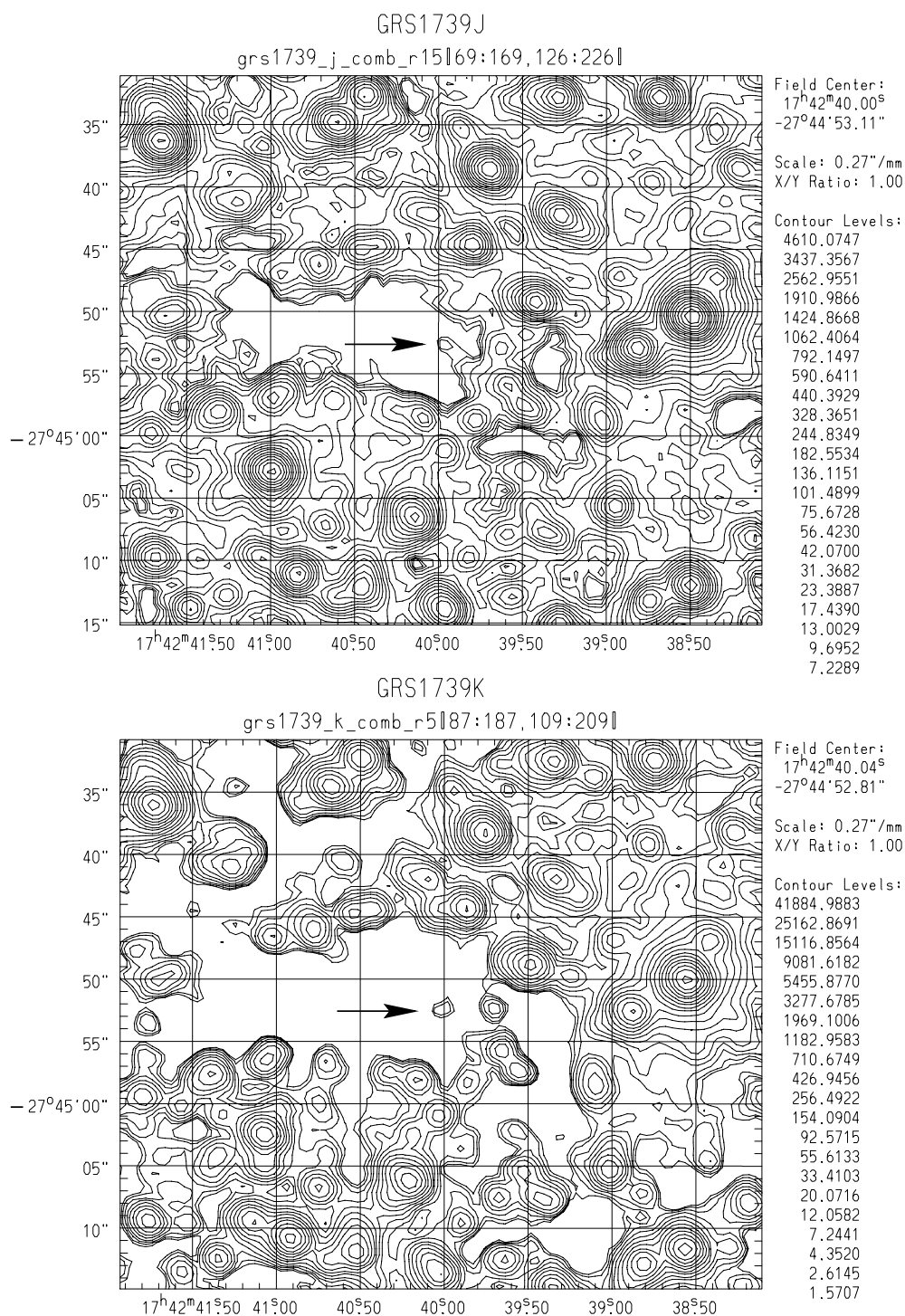


FIG. 9.2 – Observations dans les bandes J (en haut) et K (en bas), de la source GRS 1739–278, le 20 juillet 1997. Ces observations ont été effectuées avec IRAC2b sur le 2.2 m de l'ESO (Chaty, 1998). Les champs sont de 60" × 45". Les coordonnées sont dans le système de référence J 2000.0.

Chapitre 10

Candidats trous noirs dans des systèmes de faible masse

Sommaire

10.1 Nova Ophiuchi 1993	201
10.2 Nova Muscae 1991	206
10.3 GX 339-4	210

10.1 Nova Ophiuchi 1993

10.1.1 Paramètres généraux

Noms:

Nova Ophiuchus 1993

GRS 1716-249

GRO J1719-24

Coordonnées **B1950.0**:

$$\alpha = 17^h 16^m 32^s.52$$

$$\delta = -24^\circ 58' 01''.1$$

Coordonnées **J2000.0**:

$$\alpha = 17^h 19^m 36^s$$

$$\delta = -25^\circ 01' 03''$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 0^\circ 1$$

$$b^{II} = 7^\circ 1$$

Distance supposée au Soleil:

$$D = 2.4 \text{ kpc}$$

Ces paramètres généraux proviennent de Della Valle (1994).

10.1.2 Le contexte

Nova Ophiuchi 1993 est une source transitoire de rayons X, détectée le 25 septembre 1993 par SIGMA sur GRANAT, sous le nom GRS 1716-249, et par BATSE sur l'observatoire de rayons γ Compton, sous le nom GRO J1719-24 (Ballet *et al.*, 1993). Juste après sa détection, en septembre 1993, les propriétés photométriques et spectroscopiques de cet objet suggéraient qu'il s'agissait d'un système binaire de rayons X de faible masse, observé juste après un sursaut provoqué par un épisode violent d'accrétion de matière sur l'objet compact. Sa courbe de lumière lors du sursaut était très similaire à celle de Nova Muscae 1991. À partir de la magnitude absolue $M_v \geq 6$ de la contrepartie optique, dont la magnitude V est égale à 16.65, cette étoile doit être de la séquence principale, de faible masse, et de type spectral \sim K ou plus tardif (Della Valle *et al.*, 1994). Sa luminosité dans la bande d'énergie des rayons X entre 0.1 et 100 keV est $L_X \sim 2.1 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, ce qui est proche de la limite d'Eddington d'un objet effondré de masse $1.6 M_\odot$. Cette luminosité dans les rayons X est comparable à celle de A0620-00 et de Nova Muscae 1991, qui sont comme Nova Ophiuchi 1993 des sources d'émission transitoire de continuum radio. La densité de colonne d'hydrogène a été estimée à $N_H = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ à partir de mesures effectuées par ASCA dans les rayons X mous (Tanaka, 1993). La distance de cette source est encore très incertaine. Estimée à partir de la largeur équivalente des raies en absorption du NaD, la distance déduite est de $D \sim 2 \text{ kpc}$ (Charles *et al.*, 1989). En prenant la magnitude absolue moyenne au maximum des binaires de rayons X de faible masse, la distance est estimée à $\sim 2.8 \text{ kpc}$ (Della Valle *et al.*, 1994).

10.1.3 Nos observations

Recherche de la contrepartie de Nova Ophiuchi 1993 en infrarouge

Nous avons pris des images photométriques de Nova Ophiuchi 1993 dans les trois filtres J, H et K, et sa contrepartie y a été repérée, comme on peut le voir dans les images de la

figure 10.1. L'identification a été effectuée grâce à une image dans le visible prise par Della Valle et al. (1994). D'après les magnitudes rapportées dans le tableau 10.1, ainsi que par l'examen des images placées dans la figure 10.1, il est clair que la luminosité de cette source a chuté, jusqu'à devenir quasiment invisible dans les filtres J et H. Cela est donc cohérent avec le fait qu'il a été observé en 1993 un épisode violent d'accrétion de matière. Cela signifie que la luminosité vue lors des sursauts est due à cette augmentation d'accrétion, et donc qu'elle n'est pas dominée par l'émission photosphérique de l'étoile compagnon. Il faudra continuer à observer cette source dans les longueurs d'onde infrarouges, afin de voir si Nova Ophiuchi 1993 a maintenant atteint son minimum, ou si sa luminosité décroît encore.

Estimation de la nature du système binaire de Nova Ophiuchi 1993

Pour avoir une estimation de la nature de l'étoile compagnon, on peut considérer que les magnitudes atteintes en 1997 par Nova Ophiuchi 1993 sont les magnitudes correspondant à un minimum, c'est-à-dire celles provenant en majorité de l'étoile compagnon du système. Ainsi, je vais prendre pour cette analyse les magnitudes apparentes pour la date du 19 juillet 1997, c'est-à-dire

$$j = 19.4 \pm 1.2, h = 19.2 \pm 1 \text{ et } k = 18.3 \pm 1$$

J'adopterai, dans le but d'estimer la nature du système binaire, une distance moyenne de $D \sim 2.4$ kpc. Ainsi, en utilisant la densité de colonne qui est égale à $N_H = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ainsi que nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, nous pouvons en déduire les absorptions en bande V, J, H et K respectivement:

$$A_V = 2.236, A_J = 0.581, A_H = 0.335 \text{ et } A_K = 0.250$$

et supposant que sa distance est

$$D = 2.4 \text{ kpc}$$

nous pouvons en déduire les magnitudes absolues respectivement en bande J, H et K:

$$J = 6.92, H = 6.96 \text{ et } K = 6.15$$

Ce qui nous permet de dire, à partir des relations entre les magnitudes absolues et le type spectral (Ruelas-Mayorga, 1991) (Johnson, 1966), et en supposant que l'émission observée provient de la photosphère d'une étoile, que la contrepartie est une étoile de type spectral compris entre M2 V et M5 V, c'est-à-dire que c'est **une étoile de la séquence principale de type spectral compris entre M2 V et M5 V.**

Date	JD	Tél	ref	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
08/07/94	2449 539	ESO	cha98	16.2 ± 0.3	-	15.5 ± 0.3
19/07/97	2450 648	ESO	cha98	19.4 ± 1.2	19.2 ± 1	18.3 ± 1

TAB. 10.1 – **Observations infrarouges de Nova Ophiuchi 1993.**

cha98: (Chaty, 1998)

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

Discussion

Les magnitudes absolues ainsi déduites sont cohérentes avec la magnitude absolue $M_v \geq 6$ de la contrepartie optique identifiée par Della Valle et al. (1994). Selon eux, cette étoile doit être de la séquence principale, de faible masse, et de type spectral \sim K ou plus tardif (Della Valle *et al.*, 1994). Nos observations permettent donc de contraindre un peu plus la nature de ce système binaire, en posant que le type spectral doit être \sim M2-5 V.

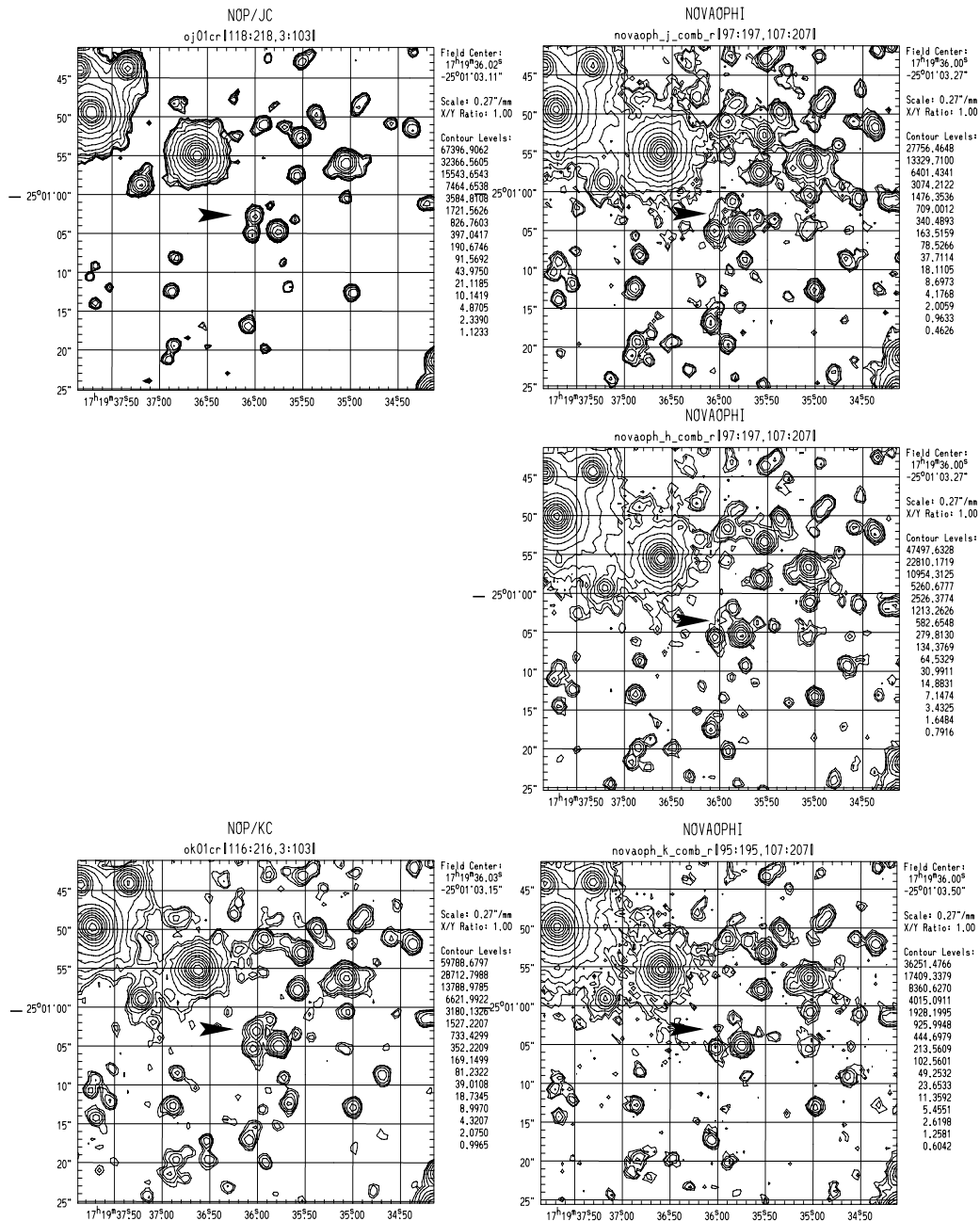


FIG. 10.1 – Observations dans les bandes J (en haut), H (au milieu) et K (en bas) de la source Nova Ophiuchi 1993, le 8 juillet 1994 pour les images prises avec les filtres J et K montrées à gauche, et le 19 juillet 1997 pour les images prises avec les filtres J, H et K montrées à droite. Ces observations ont été effectuées avec IRAC2b sur le 2.2 m de l'ESO (Chaty, 1998). Les champs sont de $45'' \times 60''$ à gauche. Les coordonnées sont dans le système J 2000.0.

10.2 Nova Muscae 1991

10.2.1 Paramètres généraux

Noms:

Nova Muscae X

GRS 1121-68

GS 1124-68

Coordonnées B1950.0:

$$\alpha = 11^h 24^m 18^s.49$$

$$\delta = -68^\circ 24' 01''.7$$

Coordonnées J2000.0:

$$\alpha = 11^h 26^m 26^s.61$$

$$\delta = -68^\circ 40' 32''.8$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 254^\circ 7592$$

$$b^{II} = -48^\circ 7197$$

Distance supposée au Soleil:

$$D = 1.4 \text{ à } 4 \text{ kpc}$$

Luminosité au maximum:

$$L_X^{max} = 10^{37} \text{ erg.s}^{-1}$$

Ces paramètres généraux proviennent de Della Valle et al. (1991).

10.2.2 Le contexte

Cette nova X, source transitoire de rayons X, a été découverte simultanément par Ginga le 8 janvier 1991 et par GRANAT le 9 janvier 1991, sous le nom de GRS 1121-68 (Lund *et al.*, 1991). La contrepartie optique de la source, sa courbe de lumière ainsi que son spectre lors du sursaut ont permis d'identifier Nova Muscae 1991 comme étant une binaire, et son stade d'évolution avancé a conduit à penser que Nova Muscae 1991 était une binaire de rayons X de faible masse, constituée d'un candidat trou noir de masse supérieure à $\sim 3 M_\odot$ (à partir de la fonction de masse dont la valeur est $3.1 \pm 0.4 M_\odot$), accréant de la matière d'un compagnon de faible masse ($0.7 M_\odot$) remplissant son lobe de Roche, de type spectral dans l'intervalle K0 V à K4 V (Remillard *et al.*, 1992). Cet objet a été

identifié comme étant une étoile de magnitude $V \sim 13.3$. Le progéniteur présentait avant l'augmentation d'éclat une magnitude de $R \sim 20$ (Della Valle *et al.*, 1991). Les propriétés optiques de Nova Muscae 1991 sont très similaires à celles de la binaire trou noir A0620-00.

La distance de cet objet est encore sujette à de possibles réajustements; en effet, comme Nova Muscae n'est pas une nova classique, la relation entre la magnitude absolue à son maximum d'éclat et le taux de déclin de sa magnitude ne peut pas être appliquée avec succès. L'estimation à partir du $E(B-V)$ donne $D = 2.3 \pm 2.1$ kpc, tandis que grâce à la relation linéaire entre la largeur équivalente de la raie de NaD et la distance, une distance $D = 1.4$ kpc a pu être déduite (Della Valle *et al.*, 1991). Une distance de 2.8 kpc a été estimée à partir d'observations en bande H, avec une limite supérieure de 4 kpc (Shahbaz *et al.*, 1997). Sa magnitude au minimum après correction du rougissement est $B = 19.8$. De ces deux caractéristiques découle une magnitude de $M_B = +9$ pour le progéniteur, qui serait donc une étoile de la séquence principale de faible masse et de type spectral $\sim K5-M0$, ce qui correspond dans l'état actuel de nos connaissances aux compagnons les plus probables des étoiles dégénérées dans les systèmes binaires X de faible masse. De plus, sa luminosité atteinte lors du maximum est typique de celle des binaires X de faible masse.

Les données observationnelles tendent à faire penser que l'énergie de la source pendant son sursaut était l'énergie potentielle gravitationnelle libérée pendant le transfert de masse du disque d'accrétion vers le compagnon compact.

10.2.3 Nos observations

Recherche de la contrepartie de Nova Muscae 1991 en infrarouge

Nous avons pris des images photométriques de Nova Muscae 1991 dans les trois filtres J, H et K, et sa contrepartie y a été repérée, l'identification ayant été effectuée grâce à une image dans le visible prise par Della Valle *et al.* (1991). Ces observations sont rapportées dans les images de la figure 10.2, et les magnitudes sont détaillées dans le tableau 10.2.

Estimation de la nature du système binaire de Nova Muscae 1991

Pour l'estimation de la nature du système binaire, je vais sélectionner les magnitudes de la source au minimum de luminosité, c'est-à-dire lors du 3 Juin 1993. Dans ce cas, les magnitudes correspondantes sont

$$j = 18.5 \pm 0.3, h = 18.5 \pm 0.3 \text{ et } k \geq 18.5 \pm 0.3$$

Je vais choisir comme distance moyenne probable la valeur de 2.7 kpc, valeur d'ailleurs très proche de la valeur la plus probable selon Shahbaz *et al.* (1997): 2.8 kpc. La densité

de colonne le long de la ligne de visée de Nova Muscae étant $N_H \sim 10^{22} \text{cm}^{-2}$, l'absorption dans le visible est $A_V = 5.59$. Ainsi, les absorptions respectives dans les bandes J, H et K sont

$$A_J = 1.45, A_H = 0.838 \text{ et } A_K = 0.626$$

Les magnitudes absolues ainsi estimées dans les bandes J, H et K sont respectivement:

$$J = 4.89, H = 5.50 \text{ et } K \geq 5.72$$

Nous pouvons déduire de ces magnitudes absolues, à partir de leurs relations avec les types spectraux (Ruelas-Mayorga, 1991) (Johnson, 1966), et en supposant que l'émission observée provient de la photosphère d'une étoile, que la contrepartie a un type spectral se situant entre G8 V et M5 V. **Ce serait donc une étoile de la séquence principale d'un type spectral compris entre G8 V et M5 V.**

Discussion

Ceci est donc cohérent avec les résultats de Della Valle et al. (1991), déduisant de l'observation en optique que le système doit être constitué d'une étoile de la séquence principale de faible masse, d'un type spectral \sim K5-M0 V. Nos observations contraignent donc un peu moins la nature de ce système binaire, mais il faut remarquer que Nova Muscae 1991 présente un excès de luminosité en J par rapport aux émissions photosphériques stellaires, et que ses magnitudes absolues ne donnent qu'une indication de la nature du système. Ceci est certainement dû au fait que l'émission du disque d'accrétion est prédominante à ces longueurs d'onde, en comparaison à l'émission de la photosphère de l'étoile compagnon.

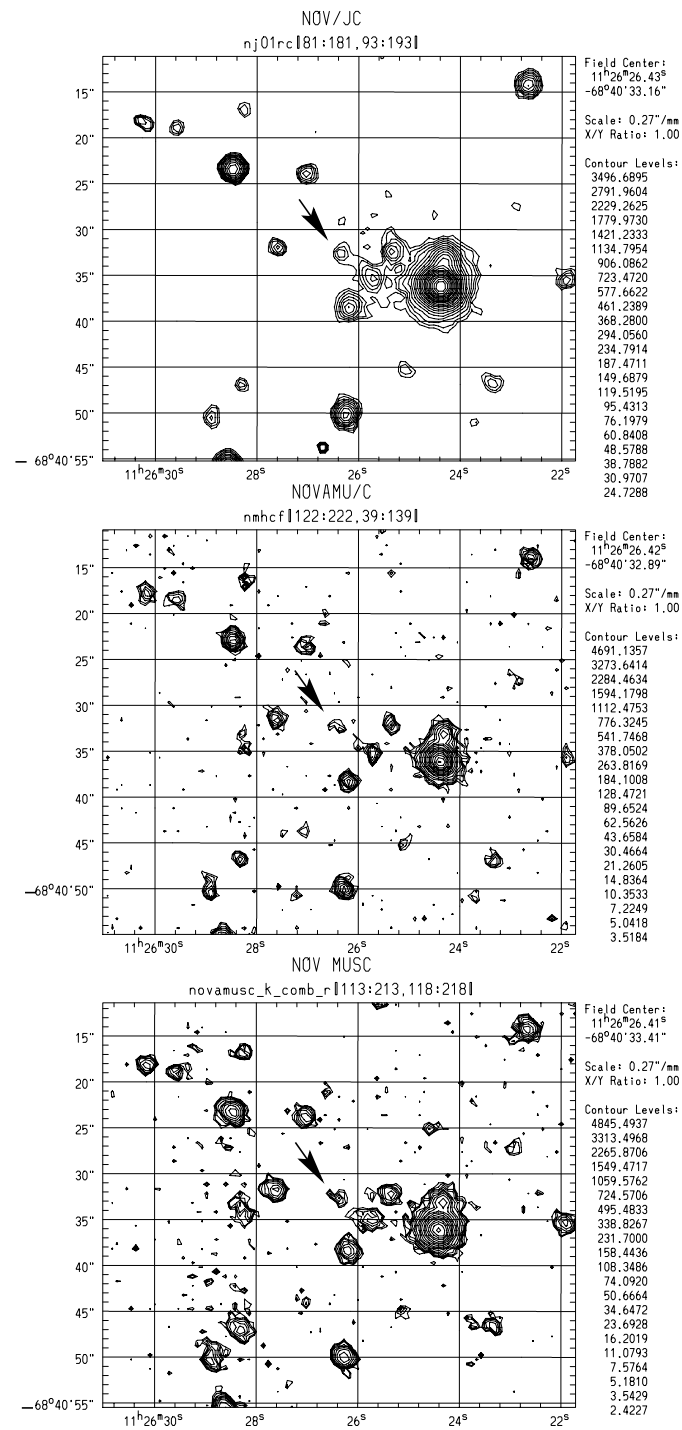


FIG. 10.2 – Observations dans les bandes J (en haut) le 7 juillet 1994, H (au milieu) le 3 juin 1993 et K (en bas) le 19 juillet 1997 de la source Nova Muscae 1991. Ces observations ont été effectuées avec IRAC2b sur le 2.2 m de l'ESO (Chaty, 1998). Les coordonnées sont dans le système J2000.0.

Date	JD	Tél	ref	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
03/06/93	2 449 141	ESO	cha98	18.5 ± 0.3	18.5 ± 0.3	$\geq 18.5 \pm 0.3$
07/07/94	2 449 540	ESO	cha98	17.5 ± 0.25	-	16.7 ± 0.25
18/02/95	2 449 766.5	AAT	sha97	-	17.12 ± 0.12	-
19/07/97	2 450 648	ESO	cha98	-	-	17.23 ± 0.25

TAB. 10.2 – Observations infrarouges de Nova Muscae 1991.

cha98: (Chaty, 1998)

sha97: (Shahbaz et al. , 1997)

AAT: Télescope anglo-australien de 3.9 m (AAT), équipé du réseau infrarouge IRIS.

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

10.3 GX 339-4

10.3.1 Paramètres généraux

Noms:

GX 339-4

4U 1658-48

Coordonnées **B1950.0**:

$\alpha = 16^{\text{h}}59^{\text{m}}01^{\text{s}}.9$

$\delta = -48^{\circ}43'06''$

Coordonnées **J2000.0**:

$\alpha = 17^{\text{h}}02^{\text{m}}49^{\text{s}}.4$

$\delta = -48^{\circ}47'21''.8$

Coordonnées galactiques:

$l^{\text{II}} = 338^{\circ}95$

$b^{\text{II}} = -4^{\circ}21$

Distance supposée au Soleil:

D = 1.3 à 4 kpc

Les paramètres donnés ci-dessus proviennent de Doxsey et al. (1979).

10.3.2 Le contexte

Le comportement dans les hautes énergies

Cette source, dont la ligne de visée est proche de la direction du centre galactique, a été découverte en 1973 (Markert et al, 1973) grâce au détecteur de rayons X de 1-60 keV du MIT sur le satellite OSO-7. Elle a été intensivement étudiée en optique, dans les rayons X et dans les rayons γ . GX 339 – 4 présente un comportement spectral dans les rayons X similaire à celui de Cygnus X-1. Sa courbe de lumière, telle qu’observée par BATSE, présente aussi des similitudes avec celle de GRS 1915+105. En effet, le spectre de GRS 1915+105, mesuré par SIGMA dans le domaine d’énergie de 35-250 keV, peut être approché par une loi de puissance avec un indice de photon de -2.5 ± 0.3 (Finoguenov et al, 1994). Dans le système de GX 339-4, deux sursauts de l’état dur, correspondant à un état bas en X, ont été détectés par BATSE, et ces sursauts étaient remarquablement similaires dans les aspects temporels et spectraux. Le spectre de GX 339 – 4 dans la bande de 20 à 300 keV évolue d’un profil dur, créé par le rayonnement Compton, à une loi de puissance plus inclinée, où $\alpha \sim -3$ pendant chaque sursaut. Son intensité varie d’un facteur 60 sur des centaines de jours, allant d’un état haut correspondant à 1/3 de la brillance de la Nébuleuse du Crabe, à un état bas et de temps en temps à un état où aucun signal n’est reçu. Elle montre les trois modes spectraux (état bas, état haut et état très haut) typiques des candidats trous noirs dans la bande d’énergie entre 2 et 10 keV. À cause de ce comportement spectral et de ses variations temporelles rapides (de 0.010 à 10 s), GX 339 – 4 a été classifié comme un candidat trou noir dans un système de faible masse.

Les propriétés optiques et infrarouges

La contrepartie de GX 339 – 4 est observable en optique. Elle a été identifiée comme une faible étoile bleue de 17^{ème} magnitude, très variable, sur un intervalle de 15 à 21 magnitudes (Doxsey *et al.*, 1979) (Grindlay, 1979). Mieux connaître GX 339-4, grâce à l’étude de sa contrepartie, peut donc permettre de mieux comprendre GRS 1915+105. C’est pour cela qu’elle mérite d’être observée même si sa contrepartie a déjà été identifiée. Une anti-corrélation entre les états dans les rayons X et la luminosité en optique a été rapportée (Motch *et al.*, 1985). L’étoile compagnon est très faible en optique lorsque la source X est dans un état éteint (ou état très bas); l’étoile s’illumine en optique lorsque la source X est dans un état bas (dur); enfin l’étoile est à un niveau intermédiaire en optique pendant que la source X est dans un état haut (mou). Une modulation de la luminosité de 14.8 heures a été interprétée comme la période orbitale du système binaire. Cependant, à

cause de l'émission optique forte provenant du disque d'accrétion, les paramètres orbitaux de GX 339 – 4 n'ont pas encore été établis de manière à clairement démontrer qu'il s'agit d'une binaire contenant un trou noir. Cette source pourrait peut-être contenir un trou noir, mais la masse estimée de l'objet compact étant $\leq 2.5 M_{\odot}$ tend pour le moment à écarter cette interprétation. Pourtant, les propriétés générales de cette source de rayons X, dont les grandes variations d'intensité, la corrélation inverse entre la dureté spectrale et l'intensité, ainsi que les fluctuations importantes et rapides de l'intensité, la placent dans la même classe d'émetteurs de rayons X que Cygnus X-1.

La distance au Soleil de cet objet ne peut pas être calculée à partir de sa magnitude visuelle, mais en supposant que la luminosité X de GX 339-4 est similaire à celle de Cygnus X-1. Son spectre thermique Brehmstrahlung indique une énergie thermique $kT = 1.7$ keV, avec un flux d'énergie moyen $= 8 \cdot 10^9$ erg.cm⁻².s⁻¹. La densité de colonne a été calculée: $N_H = 6 \times 10^{21}$ cm⁻². Son intervalle de distance s'étend de 1.3 à 4 kpc, avec une plus grande probabilité pour 1.3 kpc, déduit à partir des mesures du halo de rayons X autour de GX 339 – 4 (Predehl *et al.* , 1991).

Les propriétés radio

Le candidat trou noir GX 339 – 4 a été détecté comme une source radio variable (Sood et Campbell-Wilson, 1994) en mai 1994 avec le Télescope de Synthèse de l'Observatoire de Molonglo (MOST). Depuis, plusieurs observations ont été effectuées avec le Télescope australien à réseau compact (ATCA). Ces observations ont permis de détecter une forme de jet au sein de cette source, la plaçant ainsi peut-être au rang de microquasar (Fender *et al.* , 1997b).

10.3.3 Nos observations

Recherche de la contrepartie de GX 339-4 en infrarouge

Nous avons pris des images photométriques de GX 339-4 dans les trois filtres J, H et K, et sa contrepartie y a été repérée, comme on peut le voir dans les images de la figure 10.3. L'identification a été effectuée grâce à une image dans le visible prise par Doxsey et al (1979). Il est clair, d'après le tableau 10.3 et la figure 10.3, que la luminosité a grandement varié sur une période de plusieurs années, sur un intervalle de 2 magnitudes en J, de 1.8 magnitudes en H, et de ~ 2.8 magnitudes en K. Pour estimer la nature de l'objet compagnon, nous allons prendre les magnitudes correspondant au minimum de luminosité

de cette source. Sa magnitude apparente en bande J a été estimée à

$$j = 16.2$$

et celle en bande K à

$$k = 15.2$$

à la même époque à un jour près.

Contraintes sur la contrepartie de GX 339-4

Ainsi, en utilisant la densité de colonne qui est égale à

$$N_H = 6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$$

(Predehl *et al.*, 1991) nous pouvons en déduire les absorptions en bande J et K respectivement:

$$A_V = 3.9, A_J = 1.0 \text{ et } A_K = 0.4$$

Connaissant sa distance $D = 1.33$ kpc nous pouvons en déduire les magnitudes absolues respectivement en bande J et K:

$$J = 4.6 \text{ et } K = 4.1$$

Ce qui nous permet de dire, à partir des relations entre les magnitudes absolues et le type spectral (Ruelas-Mayorga, 1991) (Johnson, 1966), et en supposant que l'émission observée provient de la photosphère d'une étoile, que la contrepartie est une étoile de type spectral compris entre G5 V et K3 V, c'est-à-dire que c'est **une étoile de la séquence principale de type spectral compris entre G5 V et K3 V**.

Actuellement peu de caractéristiques sont connues à propos du système constituant GX 339-4. Cowley et al (1986) ont montré que c'était un système peu massif ($\leq 2.5M_\odot$) et que la contrepartie avait une magnitude absolue visuelle de $M_V \sim 1.2$, donc tout-à-fait cohérente avec le type spectral déduit de notre étude.

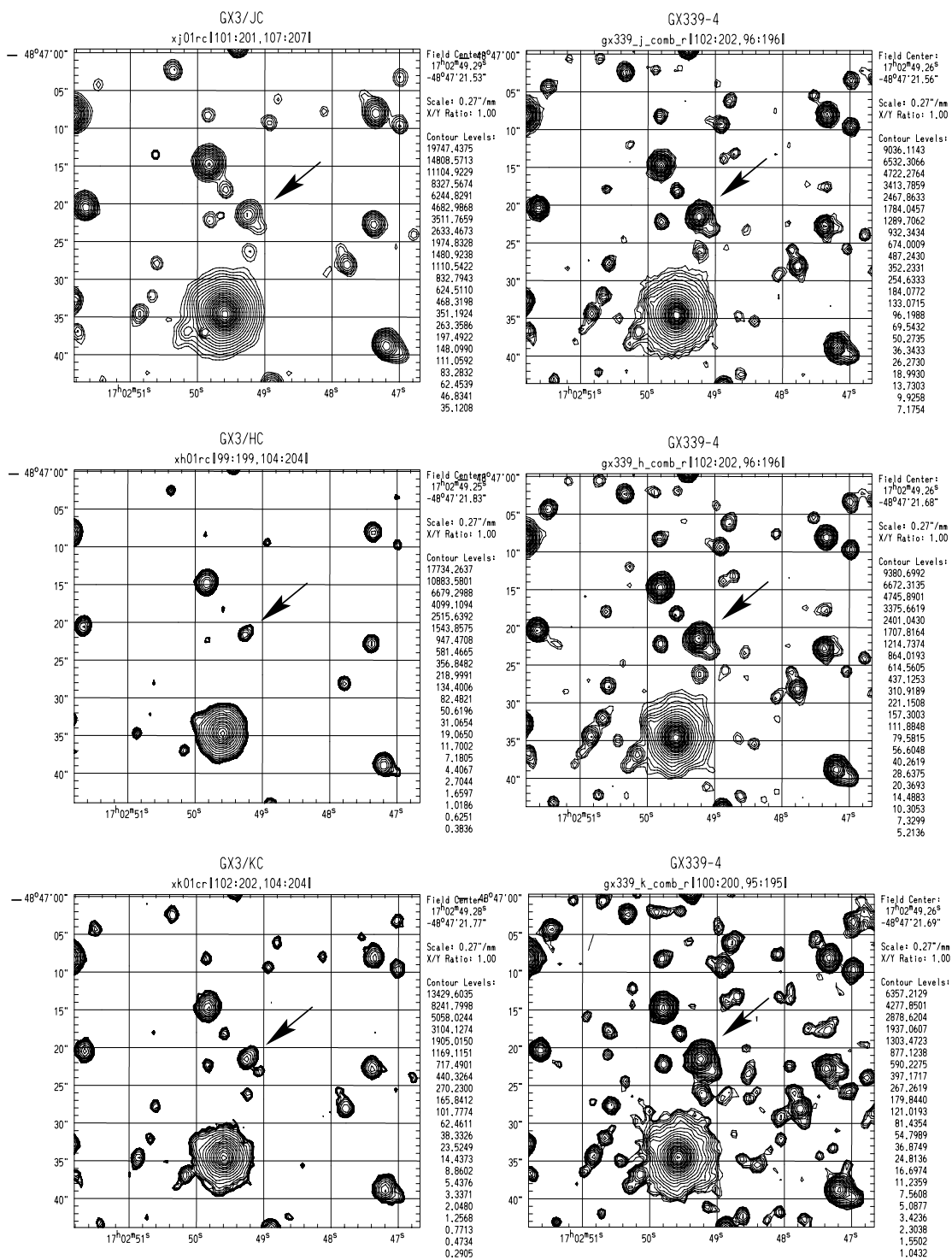


FIG. 10.3 – Observations dans les bandes J (en haut), H (au milieu) et K (en bas) de la source GX 339 – 4, le 6 juillet 1994 pour les images de gauche, et le 19 juillet 1997 pour les images de droite. Ces observations ont été effectuées avec IRAC2b sur le 2.2 m de l'ESO (Chaty, 1998). Les champs sont de $60'' \times 60''$. Les coordonnées sont dans le système J2000.0. Il est clairement visible que la luminosité infrarouge de GX 339 – 4 a varié au cours des trois années séparant ces images.

Date	JD	Tél	ref	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
03/06/93	2449 141	ESO	cha98	-	-	15.2 ± 0.3
04/06/93	2449 141	ESO	cha98	16.2 ± 0.3	-	-
06/07/94	2449 539	ESO	cha98	15.29 ± 0.1	14.91 ± 0.1	14.55 ± 0.1
08/07/94	2449 539	ESO	cha98	15.41 ± 0.1	-	14.45 ± 0.1
19/07/97	2450 648	ESO	cha98	14.21 ± 0.03	13.13 ± 0.01	12.41 ± 0.01

TAB. 10.3 – Observations infrarouges de GX 339 – 4.

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

Chapitre 11

Étoiles à neutrons dans des systèmes de faible masse

Sommaire

11.1 GX 354-0	217
11.2 Terzan 1	219
11.3 L'article	220

11.1 GX 354-0

11.1.1 Paramètres généraux

Nom:

GX 354-0

Coordonnées **B1950.0**:

$$\alpha = 17^h 28^m 39^s.45$$

$$\delta = -33^\circ 47' 50''.8$$

Coordonnées **J2000.0**:

$$\alpha = 17^h 31^m 57^s.73 \pm 0^s.02$$

$$\delta = -33^\circ 50' 02''.5 \pm 1''.1$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 354^\circ.30$$

$$b^{II} = -0^\circ.15$$

Date	JJ	Tél	réf	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
13/07/97	2 450 642.5	ESO	cha98	19.3 ± 0.48	-	15.11 ± 0.13
17/07/97	2 450 646.5	ESO	cha98	19.9 ± 0.35	-	15.13 ± 0.15

TAB. 11.1 – **Observations infrarouges de GX 354 – 0.**

cha98: (Chaty, 1998)

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

Distance au Soleil:

$$D = 8.5 \text{ kpc}$$

Ces paramètres généraux proviennent de Martí et al. (1998b).

11.1.2 Le contexte

GX 354 – 0 est une binaire de rayons X du bulbe de la Galaxie. Le contexte d'étude de cette source est décrit dans l'article sur les contreparties radio de GX 354-0 et Terzan 1.

11.1.3 Nos observations

Après avoir observé cette source de haute énergie, GX 354 – 0, au cours de plusieurs époques aux longueurs d'onde centimétriques, nous avons découvert une contrepartie radio. En prenant des images optiques et infrarouges, nous avons détecté un candidat à la contrepartie infrarouge de cette source. Les magnitudes de cette contrepartie sont rapportées dans le tableau 11.1. Nous avons ensuite montré à partir de l'analyse des magnitudes infrarouges, qu'il s'agit d'une binaire de rayons X de faible masse, dont l'étoile compagnon du système est très probablement une étoile de la séquence principale de type spectral plus tardif que B intermédiaire / A précoce (Martí *et al.*, 1998c). Nos observations de GX 354 – 0 sont détaillées dans l'article sur les contreparties radio de GX 354-0 et Terzan 1.

11.2 Terzan 1

11.2.1 Paramètres généraux

Nom:

Terzan 1

Coordonnées B1950.0:

$$\alpha = 17^h 32^m 34^s.42$$

$$\delta = -30^\circ 27' 01''.3$$

Coordonnées J2000.0:

$$\alpha = 17^h 35^m 47^s.27 \pm 0^s.04$$

$$\delta = -30^\circ 28' 52''.8 \pm 1''.4$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 357^\circ 56$$

$$b^{II} = +0^\circ 99$$

Distance au Soleil:

$$D = 5 \text{ à } 11 \text{ kpc}$$

Les coordonnées proviennent de Martí et al. (1998b). La distance de cette source est incertaine, et varie selon les auteurs entre 5.9 (Johnston *et al.*, 1995) et 10.6 kpc (Borrel *et al.*, 1996).

11.2.2 Le contexte

Terzan 1 est une binaire de rayons X du bulbe de la Galaxie, située dans un amas globulaire. Le contexte d'étude de cette source est décrit dans l'article sur les contreparties radio de GX 354 – 0 et Terzan 1.

11.2.3 Nos observations

Comme pour GX 354–0, nous avons observé Terzan 1 au cours de plusieurs époques aux longueurs d'onde radio centimétriques, ce qui a conduit à la détection d'une contrepartie radio. Grâce aux images optiques et infrarouges, nous avons découvert quatre contreparties infrarouges possibles de cette source, au milieu d'un champ bondé d'étoiles. Cependant, la contrepartie de Terzan 1 n'a pas été identifiée. Parmi celles-ci, les plus faibles de ces étoiles

présentent les propriétés infrarouges des étoiles de binaires de rayons X de faible masse (Martí *et al.*, 1998c). Nos observations de Terzan 1 sont détaillées dans l'article sur les contreparties radio de GX 354-0 et Terzan 1.

11.3 L'article

11.3.1 Résumé de l'article

Nous rapportons la découverte de contreparties radio faibles pour les sources de rayons X durs GX 354-0 et Terzan 1. À partir de la position radio précise à la seconde d'arc près, une contrepartie infrarouge de magnitude $K = 15.1 \pm 0.2$ est proposée pour GX 354-0. Pour Terzan 1, son champ chargé en étoiles nous empêche d'effectuer une identification non ambiguë comme dans le cas de GX 354-0, et au moins quatre objets stellaires différents peuvent correspondre à la contrepartie radio de cette source, dans un rayon de $1''7$.

11.3.2 L'article «Les contreparties radio de GX 354-0 et Terzan 1»

Dans les pages suivantes est rapporté l'article détaillant les observations de GX 354-0 et de Terzan 1.

*Letter to the Editor***The radio counterparts of GX 354–0 and Terzan 1****J. Martí¹, I.F. Mirabel^{1,2}, L.F. Rodríguez³, and S. Chaty¹**¹ DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette CEDEX, France² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, cc 67, Suc 28, (1428) Buenos Aires, Argentina³ Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo. Postal 70-264, 04510 México D.F., Mexico

Received 20 February 1998 / Accepted 24 February 1998

Abstract. We report the discovery of weak radio counterparts for the hard X-ray sources GX 354–0 and Terzan 1. Based on the arcsec accurate radio position, an infrared counterpart with magnitude $K = 15.1 \pm 0.2$ is proposed for GX 354–0. For Terzan 1, its crowded field prevents us from a similar unambiguous identification, and at least four different stellar objects may be consistent with the radio counterpart.

Key words: X-rays: stars – Radio continuum: stars – stars: GX 354–0 – (Galaxy:) globular clusters: Terzan 1

1. Introduction

Both GX 354–0 and Terzan 1 are X-ray bursting sources well known since many years ago. They are tentatively catalogued as low mass X-ray binaries (LMXBs) in the Galactic Bulge (van Paradijs 1995). A firm classification of these sources as LMXBs would require a knowledge of its photometric or spectroscopic properties, not yet available since no optical/infrared counterpart has been identified for these X-ray sources.

GX 354–0 ($l^{II}=354^{\circ}30$, $b^{II} = -0^{\circ}15$), also designated as MXB 1728–34, was discovered in the seventies with the SAS-3 and the Ariel V satellites (Lewin 1976; Hoffman et al. 1976). The absence of optical counterpart is due to the high optical extinction towards it. A possible association with a heavily reddened globular cluster was proposed by Grindlay & Hertz (1981), but additional infrared observations did not confirm this suggestion (van Paradijs & Isaacman 1989). Observations with the SIGMA telescope on board of the satellite GRANAT detected GX 354–0 up to 100 keV (Claret et al. 1994). The source was also reported to display hard X-ray flares without significant spectral changes as a function of intensity.

The globular cluster Terzan 1 ($l^{II}=357^{\circ}56$, $b^{II} = +0^{\circ}99$) was first detected in X-rays as the bursting source XB 1733–30, by Makishima et al. (1981) and Inoue et al. (1981) with the Hakucho satellite. Recent photometric studies by Ortolani et al. (1993) yield a probable distance of 4–5 kpc from the Sun. These authors also point out that the cluster is heavily contaminated by field population in the optical. The lack of an identified optical counterpart in this case is mostly due to the crowded field at the X-ray source position. Persistent hard X-ray emission from the direction of Terzan 1 has been observed with both the SIGMA and ART-P telescopes (Borrel et al. 1996; Pavlinsky et al. 1995). It is currently assumed that this hard emission comes from the

same persistent source of softer X-rays X 1732–304 detected by both EXOSAT (Parmar et al. 1989) and ROSAT (Johnston et al. 1995).

In the recent years, we have been carrying out an extensive search for radio counterparts of SIGMA/GRANAT sources in the Galactic Center and Bulge. Our main goal in this project was the search for new microquasar systems in the Galaxy. In this paper we report the discovery of new radio counterparts for GX 354–0 and Terzan 1, the two of them being included in the Goldwurm et al. (1994) list of SIGMA/GRANAT Bulge sources. Although a possible microquasar behavior is not evident from the current radio data, the existence of radio counterparts for GX 354–0 and Terzan 1 represents a significant advance towards the understanding of their nature. In particular, the availability of arcsec accurate radio positions makes feasible the search for optical or infrared counterparts with much higher chances of success than previously.

2. Observations

Radio observations were carried out with the Very Large Array (VLA) interferometer of NRAO¹. Several different VLA configurations from A to D were used including some hybrid ones. Each source was observed only at 6 cm, with two circular polarizations, and effective bandwidth of 100 MHz. The data have been edited and reduced using the AIPS package of NRAO. The sources 3C286 and 1748–253 were always observed as amplitude and phase calibrator, respectively. The flux densities measured for 1748–253 appear to be fairly stable at the ~ 0.5 Jy level. In addition, we also carried out deep searches for optical and near infrared counterparts using different telescopes from the European Southern Observatory² (ESO) in service mode. All ESO frames were reduced using standard procedures based on the IRAF image processing system.

3. Discovery of the GX 354–0 radio counterpart

We observed GX 354–0 in the radio on several epochs in 1995 and 1997. As a result of this effort, a successful detection of a variable radio candidate was finally achieved on 1997 June 25. This discovery is well illustrated in Fig. 1, where a new radio source has clearly

¹ The NRAO is operated by Associated Universities, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation of the USA.

² Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

L46

J. Martí et al.: The radio counterparts of GX 354–0 and Terzan 1

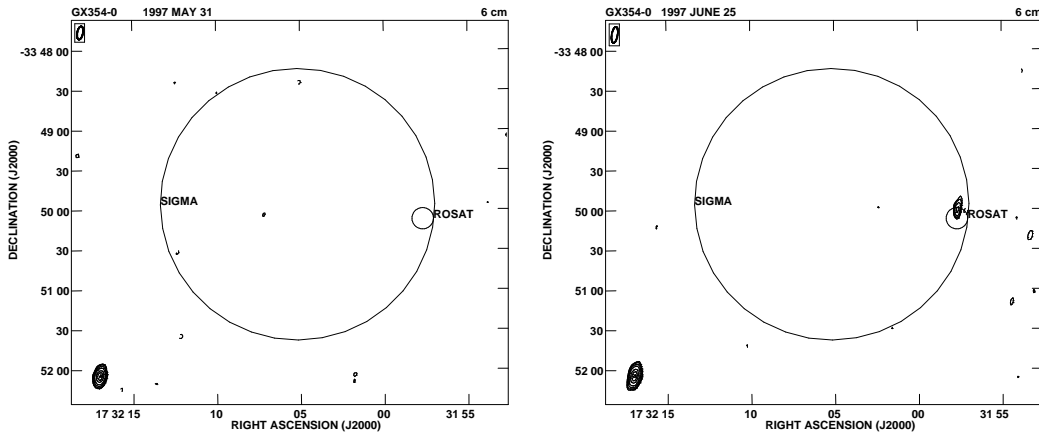


Fig. 1. VLA maps of the GX 354–0 field obtained at 6 cm on 1997 May 31 and June 25. In the second epoch, a clearly variable radio counterpart is detected inside the 90% confidence level radius of the SIGMA and ROSAT positions. This object was not present in the previous epoch above the 4σ upper limit of 0.2 mJy. Contours in both frames are $-3, 3, 4, 6, 9, 15, 20$ and 24 times $0.05 \text{ mJy beam}^{-1}$, the rms noise. The synthesized beam, shown at the top left corner, is practically identical in both epochs and corresponds to $11'' \times 4''$, with position angle -10° .

Table 1. Flux density history of GX 354–0.

Date	Julian Day –2400000	VLA Configuration	$S_{6\text{cm}}$ (mJy)
1995 Jun 19	49887.8	AD	< 0.14
1995 Sep 05	49965.51	AB	< 0.22
1995 Sep 07	49967.67	AB	< 0.32
1997 May 31	50599.76	C	< 0.18
1997 Jun 25	50624.73	C	0.49 ± 0.05
1997 Aug 11	50671.70	C	0.62 ± 0.10
1997 Sep 02	50693.61	C	0.36 ± 0.09
1997 Sep 17	50708.61	C	0.31 ± 0.05
1997 Sep 23	50715.48	C	< 0.32
1997 Dec 14	50797.33	D	< 0.20

emerged in the field, thus suggesting that GX 354–0 was in outburst. This region of the sky is very confused in the radio, mainly because of extended emission from the Galactic Plane. In order to avoid this problem, the maps in Fig. 1 have been computed using natural weight with visibilities corresponding to projected baselines longer than 10 k λ . The flaring radio source was confirmed later in three independent occasions, being always well inside the 90% confidence error circles of both SIGMA (Goldwurm et al. 1994) and the ROSAT All-Sky survey (Voges et al. 1998). The source is also very close to the edge of the 90% confidence circle from the EINSTEIN High Resolution Imager (HRI) (Hertz & Grindlay 1984). The estimated probability that we are dealing with a background unrelated source is rather low in this case (e.g. about 0.5% for the $\pm 8''$ ROSAT position). Given such a positionally good coincidence and specially the clear evidence for variability, we conclude that the identification of the GX 354–0 radio counterpart is highly probable to be correct.

The 6 cm flux density behavior of GX 354–0 is listed in Table 1. The positive detections are, at most, at the half mJy level, implying a monochromatic luminosity of $L_\nu \sim 4 \times 10^{19} [D/8.5 \text{ kpc}]^2 \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, where D is the distance to the source in kpc. The upper limits given in Table 1 are also consistent with previous non-detections (< 0.32 mJy) at the same wavelength by Grindlay & Seaquist (1986). Paredes & Ribó (1998) point out that the radio emission is likely to be

systematically correlated with flaring episodes in the 2–10 keV band, as detected by the RXTE All-Sky Monitor.

In order to obtain an accurate radio position, we concatenated the uv data from all epochs with positive detection. The resulting map is presented in the left panel of Fig. 2. Here, GX 354–0 appears unresolved and detected with a signal-to-noise of almost 10. The measured coordinates are $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}31^{\text{m}}57^{\text{s}}.73 \pm 0^{\text{s}}.02$ and $\delta_{J2000} = -33^\circ 50' 02''.5 \pm 1''.1$ (1σ errors). Additional improvement of the radio position will be possible by a future detection of the source in the most extended VLA-A configuration.

4. Search for the GX 354–0 optical and infrared counterpart

Previous searches of this type in the past (Liller 1977; Grindlay & Hertz 1981; van Paradijs & Isaacman 1989) did not provide any precise identification with a particular optical or infrared point source. Based on the arcsec accurate radio position given above, a new optical/infrared counterpart search was undertaken in 1997 July 8, i.e. soon after the June 25 radio outburst. Wide field CCD images were acquired with the NTT using the red arm of the ESO Multi Mode Instrument (EMMI). The Johnson R and I-band filters were selected to minimize interstellar absorption. Imaging infrared observations in the J and K-bands were similarly carried out on 1997 July 13, with the IRAC2b camera mounted at the F/35 photometer adapter of the 2.2 m telescope. The results of the ESO observations are presented in the center and right panels of Fig. 2.

An astrometric solution was first established using six nearby stars present in the plates from the Palomar Observatory Sky Survey (POSS). These reference stars were selected because their $\sim 0''.1$ accurate positions are available from the recent ESA (1997) Tycho Catalogue. We used this primary astrometry to measure the coordinates of stars present both in the POSS and the NTT/IRAC2 images, thus providing a secondary astrometric link in order to locate the radio position in the optical/infrared frames. The overall astrometric error of this process is estimated to be $\sim 0''.4$.

No optical source is detected at the radio position, with upper limits of $R > 23.0$ and $I > 22.6$. On the contrary, there is a J and K-band infrared source within one arcsec of the VLA source that could well be

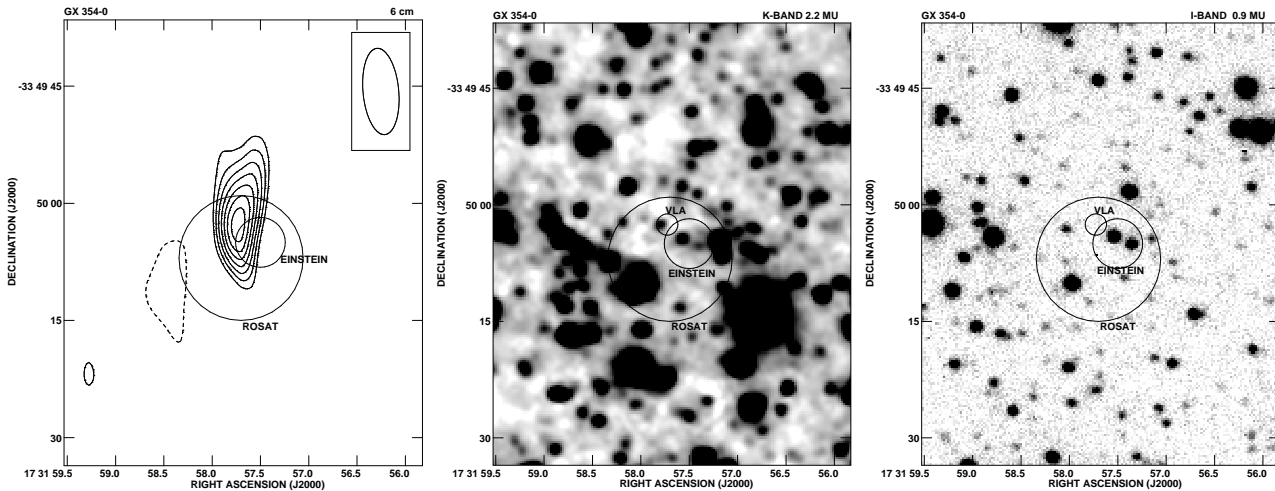


Fig. 2. (Left) Natural weight VLA map of the GX 354–0 field at the 6 cm wavelength. This image was made by concatenating four different epochs when the source was active in the radio, thus improving the signal-to-noise ratio. Contours are $-3, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ and 9 times $0.037 \text{ mJy beam}^{-1}$, the rms noise in the map. The synthesized beam is $11''.1 \times 4''.6$, with position angle of $5^\circ.4$. The two circles represent the 90% confidence positions obtained from the ROSAT All-Sky Survey and the EINSTEIN High Resolution Imager. The presence of a clear radio counterpart candidate is obvious. (Center) K-band image of the same field from the ESO 2.2 m telescope. The additional smallest circle corresponds to the approximate 90% confidence position of the VLA source, taking into account the combined radio and astrometric uncertainties. Only one infrared source is consistent with the radio counterpart. This stellar-like object also lies well inside the ROSAT circle and it is only slightly offset from EINSTEIN's circle. (Right) The same field as seen in I-band with the ESO NTT. No counterpart is detected at optical wavelengths.

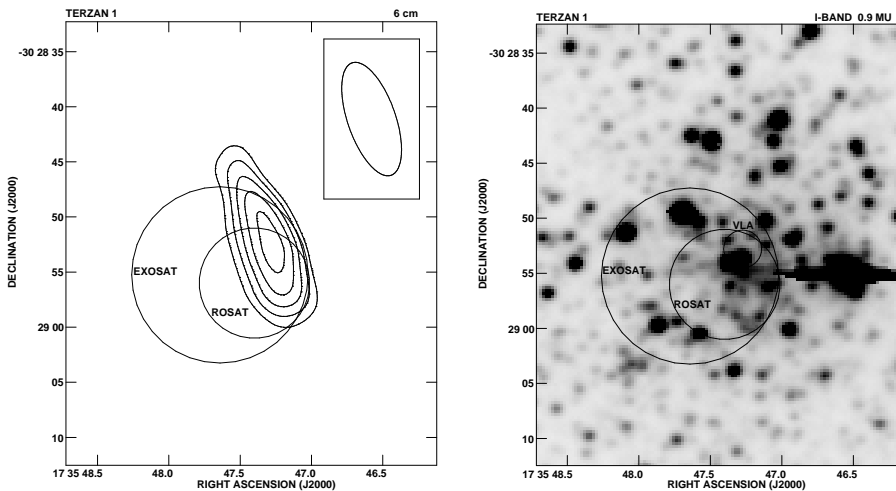


Fig. 3. (Left) Natural weight map at 6 cm of the Terzan 1 field. This map was made from concatenated uv data of different epochs. The radio counterpart of the Terzan 1 X-ray source is clearly detected inside both the EXOSAT and ROSAT 90% confidence circles. Contours are $-3, 3, 4, 5, 6$ and 7 times $0.021 \text{ mJy beam}^{-1}$, the rms noise. The synthesized beam is $10''.8 \times 4''.3$, with position angle of $19^\circ.1$. (Right) The same region as seen in the optical. This image was acquired with the ESO NTT in the I-band filter. The ROSAT, EXOSAT and VLA 90% confidence error circles are also plotted. At least four different stellar objects are present within the VLA circle.

the infrared counterpart of GX 354–0. The association of this infrared source with GX 354–0 is not firmly established by now. Although it seems quite likely, additional confirmation is still required. For instance, the detection of K-band variability correlated with either the variable X-ray/radio emission, or a much more improved astrometrical coincidence, will certainly warrant that X-ray, radio and infrared emissions arise in the same object.

In the following, we will consider that the infrared source is indeed associated to GX 354–0 in order to explore what consequences this would imply. An 8.5 kpc distance is adopted as this sounds reasonable for a Galactic Bulge source. We also need an estimate of the absorption towards GX 354–0. This can be obtained from: a) the total hydrogen column density of $N_H = 2.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, as recently derived by Strohmayer et al. (1997); b) the N_H vs A_V relationship by Predehl

& Schmitt (1995); and c) the Rieke & Lebofsky (1985) interstellar extinction law. Under such assumptions, the optical upper limits and the observed infrared detections $J = 19.6 \pm 0.4$ and $K = 15.1 \pm 0.2$ translate into the following absolute magnitudes: $M_R > -2.3$, $M_I > +1.1$, $M_J = +0.9 \pm 0.7$ and $M_K = -1.1 \pm 0.3$.

These values immediately rule out as a companion any young massive OB star, supergiant or bright giant star (luminosity classes I and II). However, they do are consistent with a F-K giant (class III) or a middle B/early A star of the main sequence (class V). For X-ray binaries, the optical/infrared luminosity may have an important contribution from the accretion disk in addition to that of the companion star. This is specially true for LMXRBs, where the accretion disk often dominates the optical output of the system. Therefore, the stellar types proposed above should be regarded as “upper limits”. This is to say, the true GX

L48

J. Martí et al.: The radio counterparts of GX 354–0 and Terzan 1

Table 2. Flux density history of Terzan 1.

Date	Julian Day –2400000	VLA Configuration	S_{6cm} (mJy)
1995 Sep 05	49965.53	AB	< 0.28
1995 Sep 07	49967.66	AB	< 0.40
1997 May 31	50599.85	C	0.19 ± 0.06
1997 Jun 25	50624.84	C	0.20 ± 0.03
1997 Aug 14	50674.67	C	< 0.29
1997 Sep 17	50708.59	C	0.21 ± 0.04
1997 Sep 23	50715.49	C	< 0.24

354–0 companion is constrained to be less luminous and less massive than a middle B/early A V star or a F-K III star. Given that LMXRBs with giant companions are very rare in the Galaxy (e.g. Cyg X-2), we conclude that the most likely interpretation of our photometric data is a main sequence companion with spectral type later than middle B/early A.

5. The radio counterpart of Terzan 1

We observed the Terzan 1 field at 6 cm with the VLA on several epochs in 1995 and 1997. In the three occasions when good sensitivity maps could be obtained, a weak unresolved radio source was detected inside the 90% confidence circle of EXOSAT (Parmar et al. 1989). This object is also consistent with the more accurate ROSAT position by Johnston et al. (1995). All these coincidences are illustrated on the left panel of Fig. 3. The radio image in this Figure is made from the concatenation of the three detection epochs. The VLA source is present here at the 0.2 mJy level, corresponding to a 6 cm monochromatic luminosity of $L_\nu \sim 4 \times 10^{18} [D/4 \text{ kpc}]^2 \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$. The details of the light curve are presented in Table 2. The object seems to be a weak but steady radio emitter, with no clear evidence for variability. In spite of this, the probability of having an unrelated 0.2 mJy radio source inside the $\sim 5''$ accurate ROSAT position is relatively low, e.g., about 0.4%

From all these considerations, we believe we have certainly detected the radio counterpart of the X-ray source in Terzan 1. This increases to four the examples of radio emitting X-ray binaries in globular clusters, with the other three being NGC 6624 (Grindlay & Seaquist 1986), NGC 6712 and NGC 7078 (Lehto et al. 1990; Machin et al. 1990). From our combined radio map, the measured coordinates of the Terzan 1 radio counterpart are: $\alpha_{J2000} = 17^h 35^m 47^s 27 \pm 0^s 04$ and $\delta_{J2000} = -30^\circ 28' 52'' 8 \pm 1'' 4$ (1σ errors).

Unfortunately, this improved position, with respect to those obtained in the X-rays, is not yet good enough to discriminate among optical candidates. This can be seen in the right panel of Fig. 3, showing the crowded field of the Terzan 1 globular cluster in a NTT image. This frame was obtained also on 1997 July 8 using EMMI and the Johnson

I-band filter. In order to locate the VLA coordinates on it, we followed a two-step astrometric procedure similar as in GX 354–0. The 90% confidence position provided by the VLA can be approximated here by a circle with $1''.7$ radius. This includes the combined effect of both the astrometric and radio uncertainties. When plotted on the CCD frame, the circle contains a minimum of four individual stellar objects. Their I-band magnitudes are in the range 15 to 19. While the faintest of them may be consistent with LMXRBs, the two brightest objects may well belong to the field population. Further observations are currently being planned with the hope of obtaining an unambiguous identification, as well as more information on the radio emission mechanism of Terzan 1 and GX 354–0.

Acknowledgements. J.M. acknowledges financial support from a post-doctoral fellowship of the Spanish Ministerio de Educación y Ciencia at the beginning of this work. LFR acknowledges support from DGAPA, UNAM and CONACYT, Mexico.

References

- Borrel V., Bouchet L., Jourdain E., et al., 1996, *ApJ*, 462, 754
 Claret A., Goldwurm A., Cordier B., et al., 1994, *ApJ*, 423, 436
 ESA, 1997, The Tycho Catalogue, ESA SP-1200
 Goldwurm A., Cordier B., Paul J., et al., 1994, *Nat*, 371, 589
 Grindlay J.E., Hertz P., 1981, *ApJ*, 247, L17
 Grindlay J.E., Seaquist E.R., 1986, *ApJ*, 310, 172
 Hertz P., Grindlay J.E., 1984, *ApJ*, 282, 118
 Hoffman J.A., Lewin W.H.G., Doty J., et al., 1976, *ApJ*, 210, L13
 Inoue H., et al., 1981, *ApJ*, 250, L71
 Johnston H.M., Verbunt F., Hasinger G., 1995, *A&A*, 298, L21
 Lehto H.J., Machin G., McHardy I.M., 1990, *Nat*, 347, 49
 Lewin W.H.G., Ricker G.R., McClintock J.E., 1971, *ApJ*, 169, L17
 Lewin W.G.H., 1976, *IAU Circ.* 2922
 Liller W., 1981, *ApJ*, 213, L21
 Machin G., Lehto H.J., McHardy I.M., et al., 1990, *MNRAS*, 246, 237
 Makishima K., Ohashi T., Inoue H., et al., 1981, *ApJ*, 247, L23
 Ortolani S., Bica E., Barbuy B., 1993, *A&A*, 267, 66
 Paredes J.M., Ribó M., 1998 (private communication)
 Parmar A.N., Stella L., Giommin P., 1989, *A&A*, 222, 96
 Pavlinsky M. et al., 1995, *Adv. Space Res.*, 16, 95
 Predehl P., Schmitt J.H.M.M., 1995, *A&A*, 293, 889
 Rieke G.H., Lebofsky M.J., 1988, *ApJ*, 288, 618
 Strohmayer E., Zhang W., Swank J.H., 1997, *ApJ*, 487, L77
 van Paradijs J., Isaacman R., 1989, *A&A*, 222, 129
 van Paradijs J., 1995, in *X-ray Binaries*, W.H.G. Lewin, J. van Paradijs, E.P.J. van den Heuvel (Eds.), Cambridge Astrophysics Series, 26, 536
 Voges W., Aschenbach B., Boller Th., et al., 1998, *A&A* (in preparation)

Chapitre 12

Un répéteur de sursauts de rayons γ mous: SGR 1806-20

Sommaire

12.1 Paramètres généraux	225
12.2 Le contexte	226
12.3 Nos observations	229

12.1 Paramètres généraux

Noms:

SGR 1806-20

GRB 790107

Coordonnées **B1950.0**:

$$\alpha = 18^h 05^m 41^s 675 \pm 0^s 005$$

$$\delta = -20^\circ 25' 12'' 5 \pm 0'' 1$$

Coordonnées **J2000.0**:

$$\alpha = 18^h 08^m 40^s$$

$$\delta = -20^\circ 24' 41''$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 9^\circ 99748$$

$$b^{II} = -0^\circ 24546$$

Distance au Soleil:

$$D = \sim 14.5 \pm 1.4 \text{ kpc}$$

Les paramètres des coordonnées proviennent de Vasisht et al. (1995) et Kulkarni et al. (1995), et l'estimation de la distance est donnée par Corbel et al. (1997).

12.2 Le contexte

12.2.1 Comportement aux hautes énergies

SGR 1806 – 20 est l'un des trois¹ répéteurs de sursauts γ mous (notés dans la suite SGR²). Ces SGR constituent donc une sous-classe réduite à l'intérieur des sources transitoires de haute énergie. Les deux autres sont SGR 0525-66 dans le reste de supernova N49 du grand nuage de Magellan et SGR 1900+14 dans notre Galaxie. SGR 1806 – 20 est aussi situé dans notre Galaxie. À l'origine, SGR 1806 – 20 a été classifié comme un sursaut de rayons γ classique, GRB 790107. Cependant, à cause de sa courte durée (~ 0.1 s), de ses répétitions et de son spectre mou dans les rayons γ (~ 30 keV), il a été compris plus tard que SGR 1806 – 20 n'était pas un sursaut de rayons γ classique, et qu'il appartenait à une autre classe d'objets. Finalement, SGR 1806 – 20 est le plus prolifique des trois répéteurs de sursauts γ mous, car plus de 100 événements ont été observés depuis sa découverte, les luminosités allant de 10^{41} à 10^{45} erg.

12.2.2 SGR 1806-20 associée à un plérion ?

Lors de la recherche de similarités avec SGR 0525-66, la boîte d'erreur de SGR 1806 – 20 fournie par Konus a été étudiée dans les longueurs d'onde radio, et a révélé la présence d'un reste de supernova plérionique, G10.0-0.3. Les plérions sont des restes de supernovæ dont on pense que leur émission provient d'une source centrale de particules relativistes. L'hypothèse de l'association de ce reste de supernova avec SGR 1806 – 20 a été renforcée lorsqu'un sursaut de rayons X a été détecté par ASCA en octobre 1993, en provenance d'une source ponctuelle et calme dans les rayons X, nommée AX 1805.7-2025, simultanément à un sursaut de rayons γ mous observé par BATSE. Cette source de rayons X était alors localisée dans le reste de supernova G10.0-0.3, et coïncidait avec le maximum aux longueurs d'onde radio de ce reste de supernova. Cette hypothèse de l'association a été

1. Un quatrième répéteur de sursauts γ mous, SGR 1627-41, a été récemment découvert par BATSE (Kouveliotou *et al.*, 1998b).

2. SGR signifie, en anglais, «Soft Gamma-ray repeater»

rendue encore plus certaine lorsque la nébuleuse compacte a été observée à l'intérieur de la boîte d'erreur de ROSAT, de $11''$. La source de rayons X est persistante, ce qui indique qu'une étoile à neutrons isolée, et probablement un pulsar, fournit de l'énergie au reste de supernova. Cette idée est renforcée par le fait que les pléïons sont considérés comme étant des bulles synchrotron dont l'énergie provient d'un vent relativiste d'un objet central compact, probablement un pulsar. L'association de SGR 1806 – 20 avec G10.0-0.3 pourrait être similaire à celle de la binaire étoile à neutrons accrétante Cir X-1, qui est aussi à l'intérieur d'une nébuleuse radio non-thermique, à celle de SS 433, ou encore à celle de G70.7+1.2, chacune des trois montrant une émission calme dans les rayons X. Ainsi, l'objet central de SGR 1806 – 20 semble être une étoile à neutrons.

Par l'examen des cartes radio de cette source, et en particulier à partir de la forme de jet émanant d'un noyau central, il semble que la source radio compacte est le siège de SGR 1806 – 20, à la position $\alpha = 18^h 05^m 41^s 675 \pm 0^s 005$ et $\delta = -20^\circ 25' 12^s 5 \pm 0'' 1$ (Vasisht *et al.*, 1995). La source radio n'est pas très variable, et la température de brillance est faible, entre 10^2 et 10^4 K, ainsi qu'elle a été observée quelques mois après la formation des jets. Dans le cas de la source transitoire candidat trou noir GRS 1915 + 105, la température de brillance est supérieure à 10^9 K quelques jours après l'éjection, pour descendre à $\geq 10^7$ K environ un mois après. De même, dans le cas des sources GRO J1655 – 40, Cygnus X-3, Circinus X-1 et SS 433, les composantes des jets ont des températures de brillance de l'ordre de $\sim 10^6 - 10^8$ K, avec des temps de refroidissement de l'ordre de quelques jours. Ainsi, les jets émanant de SGR 1806 – 20 semblent très différents des contreparties radio des systèmes d'étoiles à neutrons accrétantes associés à des nébuleuses radio (Frail *et al.*, 1997). Les cartes radio de SGR 1806 – 20 montrent une asymétrie est-ouest existant sur des échelles de l'arcseconde à l'arcminute, ce qui suggère qu'une injection d'énergie, impulsive ou régulière, a dû avoir lieu sur une grande échelle de temps. Malgré cela il n'est pas possible de savoir si les sursauts de cette source fournissent l'énergie que possède la nébuleuse (Vasisht *et al.*, 1995).

12.2.3 L'étoile compagnon du système binaire

À la position de la source de rayons X, est située une étoile faible dans l'optique, mais brillante dans l'infrarouge. L'extinction due au matériau interstellaire est $A_v \sim 30$ magnitudes telle qu'elle a été mesurée par ASCA, et déduite des observations de Kulkarni *et al.* (1995). En additionnant l'hydrogène diatomique et l'hydrogène atomique, l'extinction interstellaire totale s'élève à 46 ± 6 magnitudes (Corbel *et al.*, 1997). Le compagnon est l'un des objets les plus lumineux de la Galaxie, sa distance ayant été estimée à

$\sim 14.5 \pm 1.4$ kpc (Corbel *et al.*, 1997). À partir de l'extinction, du fait que SGR 1806 – 20 semble se trouver derrière un nuage moléculaire situé à 6 kpc, et de l'examen des couleurs, la magnitude absolue K de SGR 1806 – 20 est ≤ -8.5 et donc caractéristique d'une étoile supergéante (Kulkarni *et al.*, 1995). Des spectres infrarouges de cet objet ont ensuite révélé des similarités dans les raies d'émission fortes avec les rares étoiles variables bleues lumineuses, et les étoiles B[e], indiquant la présence d'un compagnon massif dans le système binaire. Grâce à l'examen des couleurs, l'étoile B[e] semble être exclue. Ainsi, la contrepartie optique et infrarouge de SGR 1806 – 20 semble être une variable bleue lumineuse.

Cependant, à cause de l'absence de variabilité importante, comme cela peut-être vu dans le tableau 12.1, une telle variabilité étant une caractéristique de ce type d'étoiles, cette contrepartie n'est qu'un candidat à une variable bleue lumineuse. Une raie en absorption en He I a aussi été détectée, à partir de laquelle un type spectral O9-B2 a été déduit. La présence d'un tel compagnon massif et lumineux, de $10^6 L_{\odot}$, doit très certainement être relié au phénomène de répétition de sursauts de rayons γ mous (van Kerkwijk *et al.*, 1995). Les couleurs IRAS de SGR 1806 – 20 ressemblent à celles d'enveloppes de poussière des étoiles variables bleues lumineuses, éjectées lors de phases éruptives violentes.

Des observations effectuées par Castro-Tirado *et al.* (1998) ont montré que la source n'a pas changé de luminosité infrarouge pendant une période active dans les hautes énergies en novembre 1996, ainsi que l'avait détecté BATSE. Ceci renforce l'idée que l'émission photosphérique provenant du compagnon chaud domine dans les longueurs d'onde infrarouges.

12.2.4 Quelle est la source d'énergie de SGR 1806-20 ?

Deux types de sources d'énergie ont été proposés pour rendre compte de l'émission du répéteur de sursauts de rayons γ mous. Le premier de ces modèles utilise uniquement l'accrétion de matière de l'étoile compagnon de cet objet. Le deuxième tire l'énergie du SGR 1806 – 20 de la décroissance du champ magnétique d'une étoile à neutrons fortement magnétisée ($\geq 10^{14}$ G), c'est-à-dire d'un «magnétar»³ (Kulkarni et Thompson, 1998).

D'après une étude récente, il semble que SGR 1806 – 20 soit plus probablement un magnétar. En effet, une période de 7.47 s dans le flux des rayons X, avec un ralentissement de la rotation de 2.6×10^{-3} s an⁻¹, ont été mis en évidence. Ces observations ont été effectuées avec des données provenant du PCA sur le satellite RXTE. Le ralentissement de la rotation serait dû à l'émission du dipôle magnétique. L'âge du pulsar a été estimé à

3. Un magnétar est une étoile à neutrons dont le champ magnétique serait 100 fois supérieur au champ magnétique caractéristique des pulsars radio

~ 1500 ans, et la valeur du champ magnétique dipolaire à 8×10^{14} G (Kouveliotou *et al.*, 1998a). Cette observation suggère que les sursauts énergétiques de SGR 1806 – 20 soient causés par des «tremblements de la croûte de l'étoile⁴», produits par des contraintes et des reconfigurations magnétiques liées à l'évolution de l'étoile à neutrons.

12.3 Nos observations

12.3.1 Recherche de la contrepartie de SGR 1806-20 en infrarouge

Nous avons observé SGR 1806 – 20 avec l'instrument IRAC2b sur le télescope de 2.2 m de l'ESO, dans les trois filtres J, H et K, l'identification de la contrepartie ayant été effectuée grâce aux images infrarouges prises par Kulkarni et al. (1995). Les résultats photométriques de ces observations sont rapportés dans le tableau 12.1, et les images dans la figure 12.1. D'après l'examen des magnitudes que nous avons obtenues, il est visible que SGR 1806 – 20 n'a pas montré de variation significative, c'est-à-dire au-delà des barres d'erreur typiques de 0.1 magnitudes.

12.3.2 Estimation de la nature du système binaire de SGR 1806-20

Pour l'estimation de la nature du système binaire, je choisis la seule période où nous avons observé en même temps en J, en H et en K, c'est-à-dire le 19 juillet 1997, où les magnitudes apparentes sont alors $j = 13.50 \pm 0.01$, $h = 10.40 \pm 0.001$ et $k = 8.73 \pm 0.005$. Je prends pour la distance la valeur de 14.5 kpc, et pour l'absorption dans le visible la valeur de 46 magnitudes, comme indiquées dans le paragraphe précédent. Ainsi, les absorptions respectives dans les bandes J, H et K sont $A_J = 11.96$, $A_H = 6.9$ et $A_K = 5.15$. Les magnitudes absolues ainsi estimées dans les bandes J, H et K sont respectivement: $J = -14.3$, $H = -12.3$ et $K \geq -12.2$. Ces magnitudes absolues indiquent la présence d'un objet très lumineux et chaud, plus précisément une supergéante, mais les couleurs ne sont pas totalement cohérentes avec les magnitudes absolues elles-même. Ceci peut d'ailleurs peut-être provenir d'une indétermination de la distance ou de l'absorption.

4. en anglais «crustquake»

12.3.3 Discussion

Ainsi, les magnitudes que nous déduisons de nos observations infrarouges suggèrent, elles aussi, que l'étoile compagnon du système binaire soit une supergéante, et sont cohérentes avec le fait que cette étoile soit une variable bleue lumineuse de $10^6 L_{\odot}$, de type spectral O9-B2, tel qu'il a été déduit à partir de la détection d'une raie en absorption en He I par van Kerkwijk et al. (1995). Si la présence d'un tel corps, aussi massif, chaud et lumineux, et très rare dans la Galaxie, se confirme, cela pourrait fournir la clé du mystère des répéteurs de sursauts de rayons γ . En effet, il est probable que l'énorme énergie dispensée par ces corps est liée à l'association entre l'objet compact et l'étoile variable bleue lumineuse. La rareté de ces objets expliquerait alors aussi le nombre très limité (4) de répéteurs de sursauts de rayons γ actuellement connus.

Cependant, au vu de la découverte de la pulsation dans les X de l'étoile à neutrons (Kouveliotou *et al.*, 1998a), le modèle du magnétar, possédant un champ magnétique fort de 8×10^{14} Gauss, entre fortement en compétition avec ce modèle d'association entre une variable bleue lumineuse et une étoile à neutrons. De plus, même si l'étoile à neutrons de SGR 1806 – 20 et l'étoile variable bleue lumineuse formaient un système binaire, vraisemblablement aucune accrétion ne se produirait, car la pression exercée par le vent relativiste fournissant l'énergie au pléion excède la pression du vent stellaire par au moins deux ordres de magnitude (Kouveliotou *et al.*, 1998a).

Ainsi, cette étoile variable bleue lumineuse, qui semble constituer la contrepartie de SGR 1806 – 20 aux longueurs d'onde infrarouges, peut ne pas être liée au phénomène de répétition de sursauts de rayons γ mous, qui serait plutôt créé par la présence du magnétar.

Date	JJ	Tél	ref	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
08/10/93	2 449 268	Hal	kul95	13.3 ± 0.1	10.2 ± 0.1	8.4 ± 0.1
07/07/94	2 449 540	ESO	cha98	-	-	8.85 ± 0.1
08/07/94	2 449 541	ESO	cha98	13.63 ± 0.1	-	8.66 ± 0.1
10/11/96	2 450 397	TCS	cas98	13.75 ± 0.15	10.22 ± 0.08	8.41 ± 0.04
19/07/97	2 450 648	ESO	cha98	13.50 ± 0.01	10.40 ± 0.001	8.73 ± 0.005

TAB. 12.1 – Observations infrarouges de SGR 1806-20.

cas98: (Castro-Tirado et al. , 1998)

cha98: (Chaty, 1998)

kul95: (Kulkarni et al. , 1995)

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

Hal: Télescope de 5 m de Hale (É.-U.)

TCS: Télescope de 1.5 m Carlos Sánchez, de l'Observatoire de Teide (Iles Canaries)

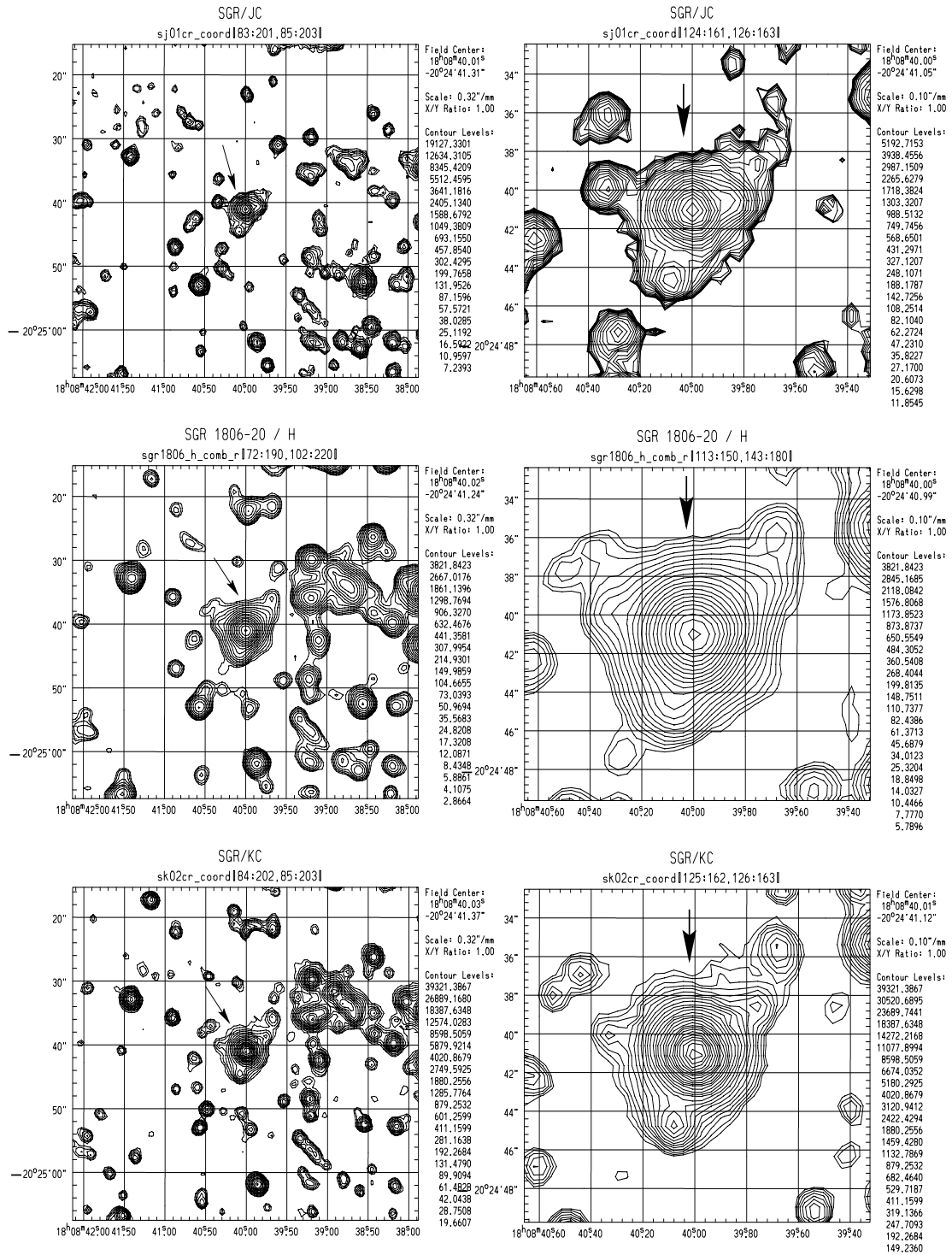


FIG. 12.1 – Observations dans les bandes J (en haut), H (au milieu) et K (en bas) de la source SGR 1806 – 20, le 7 juillet 1994 pour les bandes J et K et le 19 juillet 1997 pour le filtre H. Ces observations ont été effectuées avec IRAC2b sur le 2.2 m de l'ESO (Chaty, 1998). Les champs sont de 60" x 60" à gauche, et 20" x 20" à droite. Les coordonnées sont dans le système J2000.0.

Chapitre 13

GRS 1734-292: une galaxie de Seyfert de type 1, et non une binaire de rayons X

Sommaire

13.1 Paramètres généraux	233
13.2 Le contexte	234
13.3 Nos observations	234
13.4 Résumé de l'article	235
13.5 «La source de rayons X durs GRS 1734-292: une galaxie de Seyfert 1 derrière le centre galactique»	235

13.1 Paramètres généraux

Noms:

GRS 1734-292

NVSS J173728-290802

Coordonnées B1950.0:

$\alpha = 17^h 34^m 17^s$

$\delta = -29^\circ 06' 17''$

Coordonnées J2000.0:

$$\alpha = 17^h 37^m 28^s 35 \pm 0''1$$

$$\delta = -29^\circ 08' 02'' 5 \pm 0''1$$

Coordonnées galactiques:

$$l^{II} = 358^\circ 9$$

$$b^{II} = +1^\circ 4$$

Distance au Soleil:

$$D = 87 \text{ Mpc}$$

Ces paramètres généraux proviennent de Martí et al. (1998a).

13.2 Le contexte

GRS 1734–292 a été découverte par SIGMA, au cours de sursauts. En l’observant dans le domaine des longueurs d’onde radio, nous avons détecté des jets axisymétriques. Nous avons ainsi naturellement pensé qu’il s’agissait d’un nouveau microquasar. Cependant, aucune évolution temporelle n’était visible au sein des jets de GRS 1734 – 292. Ensuite, nous avons obtenu des images aux longueurs d’onde optiques et infrarouges, en même temps qu’un spectre optique. À partir de l’examen de ce spectre optique, nous avons détecté une émission $H\alpha$, présentant un décalage vers le rouge de 0.0214 ± 0.0005 , ce qui plaçait cet objet à une distance de 87 Mpc. Ainsi, cet objet était clairement non pas un microquasar, mais une galaxie active, de type Seyfert 1, dont les jets s’étendent sur 2.1 kpc (Martí *et al.*, 1998b).

Il apparaît donc que notre démarche d’étude, adaptée à la recherche de nouveaux microquasars, a débouché sur la découverte d’une galaxie active, c’est-à-dire grossièrement d’un quasar. Ceci montre bien l’analogie profonde entre les quasars et les microquasars, car là où nous sommes sur la piste des microquasars, nous trouvons des quasars!

Dans les pages suivantes est rapporté l’article détaillant les observations de cette source.

13.3 Nos observations

Nos observations de cette source sont décrites dans l’article «La source de rayons X durs GRS 1734-292: une galaxie de Seyfert 1 derrière le centre galactique», inclus dans les pages suivantes. Le détail des observations infrarouges de Seyfert est montré dans le tableau 13.1.

Date	TJD	Tél	réf	J(1.25 μm)	H(1.65 μm)	K(2.2 μm)
23/03/97	2450 530.5	ESO	cha98	13.691 ± 0.05	-	11.01 ± 0.05
27/03/97	2450 534.5	ESO	cha98	13.709 ± 0.05	-	10.92 ± 0.05
04/04/97	2450 542.5	ESO	cha98	13.829 ± 0.05	-	11.28 ± 0.05

TAB. 13.1 – Observations infrarouges de Seyfert.

cha98: (Chaty, 1998)

ESO: Télescope de 2.2 m de la Silla (ESO, Chili), équipé de l'instrument IRAC2b.

13.4 Résumé de l'article

Les contreparties radio, infrarouge et optique de la source de rayons X durs GRS 1734 – 292 ($l^{\text{II}} = 358^{\circ}9$, $b^{\text{II}} = +1^{\circ}4$) sont rapportées. Le spectre optique montre une émission H α large ($1\,000\text{ km s}^{-1}$) présentant un décalage vers le rouge de 0.0214 ± 0.0005 . La contrepartie radio est un ensemble de deux jets symétriques émettant un rayonnement synchrotron, s'allongeant sur 5 arcsec, ce qui correspond, cet objet étant situé à une distance de 87 Mpc, à une taille de 2 kpc. Les observations multi-longueur d'onde de GRS 1734 – 292 indiquent que cette source de rayons X est une galaxie de Seyfert de type 1 derrière 6 ± 1 magnitudes d'absorption visuelle.

13.5 «La source de rayons X durs GRS 1734-292: une galaxie de Seyfert 1 derrière le centre galactique»

Dans les pages suivantes est rapporté l'article détaillant les observations multi-longueur d'onde de la galaxie de Seyfert 1 GRS 1734 – 292.

The hard X-ray source GRS 1734–292: a Seyfert 1 galaxy behind the Galactic Center

J. Martí¹, I.F. Mirabel¹, S. Chaty¹, and L.F. Rodríguez²

¹ CEA/DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique, Centre d'Études de Saclay, F-91191 Gif/Yvette, France

² Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo. Postal 70-264, 04510 México D.F., Mexico

Received 20 August 1997 / Accepted 18 September 1997

Abstract. The radio, infrared and optical counterparts of the hard X-ray source GRS 1734–292 ($l^{II}=358^\circ 9$, $b^{II}=+1^\circ 4$) are reported. The optical spectrum exhibits broad ($> 1000 \text{ km s}^{-1}$) H α emission at a redshift of 0.0214 ± 0.0005 . The radio counterpart is a double-sided synchrotron jet of 5 arcsec, which at a distance of 87 Mpc corresponds to a size of 2 kpc. The multiwavelength observations of GRS 1734–292 indicate that this X-ray source is a Seyfert 1 galaxy behind 6 ± 1 magnitudes of visual absorption.

Key words: X-rays: galaxies – radio continuum: galaxies – galaxies: Seyfert – galaxies: individual: GRS 1734–292=NVS J173728–290802– Galaxy: center

spectrometer ART-P on board of GRANAT was used in this discovery. The spectrum between 4–20 keV was well described by a hard power-law, with a photon index of about -2 and a total hydrogen column density of $\sim 6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Pavlinisky et al. 1994). From the same authors, the corresponding luminosity for a 8.5 kpc distance was estimated to be $8 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, and the best ART-P position was known with a 90% confidence radius of $95''$. Two years later, on 1992, GRS 1734–292 experienced a hard X-ray outburst from $< 20 \text{ mCrab}$ to 36 mCrab in the 40–400 keV band. This was detected by the SIGMA telescope, also on board of GRANAT, and both the rise and the later decline took place in a matter of a few days (Churazov et al. 1992). No additional outbursts have been reported since then.

1. Introduction

The observations reported here are part of our ongoing project for the identification of radio, optical and infrared counterparts of hard X-ray sources detected by the GRANAT satellite in the Galactic Center region (Goldwurm et al. 1994). The original motivation of this search is based on the fact that previous identifications of GRANAT sources have yielded to the discovery of the so called galactic microquasars, i.e., systems whose physics is regarded as a scaled-down version of the same processes (outbursts, jets, disks, etc.) occurring in extragalactic quasars and active galaxies (Falcke & Biermann 1996). Their best representative examples known so far include 1E 1740.7–2942 (Mirabel et al. 1992), GRS 1758–258 (Rodríguez et al. 1992) and GRS 1915+105 (Mirabel & Rodríguez 1994). A complete account of our recent radio observations will be reported in a future paper (Martí et al. 1998), while here we intend to discuss the particular case of GRS 1734–292.

The original target source GRS 1734–292 was first detected by Sunyaev (1990) as a previously unknown hard X-ray emitter in the Galactic Center direction. The coded mask imaging

From observations in 1995 by Barret & Grindlay (1996), a ROSAT-HRI source was proposed as the soft X-ray counterpart of GRS 1734–292 with a positional accuracy of a few arcsec. Unexpectedly, we found that a much better position for the GRS 1734–292 candidate could be obtained from the public databases of the NRAO VLA sky survey (NVSS), at the wavelength of 20 cm (Condon et al. 1993). Indeed, the inspection of the NVSS field of GRS 1734–292, soon after its release, clearly revealed to our surprise the presence of a strong compact radio source well within both the ART-P and the ROSAT error boxes. The corresponding radio source designation is NVSS J173728–290802, with its flux density being at the 48 mJy level. The a priori probability of finding such a strong radio source within the ROSAT error box is as small as $\sim 2 \times 10^{-5}$. This clearly implies that the X-ray and the radio source are almost certainly related or identical, and the same is also very likely to be true for the GRANAT source. The position of the NVSS object was available with sub-arcsec accuracy and an exhaustive multi-wavelength campaign (optical, infrared and radio) was soon started based on the accurate radio position. The present paper will deal with the observational evidence, collected during this campaign, that suggests a Seyfert 1 interpretation for both the NVSS, ROSAT and GRANAT sources.

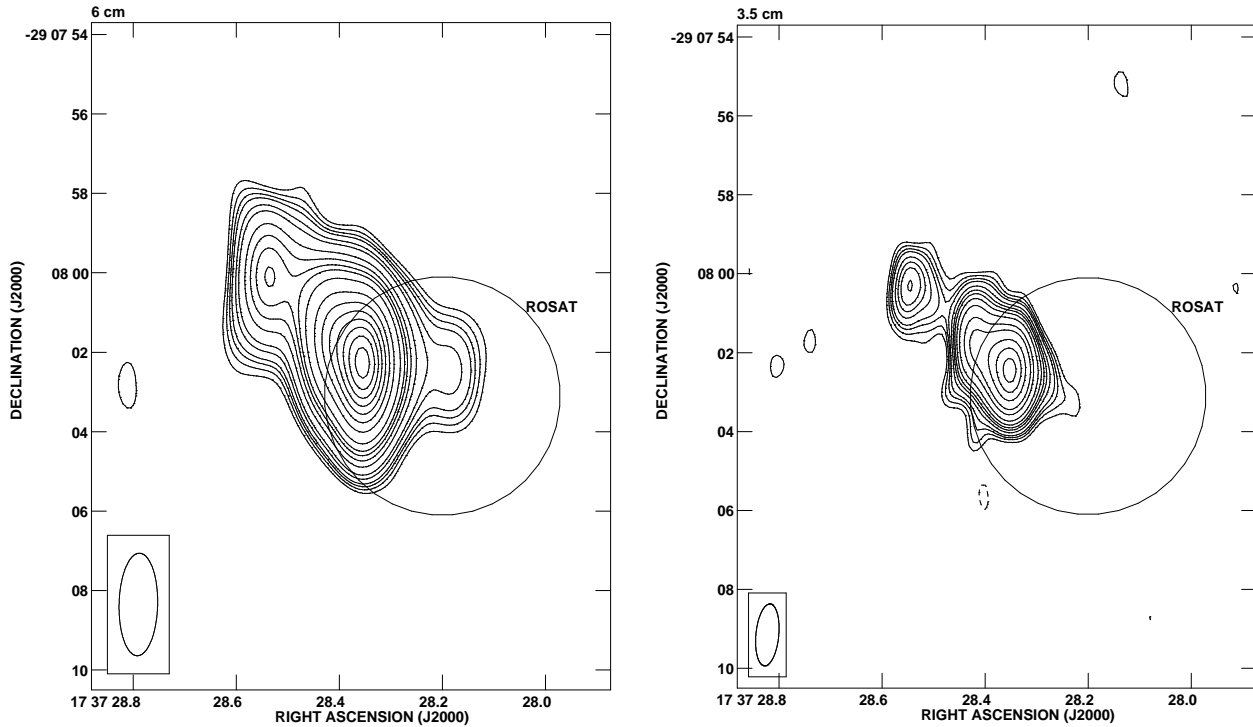


Fig. 1. Uniform weight maps of NVSS J173728–290802 at both 6 cm (left) and 3.5 cm (right) showing the jet-like structure of this radio source. The ROSAT 90% confidence error circle is also indicated in both images. Contours at 6 cm are $-3, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160$ and 180 times $0.063 \text{ mJy beam}^{-1}$, the rms noise. Contours at 3.5 cm are $-3, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 15, 20, 30, 40, 60, 80$ and 100 times $0.053 \text{ mJy beam}^{-1}$, the rms noise. The corresponding synthesized beams are $2''.58 \times 0''.98$ with position angle -1.4° at 6 cm, and $1''.57 \times 0''.58$ with position angle -5.5° at 3.5 cm, respectively.

2. Radio continuum observations and results

In a first step, the promising candidate NVSS J173728–290802 was extensively observed with the Very Large Array (VLA) interferometer of NRAO¹ in a search for short term radio variability that could confirm its microquasar nature. The array was most of the time in B configuration. The data were processed following standard procedures within the AIPS software package of NRAO, with 3C 286 and 1751–253 being the amplitude and phase calibrator, respectively. The results of our radio monitoring of NVSS J173728–290802 are summarized in Table 1, where the flux density at several wavelengths is listed for the different dates of observation. Some older radio measurements of NVSS J173728–290802 also quoted in Table 1 could be retrieved from the literature and the VLA archive database.

In all VLA observations (specially at 6, 3.5 and 2.0 cm) the source appeared resolved with a clear bipolar jet-like structure. From the 3.5 cm map, the J2000 position of the central core is found to be $\alpha = 17^{\text{h}}37^{\text{m}}28^{\text{s}}.35$ and $\delta = -29^{\circ}08'02''.5$ ($l^{\text{II}} = 358.9$, $b^{\text{II}} = +1.4$), with an uncertainty of about $0''.1$ in each coordinate. Contrary to our first expectations, no significant proper motion in the jet condensations, nor day to day variability in the source flux density, became detectable in a re-

liable way. In view of that, we decided to concatenate the (u, v) data of the highest quality sessions in order to obtain good maps of the NVSS J173728–290802 radio jets. The resulting images are presented in Fig. 1. The strongest jet-like feature emanates in the NE direction and is $\sim 3''$ extended, while a weaker $\sim 2''$ counterjet is also evident.

Since our VLA monitoring lasted for about five weeks and there was no positional change in the jet condensations larger than $\sim 0''.2$, the corresponding proper motion upper limit is about 5 mas d^{-1} . We soon considered all these facts as a first indication that the object we were studying did not behave as expected from a microquasar source.

On 1997 April 10, the frequency coverage of the observations was wide enough to measure the spectral properties of the source radio emission. A typical non-thermal radio spectrum was observed and we present it in Fig. 2. A power law fit indicates that the spectrum is well described by $S_\nu = (76 \pm 4 \text{ mJy}) (\nu/\text{GHz})^{-0.75 \pm 0.03}$.

3. Infrared and optical observations and results

The radio position of NVSS J173728–290802 was observed at both infrared and optical wavelengths using different ESO

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

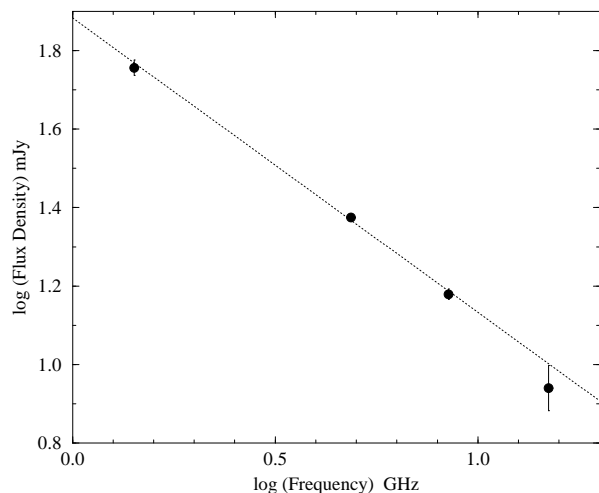


Fig. 2. The non-thermal radio spectrum of NVSS J173728–290802 from decimetric to centimetric wavelengths as observed with the VLA on 1997 April 10. The dotted line corresponds to a power law fit with the parameters described in the text.

Table 1. Radio observations of NVSS J173728–290802

Date	Julian Day (JD–2400000)	λ (cm)	Flux Density (mJy)
05 May 1980 ⁽¹⁾	44364.8	6	18.8 ± 0.3
1989 ⁽²⁾	–	20	56
23 Oct 1993 ⁽³⁾	49184	20	48 ± 2
28 Mar 1997	50536.0	20	63 ± 1
		6	22.8 ± 0.2
10 Apr 1997	50549.0	21	57 ± 1
		6	23.7 ± 0.2
		3.5	15.1 ± 0.2
		2.0	8.7 ± 0.6
19 Apr 1997	50557.9	6	23.9 ± 0.2
		3.5	15.7 ± 0.2
04 May 1997	50572.9	6	24.0 ± 0.3
		3.5	14.7 ± 0.4

(1) VLA Archive Database; observer: Sramek R.

(2) Helfand et al. 1992, ApJSS, 80, 211

(3) NVSS maps; Condon et al. 1996 (in preparation)

telescopes². All frames were reduced using standard procedures based on the IRAF image processing system.

3.1. Imaging

Imaging infrared observations in the J and K bands were carried out with the IRAC2b camera mounted at the F/35 photometer adapter of the 2.2 m telescope. We observed on four nights from 1997 March 23 to April 3. The infrared counterpart of NVSS J173728–290802 was preliminarily identified by measuring offsets from a nearby bright star. Wide field CCD

² Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

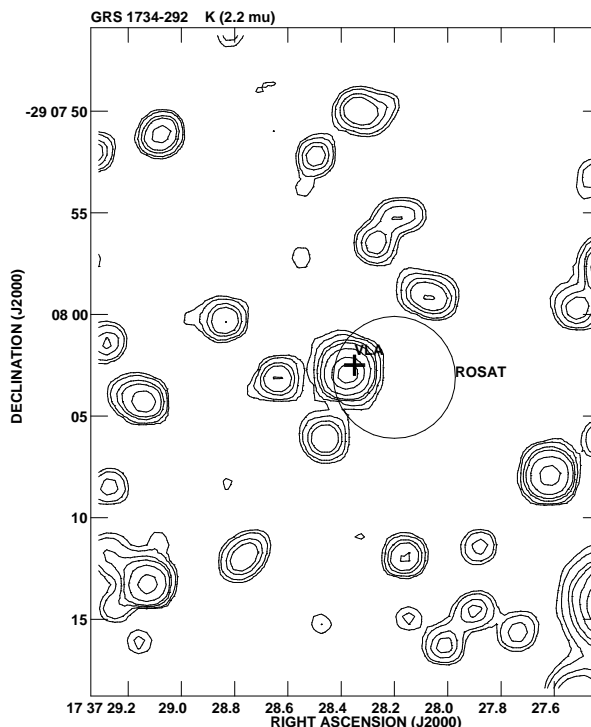


Fig. 3. Finding chart of the NVSS J173728–290802 infrared counterpart in the K band. The little cross represents the accurate VLA radio position and the circle is the ROSAT error box at the 90% confidence level. The proposed counterpart is the only object consistent with both the radio and X-ray positions.

images in the V, R and I bands were later obtained with the Danish 1.54 m telescope on 1997 April 10, using the DFOSC camera whose scale is $0''.40 \text{ pixel}^{-1}$. An accurate astrometrical analysis of these optical images was carried out using nine reference stars from the Guide Star Catalogue (Taff et al. 1990), thus confirming our previous infrared identification. The total offset between the radio and optical position was found to be about $0''.6$. This is well within the astrometrical errors of the fit ($\text{rms} \sim 0''.4$) and also well inside the ROSAT error circle. We therefore conclude that our identification is correct and that the optical/infrared counterpart found is the same object as GRS 1734–292, NVSS J173728–290802 and the ROSAT source. Finding charts at K and R bands to assist in future observations are shown in Figs. 3 and 4. The two infrared sources IRAS 17342–2908 and 358.83+1.39 proposed by Cherepashchuk et al. (1994) as counterpart candidates are not consistent with our identification.

On the other hand, our identified source did not display clear evidences of photometric variability during both the infrared and optical imaging observations. Although we only had one night at the 1.54 m telescope, the lack of variability in the optical can be established from the similar R band magnitude derived during the spectroscopic session described below. The photometry of the source is summarized in Table 2.

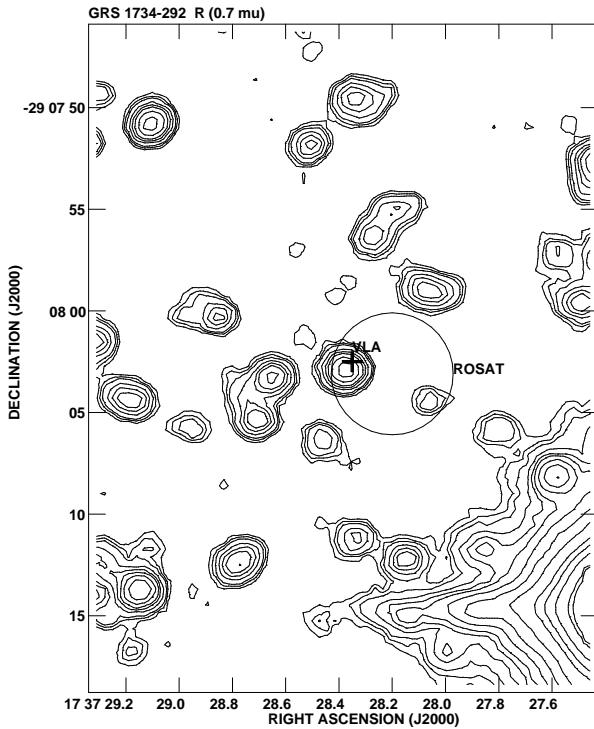


Fig. 4. Finding chart of the NVSS J173728–290802 optical counterpart in the R band with the ROSAT and VLA positions also indicated. The field is exactly the same as in Fig. 3

Table 2. Magnitudes of the GRS 1734–292 counterpart

Filter	Observation Date	Telescope	Magnitude
V	1997 April 10	1.54 m + DFOSC	21.0 ± 0.3
R	1997 April 10	1.54 m + DFOSC	18.3 ± 0.1
I	1997 April 10	1.54 m + DFOSC	16.8 ± 0.1
J	Average all dates	2.2 m + IRAC2b	13.7 ± 0.1
K	Average all dates	2.2 m + IRAC2b	11.1 ± 0.1

3.2. Spectroscopy

Broad band spectroscopic observations of the GRS 1734–292 optical counterpart were also carried out with EFOSC1 on the 3.6 m ESO telescope, using the B300 grism whose dispersion is $2.0 \text{ \AA pixel}^{-1}$. As shown in Fig. 5, they revealed that the optical spectrum is completely dominated by strong and very broad emission from the blended $H\alpha$ and [N II] lines. Other emission lines from [OI], [O III] and [S II] are also identifiable. A consistent redshift measurement is obtained from all of them, with our best estimate being $z = 0.0214 \pm 0.0005$.

The full width zero intensity of the blended $H\alpha$ and [N II] is extremely broad, nearly 450 \AA or $\sim 20000 \text{ km s}^{-1}$. Their total flux in emission is $3.8 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. We have attempted to deblend these three lines using Gaussian components at the expected wavelengths for $z = 0.0214$. The results obtained are given in Table 3. This table also includes information on the other spectral lines most evident in the GRS 1734–292 spec-

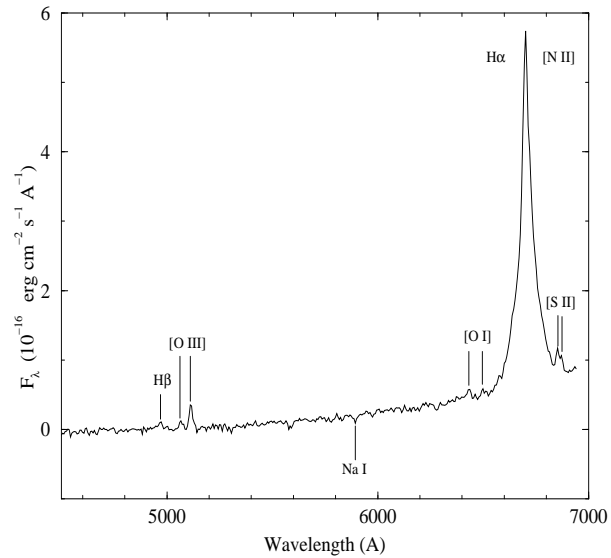


Fig. 5. Optical broad band spectrum of GRS 1734–292 obtained on 1997 March 12 with the EFOSC1 instrument at the 3.6 m ESO telescope.

trum. We wish to point out that the deblending procedure may not be completely reliable here because the $H\alpha$ and [N II] lines are very difficult to separate. In particular, the full width half maximum (FWHM) derived for the forbidden [N II] components (often narrower than $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ in Seyferts) seems to be unusually high, and perhaps we are underestimating the $H\alpha$ emission. It is also possible that $H\alpha$ has an even broader component that our deblending fit is not accounting for.

4. The column density towards GRS 1734–292

In this section, we undertake a comparison study of the total absorption column density $N(H)$ towards GRS 1734–292 derived by three independent methods. A mean value is finally adopted in order to deredden the photometric magnitudes of the previous section. This will help us later to estimate the unabsorbed optical luminosity of GRS 1734–292 when discussing its physical nature.

4.1. An upper limit to $N(H)$ from the sodium interstellar absorption line

The spectrum in Fig. 5 displays an absorption feature at 5893.5 \AA (see Table 3). This can be interpreted as an unresolved detection of the two Na D interstellar absorption lines. The Na D lines are expected to be at 5890 and 5896 \AA , respectively. The absorption feature mentioned is well located at the middle point between these two wavelengths. The identification is thus convincing, although our resolution is not good enough to distinguish the two components separately.

The intensity of the Na D absorption feature can be used to estimate both the extinction and the distance for objects within

Table 3. Main lines in the GRS 1734–292 optical spectrum

Line	Observed wavelength (Å)	Observed flux (erg s ⁻¹ cm ⁻²)	FWHM (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	EW (Å)	Notes
[S II]	6853.3	4.8×10^{-16}	15	660	-6	
	6871.7	2.5×10^{-16}	12	530	-3	
H α	6701.5	8.3×10^{-15}	30	1340	-120	Peak wavelength
[N II]	6688.1	1.5×10^{-14}	123	5510	-216	Assumed wavelength for deblending
	6723.9	1.5×10^{-14}	104	4640	-200	Assumed wavelength for deblending
[O I]	6432.4	4.2×10^{-16}	32	1490	-10	
	6503.5	4.2×10^{-16}	35	1610	-9	
Na I D	5893.5	-1.8×10^{-16}	17	870	9	Interstellar line
[O III]	5113.5	6.8×10^{-16}	17	1000	-400	Continuum very weak
	5066.5	2.1×10^{-16}	18	1070	-172	Continuum very weak
H β	4966.0	2.8×10^{-16}	31	1870	-555	Continuum very weak

the Galaxy. The corresponding relationship is given by:

$$A_V = 3.8EW,$$

where EW is the mean equivalent width in Å of the two Na D-lines, and a 1.9 mag kpc⁻¹ absorption of optical light near the Galactic Plane has been assumed (Allen 1973). For extragalactic sources, the Na lines only provide an indication of the length of the line of sight within our own Galaxy. This is, of course, making the reasonable assumption that all the Na absorption is produced inside the Milky Way.

In our case, we are not able to resolve the Na lines and only an upper limit to the mean equivalent width is available from observation ($EW \leq 9$ Å). This implies from the previous equation that the extinction towards GRS 1734–292 should be $A_V \leq 34.2$ mag, and consequently the line of sight towards GRS 1734–292 intercepts less than 18 kpc of gas and dust within our Galaxy. From the relationship by Predehl & Schmitt (1995):

$$A_V = 0.56 \left[\frac{N(H)}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right] + 0.23,$$

this corresponds to a total hydrogen column density of about $N(H) \leq 6.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

This upper limit is consistent in order of magnitude with the rough estimate $\sim 6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, or $A_V \sim 34$ mag, derived by Pavlinsky et al. (1994) from X-ray model fitting with their ART-P data. However, the fact that an optical counterpart has been found for GRS 1734–292 is difficult to reconcile with an optical extinction of more than thirty magnitudes. Therefore, the ART-P column density is likely to be strongly overestimated and we will show below that this is certainly the case.

4.2. $N(H)$ estimated from neutral hydrogen absorption

A H I absorption experiment at 21 cm was carried out with the VLA on 1997 April 10 and it was also reduced using standard AIPS procedures. The resulting spectrum (not shown here) was not of high signal to noise ratio. The only absorption feature detected was localized at $3.6 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ LSR velocity, with an estimated peak opacity value of $\tau_0 = 1.10 \pm 0.02$. This implies that most of the absorption is produced in the Sagittarius arm.

The FWHM was $21.1 \pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$. The corresponding column density of H I along the line of sight to NVSS J173728–290802 can be expressed as $N(\text{H I}) = (4.2 \pm 0.2) \times 10^{21} (T_s/100 \text{ K}) \text{ cm}^{-2}$, where T_s is the hydrogen spin temperature. Using the canonical value $T_s = 125 \text{ K}$, we estimate that $N(\text{H I}) = (5.3 \pm 0.3) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

Since GRS 1734–292 is close to the Galactic Center direction, $N(\text{H})$ should include another important contribution from the metals associated to the abundant molecular hydrogen component $N(\text{H}_2)$ in addition to the atomic species. In order to derive $N(\text{H}_2)$, we have used the Columbia ¹²CO (J=1-0) survey by Dame et al. (1987) together with the empirical relation of $N(\text{H}_2)$ with the integrated CO line intensity. This relation can be expressed as $N(\text{H}_2) = 3.6 \times 10^{20} \int T(\text{CO}) dv$ (Scoville et al. 1987). By interpolating the Columbia survey at the GRS 1734–292 position, we find one single emission component at a LSR velocity of $-5 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$. A Gaussian fit to this line yields a peak temperature of $0.29 \pm 0.02 \text{ K}$ with a FWHM of $22 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$. The corresponding value of $N(\text{H}_2)$ is thus $(2.4 \pm 0.4) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

By combining the H I and CO information, the total absorbing column density in the GRS 1734–292 direction can now be found from $N(\text{H}) = N(\text{H I}) + 2N(\text{H}_2)$. The final result is $N(\text{H}) = (1.0 \pm 0.1) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, equivalent to a visual extinction of $A_V = 5.8 \pm 0.5$ magnitudes using again the Predehl & Schmitt (1995) relation. It is important to mention here that recent studies by Dahmen et al. (1996) suggest that the conversion factor between the CO emission and the H₂ column density may be overestimated by an order of magnitude. If this is the case, the A_V value derived above should be consequently revised. Nevertheless, a reliable lower limit of $A_V > 3.2$ magnitudes can be established from the H I contribution alone.

4.3. $N(H)$ estimated from the Balmer decrement

The extinction and the hydrogen column density towards GRS 1734–292 can also be independently estimated from the measured line ratio H α /H β in the optical spectrum and using Table 3 values. Following Miller & Mathews (1972), the H α /H β re-

Table 4. The main physical parameters of GRS 1734–292

Parameter	Value	Notes
Redshift	$z = 0.0214 \pm 0.0005$	
Distance	$D = 87$ Mpc	$H_0 = 75$ km s ⁻¹
Jet size	$l_{jet} \simeq 2.1$ kpc	
Visual absorption	$A_V = 6 \pm 1$	
H column density	$N(\text{H}) = (1.0 \pm 0.2) \times 10^{22}$ cm ⁻²	
Radio luminosity	$L_{rad} \simeq 7 \times 10^{39}$ erg s ⁻¹	0.1-100 GHz band
Optical luminosity	$L_{opt} \simeq 2 \times 10^{43}$ erg s ⁻¹	4900-9000 Å band
X-ray luminosity	$L_X \simeq 1 \times 10^{44}$ erg s ⁻¹	0.5-4.5 keV band
Line luminosity	$L_{H\alpha} \simeq 5 \times 10^{41}$ erg s ⁻¹	Deblended value
	$L_{H\beta} \simeq 1 \times 10^{41}$ erg s ⁻¹	
	$L_{[S II]} \simeq 4 \times 10^{40}$ erg s ⁻¹	
	$L_{[O I]} \simeq 6 \times 10^{40}$ erg s ⁻¹	
	$L_{[O III]} \simeq 4 \times 10^{41}$ erg s ⁻¹	

relationship with galactic extinction can be expressed as:

$$A_B = 8.5 \log((H\alpha/H\beta)/3.0),$$

while absorption at other bands can be easily computed using the following parameterized reddening curve:

$$A_\lambda = 0.74\lambda^{-1} - 0.34,$$

where λ is the central band wavelength expressed in microns.

The H α flux in GRS 1734–292 is, of course, less than the total blended emission of the H α and [N II] lines ($H\alpha < 3.8 \times 10^{-14}$ erg s⁻¹ cm⁻²). This implies that $H\alpha/H\beta < 136$, and we confidently estimate that $A_V < 10.5$ mag. Furthermore, if the deblending procedure in Table 3 was appropriate, we would find more precisely that $H\alpha/H\beta \simeq 30$. Such a line ratio then yields $A_V = 6.3$ mag, with a formal likely uncertainty of ± 0.5 mag. This final absorption estimate translates into $N(\text{H}) = (1.1 \pm 0.1) \times 10^{22}$ cm⁻².

Summarizing this section, all three independent used methods seem to provide consistent results. This agreement may be further tested in the future by carrying out additional spectroscopic optical and radio observations with higher resolution and sensitivity. In the following, we will adopt $A_V = 6 \pm 1$ mag, or equivalently $N(\text{H}) = (1.0 \pm 0.2) \times 10^{22}$ cm⁻², as a compromise mean value for discussion purposes. Such an amount of visual extinction is indeed a reasonable result at 1°4 of galactic latitude. The mean values of A_V as a function of b^{II} , and close to the Galactic Center direction, have been studied for instance by Catchpole et al. (1990). The statistical analysis of these authors using colour-magnitude diagrams does provide $A_V \sim 5$ mag for galactic latitudes in the 1°0-1°5 range, i.e., where GRS 1734–292 is located.

5. Discussion

The observed redshift of GRS 1734–292 corresponds to a recession velocity of 6500 km s⁻¹. Such a high value rules out any interpretation based on the systemic velocity of a binary star in the Galaxy. For this galactic interpretation, one should expect a redshift (or blueshift) of at most $\lesssim 1000$ km s⁻¹, i.e.,

the typical kick velocity acquired by the binary system after the supernova explosion forms the compact companion. On the contrary, the simplest way to account for the observed redshift is to assume that GRS 1734–292 lies at a cosmological distance and is, therefore, an extragalactic source. Using Hubble's law, the corresponding distance can be estimated as $D = 65h^{-1}$ Mpc (where the Hubble constant is expressed here as $H_0 = 100h$ km s⁻¹ Mpc⁻¹ and a Universe with $\Omega = 1$ is assumed).

The spectrum in Fig. 5 is highly reminiscent of a Seyfert 1 Galaxy given the large width of permitted lines. For a Seyfert galaxy at a $z = 0.0214$ redshift, it should normally be possible to see some arcsec extended nebulosity if located at high galactic latitude. The deep R band CCD image in Fig. 4 shows that this is not the case. The discovered optical counterpart appears as an unresolved source and only the galactic nucleus is evident. This is possibly due to the optical extinction in the galactic plane ($b^{II} = 1^\circ 4$). Although not extremely great ($A_V \simeq 6$ mag), it is apparently sufficient to prevent any faint nebulosity from being seen in the optical. In the K band no nebulosity is seen either, and this compactness could mean that GRS 1734–292 is a nearby quasar instead of a Seyfert 1. However, we believe that the optical spectrum observed is a very strong evidence to prefer by now a Seyfert 1 interpretation.

The catalogue of GRANAT sources does not include many examples of extragalactic objects and our discovery adds a new member to this scarce group. Only three extragalactic sources have been extensively detected by the SIGMA telescope on board of GRANAT. They are the quasar 3C 273, the Seyfert 1.5 galaxy NGC 4151, and the radio galaxy Cen A (Bassani et al. 1993; Jourdain et al. 1993). All of them are characterized by displaying clear hard X-ray variability and spectral evolution in time scales of both years and, in some cases, few days. In particular, Cen A was observed to decrease its 40-120 keV flux by a factor of 1.5 within only four days. This behavior compares well with that of GRS 1734–292. Our target source is currently accepted as a confirmed variable (Barret & Grindlay 1996), and it exhibited a few day time scale variability during its 1992 hard X-ray outburst (Churazov et al. 1992). On the other hand, the GRS 1734–292 spectrum became extremely

hard during this flaring event, and this is remarkably similar to the spectrum hardening observed by SIGMA in the NGC 4151 Seyfert during epochs of high photon flux (Bassani et al. 1993).

There are in addition other observational clues in agreement with a Seyfert 1 galaxy scenario. For instance, the total radio power derived from the spectrum in Fig. 2 is $L_{rad} \simeq 4 \times 10^{39} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$ and, in particular, $P_{21cm} \simeq 3 \times 10^{29} h^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$. This correlates well when plotted in monochromatic 21 cm radio power versus 0.5-4.5 keV X-ray luminosity diagrams for Seyfert 1 galaxies by Wilson (1991). The unabsorbed value of the X-ray output is taken to be here $L_X \simeq 6 \times 10^{43} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$ by extrapolating the power law fit from Pavlinsky et al. (1994).

The observed radio jet morphology and spectral index are quite common among Seyfert galaxies. The case of GRS 1734–292 should be classified as belonging to the L or *linear* class in the Wilson (1991) scheme. The radio jet size ($l_{jet} \simeq 1.6 h^{-1} \text{ kpc}$) also correlates acceptably well with the radio power from a Seyfert 1 object (Ulvestad & Wilson 1984). The optical luminosity estimated from our broad band spectrum and VRI photometry using $A_V = 6 \text{ mag}$ is $L_{opt} \sim 1 \times 10^{43} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$ in the 4900-9000 Å band. This is again in good order of magnitude agreement with expectations based on the radio/optical power correlation studied by Edelson (1987) for Seyfert galaxies in the CfA sample. Other correlations that test acceptably well are those involving the [O III] luminosity versus $H\beta$ luminosity, radio power and FWHM of [O III] (Lawrence 1987; Whittle 1985).

We close this discussion by giving in Table 4 the main physical parameters of GRS 1734–292, expressed for the particular case of $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1}$, and mentioning that this Seyfert also fits reasonably well the Falcke & Biermann (1996) scheme for AGNs when plotted in their diagram of monochromatic radio power versus core disk luminosity.

6. Conclusions

We have presented observations that provide a very accurate positional identification of the radio, infrared and optical counterpart of the GRANAT source GRS 1734–292. The discovered counterpart displays clear evidence of being a Seyfert 1 galaxy. The most remarkable properties of the system are perhaps its clear linear jet-like structure and its broad $H\alpha$ emission.

A redshift measurement yields the value $z = 0.0214 \pm 0.0005$, thus providing a distance to GRS 1734–292 of 87 Mpc ($H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). The column density towards GRS 1734–292 is also estimated using three different techniques and an average value of $A_V = 6 \pm 1 \text{ mag}$ is proposed. This is equivalent to a hydrogen column density of $N(\text{H}) = (1.0 \pm 0.2) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. The Seyfert 1 nature of GRS 1734–292 is additionally confirmed by a satisfactory agreement with different well established correlations for Seyfert galaxies. We also point out that the hard X-ray behavior of GRS 1734–292 is consistent with extragalactic sources studied by GRANAT.

Acknowledgements. J.M. acknowledges financial support from a post-doctoral fellowship of the Spanish Ministerio de Educación y Ciencia.

LFR acknowledges support from DGAPA, UNAM and CONACyT, Mexico. We thank C. Lidman who arranged the ESO observations in service mode as well as F. Comerón who kindly obtained some of the images. A.S. Wilson, J. Paul, J. Lequeux, C. Gouiffes and P.-A. Duc are also acknowledged for useful comments, help and discussion. Carlos De Breuck is specially thanked for obtaining the optical spectrum. This research has made use of the Simbad database, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

- Allen C.W., 1973, *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press, London
- Barret D., Grindlay J.E., 1996, *A&A*, 311, 239
- Bassani L., Jourdain E., Roques J.P., et al., 1993, *A&ASS*, 97, 89
- Catchpole R.M., Whitelock P.A., Glass I.S., 1990, *MNRAS*, 247, 479
- Condon J.J., Cotton W.D., Greisen E.W., Yin Q.F., Perley R.A., Broderick J.J., 1993, *BAAS*, 183, 6402C
- Cherepashchuk A.M., Goranskij V.P., Karitskaya E.A., et al., 1994, *A&A*, 289, 419
- Churazov E., Gilfanov M., Cordier B., Schmitz-Fraysse M.C., 1992, *IAU Circ.*, 5623
- Dahmen G., Huttemeister, S., Wilson, T.L., Mauersberger, R., Linhart A., et al., 1996, in *The Galactic Center*, ASP Conference Series, Roland Gredel, Ed., Vol. 102, 54
- Dame T.M., Ungerechts H., Cohen R.S., et al., 1987, *ApJ*, 322, 706
- Edelson R.A., 1987, *ApJ*, 313, 651
- Falcke H., Biermann P.L., 1996, *A&A*, 308, 321
- Goldwurm A., Cordier B., Paul J., Ballet J., Bouchet L., et al., 1994, *Nat*, 371, 589
- Jourdain E., Bassani L., Roques J.P., et al. 1993, *Adv. Space Res.*, Vol. 13., No. 12, pp.(12)705
- Lawrence A., 1987, *PASP*, 99, 309
- Martí J., Mirabel I.F., Rodríguez L.F., Chaty S., 1998 (in preparation)
- Miller J.S., Mathews I.F., 1972, *ApJ*, 172, 593
- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., Cordier B., Paul J., Lebrun F., 1992, *Nat*, 358, 215
- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., 1994, *Nat*, 371, 46
- Pavlinsky M.N., Grebenev S.A., Sunyaev R.A., 1994, *ApJ*, 425, 110
- Predehl P., Schmitt J.H.M.M., 1995, *A&A*, 293, 889
- Rodríguez L.F., Mirabel I.F., Martí J., 1992, *ApJ*, 401, L15
- Scoville N.Z., Min Su Yun, Clemens D.P., Sanders D.B., Waller W.H., 1987, *ApJSS*, 63, 821
- Sunyaev R. (on behalf of the GRANAT team), 1990, *IAU Circ.*, 5123
- Taff L.G., Lattanzi M.C., Bucciarelli B., Gilmozzi R., McLean B.J., et al., 1990, *ApJ*, 353, L45
- Ulvestad J.S., Wilson A.S., 1984, *ApJ*, 278, 544
- Whittle M., 1985, *MNRAS*, 213, 33
- Wilson A.S., 1991, *ASP Conference Series*, Vol. 18, 227

This article was processed by the author using Springer-Verlag L^AT_EX A&A style file L-AA version 3.

Chapitre 14

Conclusion générale

Sommaire

14.1 Résultats apportés par cette étude	243
14.2 Conclusion générale	250
14.3 Discussion	251
14.4 Perspectives	252

Je vais tout d'abord rappeler les résultats importants apportés par ces travaux de thèse, avant d'en tirer les implications les plus importantes à l'intérieur de ce domaine de recherche, et enfin je dégagerai les perspectives qui me paraissent actuellement les plus prometteuses, dans le but d'accéder à une compréhension plus précise de l'ensemble de ces sources de haute énergie.

14.1 Résultats apportés par cette étude

Cette thèse a consisté en une étude, à plusieurs longueurs d'onde, et parfois de façon simultanée, de sources transitoires et persistantes de haute énergie. Le but principal de cette thèse était de mieux comprendre à la fois la nature et l'ensemble des phénomènes se produisant au sein des sources binaires de haute énergie, des microquasars, et autres sources binaires de rayons X à trou noir et jet radio. J'ai ainsi tout d'abord présenté, dans le chapitre 2, les différents objets dont j'ai parlé tout au long de cette thèse, c'est-à-dire les microquasars, tout en rappelant les principales propriétés des quasars, et en insistant à la fois sur les analogies et les différences entre ces deux types d'objets. Ainsi, j'ai voulu montrer que ce qui liait les microquasars et les quasars était en définitive l'astrophysique

des trous noirs, qui, elle, produit les mêmes phénomènes indépendamment de la masse des trous noirs, et que seules les échelles de variation temporelle et de longueur changent, proportionnellement à la masse du trou noir.

La première partie, du chapitre 3 au chapitre 6, a consisté en une étude, qui s'est voulue la plus complète possible, d'un objet récemment découvert, mais qui a déjà beaucoup fait avancer le domaine des sources binaires de haute énergie. Il s'agit bien sûr du microquasar GRS 1915+105, la première source de notre Galaxie à exhiber des déplacements de matière à une vitesse apparemment superluminique. La deuxième partie, du chapitre 7 au chapitre 13, a traité d'un panel de onze sources de haute énergie, qui ont fait de notre part l'objet d'un traitement inégal, mais dont nous avons soit découvert les contreparties dans différents domaines de longueurs d'onde, soit suggéré ou contraint la nature, soit encore enrichi l'étude par l'apport de nouveaux éléments, de nouvelles informations.

Il ressort de cette étude que les mêmes moyens observationnels, dans le contexte d'une approche multi-longueur d'onde, permettent de désenchevêtrer la nature très différente de chacune des sources de haute énergie. Ainsi, qu'ils soient candidats trous noirs ou étoiles à neutrons, dans des systèmes de grande ou de faible masse, et même microquasars ou quasars, seules les observations à plusieurs longueurs d'onde, simultanément ou non, permettent d'avoir accès aux différentes parties du système. Les différentes longueurs d'onde permettant de voir différentes parties du système, une étude multi-longueur d'onde constitue de fait une étude multi-échelle.

Mon travail, principalement consacré aux domaines des longueurs d'onde infrarouges et millimétriques, était intégré dans cette étude multi-longueur d'onde et multi-échelle, allant des longueurs d'onde radio aux rayons X.

14.1.1 GRS 1915+105: Un microquasar dans notre Galaxie

Les caractéristiques du système GRS 1915+105

Après avoir rappelé les propriétés principales de la source GRS 1915 + 105 dans le chapitre 3, et avant d'en venir aux conclusions très importantes que je vais redonner dans le paragraphe suivant concernant ce type d'objets, nous avons tout d'abord dû établir la nature galactique de GRS 1915+105, et acquérir des informations sur la nature du système binaire. Pour ce faire, j'ai intensivement étudié cet objet aux longueurs d'onde millimétriques et infrarouges, pour cerner la nature du système binaire, et ses caractéristiques principales. L'ensemble de ces observations a été décrit dans le chapitre 4.

J'ai ainsi tout d'abord établi, à partir d'observations millimétriques conduites à l'IRAM,

la nature galactique de ce système, situé à une distance de 12.5 ± 1.5 kpc. En inspectant l'environnement du système, j'ai pu montrer que GRS 1915 + 105 était placé juste derrière le coeur d'un nuage moléculaire, qui lui-même était à une distance de 9.4 ± 0.2 kpc. À cette distance, GRS 1915+105 se trouve être l'une des sources de rayons X les plus lumineuses de notre Galaxie, puisqu'elle rayonne alors fréquemment $\sim 3 \times 10^{38}$ erg s⁻¹. De mon estimation de la valeur de la densité de colonne totale d'hydrogène le long de la ligne de visée de GRS 1915 + 105, égale à $N(\text{H}) = 4.7 \pm 0.2 \times 10^{22}$ cm⁻², j'ai déduit que l'absorption visuelle s'élevait à $A_v = 26.5 \pm 1$ magnitudes. Comme, à cause de cette absorption importante, GRS 1915+105 ne présente pas de contrepartie aux longueurs d'onde optiques, j'ai ensuite intensivement étudié cette source aux longueurs d'onde infrarouges.

À partir de mes observations dans le domaine des longueurs d'onde de l'infrarouge proche, c'est-à-dire entre 1.25 et 2.2 μm , j'ai montré que la contrepartie infrarouge de GRS 1915+105, en plus de présenter des variations de l'ordre de 1 magnitude en quelques heures, exhibait des variations de ~ 2 magnitudes sur des intervalles de temps plus longs, jusqu'à quelques mois. En comparant les propriétés infrarouges de GRS 1915 + 105 avec celles de plusieurs autres sources binaires de rayons X, il est apparu une similarité forte dans les magnitudes absolues, dans les couleurs, et dans les variabilités dans le temps, en infrarouge, entre GRS 1915+105 et SS 433, la source classique d'éjections relativistes. Par contre, les propriétés infrarouges de GRS 1915 + 105 sont différentes de la plupart des autres sources binaires de rayons X de la Galaxie. Les longueurs d'onde infrarouges provenant essentiellement de la photosphère de l'étoile compagnon et de la partie externe du disque d'accrétion, ceci a conduit à suggérer que GRS 1915+105 est un système binaire lumineux et de grande masse, et que l'objet compact, un trou noir, est entouré d'un disque d'accrétion optiquement épais.

Une étude à long terme de la courbe de lumière infrarouge indique la possibilité d'une périodicité, de l'ordre de 23 ± 1 jours, cependant cette possible périodicité doit être prise avec précaution.

En août 1995, alors que GRS 1915 + 105 était très active dans le domaine des rayons X et des ondes radio, nous avons observé une paire de nuages dans les longueurs d'onde radio centimétriques, éjectés du noyau compact à des vitesses relativistes. Entre deux et cinq jours après le maximum de ce sursaut radio, nous avons observé une augmentation dans la bande K, en infrarouge, de 1 magnitude. Nous avons alors interprété cette observation comme une réverbération retardée dans le temps, de l'énorme quantité d'énergie dégagée lors du sursaut, ce qui suggérerait l'apparition d'une composante de poussière chaude à une distance comprise entre 2 et 5 jours-lumière autour de GRS 1915 + 105. Cependant, cette interprétation aujourd'hui se discute, au vu de nos observations ultérieures à plusieurs

longueurs d'onde simultanées. Enfin, j'ai décrit une analyse d'images infrarouges effectuées quelques temps après l'observation d'un jet infrarouge, imposant des contraintes sur la durée de vie des électrons émettant dans le proche infrarouge.

Ces variations en infrarouge de GRS 1915 + 105, parfois reliées à des variations dans les X et en radio, combinées au fait qu'il s'agit certainement d'une binaire de grande masse, suggèrent fortement que la majeure partie des variations infrarouges est due au rayonnement synchrotron émis par des nuages de plasma éjectés par GRS 1915 + 105, en plus de variations créées par les processus d'accrétion.

Le modèle du microquasar

Notre étude à plusieurs longueurs d'onde simultanées de GRS 1915+105, détaillée dans le chapitre 5, montre que seul le modèle du microquasar permettait d'expliquer l'ensemble des observations de ce type d'objets, et que l'analogie entre quasars et microquasars, au lieu de n'être que morphologique, était aussi, et de façon profonde, physique, liée à la physique des flots d'accrétion, et à celle des éjections de matière. Finalement, c'est l'astrophysique des trous noirs qui crée l'unité existant dans la forme et la physique de ces objets. Au-delà des trous noirs, cette mise en évidence du lien entre l'accrétion et l'éjection de matière autour de tout objet compact –trou noir, étoile à neutrons, naine blanche, ...– doit permettre d'acquérir des informations sur la nature de l'objet compact, à partir de l'observation précise du comportement de la matière éjectée.

Un microquasar est donc un système binaire constitué d'un trou noir, d'une masse de quelques unités à quelques dizaines de masses solaires, et d'une étoile compagnon. Le trou noir attire la matière de l'étoile compagnon, qui alimente alors un disque d'accrétion, d'une température de quelques 10^6 degrés, entourant le trou noir. Perpendiculairement à ce disque d'accrétion émanent de l'objet compact des nuages de plasma se déplaçant à des vitesses relativistes, et parfois à des vitesses en apparence superluminique.

Pour établir ce modèle, il nous a fallu observer la connexion directe entre l'accrétion et l'éjection de matière au sein de l'objet GRS 1915 + 105. En effet, nous avons observé *que quelques minutes après que la matière constituant la partie interne du disque d'accrétion traverse la dernière orbite stable autour du trou noir, suivait systématiquement une éjection de nuages de plasma relativistes*. Cette suite de séries de remplissages et de vidages de la partie interne du disque d'accrétion montre que GRS 1915+105 serait un trou noir entouré par un disque d'accrétion optiquement épais, de rayon interne variable.

Ce passage au-delà de la dernière orbite stable de la matière est vu sous la forme d'une chute de flux dans les rayons X, et la formation puis l'expansion du nuage de plasma

relativiste éjecté par le microquasar sont observées grâce aux rayonnements synchrotron, dans la radio, l'infrarouge, et peut-être même jusqu'aux rayons X, émis par les particules composant ce nuage. Nous avons en effet prouvé que le rayonnement dans les longueurs d'onde infrarouges était synchrotron, à partir de la mise en évidence *d'un sursaut infrarouge précurseur aux sursauts radio synchrotron postérieurs*, cette observation étant à notre connaissance une première dans l'histoire de l'observation des binaires X. Cette observation permet une meilleure compréhension du déroulement de l'expansion adiabatique des nuages de plasma relativiste en expansion, au sein de toute source accrétante de rayons X.

Les interactions entre les éjections de GRS 1915+105 et le milieu interstellaire

Le troisième but que nous nous étions fixés était de découvrir l'impact entre les éjections émanant des microquasars sur le milieu interstellaire environnant. Pour ce faire, nous avons observé en infrarouge proche, en infrarouge moyen, en radio centimétrique et en radio millimétrique, deux sources radio symétriques par rapport à GRS 1915 + 105, chacune étant située à 60 pc de GRS 1915 + 105, dont nous pouvions penser qu'elles étaient associées, de quelque façon, avec GRS 1915 + 105. En effet, elles étaient situées selon le même angle que les éjections de nuages de plasma émanant de GRS 1915 + 105. Cependant, nos observations, relatées dans le chapitre 6, n'ont pas montré de façon claire une association entre GRS 1915 + 105 et ces sources radio. Ainsi, soit ces régions HII n'ont rien à voir avec GRS 1915 + 105, soit elles ont reçu de l'énergie de GRS 1915 + 105 lors de collisions avec des nuages éjectés par GRS 1915 + 105, mais ont ensuite perdu la mémoire de cette association.

14.1.2 Étude de diverses sources de haute énergie

La deuxième partie, du chapitre 7 au chapitre 13, a présenté les résultats que nous avons obtenus en optique, en infrarouge et en radio, d'une étude portant sur onze sources de haute énergie, allant de sources transitoires à des sources persistantes, de candidats trous noirs à des étoiles à neutrons, et même de microquasars à des quasars. Pour certains de ces objets, nous avons repéré les différentes contreparties, dans les longueurs d'onde optique, infrarouge et radio. J'ai alors présenté les résultats d'une étude complète de ces sources. Pour d'autres, nous possédons uniquement des observations en infrarouge, cependant j'ai replacé mes observations infrarouges dans le contexte du comportement, dans les différents domaines de longueurs d'onde, de chacune de ces sources.

Il ressort de l'étude de ces différentes sources, dont la démarche et les conclusions générales sont décrites dans le chapitre 7, que ce sont les objets compacts, qu'ils soient candidats

trous noirs ou étoiles à neutrons, dans des systèmes de faible masse, qui présentent les plus grandes variations de luminosité en infrarouge, et ceci est cohérent avec le fait que l'émission infrarouge provient, dans le cas de ces objets, en grande partie de la photosphère de l'étoile compagnon et de la partie externe du disque d'accrétion. Ainsi, si l'étoile compagnon n'est pas trop lumineuse, la contribution du disque d'accrétion à l'émission infrarouge est importante, et tout changement dans le phénomène d'accrétion se traduit par un changement de luminosité en infrarouge. Par contre, si l'étoile compagnon est massive et lumineuse, sa contribution à l'émission infrarouge est importante, et les variations de luminosité dues au phénomène d'accrétion sont d'autant plus diluées dans l'émission totale.

Je vais maintenant rappeler les résultats importants, obtenus sur chacune de ces sources.

Les deux sources persistantes de rayons X durs du centre de la Galaxie

J'ai d'abord présenté, dans le chapitre 8, les résultats de notre étude concernant les deux sources persistantes de rayons X durs et de rayons γ mous du centre de la Voie Lactée, 1E 1740.7 – 2942 et GRS 1758 – 258, des candidats trous noirs proches du centre galactique. Si la contrepartie infrarouge de 1E 1740.7 – 2942 n'a pas encore été repérée, nous pouvons d'ores et déjà imposer quelques contraintes sur la nature du système binaire de cette source, puisque les limites de visibilité que nous déduisons de nos observations infrarouges montrent que l'étoile compagnon est soit une étoile de la séquence principale de type spectral plus tardif que B1 V, soit une géante de type spectral plus précoce que K4 III.

Quant à la source GRS 1758–258, nous avons découvert très récemment deux candidats à sa contrepartie, dont un sérieux à la fois en optique et infrarouge. Les premiers résultats concernant cette source suggèrent que l'étoile compagnon est une géante de type spectral K 0-5 III. Nous continuons à analyser en spectroscopie cet objet.

En supposant, à partir de l'analogie aux hautes énergies, que ces deux objets sont de même nature, cela nous permet de prédire les magnitudes de la contrepartie de 1E 1740.7 – 2942, qui sont cohérentes avec l'ensemble des observations effectuées.

Deux candidats trous noirs dans des systèmes de masse intermédiaire

Les deux objets GRO J1655–40 et GRS 1739–278, dont j'ai décrit notre étude dans le chapitre 9, sont des sources transitoires de rayons X, des candidats trous noirs situés dans des systèmes de masse intermédiaire. Pour ce qui est de GRO J1655 – 40, nos observations ont montré que l'émission infrarouge était grandement contaminée par l'émission de la partie externe du disque d'accrétion. Quant à GRS 1739–278, deux possibilités subsistent,

selon la véritable valeur de la densité de colonne d'hydrogène, qui est encore très mal connue. En adoptant une valeur intermédiaire pour la densité de colonne, $N(\text{H}) = 2.65 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, nous pouvons déduire des observations infrarouges que l'étoile compagne est une *étoile géante de type spectral compris entre G5 III et M6 III*. Dans le cas d'une valeur minimale pour la densité de colonne, $N(\text{H}) = 4.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, GRS 1739 – 278 serait alors une binaire de rayons X de grande masse, avec comme compagne une étoile de la séquence principale, de type spectral B0 - A0 V.

Trois candidats trous noirs dans des systèmes de faible masse

Ces trois objets, tout d'abord deux novæ, Nova Ophiuchi 1993 et Nova Muscae 1991, et GX 339 – 4, sont des sources transitoires de rayons X, et également des candidats trous noirs, mais cette fois-ci situés dans des systèmes de faible masse. Nos observations de ces objets ont été décrites dans le chapitre 10. Pour Nova Ophiuchi 1993, nous avons observé une grande chute de luminosité en trois ans. En adoptant les magnitudes correspondant au minimum de luminosité, nous déduisons des observations infrarouges que Nova Ophiuchi 1993 est une étoile de la séquence principale de type spectral compris entre M2 V et M5 V. Quant à Nova Muscae 1991, nos observations contraignent le type spectral du compagne, en imposant qu'il soit une étoile de la séquence principale d'un type spectral compris entre G8 V et M5 V. Enfin, concernant GX 339 – 4, nous avons pu déduire que l'étoile compagne est une étoile de la séquence principale de type spectral compris entre G5 V et K3 V. Ainsi, pour ces trois systèmes, dont deux novæ, nous avons montré que d'une part les variations en magnitude étaient importantes, ce qui montre l'*importance de l'émission de la partie externe du disque d'accrétion dans le rayonnement infrarouge, liée aux événements d'accrétion dans ces systèmes*, et que d'autre part, en examinant les magnitudes lors des minima, l'émission infrarouge semble provenir d'une *étoile de faible masse, de type spectral compris entre G5 V et M5 V*.

Deux étoiles à neutrons dans des systèmes de faible masse

Nous avons découvert les contreparties radio de ces deux sources, ainsi qu'un candidat à la contrepartie infrarouge de GX 354 – 0, comme je l'ai montré dans le chapitre 11. Pour GX 354 – 0, l'étoile compagne semble être une étoile de la séquence principale de type spectral plus tardif que B intermédiaire / A précoce. En ce qui concerne Terzan 1, sa contrepartie n'a pas encore été identifiée, mais les candidats présentent des propriétés infrarouges caractéristiques des systèmes binaires de faible masse. Ainsi, ces deux systèmes sont constitués d'étoiles à neutrons dans des systèmes de faible masse.

Un répéteur de sursauts de rayons γ mous

SGR 1806 – 20 est un objet aux propriétés étranges, autant dans les hautes énergies que dans les grandes longueurs d’onde, ainsi que je l’ai exposé dans le chapitre 12. Et en effet, il semble qu’il soit plutôt une étoile à neutrons, mais très fortement magnétisée. Les magnitudes de l’étoile compagnon que je déduis de mes observations infrarouges sont cohérentes avec le type spectral O9-B2 déduit à partir d’analyses spectroscopiques. Cependant, il apparaît que cette étoile n’est peut-être pas associée aux répétitions de sursauts de rayons γ mous, vues dans SGR 1806 – 20.

Une galaxie de Seyfert 1 à la place d’un microquasar !

La découverte d’un quasar là où nous attendions un microquasar prouve au-delà de toute attente la validité de l’analogie morphologique sous-tendue par les lois physiques entre quasars et microquasars. J’ai ainsi montré, dans le chapitre 13, que la source de haute énergie GRS 1734 – 292 est une galaxie de type Seyfert 1, présentant un décalage vers le rouge de 0.0214 ± 0.0005 , et donc située à la distance de 87 Mpc, avec des jets radio s’étendant sur une distance de 2 kpc.

14.2 Conclusion générale

Le résultat le plus important de ces travaux concerne la compréhension de l’activité d’un microquasar, GRS 1915+105, qui peut être extrapolée à l’ensemble de ces objets, à partir de la mise en évidence d’un lien direct entre l’accrétion de flots de matière autour du trou noir, et l’éjection de nuages de plasma. Au-delà de ces objets que sont les microquasars, cette compréhension s’applique également aux quasars, en montrant que l’analogie de forme entre les microquasars et les quasars est sous-tendue par une analogie physique. L’astrophysique des trous noirs régit partout dans l’univers les phénomènes d’accrétion et d’éjection autour des trous noirs. Si les échelles de variations temporelles et de longueurs sont proportionnelles à la masse des trous noirs, les phénomènes, eux, sont identiques. Ainsi, le fait de posséder dans notre Galaxie des répliques des quasars est un atout, car nous avons la possibilité d’observer au sein des microquasars des phénomènes se déroulant sur quelques minutes, alors que ces mêmes phénomènes se dérouleraient sur plusieurs milliers d’années au sein des quasars supermassifs.

Au-delà même des objets que sont les microquasars et les quasars, c’est l’ensemble des sources à jets, qu’elles soient candidats trous noirs, étoiles à neutrons, naines blanches, etc, qui peut être compris de façon plus extensive, à partir de cette mise en évidence du

lien entre l'accrétion et l'éjection. En particulier, une observation approfondie des jets de matière émanants d'un objet compact doit nous permettre d'accéder à des informations sur la nature de l'objet compact.

En plus de ce résultat important, les études, que j'ai menées sur GRS 1915 + 105 et plusieurs sources de haute énergie, ont permis de connaître leur nature et leur environnement. Les observations infrarouges de plusieurs sources de haute énergie montrent que ce sont les candidats trous noirs dans des systèmes de faible masse qui subissent les plus grandes variations dans les longueurs d'onde infrarouges.

14.3 Discussion

Tentons maintenant de répondre aux questions soulevées dans l'introduction. La première de ces questions concernait la nature même des microquasars. À partir de notre étude observationnelle du lien entre l'accrétion et l'éjection au sein du microquasar GRS 1915 + 105, et en particulier à partir de notre mise en évidence du passage de la matière au-delà de la dernière orbite stable autour du trou noir, suivi par l'éjection de nuages de plasma relativistes, il est établi maintenant que la source d'énergie est fournie par le potentiel gravitationnel créé par un trou noir. Le modèle du microquasar en découle alors. Les questions posées sur les mécanismes eux-mêmes, présents au sein des objets comme les microquasars, sont aussi éclaircies, ou tout du moins contraintes par ces observations. Ces mécanismes regroupent à la fois les phénomènes régissant les flots d'accrétion de matière autour du trou noir, ainsi que les phénomènes permettant l'éjection de nuages de plasma à des vitesses relativistes.

Beaucoup de questions restent encore bien sûr en suspens, comme celles liées à la nature de la matière éjectée: à savoir si cette matière est uniquement constituée d'électrons, ou d'électrons et de positons, ou encore si elle est baryonique.

L'une des questions importantes a trait au temps de vie de ce phénomène, à savoir si le phénomène d'accrétion et d'éjection caractéristique des microquasars peut se produire sur une longue échelle de temps. Il semble que cette échelle de temps soit plutôt réduite, en tenant compte de l'analogie entre les natures de GRS 1915 + 105 et de GRO J1655 – 40, sachant que l'étoile compagnon du système GRO J1655 – 40 est un objet en transition, à mi-chemin de la branche des géantes. Ainsi le temps de vie de tels systèmes n'est peut-être pas très élevé. Ceci constituerait d'ailleurs peut-être la clé de l'énigme à propos des régions HII axisymétriques par rapport à GRS 1915 + 105, car si le temps de vie d'un tel système est court, cela favorise la perte de mémoire de l'association entre le microquasar et les

nuages axisymétriques.

Enfin, à propos de la différence fondamentale entre les sources binaires de haute énergie hébergeant des candidats trous noirs et ne présentant pas de jet, et les microquasars, un élément de réponse réside très certainement dans le fait que l'interaction entre l'objet compact et l'étoile compagnon est très importante. Bien sûr, un trou noir isolé ne pourrait pas présenter de jet. À l'opposé, il semble évident que si une étoile compagnon massive et proche se trouve à proximité d'un trou noir, l'accrétion de matière est bien alimentée, et l'éjection peut, par voie de cause à effet, se produire. En se plaçant maintenant à mi-chemin entre ces deux extrêmes, un système constitué d'une étoile compagnon de faible masse aura moins de possibilité d'accréter puis d'éjecter de la matière en provenance de son étoile compagnon. Très certainement est-ce la raison pour laquelle GX 339 – 4, un système binaire de faible masse, ne semble pas présenter de jet. Un autre élément de réponse réside dans la rotation ou l'absence de rotation du trou noir, car l'accrétion de matière se fera plus difficilement dans le cas d'un trou noir en rotation maximale. Il reste encore à savoir si un trou noir qui n'est pas en rotation favorise ou non l'éjection de matière.

Et il est alors opportun de se poser la question de l'existence, dans notre Galaxie, de «microblazars». En effet, certains candidats à l'appellation de microquasars, c'est-à-dire présentant l'ensemble des propriétés aux hautes et basses énergies requises pour éjecter de la matière à des vitesses relativistes, se bornent au silence radio, en ne présentant pas de jet émanant de la source centrale. Ceci est par exemple le cas du meilleur candidat trou noir, Cygnus X-1 (Martí *et al.*, 1996). Ce silence radio, c'est-à-dire cette absence de jet visible, sont peut-être tout simplement dus à l'orientation du jet: si le jet est orienté dans notre direction, il est plus difficile de l'observer.

14.4 Perspectives

J'espère avoir réussi à montrer l'intérêt de telles études à plusieurs longueurs d'onde, dans le but de déterminer la nature des sources de haute énergie. Or, il est évident que de nombreuses autres sources nécessitent une étude approfondie. D'autre part, de nouvelles sources de haute énergie sont régulièrement détectées, et nécessitent elles aussi d'être étudiées, dans les différents domaines de longueurs d'onde, simultanément ou non. Ainsi, cette recherche doit être poursuivie, avec comme but ultime une meilleure compréhension de ces sources, véritables laboratoires de phénomènes de haute énergie.

De plus, un domaine qui n'est pas à négliger est l'observation de ces sources aux très hautes énergies, par exemple au-delà du GeV. L'observation de photons de cette énergie en

provenance de ces sources est délicate, car elle doit être effectuée très rapidement après un sursaut de ces sources. Cependant, une telle observation permettrait une avancée, d'une part dans l'analogie entre les microquasars et les quasars, et d'autre part dans la compréhension des phénomènes de haute énergie créés dans les environnements des trous noirs, à partir des phénomènes d'accrétion et d'éjection.

Enfin, j'ai montré que nous voyons, au sein des microquasars de masse stellaire, se dérouler des phénomènes sur des intervalles temporels de quelques minutes, qui devraient se dérouler au sein des quasars de quelques milliards de masses solaires sur des intervalles temporels de quelques milliers d'années. Comme l'analogie morphologique entre les quasars et les microquasars doit réellement être sous-tendue par une analogie physique, alors les phénomènes visibles au sein des quasars sur des intervalles temporels d'une journée devraient, de la même façon, se produire sur des intervalles temporels de quelques centaines de micro-secondes au sein des microquasars. Ce temps de variation correspond à une distance de quelques dizaines de kilomètres à une vitesse proche de celle de la lumière, c'est-à-dire qu'il s'agit d'une distance de l'ordre du rayon de Schwarzschild pour un objet de masse stellaire. Cependant, pour vérifier l'existence de telles variations à ces échelles temporelles, qui permettrait de prouver l'analogie physique entre les quasars et les microquasars, il est nécessaire de disposer d'instruments observant dans les hautes énergies avec une résolution temporelle supérieure à celles existant actuellement.

Inversement, comme les phénomènes se produisent au sein des microquasars plus rapidement que chez les quasars, d'un facteur égal à la masse du trou noir, il doit être possible de suivre l'évolution d'un quasar, sur une partie de sa vie, en observant l'évolution d'un microquasar sur quelques dizaines d'années.

Ainsi, il est clair que de nombreuses observations et modélisations de ces objets littéralement extraordinaires que sont les microquasars doivent encore être entreprises, pour percer plus profondément le mystère de leur nature et du déroulement de leur vie.

Troisième partie

ANNEXES

Chapitre 1

Annexe 1: Les coordonnées des sources

Je donne dans le tableau 1.1 les coordonnées des douze sources étudiées au cours de mes travaux de thèse, et présentées dans ce rapport.

Source	coord. B1950.0	coord. J2000.0	coord. gal.	incert	réf
GRS 1121-68 Nova Muscae 91	$\alpha = 11^h 24^m 18^s.49$	$\alpha = 11^h 26^m 26^s.61$	$l^{II} = 254^\circ 7592$		del91
	$\delta = -68^\circ 24' 01''.7$	$\delta = -68^\circ 40' 32''.8$	$b^{II} = -48^\circ 7197$		
GRO J1655-40 Nova Scorpii 94	$\alpha = 16^h 50^m 33^s$	$\alpha = 16^h 54^m 00^s.137$	$l^{II} = 344^\circ 98189$	0''015	bai95
	$\delta = -39^\circ 45' 52''.$	$\delta = -39^\circ 50' 44^s.90$	$b^{II} = +2^\circ 45596$	0''20	
GX 339-4 4U 1658-48	$\alpha = 16^h 59^m 01^s.9$	$\alpha = 17^h 02^m 49^s.4$	$l^{II} = 338^\circ 95$		dox79
	$\delta = -48^\circ 43' 06''.$	$\delta = -48^\circ 47' 21''.8$	$b^{II} = -4^\circ 21$		
GRS 1716-249 Nova Ophiuchi 93	$\alpha = 17^h 16^m 32^s.52$	$\alpha = 17^h 19^m 36^s$	$l^{II} = 0^\circ 1$		del94
	$\delta = -24^\circ 58' 01''.1$	$\delta = -25^\circ 01' 03''.$	$b^{II} = 7^\circ 1$		
GX 354-0	$\alpha = 17^h 28^m 39^s.45$	$\alpha = 17^h 31^m 57^s.73$	$l^{II} = 354^\circ 30$	0 ^s 02	mar98b
	$\delta = -33^\circ 47' 50''.8$	$\delta = -33^\circ 50' 02''.5$	$b^{II} = -0^\circ 15$	1''1	
Terzan 1	$\alpha = 17^h 32^m 34^s.42$	$\alpha = 17^h 35^m 47^s.27$	$l^{II} = 357^\circ 56$	0 ^s 04	mar98b
	$\delta = -30^\circ 27' 01''.3$	$\delta = -30^\circ 28' 52''.8$	$b^{II} = +0^\circ 99$	1''4	
GRS 1734-292 J173728-290802	$\alpha = 17^h 34^m 17^s$	$\alpha = 17^h 37^m 28^s.35$	$l^{II} = 358^\circ 9$	0''1	mar98a
	$\delta = -29^\circ 06' 17''.$	$\delta = -29^\circ 08' 02''.5$	$b^{II} = +1^\circ 4$		
GRS 1739-278	$\alpha = 17^h 39^m 31$	$\alpha = 17^h 42^m 40^s.03$	$l^{II} = 0^\circ 66$	0''02	mar97a
	$\delta = -27^\circ 43' 30$	$\delta = -27^\circ 44' 52''.7$	$b^{II} = +1^\circ 17$	0''3	
1E 1740.7-2942.8 IRAS 17408-2942	$\alpha = 17^h 40^m 43^s.01$	$\alpha = 17^h 43^m 54^s.75$	$l^{II} = 359^\circ 15$	1''	mir92
	$\delta = -29^\circ 43' 25''.5$	$\delta = -29^\circ 44' 42''.7$	$b^{II} = -0^\circ 12$		
GRS 1758-258	$\alpha = 17^h 58^m 06^s.39$	$\alpha = 18^h 01^m 12^s.39$	$l^{II} = 4^\circ 51$	1''	mir93
	$\delta = -25^\circ 44' 34''.3$	$\delta = -25^\circ 44' 35''.8$	$b^{II} = -1^\circ 36$		
SGR 1806-20	$\alpha = 18^h 05^m 41^s.675$	$\alpha = 18^h 08^m 40^s$	$l^{II} = 9^\circ 99748$	0 ^s 005	vas95
	$\delta = -20^\circ 25' 12''.5$	$\delta = -20^\circ 24' 41''.$	$b^{II} = -0^\circ 24546$	0''1	
GRS 1915+105	$\alpha = 19^h 12^m 49^s.966$	$\alpha = 19^h 15^m 11^s.545$	$l^{II} = 45.40^\circ$		mir94
	$\delta = 10^\circ 51' 26''.73$	$\delta = 10^\circ 56' 44''.80$	$b^{II} = -0.29^\circ$		

TAB. 1.1 – Coordonnées des douze sources étudiées au cours de ma thèse, et présentées dans ce rapport.

bai95 (Bailyn et al. , 1995)

del91 (Della Valle et al. , 1991)

del94 (Della Valle et al. , 1994)

dox79 (Doxsey et al. , 1979)

mar97a (Martí et al. , 1997)

mar98a (Martí et al. , 1998b)

mar98b (Martí et al. , 1998c)

mir92 (Mirabel et al. , 1992)

mir93 (Mirabel et Rodríguez, 1993)

mir94 (Mirabel et Rodríguez, 1994)

vas95 (Vasisht et al. , 1995)

Chapitre 2

Annexe 2: Traitement des images infrarouges

Sommaire

2.1	Introduction	259
2.2	Différentes caractéristiques	260
2.3	Le traitement étape par étape	262
2.4	Comparaison d'images	265
2.5	Photométrie	266
2.6	Résolution	268

2.1 Introduction

Je vais relater très brièvement le traitement standard des images infrarouges, sans avoir la prétention de me substituer aux manuels existant. Au lieu de parler du traitement en général, je vais prendre comme exemple l'acquisition et la réduction de données à l'aide de l'instrument que je connais le mieux c'est-à-dire IRAC2b sur le 2.2 m de l'ESO, pour avoir plusieurs fois observé avec, ou réduit des données que d'autres avaient acquises avec cet instrument. Cette partie est donc plus spécialement adaptée aux observations de GRS 1915 + 105 en infrarouge rapportées dans la première partie, ainsi qu'à l'ensemble des observations des sources de haute énergie, décrites dans la deuxième partie.

Les opérations plus spécifiques d'analyse des données infrarouges, que j'ai dues mettre en oeuvre pour certaines observations, sont décrites dans le corps de cette thèse. En particulier,

la photométrie relative, adaptée aux campagnes d'observations à plusieurs longueurs d'onde simultanées, est décrite dans le paragraphe 5.3, et le traitement relatif à la soustraction d'une PSF, relié à la recherche d'un jet infrarouge émanant de GRS 1915 + 105, est décrit dans le paragraphe 4.6.2.

2.2 Différentes caractéristiques

2.2.1 Les images

La plupart des images infrarouges des sources compactes ont été acquises grâce à une caméra infrarouge, IRAC 2b, installée au foyer à $f/35$ sur l'adaptateur approprié aux observations en infrarouge, du télescope de 2.20 mètres de l'Observatoire Européen Austral (ESO) de la Silla, situé au Chili. Elles ont un champ de $136'' \times 136''$ et une résolution comprise entre $1.3''$ et $1.8''$. Les objets détectés le sont au-dessus de 3σ . Les magnitudes sont typiquement déduites à ± 0.1 près, ceci dépendant de différents facteurs, dont je vais parler dans la suite.

L'ensemble des images est constitué:

- des “biais”, qui sont des images prises avec un temps d'intégration nul, permettant de lire directement le bruit de la caméra; elles sont appelées en anglais “**bias**”, et sont valables pour tout filtre et toute lentille, car elles ne dépendent que de la caméra utilisée.
- des “champs plats sur le dôme”, ou en anglais “**dome-flat-field**”, pris avec chaque filtre et chaque lentille. Ces “dome-flat” sont constitués à chaque fois de deux images du dôme (avec l'ouverture fermée): l'une avec un projecteur allumé braqué sur le dôme, l'autre avec le projecteur éteint. Ces images enregistrent les défauts de planéité du champ.
- des “champs plats sur le ciel”, ou en anglais “**sky-flats**”, pris avec chaque filtre et chaque lentille. Il s'agit dans ce cas d'images du ciel prises lors du crépuscule ou de l'aube, lorsque le ciel n'est pas trop brillant mais tout de même assez pour empêcher de voir des étoiles dans le champ. Ces images ont pour rôle, comme les précédentes, d'enregistrer les défauts de planéité du champ.
- des images prises en fermant l'ouverture du télescope, appelées “**darks**”. Elles enregistrent le bruit dû au télescope lui-même. Comme elles ne dépendent que de l'instru-

ment et de la caméra, elles sont valables pour tout filtre et toute lentille. Ces images enregistrent l'évolution temporelle du courant d'obscurité.

L'ensemble des images précédentes a pour but d'éliminer le bruit créé par l'instrument lui-même, et qui émet dans les longueurs d'onde infrarouges.

- et bien sûr les objets. L'image de chaque objet nécessite 9 poses dans chaque filtre: 5 sur l'objet et 4 autour de l'objet. Cette technique d'acquisition permet pendant le traitement de soustraire le fond de ciel de l'image contenant l'objet. Pratiquement il est procédé de la façon suivante: une image est prise avec l'objet au centre, puis une au Nord de l'objet, ensuite de nouveau une sur l'objet, puis au Sud, etc. En effet, le ciel émet très fortement dans les longueurs d'onde infrarouges, et il faut donc soustraire cette émission aux images acquises, afin de tirer le maximum d'information des images.

2.2.2 Les filtres

Les caractéristiques des filtres utilisés sont données ci-après:

Filtre	$\lambda_c(\mu\text{m})$	$\Delta\lambda(\mu\text{m})$
J	1.25	0.30
H	1.65	0.30
K	2.2	0.40
K'	2.15	0.32
BP4	2.105	0.037
BP5 (H_2)	2.121	0.039
BP6	2.136	0.038

Le rendement du système total est de 18 à 19% à travers les filtres à large bande JHK.

2.2.3 La lentille

Voici les caractéristiques de la lentille utilisée:

Objectif	arcsec/pixel	champ(")
C	0.49	136×136

2.2.4 Le détecteur

Intéressons nous maintenant aux caractéristiques du détecteur. La caméra est équipée d'une matrice Rockwell Hg: Cd: Te NiCMOS3 de 256×256 pixels² de $40\mu\text{m}$ chacun. La matrice est sensible de 1 à $2.5\mu\text{m}$ et a un rendement quantique allant de 40% à $1.25\mu\text{m}$ jusqu'à 60% à $2\mu\text{m}$. Le bruit de lecture est d'à peu près $40e^-$ et le courant d'obscurité d'environ $15e^- \cdot s^{-1}$. Sa qualité de fabrication est très bonne, avec seulement 0.6% de mauvais pixels, la plupart d'entre eux se trouvant le long d'une colonne.

2.3 Le traitement étape par étape

Le traitement des images consiste en une série d'opérations, effectuées ou non, selon la qualité de l'image traitée obtenue à chaque étape. Ce traitement a été effectué avec le logiciel IRAF (Image Reduction and Analysis Facility). Je vais maintenant brièvement décrire les différentes étapes:

2.3.1 Examen de chaque image

Il s'agit d'examiner chaque image, et de vérifier que l'écart-type moyen est assez faible devant les valeurs des pixels et leur valeur moyenne. Cet examen doit en fait être effectué à chaque nouvelle image obtenue.

2.3.2 Biais

Il est indispensable d'éliminer le bruit de lecture de la caméra CCD. Pour ce faire, il faut effectuer la moyenne de tous les biais qui correspondent à la nuit de l'observation, et les soustraire à toutes les images.

2.3.3 Darks

Il est souvent inutile d'enlever le bruit du télescope lui-même, enregistré dans les "darks", mais il peut être bon de le vérifier en soustrayant ces "darks" aux images.

2.3.4 Champs plats

A ce stade il est bon de regarder les différentes images et de voir si le champ est bien uniforme. S'il l'est, ce n'est pas la peine d'utiliser les champs plats, cependant une vérification peut être utile. Mais généralement le champ de l'image présente une hétérogénéité

-qui donne l'impression qu'il y a plus d'étoiles d'un côté de l'image que de l'autre-, qui peut être corrigée grâce aux champs plats réalisés soit sur le dôme, soit sur le ciel. Pratiquement les champs plats sont plus difficiles à obtenir sur le ciel que sur le dôme, car il faut juger à l'oeil à quel moment le ciel a la luminosité requise. Il faut tout d'abord, pour chaque ensemble de champs plats sur le dôme, soustraire l'image du dôme acquise lorsque le projecteur est éteint à l'image du dôme acquise lorsque le projecteur est allumé. Ensuite, il faut faire la moyenne de toutes ces images ainsi obtenues. J'appellerai cette dernière image le champ plat moyen. Il faut par la suite diviser ce champ plat moyen par la valeur moyenne de l'ensemble de ses pixels, afin de normaliser ce champ plat moyen. J'appellerai l'image obtenue le champ plat normalisé. Enfin, il faut diviser les images des objets par le champ plat normalisé tout en tenant compte ici des différents filtres et lentilles.

À ce stade de la réduction, il est nécessaire d'examiner de nouveau les images, afin de voir si la correction grâce aux champs plats a été efficace. S'il subsiste une hétérogénéité, il est utile d'examiner le champ plat. Il se peut qu'il ne corrige pas suffisamment les images. Dans ce cas, quatre autres possibilités s'offrent à nous :

- Il est possible d'effectuer la même correction, mais en utilisant les champs plats pris sur le ciel, au lieu de ceux pris sur le dôme.
- Nous pouvons aussi multiplier les champs plats pris sur le dôme par ceux pris sur le ciel avant d'effectuer la division des images par cette dernière image.
- Pour l'image d'une source prise avec un certain filtre et une certaine lentille, quatre images ont été prises en pointant autour de l'objet: en prenant en plus une image de l'objet, nous pouvons dès lors effectuer la moyenne de ces cinq images en rejetant les pixels ayant une valeur trop éloignée de la valeur moyenne des pixels de toute l'image, et en ramenant chaque image à la valeur moyenne des pixels de l'ensemble des cinq images, ce qui nous fournit un fond de ciel dénué d'étoile. Cette image peut jouer le rôle d'un bon champ plat.
- Enfin, nous pouvons multiplier l'image moyenne des champs plats pris sur le dôme par le fond de ciel obtenu ci-dessus.

La plupart du temps, l'image moyenne des champs plats pris sur le dôme suffit, il n'y a que pour les images de 1E 1740.7-2942 prises dans les filtres BP4, 5 et 6 qu'il a fallu essayer ces différentes méthodes pour éliminer l'hétérogénéité très importante altérant ces images, et c'est la dernière méthode décrite ci-dessus qui s'est révélée la plus efficace.

2.3.5 Rayons cosmiques

Cette étape peut être effectuée à n'importe quel moment au cours du traitement: il s'agit d'éliminer sur toutes les images les très grandes valeurs des pixels qui ont reçu des rayons cosmiques. Pratiquement, cela concerne tous les pixels dont la valeur est supérieure à 25 fois la valeur moyenne des pixels qui l'entourent. La valeur de tels pixels est alors remplacée par la moyenne de tous les pixels avoisinants. En fait, cette étape n'est généralement pas nécessaire, car tous les mauvais pixels seront supprimés lors de la dernière étape du traitement, c'est-à-dire la combinaison de l'ensemble des images au moyen d'un filtre médian.

2.3.6 Soustraction du fond de ciel

En appliquant un filtre médian à l'ensemble des images, à la fois celles prises sur le ciel, et celles prises sur l'objet, et en ramenant chacune de ces images au même niveau moyen, nous obtenons une image du fond de ciel. Le filtre médian prend les différentes valeurs d'un même pixel sur toutes les images, et rejette l'une après l'autre toutes les valeurs extrémales: ainsi, si une étoile se trouve à cette position dans une seule image, la valeur correspondant à cette étoile sera rapidement éliminée. Finalement, il reste une image idéalement vide de toute étoile, constituant donc un "ciel".

Muni de ce ciel, il reste à soustraire le fond de ciel à l'image de chaque objet.

2.3.7 Obtention de l'image finale de l'objet

Comme chaque image contient –normalement– l'objet désiré, il va maintenant falloir combiner l'ensemble de ces images, mais en appliquant à chacune de ces images un décalage, pour que l'objet se retrouve toujours situé à la même position de pixel. Ainsi, en combinant ces images, tout en leur affectant un décalage spatial propre à chaque image, en ramenant chacune de ces images au même niveau moyen en tenant compte aussi du temps de pose, et en appliquant un filtre médian à cette combinaison, nous obtenons l'image finale "propre" de chaque objet.

2.3.8 Histogramme

En regardant un histogramme de l'image obtenue, il faut que le pic correspondant au plus grand nombre de pixels ayant la même valeur soit centré sur la valeur zéro, sinon une constante doit être additionnée à l'image pour ramener le fond du ciel à la valeur zéro.

Le traitement est ainsi terminé pour les images prises avec les filtres J, H et K, par contre il reste une étape pour les filtres BP4, BP5, et BP6, c'est-à-dire pour la source 1E 1740.7-2942:

2.3.9 Soustraction du continuum

En considérant les deux images prises avec les filtres BP4 et BP6, l'examen de quelques étoiles, en général trois, réparties autour de l'endroit où se trouve la source permet de centrer l'image prise avec le filtre BP4 par rapport à celle prise avec le filtre BP5. De plus, en notant le nombre total de coups en photons reçus pour chacune de ces étoiles, il est possible de remettre à la même échelle ces images prises avec des filtres différents, et dont les niveaux n'ont a priori rien à voir. Dès lors une image moyenne peut être effectuée à partir de ces deux images.

En effectuant le même travail entre cette dernière image obtenue et l'image prise avec le filtre BP5, il est possible de soustraire la moyenne des deux images obtenues avec les filtres BP4 et BP6 à l'image obtenue avec le filtre BP5. Si cette étape a été correctement effectuée, aucune étoile ne doit apparaître dans le champ de l'image obtenue.

2.4 Comparaison d'images

Il peut être intéressant de comparer les images d'une même source prises avec le même filtre et la même lentille, mais à deux –ou plus– périodes différentes, par exemple dans le but d'identifier une contrepartie de source de haute énergie. Le logiciel IRAF permet cette comparaison, si plusieurs étapes sont effectuées les unes après les autres. Nous allons maintenant décrire brièvement ces différentes étapes.

2.4.1 Détection de tous les objets d'une image

La tâche *daofind* permet de détecter tous les objets se trouvant sur une image, dont le nombre de photons reçus est supérieur à une certaine valeur, qui dépend du bruit de fond de l'image, ainsi cette valeur est à reconsidérer pour chaque image. Cette tâche crée donc un fichier dans lequel elle place les coordonnées de tous les objets détectés ainsi que le nombre de coups, en photons reçus.

2.4.2 Calcul de la magnitude instrumentale de chaque objet

La tâche *phot*, lancée sur l'image de départ, calcule la magnitude instrumentale de chaque objet détecté dans la première tâche et crée donc un fichier recensant les coordonnées et la magnitude instrumentale de chaque objet. Cette même tâche, lancée sur l'image qui doit être comparée à l'image de départ, calcule la magnitude instrumentale de chaque objet qui se trouve ou non aux coordonnées fournies par le premier fichier. Ensuite, elle en déduit un deuxième fichier qui recense les coordonnées –les mêmes que dans le premier fichier– et les magnitudes instrumentales.

2.4.3 Sélection des objets dont l'éclat a varié

Une tâche permet de comparer les magnitudes instrumentales recensées dans ces deux derniers fichiers et de sélectionner les endroits où l'écart entre les deux magnitudes instrumentales sur les deux images est supérieur à une certaine valeur, choisie de telle façon que cet écart soit significatif.

2.4.4 Comparaison des deux images

Il faut ensuite reprendre cette procédure en détectant les objets initialement sur la seconde image, et examiner enfin tous les objets dont l'éclat a varié entre les deux observations.

2.5 Photométrie

Je vais ici décrire les différentes étapes de la photométrie, sans me substituer aux guides existant (Massey et Davis, 1992).

2.5.1 De la magnitude apparente à la magnitude absolue

Pour connaître la magnitude limite atteinte sur chaque image, la magnitude des contreparties des objets compacts en infrarouge, ou la magnitude de tout objet dans l'image, il faut convertir la magnitude instrumentale en magnitude réelle. Ceci est fait à partir d'images d'étoiles standard prises lors de la même nuit d'observation que les images dont nous voulons déduire des magnitudes. Il faut ainsi ajuster plusieurs paramètres, différents pour chaque filtre utilisé. Je donne ci-dessous les relations permettant de passer de la magnitude instrumentale à la magnitude réelle.

Tout d'abord, il nous faut trouver la magnitude instrumentale la plus précise, à partir du profil radial autour de l'objet. Ce profil radial permet de connaître quel doit être le rayon du cercle optimal pour connaître la magnitude de l'objet. Soit l'objet est isolé dans le champ, et un anneau suffisamment grand permet de prendre tout l'objet en compte. Par contre, si l'objet n'est pas isolé, il faut réduire la taille du cercle, ce qui a pour effet de ne prendre en compte qu'une partie de l'objet, et donc de sous-estimer la magnitude instrumentale de l'objet.

Ce profil radial permet aussi de connaître quel niveau de fond de ciel pour estimer la magnitude instrumentale de cet objet. Pour ce faire, il faut choisir un anneau centré sur l'objet, d'un certain rayon et d'une certaine largeur, dont le niveau représentera celui du fond de ciel, afin d'estimer le ciel autour de l'objet. La magnitude instrumentale peut ainsi être calculée avec une erreur typique moyenne de ± 0.1 magnitudes.

Il reste ensuite à ajuster des paramètres, afin de convertir les magnitudes instrumentales en magnitudes réelles. Bien sûr, il est nécessaire de connaître la masse d'air qui se trouvait le long de la ligne de visée lors de la prise de vue, qui se trouve dans le fichier lié à l'image. Ces relations sont exprimées sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} - \text{mag}_{instJ} &= J + j_1 + j_2 \times X_J + j_3 \times (J - H) \\ - \text{mag}_{instH} &= H + h_1 + h_2 \times X_H + h_3 \times (J - H) \\ - \text{mag}_{instK} &= K + k_1 + k_2 \times X_K + k_3 \times (H - K) \end{aligned}$$

avec J, H, K, qui indiquent la magnitude apparente; X_J , X_H et X_K représentant les masses d'air traversées le long de la ligne de visée par rapport à la masse d'air de référence qui serait celle traversée au zénith.

Après ajustement des paramètres x_i où $x = j, h, k$ et $i = 1, 2, 3$, voici par exemple les relations que j'ai obtenues pour la lentille C et les images prises en juin 1993:

$$\begin{aligned} - 1^{\text{ère}} \text{ nuit:} \\ J &= \text{mag}_{instJ} - 3.55792 - 0.08 \times X_J \\ K &= \text{mag}_{instK} - 4.26555 - 0.11 \times X_K \\ - 2^{\text{ème}} \text{ nuit:} \\ J &= \text{mag}_{instJ} - 3.502479 - 0.08 \times X_J \\ H &= \text{mag}_{instH} - 3.764179 - 0.06 \times X_H \\ K &= \text{mag}_{instK} - 4.22761 - 0.11 \times X_K \end{aligned}$$

Les magnitudes apparentes sont ainsi déterminées avec une précision de ± 0.1 magnitudes.

2.5.2 Photométrie en champ bondé

Si le champ stellaire est rempli d'étoiles, la photométrie nécessite un traitement plus complexe. Il faut dans ce cas utiliser le paquet *daophot*, et plus spécialement la tâche *psf*. Ceci permet de constituer des étoiles "PSF" les meilleures possibles, en soustrayant dans un premier temps toutes les étoiles qui les entourent. Les différentes opérations permettant d'obtenir une bonne étoile "PSF" sont décrites avec plus de détails dans le paragraphe 4.6.2.

2.6 Résolution

La limite de diffraction pour des images prises à une longueur d'onde de $2.2\mu\text{m}$ avec un télescope de 2.20 mètres, est de $0.2''$. Mais dans ce domaine de longueur d'onde la résolution angulaire des images est limitée par la turbulence atmosphérique. Il est possible d'avoir une idée de la résolution angulaire de chaque image en calculant la largeur à mi-hauteur pour quelques étoiles du champ de chaque image. Ainsi, par exemple pour les images de juin 1993, la résolution typique est de $1.5''$, et varie entre $1.3''$ et $1.8''$.

Chapitre 3

Annexe 3: Liste des articles joints

- Infrared and millimeter observations of the galactic superluminal source GRS 1915+105
Chaty S., Mirabel I.F., Duc P.-A., Wink J.E., Rodríguez L.F., 1996, A&A, 310, 825
- Infrared Observations of an Energetic Outburst in GRS 1915+105
Mirabel, I.F., Rodríguez, L.F., Chaty, S., Sauvage, M., Gerard, E., Duc, P.-A., Castro-Tirado, A., Callanan, P., 1996, ApJ, 472, L111
- Accretion instabilities and jet formation in GRS 1915+105
Mirabel, I.F., Dhawan, V., Chaty, S., Rodríguez, L.F., Martí, J., Robinson, C.R., Swank, J., Geballe, T.R., 1998, A&A, 330, L9
- Search for the optical and infrared counterpart of GRS 1758-258
Martí, J., Mereghetti, S., Chaty, S., Mirabel, I.F., Goldoni, P. and Rodríguez, L.F., 1998, A&A, 338, L95
- The radio counterparts of GX 354-0 and Terzan 1
Martí, J., Mirabel, I.F., Rodríguez, L.F., Chaty, S., 1998, A&A, 332, L45-L48
- The hard X-ray source GRS 1734-292: a Seyfert 1 galaxy behind the Galactic center
Martí, J., Mirabel I.F., Chaty S., Rodríguez L.F., 1998, A&A, 330, 72

Bibliographie

- Allen, C.: 1973, *Astrophysical Quantities, Third Edition*, The Athlone Press, Humanities Press Inc, New Jersey
- Bachiller, R.: 1996, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 111
- Bachiller, R. et Pérez Gutiérrez, M.: 1997, *Astrophys. J.* **487**, 93
- Bailyn, C. D., Orosz, J. A., Girard, T. M., Jogee, S., della Valle, M., Begam, M. C., Fruchter, A. S., González, R., Ianna, P. A., Layden, A. C., Martins, D. H., et Smith, M.: 1995, *Nature* **374**, 701
- Ballet, J., Denis, M., Gilfanov, M., Sunyaev, R., Harmon, B., Zhang, S., Paciesas, W., et Fishman, G.: 1993, *IAU Circ.* 5874
- Bally, J. et Leventhal, M.: 1991, *Nature* **353**, 234
- Bandyopadhyay, R., Martini, P., Gerard, E., Charles, P., Wagner, R., Shrader, C., Shahbaz, T., et Mirabel, I. F.: 1998, *Mon. Not. R. astr. Soc.*
- Belloni, T., Méndez, M., King, A., van der Klis, M., et van Paradijs, J.: 1997b, *Astrophys. J.* **488**, L109
- Belloni, T., Méndez, M., King, A., van der Klis, M., et van Paradijs, J.: 1997a, *Astrophys. J.* **479**, L145
- Boër, M., Greiner, J., et Motch, C.: 1996, *Astron. Astrophys.* **305**, 835
- Borozdin, K., Alexandrovich, N., et Sunyaev, R.: 1996, *IAU Circ.* 6350
- Borrel, V., Bouchet, L., Jourdain, E., Roques, J., Vargas, M., Goldwurm, A., Denis, M., et et al., J. P.: 1996, *Astrophys. J.* **462**, 754
- Bouchet, L., Mandrou, P., Roques, J.-P., Vedrenne, G., Cordier, B., Goldwurm, A., Lebrun, F., Paul, J., Sunyaev, R., Churazov, E., Gilfanov, M., Pavlinsky, M., Grebenev, S., Babalyan, B., Dekhanov, I., et Khavenson, N.: 1991, *Astrophys. J.* **383**, L45
- Castro-Tirado, A., Davies, J., Brandt, S., et Lund, N.: 1993, *IAU Circ.* 5830
- Castro-Tirado, A., Gorosabel, J., et Hammersley, P.: 1998, *Astron. Astrophys.* **330**, 1067
- Castro-Tirado, A. J., Brandt, S., Lund, N., Lapshov, I., Sunyaev, R. A., Shlyapnikov, A. A., Guziy, S., et Pavlenko, E. P.: 1994, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **92**, 469

- Charles, P.: 1998, *Theory of Black Hole Accretion Disks*, Chapt. Black Holes in our Galaxy: Observations, p. 1, M. Abramowicz and G. Bjornsson and J. Pringle, CUP
- Charles, P. et al.: 1989, in *Proc. 23rd ESLAB Symp, Bologna*, p. 103
- Chaty, S.: 1998, *Ph.D. thesis*, University Paris XI
- Chaty, S. et Mirabel, I. F.: 1997, in J. Trân Thanh Vân (ed.), *Proceedings of the XXXIInd Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, January 18-25, 1997*, «Very High Energy Phenomena in the Universe», p. 3, Editions Frontières, Paris
- Chaty, S., Mirabel, I. F., Duc, P.-A., Wink, J. E., et Rodríguez, L. F.: 1996, *Astron. Astrophys.* **310**, 825
- Chaty, S., Rodríguez, L. F., et Mirabel, I. F.: 1998, , in preparation
- Chen, W., Gehrels, N., et Leventhal, M.: 1994, *Astrophys. J.* **426**, 586
- Churazov, E., Gilfanov, M., Sunyaev, R., Khavenson, N., Novikov, B., Dyachkov, A., Kremnev, R., Sukhanov, K., Cordier, B., Paul, J., Laurent, P., Claret, A., Bouchet, L., Roques, J., Mandrou, P., et Vedrenne, G.: 1994, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **92**, 381
- Clark, D. et Murdin, P.: 1978, *Nature* **276**, 45
- Corbel, S., Wallyn, P., Dame, T., Durouchoux, P., Mahoney, W., Vilhu, O., et Grindlay, J.: 1997, *Astrophys. J.* **478**, 624
- de Noyer, L. et Frerking, M.: 1981, *Astrophys. J.* **246**, L37
- Della Valle, M., Jarvis, B., et West, R.: 1991, *Nature* **353**, 50
- Della Valle, M., Mirabel, I. F., et Rodríguez, L. F.: 1994, *Astron. Astrophys.* **290**, 803
- Djorgovski, S., Thompson, D., Mazzarella, J., et Klemola, A.: 1992, *IAU Circ.* 5596
- Doxsey, R., Grindlay, J., Griffiths, R., Bradt, H., Johnston, M., Leach, R., et Schwarz, D.: 1979, *Astrophys. J.* **228**, L67
- Dubner, G., Holdaway, M., Goss, M., et Mirabel, I. F.: 1998, *Astron. J.*, in press
- Eikenberry, S. et Fazio, G.: 1997, *Astrophys. J.* **475**, L53
- Eikenberry, S., Matthews, K., Murphy, T., Nelson, R., Morgan, E., Remillard, R., et Muno, M.: 1998, *Astrophys. J.* **506**, L31
- et al., R. F.: 1998, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, submitted
- Falcke, H. et Biermann, P. L.: 1996, *Astron. Astrophys.* **308**, 321
- Fender, R., Burnell, S., et Waltman, E.: 1997a, *Vistas in Astronomy* **41**, 3, Elsevier Science
- Fender, R., Garrington, S., McKay, D., Muxlow, T., Spencer, R., Stirling, A., Pooley, G., et Waltman, E.: 1998, in *Proceedings 2nd Workshop on galactic sources with relativistic jets, Milton Keynes, U.K.*
- Fender, R., Spencer, R., Newell, S., et Tzioumis, A.: 1997b, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **286**, L29
- Fender, R. P., Pooley, G. G., Brocksopp, C., et Newell, S.: 1997c, *Mon. Not. R. astr. Soc.*

- 290**, L65
- Finoguenov, A., Churazov, E., Gilfanov, M., Sunyaev, R., Vikhlinin, A., Dyachkov, A., Khavenson, N., Tserenin, I., Schmitz-Fraysse, M., Denis, M., Roques, J., Mandrou, P., Claret, A., Ballet, J., Cordier, B., et Goldwurm, A.: 1994, *Astrophys. J.* **424**, 940
- Foglizzo, T. et Ruffert, M.: 1997, *Astron. Astrophys.* **320**, 342
- Fomalont, E. et Geldzahler, B.: 1991, *Astrophys. J.* **383**, 289
- Frail, D., Vasisht, G., et Kulkarni, S.: 1997, *Astrophys. J.* **480**, L129
- Frank, J., King, A., et Raine, D.: 1992, *Accretion power in Astrophysics*, Cambridge University Press, second edition
- Goldoni, P.: 1998, , communication privée
- Green, D. et Dewdney, P.: 1992, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **254**, 686
- Greiner, J.: 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **120**, 239
- Greiner, J., Dennerl, K., et Predehl, P.: 1996a, *Astron. Astrophys.* **314**, L21
- Greiner, J., Morgan, E., et Remillard, R.: 1996b, *Astrophys. J.* **473**, L107
- Grindlay: 1979, *Astrophys. J.* **232**, L33
- Grove, J., Johnson, W., Kroeger, R., McNaron-Brown, K., Skibo, J., et Philips, B.: 1998, *Astrophys. J.* **500**, 899
- Harmon, B., Zhang, S., et et al., C. W.: 1994, in C. Fichtel, N. Gehrels, et J. Norris (eds.), *AIP Conference Proceedings No 304*, p. 210
- Hertz, P. et Grindlay, J. E.: 1984, *Astrophys. J.* **278**, 137
- Hjellming, R. et Han, X.: 1995, in W. H. Lewin, J. van Paradijs, et E. P. van den Heuvel (eds.), *X-Ray binaries*, Chapt. 7, p. 308, Cambridge Astrophysics Series
- Hjellming, R. et Johnston, K.: 1988, *Astrophys. J.* **328**, 600
- Hjellming, R. et Rupen, M.: 1995, *Nature* **375**, 464
- Hjellming, R., Rupen, M., Martí, J., Mirabel, I., et Rodríguez, L.: 1996, *iau 6383*
- Johnson, H. L.: 1966, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **4**, 193
- Johnston, H. M., Verbunt, F., et Hasinger, G.: 1995, *Astron. Astrophys.* **298**, L21
- Kellermann, K.: 1966, *Astrophys. J.* **146**, 621
- Kesteven, M. et Turtle, A.: 1991, *IAU Circ.* 5181
- Kolb, U., King, A., Ritter, H., et Frank, J.: 1997, *Astrophys. J.* **485**, L33
- Kouveliotou, C., Dieters, S., Strohmayer, T., Van Paradijs, J., Fishman, G., Meegan, C., Hurley, K., Kommers, J., Smith, I., Frail, D., et Murakami, T.: 1998a, *Nature* **393**, 235
- Kouveliotou, C., Kippen, M., Woods, P., Richardson, G., Connaughton, V., et McCollough, M.: 1998b, *IAU Circ.* 6944
- Kulkarni, S., Frail, D., Kassim, N., Murakami, T., et Vasisht, G.: 1994, *Nature* **368**, 129
- Kulkarni, S., Matthews, K., Neugebauer, G., Reid, I., van Kerkwijk, M., et Vasisht, G.:

- 1995, *Astrophys. J.* **440**, L61
- Kulkarni, S. et Thompson, C.: 1998, *Nature* **393**, 215
- Leahy, D., Langill, P., et Kwok, S.: 1992, *Astron. Astrophys.* **259**, 209
- Livio, M.: 1997, in D. Wickramasinghe, L. Ferrario, et G. Bicknell (eds.), *ASP Conference Series*, Vol. 121, p. 845,
- Longair, M.: 1994, *High energy astrophysics*, Vol. Volume 2: Stars, the Galaxy and the interstellar medium, Cambridge University Press, second edition edition
- Lund, N., Brandt, S., Makino, F., McNaught, R. H., Jones, A., Nelson, N., et West, R. M.: 1991, *IAU Circ.* 5161
- Mahoney, W. A., Corbel, S., Durouchoux, P., Gautier, T. N., Higdon, J., et Wallyn, P.: 1997, in C. D. Dermer, M. S. Strickman, et J. D. Kurfess (eds.), *Proceedings of the fourth Compton Symposium, Williamsburg, VA*, p. 912, AIP Conference Proceedings 410, Woodbury, New York
- Margon, B.: 1984, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22**, 507
- Martí, J., Mereghetti, S., Chaty, S., Mirabel, I., Goldoni, P., et Rodríguez, L.: 1998a, *Astron. Astrophys.* **338**, L95
- Martí, J., Mirabel, I. F., Chaty, S., et Rodríguez, L. F.: 1998b, *Astron. Astrophys.* **330**, 72
- Martí, J., Mirabel, I. F., Duc, P.-A., et Rodríguez, L. F.: 1997, *Astron. Astrophys.* **323**, 158
- Martí, J., Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F., et Chaty, S.: 1998c, *Astron. Astrophys.* **332**, L45
- Martí, J., Rodríguez, L. F., Mirabel, I. F., et Paredes, J.: 1996, *Astron. Astrophys.* **306**, 449
- Massey, P. et Davis, L.: 1992, *A User's Guide to Stellar CCD Photometry with IRAF*
- McClintock, J., Bailyn, C., et Remillard, R.: 1992, *IAU Circ.* 5499
- Mereghetti, S., Belloni, T., et Goldwurm, A.: 1994, *Astrophys. J.* **433**, L21
- Mereghetti, S., Caraveo, P., Bignami, G., et Belloni, T.: 1992, *Astron. Astrophys.* **259**, 205
- Mereghetti, S., Cremonesi, D., Haardt, F., Murakami, T., Belloni, T., et Goldwurm, A.: 1997, in *Proceedings 2nd INTEGRAL Workshop, St. Malo, France «The Transparent Universe»*, Vol. ESA SP-382, p. 171
- Milgrom, M., Anderson, S., et Margon, B.: 1982, *Astrophys. J.* **256**, 222
- Mirabel, I. F.: 1992, *The Messenger* **70**, 51
- Mirabel, I. F.: 1994, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **92**, 369
- Mirabel, I. F., Bandyopadhyay, R., Charles, P., Shahbaz, T., et Rodríguez, L. F.: 1997, *Astrophys. J.* **477**, L45
- Mirabel, I. F., Dhawan, V., Chaty, S., Rodríguez, L. F., Martí, J., Robinson, C. R., Swank,

- J., et Geballe, T. R.: 1998, *Astron. Astrophys.* **330**, L9
- Mirabel, I. F., Duc, P., Rodríguez, L. F., Teyssier, R., Paul, J., Claret, A., Auriere, M., Golombek, D., et Martí, J.: 1994, *Astron. Astrophys.* **282**, L17
- Mirabel, I. F., Morris, M., Wink, J., Paul, J., et Cordier, B.: 1991, *Astron. Astrophys.* **251**, L43
- Mirabel, I. F. et Rodríguez, L. F.: 1993, in *Proceedings of the Second Compton Symposium, Maryland, September 20-22, 1993*
- Mirabel, I. F. et Rodríguez, L. F.: 1994, *Nature* **371**, 46
- Mirabel, I. F. et Rodríguez, L. F.: 1996, in K. Tsinganos (ed.), *Solar and Astrophysical Magnetohydrodynamic Flows*, pp 683–698, Kluwer Academic Publishers
- Mirabel, I. F. et Rodríguez, L. F.: 1998, *Nature* **392**, 673
- Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F., Chaty, S., Sauvage, M., Gerard, E., Duc, P.-A., Castro-Tirado, A., et Callanan, P.: 1996, *Astrophys. J.* **472**, L111
- Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., et cois Lebrun, F.: 1992, *Nature* **358**, 215
- Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., Makishima, K., Matsuoka, M., Ogawara, Y., Shibazaki, N., Suzuki, K., Tanaka, Y., et Hirano, T.: 1984, *Publ. Astron. Soc. Japan* **36**, 741
- Morgan, E., Remillard, R., et Greiner, J.: 1997, *Astrophys. J.* **482**, 993
- Motch, C., Ilovaisky, S., Chevalier, C., et Angebault, P.: 1985, *Space Science Reviews* **40**, 219
- Narayan, R.: 1996, *Astrophys. J.* **462**, 136
- Nowak, M., Wagoner, R., Begelman, M., et Lehr, D.: 1997, *Astrophys. J.* **477**, L91
- Orosz, J. A. et Bailyn, C. D.: 1997, *Astrophys. J.* **477**, 876
- Page, D. et Thorne, K.: 1974, *Astrophys. J.* **191**, 499
- Pallé, P.: 1986, *Ph.D. thesis*, Univ. La Laguna, Tenerife, Spain
- Paul, B., Agrawal, P., Rao, A., Vahia, M., Yadav, J., Seetha, S., et Kasturirangan, K.: 1998, *Astrophys. J.* **492**, 63
- Paul, J., Cordier, B., et et al., A. G.: 1991, in P. Durouchoux et N. Prantzos (eds.), *γ -ray line astrophysics*, *AIP Conf. Proc.*, Vol. 232, p. 17
- Predehl, P., Braeuninger, H., Burkert, W., et Schmitt, J.: 1991, *Astron. Astrophys.* **246**, L40
- Predehl, P. et Schmitt, J.: 1995, *Astron. Astrophys.* **293**, 889
- Ramaty, R., Leventhal, M., Chan, K., et Lingenfelter, R.: 1992, *Astrophys. J.* **392**, L63
- Rees, M. J.: 1998, *Black holes and relativistic stars*, Chapt. Astrophysical evidence for black holes, Robert M. Wald

- Remillard, R. A., McClintock, J. E., et Bailyn, C. D.: 1992, *Astrophys. J.* **399**, L145
- Rieke, G. et Lebofsky, M.: 1985, *Astrophys. J.* **288**, 618
- Rodríguez, L., Gerard, E., Mirabel, I., Gómez, Y., et Velázquez, A.: 1995, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **101**, 173
- Rodríguez, L. F. et Mirabel, I. F.: 1995, in *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, Vol. 92, pp 11 390
- Rodríguez, L. F., Mirabel, I. F., et Martí, J.: 1992, *Astrophys. J.* **401**, L15
- Rohlfs, K. et Wilson, T.: 1996, *Tools of radio astronomy*, A&A Library, Springer Verlag, 2nd edition
- Rubin, B., Harmon, B., Paciesas, W., Robinson, C., Zhang, S., et Fishman, G.: 1998, *Astrophys. J.* **492**, L67
- Ruelas-Mayorga: 1991, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.* **22**, 27
- Ruffert, M.: 1996, *Astron. Astrophys.* **311**, 817
- Sams, B. J., Eckart, A., et Sunyaev, R.: 1996a, *IAU Circ.* 6455
- Sams, B. J., Eckart, A., et Sunyaev, R.: 1996b, *Nature* **382**, 47
- Schalinski, C., Johnston, K., et et al., A. W.: 1995, *Astrophys. J.* **447**, 752
- Shahbaz, T., Naylor, T., et Charles, P.: 1997, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **285**, 607
- Shakura, N. et Sunyaev, R.: 1973, *Astron. Astrophys.* **24**, 337
- Shapiro, S. et Teukolsky, S.: 1983, *Black holes, white dwarfs and neutron stars: the physics of compact objects*, New York: Wiley Interscience
- Sood, R. et Campbell-Wilson, D.: 1994, *IAU Circ.* 6006
- Spencer, R.: 1979, *Nature* **282**, 483
- Stephenson, C. et Sanduleak, N.: 1977, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **33**, 459
- Stewart, R., Caswell, J., Haynes, R., et Nelson, G.: 1993, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **261**, 593
- Sunyaev, R., Churazov, E., Gilfanov, M., Pavlinsky, M., Grebenev, S., Babalyan, G., Dekhanov, I., Yamburenko, N., Bouchet, L., Niel, M., Roques, J.-P., Mandrou, P., Goldwurm, A., Cordier, B., Laurent, P., et Paul, J.: 1991, *Astron. Astrophys.* **247**, L29
- Sunyaev, R. et Titarchuk, L.: 1980, *Astron. Astrophys.* **86**, 121
- Swank, J., Chen, X., Markwardt, C., et Taam, R.: 1997, in S. Holt et T. Kallman (eds.), *Accretion Processes in Astrophysics: Some Like it Hot*
- Tanaka, Y.: 1993, *IAU Circ.* 5877
- van der Laan, H.: 1966, *Nature* **211**, 1131
- van Kerkwijk, M., Kulkarni, S., Matthews, K., et Neugebauer, G.: 1995, *Astrophys. J.* **444**, L33
- van Paradijs, J.: 1998, in M. A. R. Buccheri, J. van Paradijs (ed.), *The Many Faces of Neutron Stars*, Kluwer Academic Publishers
- Vasisht, G., Frail, D., et Kulkarni, S.: 1995, *Astrophys. J.* **440**, L65

Vrtilek, S., McClintock, J., Seward, F., Kahn, S., et Wargelin, B.: 1991, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **76**, 1127

Index

1E 1740.7-2942, 168

Centimétrique, 127

Disque d'accrétion, 104, 107

GRO J1655-40, 189

GRS 1734-292, 233

GRS 1739-278, 194

GRS 1758-258, 177

GRS 1915+105, 35, 45

GX 339-4, 210

GX 354-0, 217

Herbig-Haro, 152

Infrarouge, 47, 63, 68, 76, 133

Jet, 109

Microquasar, 23

Millimétrique, 46, 138

Nova Muscae 1991, 206

Nova Ophiuchi 1993, 201

Périodicité, 49

Précurseur synchrotron infrarouge, 85

Quasar, 21

SGR 1806-20, 225

SS 433, 154

Terzan 1, 219

Résumé de la thèse

Étude multi-longueur d'onde du microquasar GRS 1915+105 et de sources binaires de haute énergie de la Galaxie

Cette thèse est consacrée à l'étude des microquasars, des sources binaires de haute énergie appartenant à notre Galaxie, analogues morphologiquement aux quasars, mais sur des échelles de longueur et de masse considérablement inférieures.

La première partie concerne l'un des meilleurs représentants des microquasars: GRS 1915+105, découvert par le télescope WATCH/GRANAT, et qui présente des mouvements en apparence superluminiques.

Nous avons établi la nature galactique de cette source, située à une distance de 12.5 ± 1.5 kpc, ainsi que son environnement, à partir des observations millimétriques. Nos observations de cette source dans le domaine infrarouge ont montré qu'elle subissait des variations importantes, de 1 à 2 magnitudes, sur des intervalles de temps variables. Il apparaît que GRS 1915+105 est un système binaire lumineux et de grande masse, dont l'objet compact, certainement un trou noir, est entouré d'un disque d'accrétion optiquement épais.

Grâce à un ensemble de campagnes d'observations simultanées à plusieurs longueurs d'onde, nous avons mis en évidence le lien entre les phénomènes d'accrétion et d'éjection de matière se produisant autour de l'objet compact. Ces observations, en établissant le modèle du microquasar, montrent que les analogies morphologiques entre quasars et microquasars sont sous-tendues par des analogies dynamiques et physiques.

Enfin, grâce à des observations millimétriques, nous avons analysé l'effet d'éventuelles interactions entre les éjections énergétiques de cette source et le milieu interstellaire environnant.

Dans la deuxième partie de cette thèse, j'expose une étude traitant de plusieurs sources de haute énergie, pour lesquelles nous avons identifié et/ou étudié les contreparties infrarouge et radio. Il ressort de cette étude que ce sont les objets compacts, trous noirs ou étoiles à neutrons, dans des systèmes binaires de faible masse, qui subissent les plus grandes variations de luminosité infrarouge.

Thesis abstract

Multi-wavelength study of the microquasar GRS 1915+105 and of high-energy binary sources in the Galaxy

This thesis is devoted to the study of the microquasars, high-energy binary sources located in our Galaxy, morphologically analogous to quasars, but on length and mass scales considerably smaller.

The first part concerns one of the best representatives of the family of the microquasars: GRS 1915+105, discovered by the WATCH/GRANAT telescope, and exhibiting apparently superluminal motions.

We first established the galactic nature of this source, located at a distance of 12.5 ± 1.5 kpc, from millimeter observations. Our infrared observations of this source showed that it exhibited significant variations, from 1 to 2 magnitudes, on variable time scales. It appears that GRS 1915+105 is a luminous and high-mass binary system, in which the compact object, certainly a black hole, is surrounded by an optically thick accretion disk.

Simultaneous multi-wavelength observations allowed us to better constrain and unravel the link between matter accretion and ejection phenomena occurring around the compact object. These observations, establishing the microquasar model, show that the morphological analogies existing between quasars and microquasars are created by dynamics and physics.

Finally, using millimeter observations, we analyzed the effect of likely interactions between energetic ejections of this source and the surrounding interstellar medium.

In the second part of this thesis, I report a study on some high-energy sources, for which we have identified and/or studied the infrared and radio counterparts. This study shows that the compact objects, black holes or neutron stars, in low mass binary systems, undergo the largest variations in the infrared.