



HAL
open science

Formation, évolution et environnement des binaires X de grande masse

Alexis Coleiro

► **To cite this version:**

Alexis Coleiro. Formation, évolution et environnement des binaires X de grande masse. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2013. Français. NNT : . tel-00943762v2

HAL Id: tel-00943762

<https://theses.hal.science/tel-00943762v2>

Submitted on 6 Aug 2017

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

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

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE
UNIVERSITÉ PARIS – DIDEROT (PARIS 7)

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris - Diderot
Spécialité : Astronomie et Astrophysique

par

ALEXIS COLEIRO

Formation, évolution et environnement des binaires X de grande masse

Thèse dirigée par Sylvain Chaty

Soutenue publiquement le 25 septembre 2013

Jury composé de :

Pr. Jacques LE BOURLOT	Président du jury
Dr. Guillaume DUBUS	Rapporteur
Dr. Ignacio NEGUERUELA	Rapporteur
Dr. Didier BARRET	Examineur
Pr. Sylvain CHATY	Directeur de thèse
Dr. Christian MOTCH	Examineur
Dr. Thomas TAURIS	Examineur

Laboratoire AIM Paris-Saclay (CEA/Irfu – Université Paris Diderot – CNRS/INSU)
Centre d'études de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France
alexis.coleiro@cea.fr

Résumé

Les binaires X de grande masse (HMXBs pour *High-Mass X-ray Binaries* en anglais), constituées d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) orbitant autour d'une étoile massive, ont un intérêt fondamental dans l'étude des processus d'accrétion/éjection autour d'un objet compact. Par ailleurs, des études observationnelles récentes prouvent qu'une majorité d'étoiles massives vivent en couple et connaissent des transferts de matière au cours de leur vie. De ce fait, comprendre l'évolution des HMXBs ainsi que leur interaction avec l'environnement proche permet de mieux cerner l'évolution des couples stellaires les plus massifs, possibles progéniteurs de sursauts gamma et émetteurs d'ondes gravitationnelles lors de leur coalescence. Plus largement, la connaissance de l'évolution des étoiles binaires massives en interaction est cruciale pour caractériser correctement les galaxies lointaines.

Comment ces sources évoluent-elles ? Où sont-elles situées dans la Galaxie ? Quelles sont leurs propriétés principales ? Quelle est l'influence de leur environnement proche ? Quel est leur impact sur le milieu interstellaire ? Cette thèse vise à apporter des éléments de réponse à ces questions, en adoptant deux approches complémentaires : d'une part une étude statistique de la population Galactique de binaires X de grande masse et d'autre part une étude multi-longueurs d'onde de sources prises individuellement.

La première partie de cette thèse constitue une introduction à la physique et à l'évolution des étoiles massives et permet ensuite d'appréhender les spécificités évolutives et observationnelles des binaires X de grande masse. Nous décrivons finalement l'approche multi-longueurs d'onde sur laquelle repose cette étude.

Afin de replacer les objets compacts (trous noirs et étoiles à neutrons) dans le contexte plus global de l'évolution stellaire et afin de préciser leur lien avec les phénomènes explosifs que sont les supernovae ou encore les sursauts gamma, il est nécessaire de comprendre où sont nés ces objets. De ce fait, dans la seconde partie du manuscrit, nous détaillons l'étude statistique qui a été menée sur la population Galactique de HMXBs. À l'aide d'une approche uniforme, fondée sur un ajustement des distributions spectrales d'énergie, nous déterminons, pour la première fois, la distance d'un échantillon de 46 HMXBs peuplant la Voie Lactée. Après avoir évalué précisément les incertitudes liées à cette méthode, nous présentons la distribution de ces sources dans la Galaxie. Puis, nous montrons qu'il existe une corrélation entre la distribution spatiale des HMXBs et celle des complexes de formation stellaire, faisant des HMXBs un bon traceur de la formation stellaire récente. Enfin, cette étude nous permet de contraindre l'évolution de treize systèmes binaires, en particulier leur âge et leur distance de migration après l'explosion de la supernova.

Dans une troisième partie, nous décrivons une campagne d'observations en infrarouge proche menée à l'observatoire de La Silla afin d'identifier de nouvelles HMXBs dans les données du satellite *INTEGRAL*. Nous abordons dans un premier temps les contraintes inhérentes aux observations infrarouges et nous détaillons la stratégie observationnelle employée. Nous exposons ensuite les résultats obtenus, qui ont mené à l'identification spectrale de treize HMXBs. Nous complétons ces résultats par la caractérisation de l'environnement de trois d'entre elles. Finalement, nous mettons à jour les statistiques issues des observations *INTEGRAL*, en précisant la taille de chaque sous-population de HMXBs. Nous discutons ces statistiques à la lumière des derniers modèles de synthèse de populations de HMXBs et suggérons un modèle qui permettrait de réconcilier observations actuelles et théorie.

Comprendre la structure de l'environnement de ces sources revêt un enjeu fondamental puisque celui-ci peut refléter l'évolution du système binaire et l'influence de l'objet compact. Nous montrons dans une quatrième partie que le satellite *Herschel* a ouvert une nouvelle fenêtre sur l'étude des HMXBs en permettant, pour la première fois, l'analyse de l'environnement d'une HMXB en infrarouge lointain. Nous nous intéressons ici à GX 301-2, une binaire X massive constituée d'une étoile à neutrons orbitant autour

d'une étoile hypergéante. Nous montrons que la matière entourant le système binaire est structurée sous la forme d'un disque et nous comparons ces résultats à ceux obtenus pour d'autres HMXBs, ce qui nous permet d'entrevoir l'étude de leur évolution via l'analyse de leur environnement proche. Nous montrons ensuite que cette source interagit probablement avec le milieu interstellaire et nous posons finalement de nouvelles contraintes sur l'évolution de la binaire X apportées par ces observations inédites, couplées à des données d'archives, du visible à la radio.

Finalement, nous terminons ce manuscrit en donnant une conclusion générale à ce travail et en y apportant des perspectives à court et à plus long terme.

Abstract

High-Mass X-ray Binaries are interacting binary systems composed of a compact object orbiting an O/B massive star. These objects are deeply studied with the aim of understanding accretion and ejection processes around compact objects. Recent studies claim that most of the Galactic massive stars do not live alone and suffer from mass transfer during their life. Therefore, understanding the HMXB evolution and their interaction with the close environment allows to better understand not only the evolution of massive binary stars, possible progenitors of gamma-ray bursts and gravitational waves emitters during their coalescence, but also to correctly characterize the faraway galaxies. How do these sources evolve? Where are they located in the Galaxy? What are their principal properties? What is the influence of their environment? What is their impact on the interstellar medium? This thesis aims at shedding some light on these questions, by adopting two complementary approaches : a statistical study of the Galactic population of HMXB and on another hand a multi-wavelength study of individual sources.

The first part of this thesis introduces the main characteristics of massive stars. Their evolution and the observational features are described. We also present the main observational and theoretical properties of HMXB together with the multi-wavelength approach used in this work.

With the aim of better understanding the stellar evolution and the connections between compact objects and supernovae or gamma-ray bursts, it is of major interest to understand where these compact objects are born. Thus, the second part details the statistical study carried out on the Galactic HMXB population. Thanks to an uniform approach based on spectral energy distribution fitting, we determine, for the first time, the distance of 46 HMXB into the Milky Way with an accurate uncertainties estimation. Then, we present the distribution of these sources in the Galaxy and we show that a correlation between the HMXB spatial distribution and the star forming regions distribution exists, making the HMXB a good tracer of star formation. This study also allow us to constrain the evolution of thirteen binary systems, precisely their age and migration distance due to the supernova explosion.

The third part reports the results of a near-infrared observing campaign dedicated to the identification of new HMXB in the *INTEGRAL* data. We present the infrared observation constraints and the observational strategy used during these observations carried out at La Silla Observatory. Then, we show the results, that led to the spectral identification of thirteen HMXB. We complete these results by characterizing the close environment of three of them. We also update the HMXB population statistics and we explain how these new discoveries challenge population synthesis models. Finally, we suggest some clues that may bring back together observations and models.

Understanding the structure of the HMXB environment is crucial since it can reflect the evolution of the binary system and the influence of the compact object. We show in the fourth part how the *Herschel* satellite has opened a new window on the HMXB study, allowing, for the first time, the study of an HMXB in far-infrared. We focus on GX 301-2, a massive X-ray binary composed of a neutron star orbiting an hypergiant star. We show that the matter surrounding the binary system is disk-shaped and we compare these results with those obtained for other HMXB. This enables to begin studying their evolution through the analysis of their close environment. In another hand, we show that GX 301-2 is likely interacting with the interstellar medium and we suggest new constraints on the system evolution, brought by these novel observations, coupled with archival data, from the optical to the radio domain.

Finally, we close this manuscript by giving a conclusion and bringing short and long term perspectives.

Liste des acronymes

2MASS	Two Micron All Sky Survey
AGN	Active Galactic Nuclei
ATCA	Australia Telescope Compact Array
BeHMXB	Be High-Mass X-ray Binary
CRIRES	CRyogenic high-resolution InfraRed Echelle Spectrograph
ESO	European Southern Observatory
FORS2	FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph 2
GLIMPSE	Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire
HMXB	High-Mass X-ray Binary
INTEGRAL	INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory
IRAC	InfraRed Array Camera
ISAAC	Infrared Spectrometer And Array Camera
ISGRI	Integral Soft Gamma-Ray Imager
LMXB	Low-Mass X-ray Binary
MIPS	Multiband Imaging Photometer
MIPSGAL	A 24 and 70 Micron Survey of the Inner Galactic Disk with MIPS
NASA	National Aeronautic and Space Administration
NTT	New Technology Telescope
PSF	Point Spread Function
SED	Spectral Energy Distribution
SFC	Star Forming Complex
SFXT	Supergiant Fast X-ray Transient
sgHMXB	supergiant High-Mass X-ray Binary
SGPS	Southern Galactic Plane Survey
SofI	Son of ISAAC
USNO	U.S. Naval Observatory
VISIR	VLT spectrometer and imager for the mid-infrared
VLT	Very Large Telescope
WISE	Wide-field Infrared Survey Explorer
YSO	Young Stellar Object

Table des matières

Introduction générale	19
I Partie Introductive	23
1 Physique et évolution stellaire	25
1.1 Évolution des étoiles massives	26
1.1.1 Diagramme de Hertzsprung-Russell	26
1.1.2 Évolution stellaire	27
1.2 Vents stellaires	30
1.2.1 Modèle théorique	30
1.2.2 Effet de la perte de masse sur l'évolution stellaire	32
1.3 Classification spectrale	32
1.4 Spectres stellaires et transfert de rayonnement	34
1.4.1 Spectres atomiques	34
1.4.2 Équilibre thermodynamique et rayonnement de corps noir	35
1.4.3 Formation de raies spectrales dans les étoiles et dans leur environnement	36
2 Physique des HMXBs	39
2.1 Les binaires X de grande et de faible masse et les microquasars	40
2.1.1 Les binaires X de grande masse	41
2.1.2 Les binaires X de faible masse	41
2.1.3 Les microquasars	41
2.2 Les binaires X à étoile Be	42
2.2.1 Propriétés générales	42
2.2.2 Modes d'accrétion	42
2.2.3 Processus d'émission de l'infrarouge aux hautes énergies	43
2.3 Les binaires X à étoile supergéante	44
2.3.1 Propriétés générales	44
2.3.2 Mode d'accrétion	44
2.3.3 Processus d'émission de l'infrarouge aux hautes énergies	46
2.4 Diagramme de Corbet	46
2.5 Les HMXBs à l'heure d' <i>INTEGRAL</i>	47
2.5.1 Multiplication du nombre de binaires X à étoile supergéante	47
2.5.2 Découverte de sources obscurcies et de nouvelles sources transitoires	48
3 Évolution des HMXBs	49
3.1 Formation des systèmes binaires massifs	49
3.2 Les principales étapes de l'évolution	50
3.2.1 Processus conservatifs	50
3.2.2 Explosion asymétrique des supernovæ	50
3.2.3 Évolution des BeHMXBs	51
3.2.4 Évolution des sgHMXBs	52

4	De l'intérêt d'une approche multi-longueurs d'onde et statistique	55
4.1	Enjeux	55
4.2	Instruments utilisés et données d'archives	56
4.2.1	New Technology Telescope – instrument SofI	56
4.2.2	Very Large Telescope – instruments FORS-2 et ISAAC	56
4.2.3	Satellite Herschel – instrument PACS	57
4.2.4	Relevé <i>United States Naval Observatory</i> (USNO-B)	57
4.2.5	Relevé <i>Two Micron All Sky Survey</i> (2MASS)	58
4.2.6	Relevés GLIMPSE et MIPS GAL	58
4.2.7	Satellite WISE	59
4.2.8	Relevé <i>Southern Galactic Plane Survey</i>	59
II	Distribution des HMXBs dans la Voie Lactée	61
	Introduction à la deuxième partie	63
5	Mesure des distances et cartographie des HMXBs dans la Voie Lactée	65
5.1	Enjeux de la détermination des distances et distribution des HMXBs	65
5.2	Échantillon de HMXBs utilisé et construction des SEDs	67
5.3	Températures et Rayons des étoiles	67
5.4	Modèle et ajustement des SEDs	68
5.4.1	Le modèle de corps noir	68
5.4.2	Loi d'extinction	69
5.4.3	Ajustement des données par le modèle	69
5.5	Détermination des distances et incertitudes liées	70
5.5.1	Calcul des distances	70
5.5.2	Incertitudes	70
5.6	Cartographie des HMXBs dans la Voie Lactée	78
5.6.1	Résultats	78
5.6.2	Comparaison avec les distances et extinctions publiées	78
5.7	Conclusion	78
6	Étude de la corrélation avec les complexes de formation stellaire	81
6.1	Problématique	81
6.2	Méthode employée	81
6.2.1	Complexes de formation stellaire et modèle de bras spiraux Galactiques	81
6.2.2	Estimation de la corrélation	82
6.3	Résultats obtenus	86
6.3.1	Taille et distance caractéristiques	86
6.3.2	Prise en compte des incertitudes sur les positions des HMXBs et des SFCs	87
6.4	Conclusion	88
7	Contraintes sur l'évolution des binaires X étudiées	89
7.1	Décalage entre la position des HMXBs et des bras spiraux	89
7.2	Comparaison avec les observations pour l'ensemble de l'échantillon	90
7.2.1	Méthode employée	90
7.2.2	Résultats	93
7.3	Étude détaillée de 13 sources : contraintes sur l'âge et sur les distances de migration	94
7.3.1	Âge des sources	95
7.3.2	Distance de migration	96
7.4	Discussion des résultats et conclusion	97

Conclusion de la seconde partie	99
Annexes	101
L'article publié dans <i>The Astrophysical Journal</i>	103
III Population des HMXBs	119
Introduction à la troisième partie	121
8 Stratégie observationnelle et traitement des données infrarouge	123
8.1 Démarche	123
8.2 Observations en rayonnement infrarouge	124
8.2.1 Spécificités des observations infrarouges	124
8.2.2 Photométrie	126
8.2.3 Astrométrie	127
8.2.4 Estimation du flux	127
8.2.5 Spectroscopie	128
8.3 Conclusion	129
9 Caractérisation de HMXBs découvertes par <i>INTEGRAL</i>	131
9.1 Les observations et les sources observées	131
9.2 Identification des sources	132
9.2.1 Processus d'émission des étoiles massives	132
9.2.2 HMXBs composées d'une étoile Be	134
9.2.3 HMXBs composées d'une étoile supergéante	136
9.2.4 HMXBs particulières	141
9.3 Étude de l'environnement : ajustement des Distributions Spectrales d'Energie	147
9.3.1 Construction des SEDs	147
9.3.2 Ajustement des SEDs	147
9.3.3 Résultats et conséquences	148
9.4 Conclusion	150
10 Discussion des résultats	153
10.1 Étude de population	153
10.2 Les sgHMXBs obscurcies et leur positionnement dans les modèles de synthèse de population	155
10.2.1 Mécanismes d'émission en infrarouge	155
10.2.2 Les sgHMXBs obscurcies dans les modèles de synthèses de population	157
10.3 Positionnement de ces sources dans les grandes familles de HMXBs	157
10.4 Conclusion	159
Conclusion de la troisième partie	161
Annexes	163
L'article publié dans <i>Astronomy & Astrophysics</i>	165
IV Interaction de GX 301-2 avec son environnement	185
Introduction à la quatrième partie	187

11	<i>Herschel</i> : une nouvelle fenêtre ouverte sur l'étude de GX 301-2	189
11.1	Enjeux et importance de cette nouvelle fenêtre d'observation	189
11.2	Observations <i>Herschel</i> et traitement des données	190
11.2.1	Observations	190
11.2.2	Traitement des données	191
11.2.3	Photométrie	191
11.3	Construction et ajustement de la SED	192
11.3.1	Les données utilisées	192
11.3.2	Le modèle utilisé	193
11.3.3	Ajustement de la SED	194
11.4	Discussion des résultats	195
11.4.1	Ajustement des paramètres	195
11.4.2	Environnement et disque circumstellaire	195
11.4.3	Émission détectée par l'instrument <i>Herschel</i> /PACS	197
11.5	Conclusion	197
12	Étude multi-longueurs d'onde de l'environnement proche de GX 301-2	199
12.1	Images infrarouges de l'environnement proche de GX 301-2	199
12.1.1	Mécanismes d'émission en infrarouge proche et moyen	199
12.1.2	Données <i>Herschel</i> , GLIMPSE et MIPS GAL	200
12.2	Distance des structures et interaction de la source avec son environnement	203
12.2.1	Distance de GX 301-2	203
12.2.2	Mesure des distances : la théorie	204
12.2.3	Cavité et interaction de la HMXB avec son environnement	205
12.3	PAHs, H ₂ et autres traceurs de l'ionisation du milieu	210
12.3.1	Intérêt des données IRAC	210
12.3.2	Détection des PAHs	210
12.3.3	Autres traceurs	212
12.4	Cartes de température et de densité de colonne	212
12.4.1	Température de la poussière	212
12.4.2	Densité de colonne d'hydrogène	215
12.5	Formation stellaire : présence de YSOs	217
12.5.1	Critères de sélection	218
12.5.2	Ajustement des Distributions Spectrales d'Énergie	221
12.5.3	Déclenchement de formation stellaire ?	224
12.6	Population stellaire	227
12.6.1	Sources particulières	227
12.6.2	Y a-t-il d'autres sources ionisantes dans le champ ?	227
12.7	Bilan des résultats et conclusion	229
13	Modèle d'évolution de la binaire X	235
13.1	Contraintes temporelles	235
13.2	Bilan énergétique de la HMXB	236
13.3	Contraintes sur l'évolution de GX 301-2	237
13.3.1	Explosion de la supernova et vitesse de migration de la HMXB	237
13.3.2	Progéniteurs de la HMXB	238
13.4	Conclusion	240
	Conclusion de la quatrième partie	241
14	Conclusion générale et perspectives	243
14.1	Conclusion des travaux présentés	243
14.2	Perspectives	245

Table des matières	17
Bibliographie	249
Table des figures	271
Liste des tableaux	272

Introduction générale

L'astronomie des hautes énergies débute véritablement le 19 juin 1962, lorsque l'équipe de Riccardo Giacconi lance une petite fusée Aerobee 150 depuis le Nouveau-Mexique. Équipée de trois compteurs Geiger, elle était destinée à étudier la réflexion du rayonnement X provenant du Soleil sur la surface lunaire. Au lieu de cela, les instruments détectèrent une source de rayons X située dans la constellation du Scorpion : Scorpius X-1 (ou Sco X-1). Il s'agit alors de la première source émettant en rayons X détectée hors de notre système solaire (Giacconi et al., 1962). En 1966, Sandage et al. (1966) localisent la contrepartie en rayonnement visible de Sco X-1. Toutefois, ces observations ne permettent pas l'identification précise de l'objet bien que certaines de ses caractéristiques fassent penser à une nova. Un an plus tard, Shklovsky (1967) suggère que Sco X-1 correspond à une étoile à neutrons accrétant de la matière issue d'une étoile compagnon, ce qui produit alors une intense émission dans le domaine des rayons X : le concept de binaire X est né. Avec l'arrivée des satellites observant le ciel en rayonnement X, et notamment *Uhuru*, le premier d'entre eux (Giacconi et al., 1971), des progrès remarquables ont été effectués. Ils donnaient ainsi, pour la première fois, la possibilité de suivre l'émission des sources X sur une durée plus importante. Ainsi, Schreier et al. (1972) mit en évidence les variations périodiques d'intensité de la source Centaurus X-3 : ils observèrent d'une part des pulsations périodiques espacées de 4.84 secondes et d'autre part une variation sinusoïdale de l'intensité de l'objet, sur une période de 2.087 jours. La période de 4.84 secondes a alors été attribuée à la période de rotation d'une étoile à neutrons gravitant autour d'une étoile massive avec une période orbitale de 2.087 jours. Dès lors, l'existence de systèmes binaires galactiques rayonnant à haute énergie est confirmée observationnellement. Toutefois, théoriquement, il était encore difficile de concevoir l'existence de tels couples stellaires, constitués d'un objet compact gravitant autour d'une étoile massive, moins évoluée. En effet, selon le théorème du Viriel, si plus de la moitié de la masse totale du système binaire est éjectée lors de l'explosion de la supernova donnant naissance à l'objet compact, alors le système binaire devrait être rompu. van den Heuvel and Heise (1972) et Tutukov and Yungelson (1973) montrèrent que la persistance de ces couples stellaires même après l'explosion de la supernova, étaient probablement due à un transfert de masse conséquent entre l'objet le plus évolué et son compagnon.

Fondée sur des développements théoriques approfondis et des instruments spatiaux toujours plus innovants, l'astronomie des hautes énergies a donnée lieu ces dernière décennies à des découvertes majeures concernant le comportement des binaires X (variations de flux, modulations, sursauts rapides). Aujourd'hui, les observations à haute énergie sont systématiquement couplées à des campagnes d'observations multi-longueurs d'onde. Les progrès récents des techniques observationnelles, du domaine visible au domaine radio, permettent l'observation des binaires X sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Il est alors apparu que ces objets étaient constitués de différentes composantes d'émission liées à des processus physiques bien distincts. Ainsi, les mécanismes d'accrétion de matière sont détectés dans le domaine des rayons X alors que l'étoile compagnon est elle détectée à basse énergie (du domaine ultraviolet à l'infrarouge proche). Parfois constituées de jets émis depuis la base de l'objet compacts, les binaires X rayonnent alors également dans le domaine des ondes radio, dans lequel est également détectée l'émission du vent stellaire intense issu des étoiles massives. Enfin, l'environnement proche des binaires X, souvent complexe et stratifié, semble jouer un rôle fondamental dans leur évolution. Observer et comprendre l'interaction du système binaire avec son environnement nécessite en outre l'accès à une nouvelle fenêtre du spectre électromagnétique : l'infrarouge moyen et lointain qui révèlent les régions les plus obscurcies de notre Univers. Le satellite européen *Herschel*, en service du printemps 2009 au printemps 2013, a observé le ciel entre 60 et 670 μm . Sa contribution à l'étude des binaires X a été importante comme je m'attache à le montrer dans cette thèse.

En outre, l'héritage du satellite de l'Agence Spatiale Européenne *INTEGRAL*, en orbite depuis 2002 et observant le ciel entre 15 keV et 10 MeV est conséquent. En particulier, ses observations ont bouleversé la vision que l'on avait des binaires X de grande masse (HMXBs – *High-Mass X-ray Binaries* en anglais),

constituées d'un objet compact orbitant autour d'une étoile massive de type spectral O ou B. Nous savons depuis lors que cette population de sources est diverse, que les processus d'accrétion de matière qui régissent leur évolution sont multiples et que dans certains cas, leur environnement est extrêmement complexe. Les observations réalisées avec le satellite *INTEGRAL* ont donné lieu à plusieurs campagnes d'observations multi-longueurs d'onde, laissant derrière elles un jeu de données conséquent qui permet d'entamer aujourd'hui une étude statistique de la population des HMXBs.

C'est dans ce contexte que s'est déroulée la thèse que je présente dans ce manuscrit. Au cours de ces trois années, je me suis principalement intéressé aux systèmes binaires X de grande masse (HMXBs) et plus particulièrement à l'étude de leur nature, de l'interaction avec leur environnement et de leur évolution. Pour cela, j'ai employé deux approches complémentaires. D'une part une étude multi-longueurs d'onde de certaines HMXBs (ou candidates HMXBs) réalisée principalement grâce aux télescopes de l'Observatoire Européen Austral (ESO – *European Southern Observatory*) en infrarouge proche, au satellite *Herschel* en infrarouge lointain et aux données d'archive (principalement issues des grands relevés du plan de la Voie Lactée, à différentes longueurs d'onde). D'autre part, une étude statistique reposant sur l'ensemble des HMXBs découvertes dans notre Galaxie et qui m'a amené à étudier leur distribution spatiale ainsi que le lien qu'elles entretiennent avec leurs régions de formation. Ces travaux sont présentés dans les parties suivantes du manuscrit. J'aborderai les différentes étapes de ce travail dans un ordre correspondant à la chronologie de leur évolution : depuis leur formation, jusqu'au stade « binaires X » dans lequel nous les observons aujourd'hui, parfois en interaction avec leur environnement.

Ainsi, dans un premier temps, je rappelle un certain nombre de notions d'évolution stellaire, de classification spectrale des étoiles et de concepts liés à la formation des raies spectrales dans l'environnement proche des étoiles. Ces éléments permettront par la suite d'appréhender l'évolution des HMXBs, l'influence des pertes de masse sur le système binaire mais aussi leur classification spectrale.

Dans la seconde partie du manuscrit, j'expose l'étude statistique que j'ai menée sur la population Galactique de HMXBs. La distance de 46 d'entre elles a été déterminée par ajustement des distributions spectrales d'énergie, construites à partir des flux en visible et en infrarouge proche, par un modèle adéquat. Après avoir pris soin d'évaluer correctement les incertitudes liées à cette méthode, je présente la distribution de ces sources dans la Voie Lactée. En outre, ces objets massifs ont un temps de vie très court et ne devraient donc pas avoir le temps de migrer dans leur galaxie hôte, loin de leur site de formation. Par conséquent, dans un deuxième chapitre, je compare la distribution des HMXBs dans la Galaxie à la distribution spatiale des complexes de formation stellaire. Il ressort de cette analyse que les deux distributions sont corrélées : nous verrons que les HMXBs et les complexes de formation stellaire sont réunis en amas d'environ 0.3 kpc de diamètre, distants les uns des autres d'environ 1.7 kpc, ce qui fait des HMXBs un très bon traceur de la formation stellaire récente. Cependant, de par la vitesse de rotation de la matière dans la Galaxie, différente de la vitesse de rotation de l'onde spirale formant les bras spiraux, un décalage entre la position des HMXBs et celle des bras spiraux actuels est attendu. L'analyse du décalage entre la position observée des HMXBs et leur position théorique, évaluée en supposant un modèle de rotation galactique, me permet finalement de contraindre l'évolution de ces systèmes binaires et en particulier leur âge et leur distance de migration après l'explosion de la supernova.

Dans une troisième partie, je détaille une campagne d'observations en infrarouge proche à laquelle j'ai participé afin d'identifier de nouvelles HMXBs dans les données du satellite *INTEGRAL*. J'évoque dans un premier temps les spécificités de l'observation en infrarouge et la stratégie observationnelle employée. Je détaille ensuite les résultats que j'ai obtenus et qui ont mené à l'identification spectrale de treize HMXBs, travail nécessaire à toute analyse complémentaire. Je complète ces résultats par la caractérisation de l'environnement de trois d'entre elles. Finalement, ces résultats me permettent de mettre à jour les statistiques issues des observations *INTEGRAL* en précisant la taille de chaque sous-population de HMXBs. Je discute ces statistiques à la lumière des derniers modèles de synthèse de populations de HMXBs.

Dans une quatrième partie, je présente le travail réalisé sur la HMXB GX 301-2. Les données acquises grâce à l'imageur PACS installé à bord du satellite *Herschel* nous ont permis dans un premier temps de montrer que l'étoile hypergéante présente dans ce système, est entourée d'un disque circumstellaire, composé en partie de poussière. Par ailleurs, les vents stellaires de l'étoile hypergéante contribuent également à l'émission en infrarouge lointain de ce système binaire. Cette contrainte forte apportée à la structure de l'environnement proche de la binaire nous procure des informations importantes sur son évolution. Dans un second chapitre, je présente l'étude de l'interaction entre GX 301-2 et le milieu interstellaire, que j'ai menée sur la base des observations *Herschel* et de données d'archive multi-longueurs d'onde. Je termine cette partie en montrant que l'interaction de la HMXB avec son environnement permet de préciser la quantité d'énergie libérée par le système binaire ainsi que de donner quelques contraintes supplémentaires à son évolution passée.

Finalement, je termine ce manuscrit en donnant une conclusion générale à ce travail et en y apportant des perspectives à court et à plus long terme.

Les HMXBs ont un intérêt fondamental dans l'étude des processus de transfert de matière et d'accrétion autour d'un objet compact mais j'aimerais terminer cette introduction en mentionnant certaines applications de l'étude des HMXBs à d'autres domaines de l'astrophysique.

Des études récentes prouvent que plus de 70% des étoiles les massives vivent en couple et subiront des transferts de matière au cours de leur vie (Sana et al., 2012). De ce fait, comprendre l'évolution des HMXBs ainsi que les effets de la binarité sur les étoiles massives permet de mieux cerner l'évolution des étoiles massives et par la même, de mieux interpréter les propriétés des galaxies lointaines, dont la luminosité est dominée par celle des étoiles massives qu'elles abritent.

De surcroît, il est probable que certaines sous-familles de HMXBs constituent les progéniteurs d'étoiles LBV et Wolf-Rayet, terminant leur vie sous la forme de sursauts gamma. Une meilleure compréhension de ces systèmes binaires est alors fondamentale dans l'optique d'améliorer les connaissances acquises au sujet des sursauts gamma (voir par exemple Belczynski et al. 2012). De même, l'identification des lieux de formation de tels objets fournit des contraintes supplémentaires sur les étoiles progénitrices alors que la vitesse de migration des objets nous renseigne sur l'énergie libérée par l'explosion de l'étoile massive initiale. Puisque les modèles théoriques d'émission des sursauts gamma longs possèdent les mêmes ingrédients initiaux que ceux observés dans certaines binaires X, il paraît pertinent d'établir un parallèle entre ces deux phases de l'évolution des étoiles les plus massives (Mirabel, 2004).

Par ailleurs, ces systèmes binaires sont probablement à l'origine de la coalescence de deux objets compacts (Tauris and van den Heuvel, 2006), émetteurs d'ondes gravitationnelles.

Enfin, les HMXBs composées d'un trou noir orbitant autour d'une étoile massive, pourraient avoir contribué à la ré-ionisation de l'Univers entre 380 000 et 1 milliards d'années après le Big-Bang (Mirabel et al., 2011).

Première partie

Partie Introductive

Physique et évolution stellaire

Sommaire

1.1	Évolution des étoiles massives	26
1.1.1	Diagramme de Hertzsprung-Russell	26
1.1.2	Évolution stellaire	27
1.2	Vents stellaires	30
1.2.1	Modèle théorique	30
1.2.2	Effet de la perte de masse sur l'évolution stellaire	32
1.3	Classification spectrale	32
1.4	Spectres stellaires et transfert de rayonnement	34
1.4.1	Spectres atomiques	34
1.4.2	Équilibre thermodynamique et rayonnement de corps noir	35
1.4.3	Formation de raies spectrales dans les étoiles et dans leur environnement	36

L'astronomie est probablement la plus ancienne des sciences, déjà pratiquée à l'âge de bronze et au Néolithique, comme semblent l'attester certaines découvertes archéologiques (notamment des alignements de pierres tels que ceux de Stonehenge). Historiquement, les étoiles ont toujours eu une importance fondamentale que ce soit dans le cadre des pratiques religieuses ou bien de la navigation maritime et de l'orientation sur Terre. Alors que les étoiles étaient considérées comme immuables et épinglées sur la "sphère des fixes" par certains Grecs, l'astronome et mathématicien Hipparque constitue la première carte détaillée de la voûte céleste au II^e siècle avant J.C. Mais ce sont les Chinois, qui, en dépit de l'apparente immuabilité des étoiles, ont, les premiers, constaté leur caractère changeant en rapportant l'observation de la supernova de 185 après J.C.¹. Bien sûr, l'apport de l'astronome danois Tycho Brahé est fondamental. Ses observations méticuleuses, effectuées depuis son observatoire de Uraniborg, ont clairement montré que les astres étaient loin d'être immuables. Puis Giordano Bruno, en 1584 suggéra finalement qu'« *il est donc d'innombrables soleils et un nombre infini de terres tournant autour de ces soleils, à l'instar des sept « terres* » [la Terre, la Lune, les cinq planètes alors connues : Mercure, Vénus, Mars, Jupiter, Saturne] *que nous voyons tourner autour du Soleil qui nous est proche* ». Avec notamment les observations de Galilée (qui découvre la nature de la Voie Lactée et constate la présence d'amas d'étoiles) et les calculs théoriques des trajectoires des objets célestes réalisés par Kepler, le consensus s'est progressivement établi parmi les astronomes, qui acceptèrent enfin que les étoiles soient toutes des objets semblables à notre Soleil. William Herschel apporta sa pierre à l'édifice en observant pour la première fois des étoiles doubles dont l'existence a ensuite été confirmée par le jeune astronome anglais John Goodricke. Ce sera également lui qui découvrira que certaines d'entre elles ont une luminosité variable et périodique. Dorénavant, les étoiles ne sont plus considérées comme des points immuables mais comme des astres changeant, pluriels voire même transitoires.

Les progrès en physique stellaire ont ensuite eu lieu parallèlement au développement instrumental. Ainsi, la spectroscopie a été développée par Joseph von Fraunhofer en 1814, qui mit en évidence la présence de bandes noires dans le spectre du Soleil. Gustav Kirchhoff et Robert Bunsen, en 1859, ont finalement expliqué qu'il s'agissait de raies d'absorption atomiques. Cette découverte fut déterminante sur plusieurs plans. Elle mettait ainsi en évidence la composition chimique de notre Soleil permettant la classification

1. Cette observation est relatée dans le *Livre des Han postérieurs* qui narre l'histoire de la dynastie des Han entre l'an 6 et l'an 189 après J.C.

spectrale des étoiles dont la première a été réalisée par Annie J. Cannon dans les années 1900. A cette même époque, le physicien allemand Wilhelm Wien mit en évidence le fait que le pic de luminosité spectrale des étoiles rendait également compte de leur température. L'accès à ces paramètres physiques permit aux astronomes danois Ejnar Hertzsprung et américain Henry Norris Russel de classer les étoiles selon leur luminosité et leur température, ouvrant ainsi la voie à la compréhension de l'évolution stellaire. Bien que le XX^e ait été le théâtre de progrès fulgurants en matière observationnelle (qui ont notamment permis la mesure du diamètre et de la masse de certaines étoiles), la connaissance de leur fonctionnement interne restait un mystère. En outre, de nombreux progrès concernant la structure physique des étoiles ont marqué les années 1920. En 1925, Cecilia Payne-Gaposchkin alors jeune doctorante, proposa que les étoiles soient principalement constituées d'hydrogène et d'hélium (Payne, 1925). Finalement, Eddington suggéra la fusion nucléaire comme source d'énergie des étoiles en 1926 (Eddington, 1926) et Hans Bethe, à la fin des années 1930, précisa les réactions en chaîne à l'œuvre en leur cœur (Bethe, 1939). Depuis, l'avènement de l'astronomie multi-longueur d'onde et des simulations numériques, n'a eu de cesse de soutenir les progrès réalisés en physique stellaire. Aujourd'hui, les grandes lignes de l'évolution stellaire sont comprises, bien que nous verrons, tout au long de ce manuscrit, que dans les détails, beaucoup de mystères restent à dévoiler, et en particulier en ce qui concerne l'évolution mutuelle des couples stellaires massifs.

Nous essaierons, dans ce chapitre, d'aborder les notions fondamentales relatives à l'évolution des étoiles, sans toutefois en apporter une description complète, qui dépasse largement les objectifs de ce manuscrit. En revanche, nous insisterons ici sur les éléments qui seront utiles pour la compréhension des travaux détaillés dans les parties suivantes.

1.1 Évolution des étoiles massives

1.1.1 Diagramme de Hertzsprung-Russell

Le diagramme Hertzsprung-Russell (ou diagramme HR) est un outil particulièrement intéressant pour aborder l'évolution stellaire. La figure 1.1 montre un tel diagramme sur lequel sont placées les étoiles en fonction de leur luminosité (c'est-à-dire leur puissance lumineuse intégrée sur l'ensemble du spectre électromagnétique), L_* , et de leur température de surface (ou température effective²), T_{eff} , reliées par la loi de Stefan :

$$L_* = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1.1)$$

où R est le rayon de l'étoile et σ , la constante de Stefan. La position des étoiles dans le diagramme HR permet alors de définir différentes classes que nous détaillerons dans la section 1.3 : les étoiles naines (classe VI), les étoiles de la séquence principale (classe V), les étoiles géantes (classes IV et III), les étoiles brillantes (classe II) et enfin, les étoiles supergéantes (classe I). Ces différentes régions, définies sur le diagramme HR, reflètent en réalité différentes étapes de l'évolution des étoiles. Ainsi, expliquer la position des étoiles dans ce diagramme, et en particulier des plus massives d'entre elles, relève de l'évolution stellaire.

De même que le diagramme HR représente l'évolution de la luminosité en fonction de la température stellaire, il est possible de tracer l'évolution de la luminosité en fonction de la masse stellaire M ou le rayon stellaire, R , en fonction de la masse M . Cette démarche met alors en valeur une corrélation claire entre les différents paramètres et tend à montrer qu'il existe un paramètre dominant qui gouverne l'évolution stellaire : la masse. Ainsi, par exemple, pour les étoiles de la séquence principale de masse $M \geq M_\odot$,

2. La température effective d'une étoile correspond par définition, à la température d'un corps noir dont la surface émettrait la même puissance bolométrique par unité de surface que l'étoile.

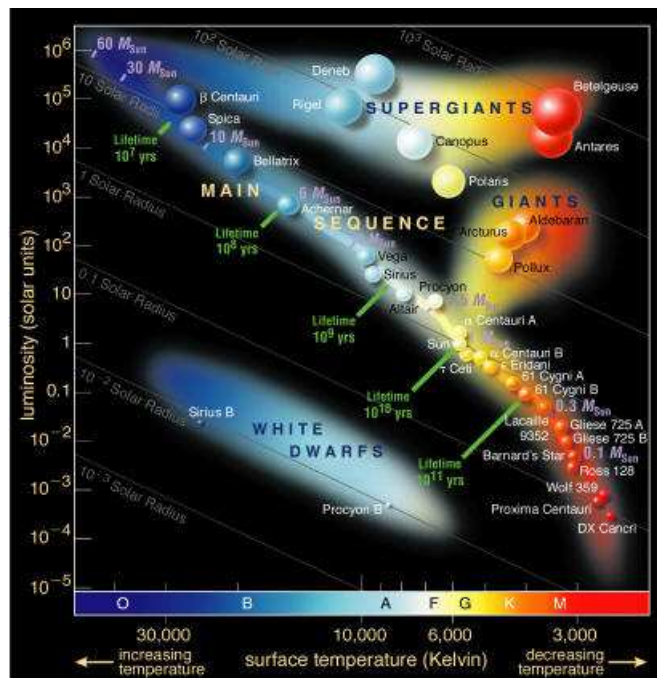


FIGURE 1.1 – Diagramme de Hertzsprung-Russell.

nous pouvons établir une relation masse-luminosité définie par :

$$L_* \propto M^{3.5} \quad (1.2)$$

et une relation masse-rayon définie par :

$$R \propto M^{0.5} \quad (1.3)$$

qui indiquent que la séquence principale est une séquence en masse, des étoiles les moins massives aux étoiles les plus massives. En outre, plus les étoiles sont massives, plus elles sont rares. Deux phénomènes expliquent ce constat observationnel. D'une part, la fonction de masse initiale des étoiles est décroissante et il se forme donc plus d'étoiles de faible masse que d'étoiles de grande masse. D'autre part, la durée de vie des étoiles diminue lorsque leur masse augmente, comme nous le verrons plus tard. Ainsi, les étoiles massives sont principalement localisées dans les régions de formation stellaire récente ou actuelle. Je montre dans la seconde partie de cette thèse que cela est également confirmé dans le cas des binaires X de grande masse. Finalement, le diagramme HR traduit la distribution des étoiles selon leur stade d'évolution à un instant donné. Par conséquent, au cours de son évolution, une étoile migrera à l'intérieur de ce même diagramme. Après avoir passé une partie considérable de sa vie ($\sim 90\%$) sur la séquence principale, sa température et sa luminosité varient : l'étoile quitte alors la séquence principale pour évoluer progressivement vers son stade ultime. C'est cette évolution que nous allons décrire maintenant, en mettant l'accent sur le cas des étoiles massives.

1.1.2 Évolution stellaire

1.1.2.1 Formation stellaire

Nuages Moléculaires Les étoiles se forment dans les nuages moléculaires, structures froides (10–30 K) et denses, composées majoritairement d'hydrogène moléculaire, H_2 ³. La densité typique de ces structures

3. On y retrouve également la présence d'hélium et d'un grand nombre de molécules telles que CO, CN, CS, SiO₂, OH, H₂O, HCN, etc.

est de l'ordre de 100 particules par cm^3 , alors que leur diamètre se situe entre la dizaine et la centaine d'années-lumières.

Effondrement du nuage moléculaire Tant que ce nuage est à l'équilibre hydrostatique, c'est-à-dire, tant que l'énergie cinétique du gaz contrebalance l'énergie potentielle de la force de gravitation interne au nuage, le nuage est stable. Cependant, si le nuage dépasse une certaine masse, appelée la masse de Jeans, la pression du gaz ne suffit plus à égaliser la force de gravitation et le nuage s'effondre sur lui-même⁴. Lorsque la formation stellaire est déclenchée, comme nous le verrons dans la troisième partie de cette thèse, le nuage moléculaire initial est comprimé sous l'action d'un événement extérieur (rayonnement ionisant, explosion d'une supernova,...) qui initie son effondrement. Le nuage continue alors de se fragmenter jusqu'à atteindre la masse de Jeans, dépendant à la fois de la température et de la densité.

Formation de la proto-étoile La densité augmente et les fragments deviennent opaques, entraînant dès lors une augmentation de la température et de la pression. L'effondrement ralentit jusqu'à ce que la température soit suffisamment importante, de sorte que les forces de pression compensent la force gravitationnelle : l'équilibre hydrostatique est atteint. L'objet est nommé proto-étoile, de classe 0 (Andre and Montmerle, 1994). Par la suite, l'accrétion de matière continue, principalement sous la forme d'un disque d'accrétion entourant l'objet jeune. L'enveloppe de poussière et le disque d'accrétion entourant la source s'amincissent au cours du temps formant les proto-étoiles de classe I.

Phase pré-séquence principale Quand le processus d'accrétion cesse et que le gaz environnant se disperse (proto-étoiles de classes II et III), l'étoile entre dans la phase pré-séquence principale. La contraction gravitationnelle fournit la majeure partie de l'énergie de l'objet. Par conséquent, la température augmente jusqu'à atteindre la température de fusion de l'hydrogène ($\sim 10^7$ K). Cela marque la fin de cette étape et l'étoile entre sur la séquence principale (ZAMS, *Zero Age Main Sequence* en anglais).

Ces étapes sont bien définies dans le cas des étoiles de faibles masses. En revanche, la formation des étoiles massives est bien moins contrainte. Cela pour différentes raisons, largement détaillées dans la revue de Zinnecker and Yorke (2007) dont j'expose ici les points principaux. Il semblerait ainsi que les étoiles massives se forment soit par accrétion de matière via un disque de poussière et de gaz environnant, soit par la fusion de plusieurs objets (modèle nommé « *Competitive Accretion Model* », permis par le puits de potentiel gravitationnel du nuage initial). Ces processus sont toutefois difficiles à observer de par la rareté relative des étoiles massives et la distance nous séparant des régions de formation de tels objets. Alors que le scénario d'accrétion par disque est remis en question par l'influence du rayonnement ionisant de l'étoile massive qui devrait détruire le disque d'accrétion et l'enveloppe de matière entourant la proto-étoile, certaines observations actuelles tendent au contraire à le renforcer (voir par exemple Kraus et al. 2010).

1.1.2.2 Séquence principale

L'étoile se situe maintenant sur la séquence principale, sur laquelle elle passera la majeure partie de sa vie. Durant cette phase, l'étoile est à l'équilibre hydrostatique. Elle subit deux forces qui s'opposent et qui la maintiennent en équilibre : les réactions thermonucléaires qui exercent une pression radiative et les forces de gravité. Le temps passé sur cette séquence (allant de quelques dizaines de millions d'années pour les étoiles les plus massives, à quelques dizaines de milliards d'années pour les moins massives), les processus physiques entrant en ligne de compte ainsi que l'évolution future de l'étoile vont alors dépendre principalement de sa masse. Lorsque le coeur atteint une température de 7 à 8 millions de degrés, les noyaux d'hydrogène fusionnent pour former des noyaux d'hélium ^4He , suivant le cycle proton-proton

4. En réalité, le problème est bien plus complexe et outre les forces de pression et de gravitation du gaz, il faut ajouter les forces de pression exercées par le milieu extérieur ; les forces associées au champ magnétique, celles liées aux mouvements turbulents ainsi que les forces centrifuges associées à la rotation du nuage sur lui-même. L'approximation réalisée en ne considérant que les forces de pression et de gravitation du gaz est correcte dans le cas où elle s'applique aux masses de gaz constituées de parties du nuage principal qui s'effondre à l'intérieur d'un système plus vaste.

(aussi appelé chaîne p-p). Si la température atteint quelques dizaines de millions de degrés, le cycle carbone-azote-oxygène (ou cycle CNO) devient prédominant. L'efficacité de ces deux processus dépend fortement de la température. Par conséquent, la chaîne p-p est la plus efficace dans les étoiles de faible masse alors que le cycle CNO devient dominant pour les étoiles plus massives que le Soleil.

1.1.2.3 Évolution post-séquence principale

La fusion de l'hydrogène en hélium modifie progressivement la composition chimique du cœur de l'étoile. À la fin de la séquence principale, l'hydrogène continue à fusionner en hélium mais dans des régions de plus en plus lointaines du cœur, c'est ce qu'on appelle « la fusion de l'hydrogène en couche ». Par ailleurs, plus une étoile est massive plus vite elle aura consommé l'hydrogène qu'elle possède en son cœur. Son évolution future dépend alors de sa masse.

Étoiles de faible masse ($M_* < 6M_\odot$) Lorsque la masse du cœur d'hélium atteint une certaine limite, celui-ci se contracte et la température augmente jusqu'à ce qu'elle soit suffisamment élevée pour entamer la fusion de l'hélium en carbone via le processus triple α . Le rayon de l'étoile augmente alors sous l'effet de l'énergie relâchée par ce processus. L'étoile entre dans le stade de géante rouge. Lorsque l'hélium est épuisé, il se forme finalement un cœur dégénéré de carbone et d'oxygène que l'on appelle naine blanche. Les couches superficielles, éjectées par la pression de radiation forment une nébuleuse planétaire. C'est le destin de notre Soleil.

Étoiles de grande masse ($M_* > 6M_\odot$) Les étoiles plus massives ne s'arrêtent pas à ce stade et possèdent une température suffisante pour amorcer la fusion du carbone. L'étoile alterne les phases de contraction du cœur, augmentation de la température centrale et amorçage de réactions de fusion, menant à la synthèse d'éléments au numéro atomique de plus en plus élevé. L'étoile acquiert alors une structure dite en « peau d'oignon », comportant les éléments les plus massifs au centre. Les pertes de masse par vents stellaires deviennent très importantes. Lorsque les réactions de fusion parviennent à produire du fer, il n'est plus possible de produire de l'énergie par ce processus nucléaire. La pression interne ne s'oppose plus au poids : le cœur de l'étoile s'effondre. Lors de cet effondrement, les densités très importantes entraînent la neutronisation du cœur. À partir d'un rayon de quelques dizaines de kilomètres, la pression due à la pression de dégénérescence des neutrons compense le poids de l'objet : une étoile à neutrons est née. C'est à ce moment là que les couches externes, encore en effondrement, rencontrent la surface de cette étoile à neutrons. Un rebond à lieu et on assiste alors à l'explosion de la supernova. Dans le cas des étoiles les plus massives, la pression de dégénérescence des neutrons et l'interaction forte ne contrebalancent plus la gravité. L'effondrement persiste et l'on assiste alors à la formation d'un trou noir. Notons toutefois que la masse limite des étoiles (sur la séquence principale) donnant lieu à la formation d'un trou noir est assez mal contrainte mais se situerait entre 30 et 40 M_\odot ⁵. Une formation à partir d'un effondrement en deux temps est également envisagée pour certaines masses intermédiaires. Un premier effondrement forme alors une étoile à neutrons. Suite à l'accrétion de masse supplémentaire, celle-ci s'effondre ensuite pour former un trou noir.

1.1.2.4 Étoiles Wolf-Rayet et étoiles LBV

Enfin, je mentionnerai dans cette section, deux stades de l'évolution des étoiles massives qu'il semble nécessaire de replacer dans le contexte général décrit ci-dessus. En effet, nous les retrouverons à plusieurs reprises tout au long de ce manuscrit et leur contribution à la compréhension de l'évolution des binaires X de grande masse semble aujourd'hui particulièrement forte.

5. L'étude de l'évolution des binaires X comportant une étoile à neutrons couplée à une étoile très massive apporte d'ailleurs certaines contraintes sur cette masse limite (voir par exemple Wellstein and Langer 1999 pour la méthode).

Étoiles LBV Les étoiles Variables Lumineuses Bleues (de l'anglais *Luminous Blue Variable* – LBV) sont des étoiles parmi les plus massives, variables et très lumineuses des étoiles du diagramme HR. Lorsqu'elles ne sont pas en éruption, elles s'apparentent à des étoiles de type spectral B dont le spectre montre de nombreuses raies en émission. A intervalles irréguliers, ces étoiles sont l'objet d'importantes éjections de matière ($\dot{M} \gtrsim 10^{-3} M_{\odot}/\text{an}$). Sujettes à des vents stellaires conséquents, elles évoluent très rapidement pour donner des étoiles Wolf-Rayet.

Étoiles Wolf-Rayet Les étoiles Wolf-Rayet représentent un stade de l'évolution des étoiles les plus massives, généralement les étoiles O. À l'interface entre la combustion de l'hydrogène et celle de l'hélium dans le cœur de l'étoile, la combustion de l'hydrogène en couche débute et l'étoile peut passer par le stade instable LBV. Une fois que la combustion de l'hélium a débuté, un vent dense et opaque est issu du dégagement d'énergie. L'étoile atteint le stade de Wolf-Rayet. Ce vent est si intense qu'il dénude l'étoile de chacune de ses couches ($\dot{M} \gtrsim 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$). On distingue alors différents stades d'évolution d'une étoile Wolf-Rayet. Lorsque celle-ci possède encore suffisamment d'hydrogène dans le vent, elle apparaît comme une WNL (Wolf-Rayet « tardive » - *Late* - possédant de l'azote issu du cycle CNO). Lorsque l'hydrogène disparaît, elle devient une WNE (Wolf-Rayet « précoce » - *Early* - possédant une forte abondance en azote issu du cycle CNO). Puis finalement, les couches riches en carbone sont mises à nu, on dit qu'il s'agit d'une WC (Wolf-Rayet riche en carbone issu de la combustion de l'hélium). Enfin, les plus massives peuvent finalement devenir des WO (Wolf-Rayet exhibant les atomes d'oxygène issus de la combustion de l'hélium). La plupart d'entre elles finiront leur vie en tant que supernova de type Ib ou Ic (supernova à effondrement de cœur)⁶

1.2 Vents stellaires

Bon nombre des étoiles que nous aborderons au cours de cette thèse possèdent des vents stellaires importants, influençant souvent leur évolution (ou celle des systèmes binaires dont il sera l'objet par la suite). Par conséquent, nous nous intéressons ici aux mécanismes expliquant les vents observés au voisinage des étoiles chaudes et massives.

1.2.1 Modèle théorique

Le vent stellaire correspond à une émission de particules par l'étoile. La description de ce vent passe par deux paramètres fondamentaux dérivés des observations : le taux de perte de masse, \dot{M} , qui traduit de la quantité de masse perdue par l'étoile chaque année, et la vitesse terminale, v_{∞} , qui correspond à la vitesse du vent à grande distance de la surface stellaire. Ces deux paramètres sont importants d'une part puisque le taux de perte de masse, \dot{M} , influence l'évolution de l'étoile. D'autre part, puisque la vitesse, v_{∞} , permet de contraindre les mécanismes à l'origine du vent stellaire. La combinaison de ces deux paramètres permet enfin de déterminer la quantité d'énergie cinétique fournie au milieu interstellaire par le vent de l'étoile, et permet ainsi d'évaluer l'interaction de celle-ci avec le milieu environnant (nous reviendrons sur cet aspect dans la troisième partie de ce manuscrit).

Les étoiles chaudes et massives émettent principalement en ultraviolet, et ce sont à ces longueurs d'onde que l'on retrouve les raies d'absorption de plusieurs éléments composant l'atmosphère de l'étoile (C IV, Si IV, N V). Ces raies d'absorption possèdent une très grande opacité permettant une absorption des photons avec un transfert presque total de leur moment cinétique. A leur tour, les ions vont partager ce moment cinétique avec le reste du gaz (composé principalement de protons, d'ions He et d'électrons). Ce transfert de moment cinétique se fait par couplage Coulomb qui résulte de l'interaction des charges

6. Les supernovæ à effondrement de cœur (de type Ib, Ic et II, suivant les raies observées dans leur spectre) sont à distinguer des supernovæ de type Ia qui sont associées à l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche qui atteint une masse critique et entame la combustion du carbone.

électriques des ions. Une analogie bien adaptée est donnée dans Lamers and Cassinelli (1999) qui comparent ce processus au mouvement d'ensemble d'une foule dense dans laquelle quelques personnes forcent le passage en bousculant les autres. Au bout d'un certain temps, la foule entière sera en mouvement. Toutefois, si la densité de la foule est trop faible, les agitateurs peuvent la traverser sans provoquer d'agitation. Il en est de même pour les ions du vent stellaire. Le transfert de moment cinétique par couplage Coulomb provoque une expansion de l'ensemble du plasma. Dans le cas d'une atmosphère statique, le rayonnement serait absorbé ou diffusé dans les couches basses de l'atmosphère et n'atteindrait pas les couches les plus externes. Celles-ci ne recevraient aucun rayonnement à la longueur d'onde des raies d'absorption et l'efficacité de l'accélération serait alors fortement diminuée. En revanche, puisque les couches externes de l'étoile sont en mouvement, un gradient de vitesse s'instaure. Dans ces conditions, les ions de la couche externe voient la photosphère s'éloigner d'eux : les photons émis par cette dernière sont décalés vers le rouge par effet Doppler. Par conséquent, les atomes des couches externes de l'atmosphère peuvent absorber le rayonnement de la photosphère, n'ayant pas été absorbé au préalable, aux longueurs d'onde des transitions. Ceci rend le processus d'accélération du plasma par les raies spectrales très efficace. Le modèle décrit succinctement ici se dénomme modèle CAK en référence à ses auteurs : Castor, Abbott et Klein (Castor et al., 1975).

Nous développons par la suite le formalisme induit par la théorie CAK permettant de déterminer à la fois le profil de vitesse du vent et le taux de perte de masse. Dans le cas d'une étoile caractérisée par un vent à symétrie sphérique, le taux de perte de masse est relié à la densité du vent ρ , et à sa vitesse v à un point quelconque situé à une distance r de l'étoile, par l'équation de conservation de la masse :

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (1.4)$$

Par ailleurs, l'équation du mouvement du vent s'écrit de la façon suivante :

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{GM_*}{r^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + g_e + g_{\text{rad}} \quad (1.5)$$

avec G la constante de gravitation, M_* , la masse de l'étoile, g_e , l'accélération de radiation due à la diffusion des électrons par les ions, et g_{rad} , l'accélération de radiation due aux raies spectrales. L'accélération de radiation due à la diffusion des électrons par les ions, g_e , est donnée par :

$$g_e(r) = \frac{\sigma_T L_*}{4\pi r^2 c} = \frac{GM_*}{r^2} \Gamma_e(r) \quad (1.6)$$

où σ_T correspond à la section efficace de diffusion Thomson égal à $\frac{\sigma_T L_*}{4\pi c GM_*}$, Γ_e est le paramètre d'Edington et, L_* , à la luminosité de l'étoile.

Il reste maintenant à définir l'accélération due à l'ensemble des raies spectrales, g_{rad} . Dans le modèle CAK, ce terme peut s'exprimer selon :

$$g_{\text{rad}} \equiv g_e^{\text{ref}} M(t) \quad (1.7)$$

où g_e^{ref} correspond à une accélération de référence induite par la diffusion des électrons, et $M(t)$ correspond à un multiplicateur de force dépendant de la luminosité des étoiles.

A partir de là, il devient possible de résoudre l'équation 1.5 pour obtenir le profil de vitesse du vent dans le modèle CAK :

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \quad (1.8)$$

où $0.8 < \beta < 2$ selon le type d'étoile.

Enfin, il existe une relation entre la luminosité de l'étoile et le taux de perte de masse, \dot{M} :

$$\log \left(\dot{M} v_\infty \sqrt{\frac{R_*}{R_\odot}} \right) \sim x \log \left(\frac{L_*}{L_\odot} \right) + D \quad (1.9)$$

ou x et D dépendent du type spectral de l'étoile. Pour les étoiles supergéantes, on a $x \sim 0.6$, $\dot{M} \sim$

$10^{-6}M_{\odot}/\text{an}$ et $v_{\infty} \sim 1000\text{--}3000 \text{ km s}^{-1}$.

1.2.2 Effet de la perte de masse sur l'évolution stellaire

Cette section résume les principales étapes de l'évolution d'une étoile massive, en prenant en compte les pertes de masses.

La perte de masse, principalement par vent stellaire, joue un rôle majeur sur l'évolution des étoiles et particulièrement les plus massives d'entre elles.

En particulier, la composition de surface et l'abondance des éléments chimiques de l'atmosphère varient. Ceci explique notamment la richesse de l'atmosphère de certaines étoiles massives en azote ou en carbone ou encore l'abondance de l'hélium à la surface des étoiles Wolf-Rayet. D'autre part, la luminosité des étoiles de la séquence principale dépend fortement de leur masse. Ainsi, les étoiles les plus massives, subissant des pertes de masse dès la séquence principale, auront une luminosité plus faible que les étoiles ne subissant aucune perte de masse. Il en résulte un temps de vie sur la séquence principale plus long.

Prenons l'exemple d'une étoile de $60 M_{\odot}$. L'évolution de sa masse en fonction de la perte de masse est présentée sur la figure 1.2 issue de Maeder and Meynet (1987). Jusqu'à 3.7 millions d'années, l'étoile brûle l'hydrogène en son cœur, pour former de l'hélium, via le cycle CNO. Le taux de perte de masse vaut à ce moment là, $1.4 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{an}$. Alors que l'étoile est toujours sur la séquence principale, les éléments formés au cours du cycle nucléaire CNO, se retrouvent à la surface, de part la perte de masse par vent stellaire : il s'agit de la phase ON indiquée sur la figure 1.2 et caractérisée par une abondance plus importante en azote à la surface de l'étoile. Le taux de perte de masse s'élève à $7.0 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{an}$. Durant la phase intermédiaire entre la combustion de l'hydrogène au cœur de l'étoile et la combustion de l'hélium, l'étoile subit une perte de masse conséquente de $5 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$: c'est la phase LBV (à $t = 3.7$ millions d'années). La diminution soudaine de la masse de l'enveloppe stellaire stoppe l'expansion de l'étoile. L'enveloppe se contracte. Durant la première partie de la combustion de l'hélium (entre 3.7 et 3.9 millions d'années), l'étoile devient une Wolf-Rayet WNL, et par la suite une WNE (entre 3.9 et 4.1 millions d'années), deux stades évolutifs caractérisés par une forte abondance en azote et en hélium. Après 4.1 millions d'années, les éléments initialement présents dans le cœur de l'étoile se retrouvent à la surface. L'azote disparaît pour former du carbone et de l'oxygène. La fin de la vie de l'étoile correspond au stade WC correspondant à une étoile Wolf-Rayet avec forte abondance en carbone et en hélium, dernière étape avant que l'étoile n'explose en supernova et ne devienne un trou noir ou une étoile à neutrons.

1.3 Classification spectrale

Nous avons vu dans les sections précédentes que les étoiles pouvaient être classifiées selon leur masse et leur stade d'évolution. La classification dite de Harvard classe les étoiles selon l'intensité relative des raies d'absorption présentes dans le spectre visible. Cela revient en fait à les classer selon leur température et donc leur masse comme nous le voyons dans le tableau 1.1 et la figure 1.3. Nous distinguons ainsi 7 types spectraux (O, B, A, F, G, K, M) comportant tous 10 sous-types numérotés de 0 à 9⁷ (0 identifiant les étoiles les plus chaudes et 9 les plus froides à l'intérieur de chaque type spectral). Les caractéristiques particulières à certaines étoiles sont recensées selon les suffixes suivants :

- n : raie d'absorption large
- s : raie d'absorption fine
- e : étoile à raies d'émission
- f : étoile à raies d'émission de type O particulière (présence de raies de N III et de He II dans le spectre visible)
- q : étoile présentant des raies à profil P-Cygni

7. A l'exception des étoiles O pour lesquelles les sous-types débutent à O3.

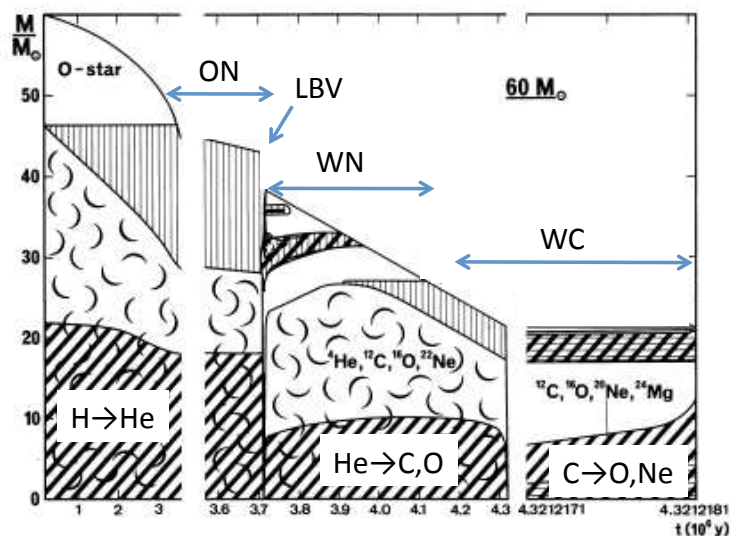


FIGURE 1.2 – Diagramme représentant l'évolution d'une étoile de $60 M_{\odot}$ avec pertes de masse. La structure interne est représentée au cours de l'évolution de l'étoile. Les régions représentées par des nuages indiquent la zone convective, les diagonales représentent les régions où la fusion nucléaire a lieu. Les traits verticaux représentent des zones d'abondance variable en hydrogène et hélium. Les traits horizontaux représentent des zones d'abondance variable en carbone, oxygène et néon. *Figure adaptée de Maeder and Meynet (1987).*

- v : étoile variable
- m : étoiles présentant des raies métalliques notables.

Classe	Masse (M_{\odot})	T_{eff} (K)	Luminosité (L_{\odot})	Fraction étoiles S.P. (%)
O	≥ 16	> 25000	≥ 30000	~ 0.00003
B	$\geq 2.1 - 16$	10000 - 25000	25 - 30000	~ 0.13
A	$\geq 1.4 - 2.1$	7500 - 10000	5 - 25	~ 0.6
F	$\geq 1.04 - 1.4$	6000 - 7500	1.5 - 5	~ 3
G	$\geq 0.8 - 1.04$	5200 - 6000	0.6 - 1.5	~ 7.6
K	$\geq 0.45 - 0.8$	3500 - 5200	0.08 - 0.6	~ 12.1
M	≤ 0.45	< 3500	≤ 0.08	~ 76.45

TABLE 1.1 – Classification de Harvard. Le Tableau donne les caractéristiques principales des sources associées à chaque type spectral. La colonne « Fraction étoiles S.P. » donne le pourcentage de chaque type spectral sur l'ensemble des étoiles de la séquence principale.

Chaque étoile est également décrite par sa classe de luminosité déterminée selon l'intensité des raies d'absorption sensibles à la gravité de surface des étoiles, g . Les étoiles supergéantes définissent la classe I qui contient trois sous-classes (Ia, Iab et Ib) suivant leur brillance. Les étoiles brillantes constituent la classe II. Les classes III et IV correspondent respectivement aux géantes et aux sous-géantes alors que la classe V correspond aux étoiles naines (ou étoiles de la séquence principale). Enfin, la classe VI contient les étoiles sous-naines.

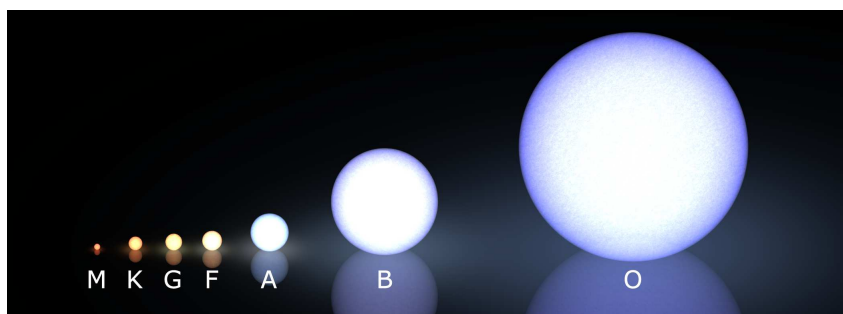


FIGURE 1.3 – Classification spectrale des étoiles suivant leur température. Les rayons stellaires sont à l'échelle.

1.4 Spectres stellaires et transfert de rayonnement

1.4.1 Spectres atomiques

Nous rappelons ici un certain nombre de concepts de base relatifs à la formation de raies spectrales et principalement pour les atomes d'hydrogène et d'hélium.

Supposons un atome composé d'un noyau de charge Z et d'un électron. L'énergie totale de cet atome est notée E . Si celle-ci est positive, l'atome est dit ionisé. Si E est négative, elle prend différentes valeurs discrètes, E_n données par :

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{h^2 n^2} \quad (1.10)$$

avec $n = (1, 2, 3, \dots)$, m , la masse de l'électron, e sa charge et h , la constante de Planck. Le nombre n correspond au nombre quantique principal. Lorsque $n = 1$, l'atome est dans l'état fondamental et lorsque $n > 1$, l'atome est dans un état dit excité. Les raies d'émission et d'absorption de cet atome correspondent à des transitions de l'électron entre un niveau d'énergie n et un niveau d'énergie m . La variation d'énergie $|E_n - E_m|$ suit la condition suivante :

$$h\nu_{nm} = |E_n - E_m| \quad (1.11)$$

où ν_{nm} correspond à la fréquence de la transition.

Les équations 1.10 et 1.11 permettent alors de définir des séries de raies spectrales selon :

$$\lambda_{nm} = \frac{911.5069}{Z^2} \frac{n^2}{1 - (n/m)^2} \quad (1.12)$$

avec $Z = 1$ pour l'atome d'hydrogène et $Z=2$ pour l'atome d'hélium.

Pour l'atome d'hydrogène, les séries spectrales sont nommées en fonction des valeurs de n et de m . Ainsi, la série de Lyman correspond aux transitions entre le niveau $n = 1$ et les niveaux m supérieurs, la série de Balmer correspond aux transitions entre le niveau $n = 2$ et les niveaux m supérieurs, la série de Paschen, aux transitions entre $n = 3$ et les niveaux supérieurs, la série de Brackett entre $n = 4$ et les niveaux suivants et la série de Pfund, entre le niveau $n = 5$, et les niveaux supérieurs.

Pour les atomes comportant davantage d'électrons, la réalité est un peu plus complexe. Les électrons sont disposés en orbitales atomiques, caractérisées par trois nombres quantiques : n, l, m_l ainsi qu'un quatrième, m_s qui définit le spin de l'électron. Selon le principe d'exclusion de Pauli, deux atomes ne peuvent être dans le même état quantique, ce qui se traduit par le fait qu'ils ne peuvent avoir les quatre nombres quantiques identiques. Les électrons caractérisés par le nombre quantique n le plus élevé sont nommés électrons de valence. Ce sont ceux là qui absorbent le rayonnement ou participent à son émission.

Considérons maintenant trois niveaux d'énergie n, n', n'' , caractérisés respectivement par les énergies $E_n, E_{n'}, E_{n''}$, et les populations $N_n, N_{n'}, N_{n''}$ (voir figure 1.4).

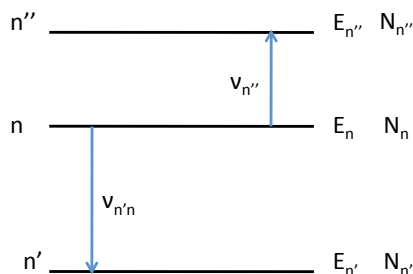


FIGURE 1.4 – Niveaux électroniques et transitions. Les populations et les énergies sont également indiquées.

Chaque transition peut être considérée comme un processus probabiliste et peut ainsi être définie par une probabilité d'occurrence. Nous distinguons trois types de transition : l'émission spontanée, l'émission stimulée et l'absorption.

Émission spontanée Les atomes ou ions excités et situés sur le niveau n , peuvent émettre un photon de fréquence $\nu_{nn'}$ par la transition spontanée⁸ du niveau n au niveau n' . Le nombre de transitions spontanées par unité de volume et par unité de temps est donné par $A_{nn'}N_n$ avec $A_{nn'}$, le coefficient d'émission spontanée.

Émission stimulée Lorsque les atomes sont exposés à une source de radiation environnante, ceux situés sur le niveau n peuvent émettre un rayonnement dont la fréquence est proportionnelle à l'intensité du rayonnement extérieur notée $J_{nn'}$, et au nombre d'atomes sur le niveau n , N_n . Le nombre de transitions générées par émission stimulée s'écrit donc $B_{nn'}N_nJ_{nn'}$ avec $B_{nn'}$, le coefficient d'émission induite.

Absorption Un atome soumis à une source de radiation peut absorber un photon de fréquence $\nu_{nn''}$. Dans ce cas précis, l'électron gagne de l'énergie et monte sur le niveau n'' . Le nombre de transitions de ce type est donné par $B_{nn''}N_nJ_{nn''}$ avec $B_{nn''}$, le coefficient d'absorption.

1.4.2 Équilibre thermodynamique et rayonnement de corps noir

Un rayonnement de corps noir est émis par une source à l'équilibre thermodynamique. Son spectre électromagnétique ne dépend que de sa température. Au niveau atomique, l'équilibre thermodynamique est un état dans lequel chaque émission a lieu à la fréquence exacte de l'absorption qui lui est opposée, on dit que la population des niveaux d'énergie est stable. Dans ce cas de figure, l'émission est continue et la distribution spectrale de l'énergie suit la loi de Planck, $B_\lambda(T)$, exprimée comme suit :

$$B_\lambda(T)d\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda \quad (1.13)$$

avec c , la vitesse de la lumière, k , la constante de Boltzmann, h , la constante de Planck et T la température. Notons enfin que lorsque la longueur d'onde λ est beaucoup plus grande que la longueur d'onde du maximum de la fonction de Planck (domaines infrarouges et radio), nous pouvons approximer cette dernière par la fonction de Rayleigh-Jeans, donnée par :

$$B_\lambda(T) \sim \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT \quad (1.14)$$

8. Spontanée signifie en l'absence d'interaction avec le rayonnement environnant.

1.4.3 Formation de raies spectrales dans les étoiles et dans leur environnement

Nous aborderons succinctement ici la formation de raies spectrales dans les milieux à l'équilibre thermodynamique (atmosphères stellaires) d'une part, et dans les milieux hors-équilibre (raies de recombinaison et raies interdites observées dans les environnements stellaires) d'autre part.

1.4.3.1 Atmosphères stellaires

L'atmosphère d'une étoile est généralement constituée d'une photosphère, dans laquelle se forme le rayonnement continu de corps noir, d'une couche d'inversion, dans laquelle se forme les raies d'absorption et d'une chromosphère où se forment les raies d'émission. La photosphère est transparente dans le continu mais l'est un peu moins à certaines fréquences qui correspondent aux fréquences des raies d'absorptions des éléments chimiques constituant la photosphère. En revanche, lorsque le continuum est négligeable à une certaine longueur d'onde, les raies émises à cette longueur d'onde apparaissent en émission⁹. Toutefois, les mécanismes principaux de production de raies en émission (principalement dans les étoiles massives et/ou évoluées que nous traiterons dans la suite de cette thèse) sont plutôt à rechercher dans les mécanismes d'émission hors-équilibre que nous abordons ci-dessous.

1.4.3.2 Milieux hors-équilibre

De manière générale, un milieu dense dans lequel les collisions sont nombreuses est facilement à l'équilibre thermodynamique local alors qu'un milieu dilué sera plus ou moins loin de cet équilibre. Nous nous limiterons ici à quelques exemples qui reviendront dans l'étude des environnements proches des binaires X¹⁰.

Les environnements ionisés situés à proximité immédiate d'une étoile chaude, présentent un spectre extrêmement riche en raies d'émission et sont constitués principalement d'hydrogène ionisé. Dans le cas général, le milieu est soumis à un rayonnement ultraviolet intense (dans le cas des binaires X, ce rayonnement ionisant peut être également composé de rayonnement X issu des phénomènes d'accrétion que l'on détaillera dans la section 2). Les zones les moins denses de ces environnements émettent des raies interdites, découvertes par Bouwen en 1928 et inconnues en laboratoire. Au contraire, les zones les plus denses (constituées de 10^9 à 10^{12} atomes par cm^3) émettent exclusivement des raies permises. Comme le milieu est dense et optiquement épais, ces raies sont proches de l'équilibre thermodynamique local.

Raies permises – raies de recombinaison Les raies permises sont formées selon deux mécanismes principaux. Le premier d'entre eux correspond à la recombinaison. Au voisinage proche de l'étoile, le rayonnement ultraviolet (voire le rayonnement X si des processus d'accrétion ont lieu) ionise les atomes (principalement d'hydrogène). Les électrons ainsi arrachés vont par la suite se recombiner avec les atomes. Une cascade de transitions spontanées ramène l'atome vers le niveau fondamental. Toutefois, à chaque passage d'un niveau d'énergie à un autre, il y a émission d'un photon.

Raies permises – excitation collisionnelle Le second mécanisme correspond à l'excitation collisionnelle. Ainsi, l'excitation d'un atome par collisions, qui lui permet de passer du niveau fondamental à un niveau excité, engendre ensuite une désexcitation vers un niveau d'énergie plus faible. Ce processus crée ainsi des raies d'émission par conversion de l'énergie cinétique en énergie de rayonnement. Il est par ailleurs plus efficace dans les plasmas chauds, milieux dans lesquels les collisions sont fréquentes, et transfèrent une quantité d'énergie importante.

9. C'est par exemple le cas dans le spectre solaire. Dans le domaine ultraviolet, le continuum est très faible et les raies émises à cette longueur d'onde, telles que la raie Lyman α apparaissent en émission tandis que les raies obtenues dans le domaine visible, où le continuum photosphérique est intense, apparaissent elles en absorption.

10. D'autres processus d'émission dans les milieux hors équilibre seront abordés au cours de ce manuscrit. En particulier la raie à 21 cm de l'hydrogène que nous utiliserons dans la dernière partie et le rayonnement *free-free* observé dans les disques d'étoiles Be et les vents stellaires.

Raies interdites Les raies permises sont formées selon les transitions électroniques permises par les règles de sélection de la mécanique quantique. Le mécanisme d'émission de ces raies est analogue à celui à l'œuvre dans la formation des raies permises par excitation collisionnelle. En revanche, dans l'approximation du dipôle électrique, la probabilité de certaines transitions est nulle. Ces transitions sont dites interdites. Toutefois, si l'on considère un rayonnement de quadrupôle électrique ou de dipôle magnétique, cette probabilité n'est plus nulle, mais très faible. Les niveaux supérieurs, à partir desquels ont lieu ces transitions, sont dits métastables. Dans ces conditions, l'atome peut rester dans cet état excité pendant un temps moyen de 1 seconde (entre 0.01 s et 100 s pour la majorité des raies interdites). À l'inverse, dans le cas des transitions permises, l'atome retournera dans un état d'énergie plus faible au bout de $\sim 10^{-8}$ s. Par conséquent, en laboratoire, même pour des densités de gaz très faibles, l'atome sur un état métastable subira une désexcitation par collision bien avant 1 seconde, c'est-à-dire, bien avant que la transition interdite ait lieu. Ainsi, dans l'environnement des étoiles, la densité de matière doit être extrêmement faible pour que les transitions interdites puissent être détectées ($\sim 10^8$ atomes par m^3 à comparer au vide poussé réalisé en laboratoire qui correspond à une densité de $\sim 10^{14}$ atomes par m^3). Dans ce contexte, les collisions sont suffisamment rares pour permettre aux atomes de perdre de l'énergie via les transitions interdites. Celles-ci sont généralement indiquées entre crochets (par exemple [Fe II] correspond à une raie interdite du fer ionisé).

Raies spectrales du vent stellaire Les raies spectrales générées par le vent stellaire se distinguent des raies de la photosphère de par leur largeur importante. Elles apparaissent en absorption et/ou en émission et présentent parfois un profil particulier dit « P-Cygni »¹¹. Quatre mécanismes principaux forment les raies spectrales dans les vents : l'émission par recombinaison, l'émission par collision, l'absorption et la diffusion résonnante. Ces mécanismes principaux sont représentés sur la figure 1.5. Les deux premiers ont été détaillés ci-dessus. La diffusion résonnante correspond à l'absorption d'un photon par un atome donnant lieu à la photo-excitation d'un électron. Après un laps de temps très court, ce photon est ré-émis par la désexcitation de l'électron et son retour dans son niveau d'énergie initial. Le photon émis dans ce cas a presque la même fréquence que le photon absorbé. Ce mécanisme s'apparente à la diffusion en ce sens que le photon semble avoir été uniquement diffusé dans une autre direction. Le profil des raies est

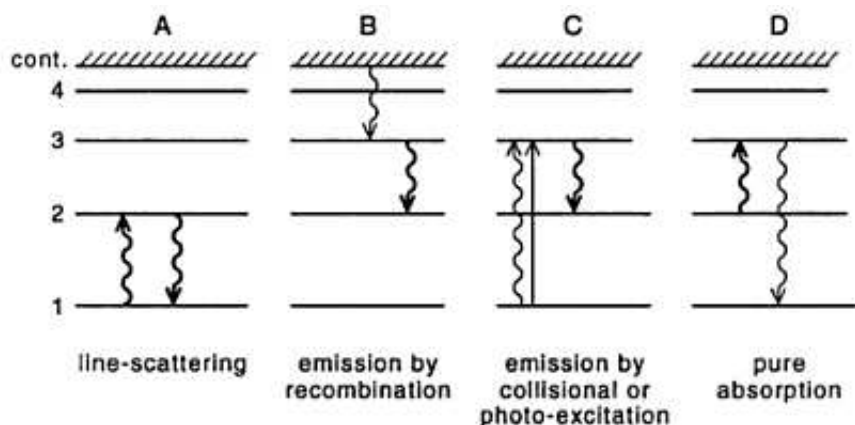


FIGURE 1.5 – Différents mécanismes de production de raies spectrales dans les vents stellaires. *Figure extraite de Lamers and Cassinelli (1999).*

un indicateur très sensible aux pertes de masses. Ainsi, les profils P-Cygni sont caractéristiques des vents stellaires et sont composés, pour la même transition, d'une absorption et d'une émission. Ainsi, dans la partie rouge de la raie (aux longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde centrale de la raie), nous observons une émission alors que dans la partie bleue (longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde

11. Ce terme fait référence à l'observation de tels profils dans le spectre de l'étoile LBV P-Cygni connue pour ses vents stellaires extrêmes.

centrale de la raie), on observe une absorption. La formation de ces profils particuliers peut s'expliquer qualitativement de la manière suivante. Considérons une étoile munie d'un fort vent stellaire en expansion. Nous pouvons distinguer quatre régions contribuant à la formation de la raie (voir figure 1.6) :

- la région notée A, occultée par l'étoile et qui n'apporte donc aucune contribution à la raie,
- les régions B, qui possèdent une composante de vitesse s'approchant de l'observateur et une composante de vitesse s'en éloignant. Chacune de ses deux composantes contribue au profil de la raie, par une émission, respectivement dans la partie rouge et dans la partie bleue de la raie (par effet Doppler),
- la région C, qui apporte finalement une contribution à la partie bleue de la raie à cause de l'effet Doppler. On observe dans ce cas un terme d'émission (comme dans les régions B) et un terme d'absorption du continu émis par l'étoile centrale.

La somme de ces processus génère un profil P-Cygni tel que représenté sur la figure 1.6.

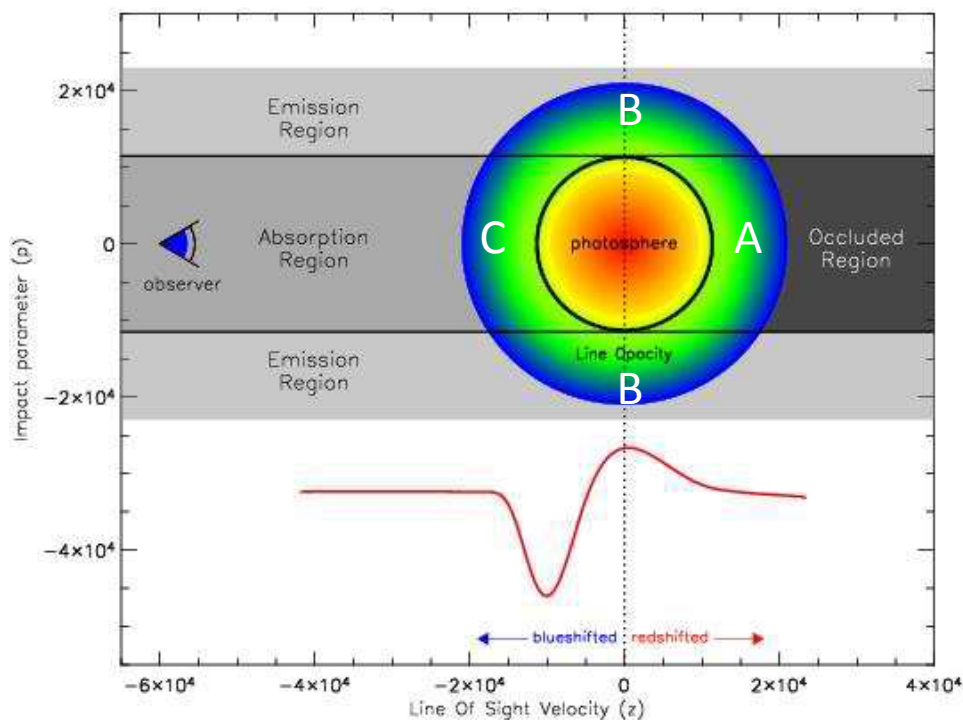


FIGURE 1.6 – Explication qualitative du profil de raie P-Cygni, typique des vents stellaires des étoiles massives. Image inspirée de Daniel Kasen, <http://supernova.lbl.gov/~dkasen>.

Finalement, nous n'évoquons pas ici les rayonnements *free-free* et *free-bound*, ainsi que l'émission de poussière dans les vents stellaires, que nous aborderons dans le chapitre suivant et surtout dans les parties III et IV de la thèse.

Physique des HMXBs

Sommaire

2.1	Les binaires X de grande et de faible masse et les microquasars	40
2.1.1	Les binaires X de grande masse	41
2.1.2	Les binaires X de faible masse	41
2.1.3	Les microquasars	41
2.2	Les binaires X à étoile Be	42
2.2.1	Propriétés générales	42
2.2.2	Modes d'accrétion	42
2.2.3	Processus d'émission de l'infrarouge aux hautes énergies	43
2.3	Les binaires X à étoile supergéante	44
2.3.1	Propriétés générales	44
2.3.2	Mode d'accrétion	44
2.3.3	Processus d'émission de l'infrarouge aux hautes énergies	46
2.4	Diagramme de Corbet	46
2.5	Les HMXBs à l'heure d'<i>INTEGRAL</i>	47
2.5.1	Multiplication du nombre de binaires X à étoile supergéante	47
2.5.2	Découverte de sources obscurcies et de nouvelles sources transitoires	48

Dans ce chapitre, nous allons aborder la physique des binaires X de grande masse (HMXBs), sources rayonnant sur l'ensemble du spectre électromagnétique et qui sont au cœur de ma thèse. Nous verrons ici que différentes classes de HMXBs se distinguent. Ces binaires X de grande masse s'opposent aux binaires X de faible masse (LMXBs) composées d'étoiles de types spectraux plus tardifs, et donc de masse inférieure. Toutefois, l'ensemble des ces objets possèdent des caractéristiques communes, reposant sur l'interaction gravitationnelle qui mène à un transfert de matière entre les deux composantes du système binaire. Suivant les caractéristiques physiques des étoiles, ces échanges de matière se traduisent par des modes d'accrétion différents que nous nous attacherons à développer dans ce chapitre.

Dans un système binaire, le potentiel gravitationnel est déterminé par la masse des deux objets du couple (M_1 et M_2) et par la force centrifuge provenant de la rotation des deux corps l'un autour de l'autre. Le potentiel Φ de la force totale (dit potentiel de Roche), en un point situé à une distance r du centre de masse du système, s'écrit de la manière suivante :

$$\Phi = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{\Omega^2 r^2}{2} \quad (2.1)$$

avec G , la constante de gravitation, r_1 et r_2 , les distances de chaque objet au centre de gravité du système et Ω , la vitesse angulaire orbitale. Ce potentiel possède cinq points d'équilibre que l'on appelle les points de Lagrange (notés de L1 à L5). Ils sont représentés sur la figure 2.1 avec les surfaces équipotentielles qui sont définies selon l'équation 2.1 et qui dépendent de la distance entre les deux objets du système binaire. La surface équipotentielle passant par le point de Lagrange L1 définit le lobe de Roche.

Le cas qui nous intéressera particulièrement dans ce manuscrit est celui d'un système binaire composé d'une étoile massive de type spectral O ou B, accompagnée d'un objet compact (étoile à neutrons ou

trou noir). Dans ce cas de figure, nous observons un transfert de matière, depuis l'étoile massive vers l'objet compact, qui peut prendre deux formes différentes. Si l'étoile compagnon comporte des vents suffisamment intenses, émis de manière isotrope, l'accrétion se fera directement sur l'objet compact par le mécanisme d'accrétion dit de « Bondi-Hoyle ». D'autre part, si l'étoile massive remplit et dépasse son lobe de Roche, ce qui arrive si la distance entre les deux objets diminue ou bien si le rayon de l'enveloppe de l'étoile compagnon augmente, alors les couches externes de l'étoile ne lui sont plus liées gravitationnellement, et un transfert de matière via le point de Lagrange L_1 , et vers l'objet compact, peut avoir lieu. La matière transférée possède un moment cinétique qui entraîne la création d'un disque d'accrétion autour de l'objet compact. Enfin, un dernier mécanisme d'accrétion de matière est observé dans certaines HMXBs, composées d'étoiles Be. Ces étoiles sont situées bien à l'intérieur de leur lobe de Roche : le vent stellaire ne permet pas une accrétion directe de la matière et celle-ci ne déborde pas son lobe de Roche à la différence des cas détaillés ci-dessus. En revanche, ces étoiles possèdent un disque de décréation. Dans ce cas, la matière est accrétée par l'objet compact, lorsque ce dernier, situé sur une orbite généralement large et excentrique, traverse le disque entourant l'étoile Be.

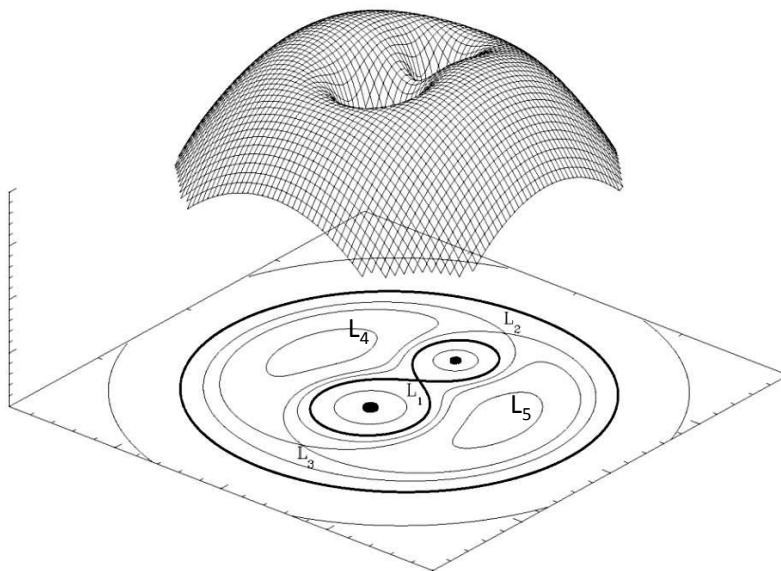


FIGURE 2.1 – Représentation des surfaces équipotentielles définies selon l'équation 2.1. La surface en forme de huit et passant par L_1 correspond au lobe de Roche. Les cinq points de Lagrange (de L_1 à L_5) sont également représentés.

2.1 Les binaires X de grande et de faible masse et les microquasars

Les binaires X sont des systèmes binaires constitués d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) orbitant autour d'une étoile compagnon située sur la séquence principale ou davantage évoluée, mais toujours en pleine vie. Ils sont ainsi dénommés de par leur détection à haute énergie, et principalement en rayonnement X, généré par l'accrétion de matière autour de l'objet compact.

Parmi les catégories aujourd'hui définies pour classer les systèmes binaires X selon leurs propriétés physiques et observationnelles, nous en retiendrons deux principales, les binaires X de grande masse et les binaires X de faible masse, ainsi que les microquasars, pouvant aussi bien faire partie de la première que de la seconde famille. Nous résumons ici les différences principales entre ces classes d'objets.

2.1.1 Les binaires X de grande masse

Les binaires X de grande masse (ou HMXBs, *High-Mass X-ray Binaries* en anglais), sont constituées d'une étoile à neutrons ou d'un candidat trou noir, orbitant autour d'une étoile massive, de type spectral O ou B (et de masse généralement supérieure à $10 M_{\odot}$). Dans la très grande majorité des cas, l'objet compact est un pulsar (étoile à neutrons magnétisée). Le transfert de masse, depuis l'étoile compagnon vers l'objet compact, se fait soit par accréation directe du vent stellaire, soit par remplissage du lobe de Roche et formation d'un disque d'accréation, soit enfin par accréation de matière lorsque l'objet compact traverse le disque circumstellaire d'une étoile Be. Les binaires X de grande masse sont principalement situées dans le plan de la Galaxie (voir par exemple Bird et al. 2007), ce que nous détaillerons dans la première partie de la thèse. Nous distinguerons par la suite deux grandes classes de HMXBs : celles composées d'une étoile compagnon supergéante et celles composées d'une étoile compagnon de type Be¹.

2.1.2 Les binaires X de faible masse

A l'inverse, les binaires X de faible masse (ou LMXBs, *Low-Mass X-ray Binaries* en anglais), sont constituées d'étoiles de faible masse ($< 1 M_{\odot}$) de type spectral F, G, K ou M accompagnées d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir). Généralement, l'accréation se fait par débordement du lobe de Roche et formation d'un disque d'accréation. Les LMXBs, constituées d'étoiles compagnons âgées, sont elles concentrées dans le bulbe Galactique (voir par exemple Bird et al. 2007). Le tableau 2.1 recense les principales différences entre les HMXBs et les LMXBs.

	HMXB	LMXB
Spectre X	$kT \geq 15$ keV	$kT \leq 10$ keV
Variabilité temporelle	Pulsations X périodiques	Peu de pulsars
Mécanisme d'accréation	Vent ou débordement du lobe de Roche	Débordement du lobe de Roche
Échelle temporelle de l'accréation	10^5 ans	$10^7 - 10^9$ ans
Objet compact	Étoile à neutrons magnétisée (ou trou noir)	Étoile à neutrons peu magnétisée (ou trou noir)
Distribution spatiale	Plan Galactique	Bulbe Galactique
Population stellaire	Étoiles jeunes $< 10^7$ ans	Étoiles vieilles $> 10^9$ ans
Étoile compagnon	$M > 10 M_{\odot}$	$M < 1 M_{\odot}$

TABLE 2.1 – Résumé des principales caractéristiques des deux grandes classes de binaires X : les HMXBs et les LMXBs (les caractéristiques du spectre X sont données dans le cas où l'objet compact est une étoile à neutrons). *Extrait de Tauris and van den Heuvel (2006).*

2.1.3 Les microquasars

Les microquasars sont pour la plupart des LMXBs bien qu'il existe quelques microquasars composés d'une étoile massive (Cyg X-1, Cyg X-3 et SS 433 en sont de bons représentants, voir notamment Becklin et al. 1973; Spencer 1979; Margon 1982; Gallo et al. 2005). Le terme de « microquasar » fait référence à l'analogie établie entre ces objets Galactiques et leur contrepartie extragalactique (Mirabel et al., 1992; Rodriguez et al., 1992), les quasars qui sont des noyaux actifs de galaxies (AGN – *Active galactic Nuclei* en anglais). Tout comme ces derniers, les microquasars sont composés d'un trou noir (ou d'une étoile à neutrons dans certains cas, tels que Sco X-1, voir Shklovsky 1967), qui accrete la matière issue de l'étoile compagnon après remplissage et débordement de son lobe de Roche. On assiste alors à la formation d'un disque d'accréation autour de l'objet compact, par conservation du moment cinétique et à l'émission de jets relativistes émis perpendiculairement au disque d'accréation (voir figure 2.2).

1. Notons toutefois que certaines HMXBs sont également composées d'une étoile compagnon « normale », située sur la séquence principale.

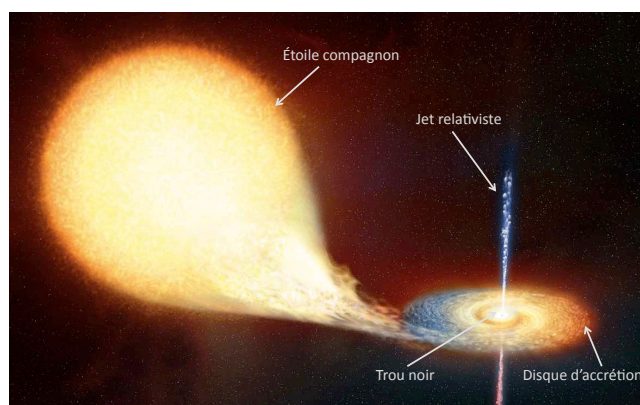


FIGURE 2.2 – Vue d’artiste d’un microquasar, avec ses composantes principales. *Image adaptée d’une image ESA/Hubble.*

2.2 Les binaires X à étoile Be

2.2.1 Propriétés générales

La classe de HMXBs la plus peuplée connue jusqu’en 2002 dans notre Galaxie (définie comme telle par Maraschi et al. 1976), correspond aux binaires X avec étoiles Be (BeHMXBs – *Be High-Mass X-ray Binaries* en anglais), composées d’un pulsar et d’une étoile compagne de type Be, caractérisée par une vitesse de rotation sur elle-même importante, la présence de nombreuses raies en émission dans son spectre et un excès de flux en infrarouge (voir par exemple Coe 2000). L’origine physique de la présence de telles raies a été découverte bien après la classification de ces étoiles et correspond à la présence d’un disque de décréition entourant l’objet. La présence de ce disque est probablement due à la grande vitesse de rotation intrinsèque de l’étoile et à la présence d’un vent dense et de faible vitesse (voir Porter and Rivinius 2003 pour une revue complète des modèles de formation du disque et des caractéristiques des étoiles Be). Finalement, les étoiles Be sont des étoiles de type spectral compris entre O9 et B3, de classe de luminosité située entre III et V et de masse comprise entre 8 et $20 M_{\odot}$. Elles appartiennent le plus souvent à la séquence principale ou viennent tout juste de la quitter, mais la question de savoir si ces étoiles sont nées Be ou s’il s’agit d’étoiles de type B ayant évolué vers le stade Be, n’est aujourd’hui pas résolue.

Les BeHMXBs ne remplissent pas leur lobe de Roche et leur émission en rayons X apparaît très variable. Ces sources sont transitoires, présentant un niveau de quiescence faible ($< 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$) et une activité périodique. De plus, elles se caractérisent par des périodes orbitales longues ($P_{\text{orb}} > 30$ jours) et excentriques ($e > 0.3$). Leur émission à haute énergie survient lorsque l’objet compact atteint le périastre de son orbite (voir par exemple Coe 2000). A ce moment là, celui-ci accrète la matière du disque de décréition et l’émission X est déclenchée (voir figure 2.3). Ces sursauts X peuvent être de deux grands types : le type I définit les sursauts périodiques ayant lieu chaque fois que l’étoile à neutrons s’approche du périastre (de luminosité X $\sim 10^{36} - 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$) ; le type II correspond aux sursauts « géants » et non périodiques (de luminosité X $\gtrsim 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$) liés probablement à l’interaction de l’objet compact avec le disque de décréition par effets de marées (voir section 2.2.2).

2.2.2 Modes d’accrétion

Nous venons de mentionner le fait que les BeHMXBs sont caractérisées par deux types principaux de sursauts à haute énergie, attribués à l’interaction entre l’étoile à neutrons et le disque de décréition de l’étoile Be. Reig et al. (1997) observent par ailleurs une corrélation entre la période orbitale des BeHMXBs et la largeur équivalente maximale de la raie $H\alpha$, laissant ainsi supposer une variation de la taille du disque

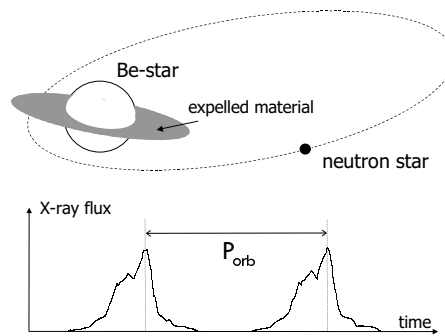


FIGURE 2.3 – Représentation schématique d’une BeHMXB. L’étoile à neutrons orbite autour de l’étoile Be. À proximité du périastre, elle accrete la matière issue du disque de décréation, ce qui engendre une émission à haute énergie pendant plusieurs jours. *Image extraite de Tauris and van den Heuvel (2006).*

de décréation en fonction de la phase orbitale.

Les mécanismes d’émission de ces sursauts, reflétant l’accrétion de matière issue du disque et son interaction avec l’objet compact, ont été modélisés par Okazaki and Negueruela (2001) et Negueruela et al. (2001). Il en résulte que le disque de décréation entourant l’étoile Be (supposé visqueux), est tronqué à cause des interactions de marées avec l’étoile à neutrons. La distance à laquelle cette troncation a lieu dépend principalement des paramètres orbitaux et de la viscosité. Ainsi, pour les systèmes à faible excentricité, cette troncation, à des rayons bien plus faibles que le lobe de Roche, empêcherait toute accrétion de matière lors du passage de l’objet compact au périastre. En revanche, si l’excentricité de l’orbite est grande, la troncation du disque est moins efficace et l’étoile à neutrons peut ainsi accréter de la matière lors de son passage au périastre : elle présente alors des sursauts de type I. Dans ce contexte, la matière est accrétée à travers le point de Lagrange L1 avec une vitesse faible par rapport à la vitesse de l’étoile à neutrons permettant ainsi la formation d’un disque d’accrétion temporaire autour de l’objet compact comme cela semble avoir été observé autour de l’objet 2S 1845–024 par Finger et al. (1999). Enfin, il a récemment été montré par Okazaki et al. (2013) que les sursauts de type II peuvent être expliqués par le passage de l’étoile à neutrons à travers le disque de décréation, dans les cas où son orbite n’est pas alignée avec le plan formé par le disque de décréation. Ces passages sont alors marqués par l’accrétion de matière par le mécanisme de Bondi-Hoyle-Lyttleton, produisant par la-même les sursauts de type II.

2.2.3 Processus d’émission de l’infrarouge aux hautes énergies

L’émission à haute énergie, et plus particulièrement le rayonnement X, découle de différents mécanismes. Ainsi, une composante thermique est détectée entre 0.1 et 5 keV, provenant soit d’un gaz chaud dans l’environnement de l’objet compact, soit d’un disque d’accrétion. De plus, les électrons de l’atmosphère de l’étoile à neutrons peuvent interagir avec les photons par effet Compton inverse. Les photons acquièrent ainsi une partie de l’énergie des électrons, émettant un spectre dit de Comptonisation, entre 5 et 100 keV. Enfin, à plus haute énergie encore, entre 1 et 100 GeV, l’interaction du vent du pulsar avec les ions du disque de décréation, pourrait être à l’origine d’émission gamma, comme cela semble être le cas pour deux BeHMXBs : PSR B1259-63 et LSI +61°303 (Dubus, 2007).

À plus basse énergie, en rayonnement visible et infrarouge, l’émission du système binaire est dominée par le rayonnement de l’étoile Be et son disque de décréation. Ainsi, le spectre visible et infrarouge présente de nombreuses raies en émission, principalement des raies de recombinaison de l’hydrogène, de l’hélium ou encore du fer. Par ailleurs, un excès de flux est observé de l’infrarouge proche à l’infrarouge moyen, attribué à l’émission *free-free* et *free-bound*² du disque de décréation.

2. L’émission *free-free* est due au freinage des électrons passant au voisinage de protons ou d’ions alors que le rayonnement *free-bound* est lié à la recombinaison des électrons libres avec les ions.

2.3 Les binaires X à étoile supergéante

2.3.1 Propriétés générales

L'autre classe principale de HMXBs est constituée des Binaires X avec étoile supergéante (sgHMXBs – *supergiant High-Mass X-ray Binaries* en anglais) dans lesquelles l'étoile compagne est une étoile supergéante de type spectral O ou B et de classe de luminosité I ou II alors que l'objet compact est soit une étoile à neutrons, soit un trou noir. La masse de ce compagne est supérieure à $10 M_{\odot}$. Il s'agit, en outre, d'étoiles évoluées, leurs progéniteurs étant probablement les étoiles O de la séquence principale.

Deux sous-familles de sgHMXBs se distinguent : celles remplissant leur lobe de Roche et pour lesquelles l'accrétion se fait par un disque d'accrétion entourant l'objet compact et celles qui ne le remplissent pas, caractérisées elles par une accrétion de matière par vent stellaire (voir figure 2.4). Dans les deux cas de figure, la période orbitale est courte ($P_{\text{orb}} \lesssim 10$ jours) et l'excentricité de l'orbite faible ($e < 0.3$). La période de pulsation observée en rayons X, s'étale généralement entre 10 et 300 secondes. Même si la plupart de ces sources sont persistantes, avec une luminosité X de l'ordre de $L_X \sim 10^{36}$ erg s $^{-1}$ pour les sources accrétant par vents³, une nouvelle sous-famille de sgHMXBs transitoire a vu le jour ces dernières années (voir section 2.5).

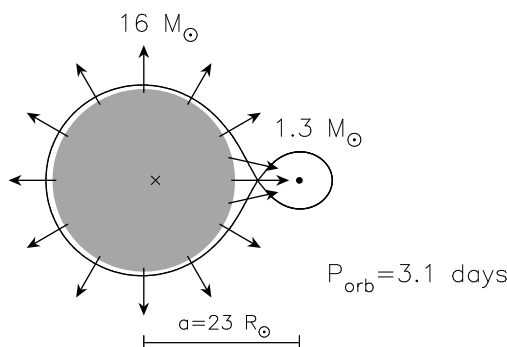


FIGURE 2.4 – Représentation schématique d'une sgHMXB. L'étoile à neutrons orbite autour de l'étoile supergéante de $16 M_{\odot}$ avec une période orbitale faible. Elle accrète de la matière par vent stellaire. *Image extraite de Tauris and van den Heuvel (2006).*

2.3.2 Mode d'accrétion

L'accrétion de matière issue de l'étoile supergéante, vers l'objet compact se fait soit sous forme d'un disque d'accrétion soit à travers les vents stellaires intenses.

2.3.2.1 Formation d'un disque d'accrétion

Lorsque l'étoile compagne déborde son lobe de Roche, la matière est transférée à proximité de l'objet compact avec un moment cinétique J , ce qui l'empêche d'être accrétée directement. L'énergie est dissipée par les collisions entre particules mais le moment cinétique se conserve et l'orbite se circularise⁴ à un rayon R_{circ} donné par :

$$R_{\text{circ}} = \frac{J^2}{GM_X} \quad (2.2)$$

où M_X est la masse de l'objet compact et G , la constante de gravitation.

Pour que la matière puisse ensuite être accrétée par l'objet compact, il faut qu'elle perde du moment

3. Les sgHMXBs formant un disque d'accrétion ont une luminosité X de l'ordre de 10^{38} erg s $^{-1}$.

4. L'orbite circulaire correspond à l'orbite d'énergie minimale, pour un moment cinétique donné.

cinétique. Pour cela, il doit être redistribué dans l'anneau de matière grâce à la viscosité. Les régions les plus internes perdent du moment cinétique et s'approchent donc de l'objet compact alors que les régions externes gagnent du moment cinétique et s'éloignent de l'astre.

2.3.2.2 Accrétion par vents stellaires

Dans le cas d'une étoile compagnon supergéante à l'intérieur de son lobe de Roche, l'accrétion se fait préférentiellement par le vent stellaire. Ce vent stellaire intense est caractérisé par un taux de perte de masse, $\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$, et une vitesse supersonique, $v_{\text{vent}}(r)$, à la distance r de l'étoile, donnée par :

$$v_{\text{vent}}(r) \sim v_{\text{lib}}(R_*) = \left(\frac{2GM_*}{R_*} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

où M_* et R_* , correspondent respectivement à la masse et au rayon de l'étoile supergéante, et v_{lib} , à la vitesse de libération à la surface de l'étoile.

Par ailleurs, on considère ici que la vitesse du vent v_{vent} est bien plus grande que la vitesse de déplacement de l'objet compact v_{OC} (voir Frank et al. 1995). Dans ces conditions, le taux de masse accrétée par l'objet compact, \dot{M}_{acc} , s'écrit :

$$\dot{M}_{\text{acc}} = \frac{\dot{M} R_{\text{acc}}^2}{4a^2} \quad (2.4)$$

où \dot{M} est le taux de perte de masse par vent de l'étoile supergéante, a la distance orbitale du système binaire, et R_{acc} , le rayon d'accrétion défini comme :

$$R_{\text{acc}} = \frac{2GM_X}{v_{\text{vent}}^2} \quad (2.5)$$

En utilisant l'équation 2.3, on obtient finalement :

$$\dot{M}_{\text{acc}} = \frac{1}{4} \left(\frac{M_X}{M_*} \right)^2 \left(\frac{R_*}{a} \right)^2 \quad (2.6)$$

Dans le cas des binaires X, cette équation implique des taux de masse accrétée de $10^{-4} - 10^{-3} \dot{M}$, ce qui fait de l'accrétion par vent un processus très inefficace comparée à l'accrétion par disque.

Finalement, la présence de l'objet compact modifie la structure du vent. En effet, son rayonnement X va ioniser les particules du vent stellaire elles-mêmes responsables de son accélération. Le vent est ainsi fortement ralenti et par conséquent, sa densité augmente. Son émission dans les rayons X mous est alors diminuée (Buff and McCray, 1974).

L'état d'ionisation, ξ , du vent stellaire est défini par Tarter and Salpeter (1969) par :

$$\xi = \frac{L_X}{n_1 r_X^2} \quad (2.7)$$

où n_1 est la densité atomique locale et r_X la distance par rapport à l'objet compact.

Hatchett and McCray (1977) ont ensuite introduit un paramètre sans dimension q qui définit des surfaces d'ionisation constante autour de l'objet compact :

$$\xi = \frac{q L_X}{n_X r_X^2} \quad (2.8)$$

avec a la distance orbitale, et $n_X = n_1 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \left(\frac{1-R_*/r}{1-R_*/a} \right)^2$, la densité atomique sur l'orbite de l'objet compact. Ces surfaces d'égale ionisation sont représentées sur la figure 2.5, pour différentes valeurs du paramètre q . Il est clair que le vent est de plus en plus ionisé lorsque l'on s'approche de l'objet compact. Ceci empêche son accélération et engendre ainsi une augmentation de sa densité expliquant probablement l'absorption

conséquence du rayonnement X détectée à proximité de certaines HMXBs (voir section 2.5)).

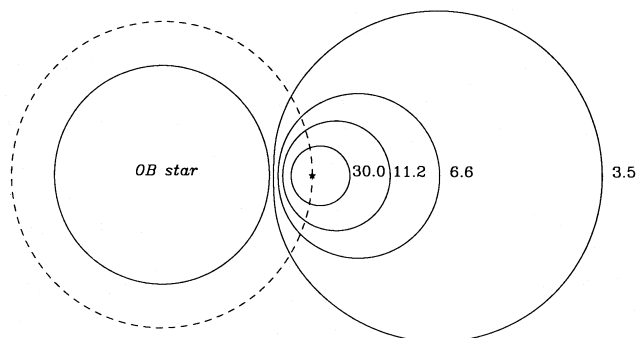


FIGURE 2.5 – Représentation des surfaces d'ionisation constante du vent stellaire issu de l'étoile OB, autour de l'objet compact (représenté par le symbole étoile), pour différentes valeurs du paramètre q . Le cercle en pointillés représente l'orbite de l'objet compact. *Image extraite de Haberl et al. (1989).*

2.3.3 Processus d'émission de l'infrarouge aux hautes énergies

Nous traitons ici, principalement, le cas où l'objet compact est une étoile à neutrons, ce qui est valable pour la grande majorité des sgHMXBs.

L'étoile à neutrons est un objet fortement magnétisé (le champ magnétique B s'élève à $10^8 - 10^{12}$ Gauss). La matière est d'abord capturée sous l'effet de la gravité, avant d'être ionisée et acheminée le long des lignes de champ magnétique jusqu'aux pôles (Davidson and Ostriker, 1973). L'énergie d'accrétion est libérée sous forme de rayonnement X à l'arrivée à la surface de l'objet compact. Comme nous l'avons évoqué dans le cas des BeHMXBs (voir section 2.2.3), l'émission à haute énergie peut provenir de différents mécanismes : composante thermique, effet Compton inverse, émission en rayonnement gamma, en particulier.

L'émission visible et infrarouge est également dominée par le rayonnement de l'étoile supergéante compagnon. De plus, un excès infrarouge proche et moyen est observé dans le cas de certaines sgHMXBs (voir par exemple Rahoui et al. 2008) et provient soit du rayonnement *free-free* et *free-bound* du vent stellaire, soit de l'émission thermique d'une composante de poussière entourant le système binaire (nous reviendrons sur ce point dans les parties III et IV).

2.4 Diagramme de Corbet

Corbet (1986) a situé les HMXBs sur un diagramme, dit de Corbet, représentant la pulsation de l'étoile à neutrons accrétante, P_{spin} , en fonction de la période orbitale du système binaire, P_{orb} . Une version récente de ce diagramme est reproduite en figure 2.6. Nous voyons que les trois familles de sources décrites ci-dessus (BeHMXBs, sgHMXBs accrétant par disque et sgHMXBs accrétant par vent) y occupent une place bien particulière dans ce diagramme : les BeHMXBs occupent la partie droite tandis que les sgHMXBs accrétant par disque y occupent la partie inférieure gauche et les sgHMXBs accrétants par vents, la partie supérieure gauche (voir figure 2.6). Par conséquent, il s'agit d'un outil fort intéressant pour étudier l'interaction de l'objet compact et la matière accrétée.

La distribution des BeHMXBs dans le diagramme de Corbet montre clairement une corrélation entre la période de pulsation de l'étoile à neutrons et le carré de la période orbitale ($P_{\text{spin}} \propto (P_{\text{orb}})^2$). Cette corrélation provient du processus d'accrétion de matière sur l'étoile à neutrons. En effet, l'accrétion a lieu lorsque le rayon de Alfvén (distance à laquelle la densité d'énergie cinétique de la matière accrétée est égale

à la densité d'énergie magnétique de l'étoile à neutrons) est inférieur au rayon de corotation de la matière⁵ (van den Heuvel, 2009). Dans le cas contraire, la période de rotation intrinsèque de l'étoile à neutrons augmente par effet Propeller (Illarionov and Sunyaev, 1975) jusqu'à atteindre cette condition. En outre, la taille du rayon de Alfvén dépend de la densité du milieu environnant (constituant la matière accrétée) ce qui explique l'existence de cette relation entre la pulsation de l'étoile à neutrons et la période orbitale du système binaire. Une petite période orbitale implique une densité moyenne de matière accrétée élevée, ce qui augmente la pression d'accrétion et, en conséquence, accélère l'étoile à neutrons. Cela augmente la barrière centrifuge et empêche l'accrétion de matière (voir Coe 2000).

Dans le cas des sgHMXBs, l'absence de corrélation dans le diagramme de Corbet met en évidence le fait que l'accrétion par vent est très peu efficace pour transférer du moment cinétique.

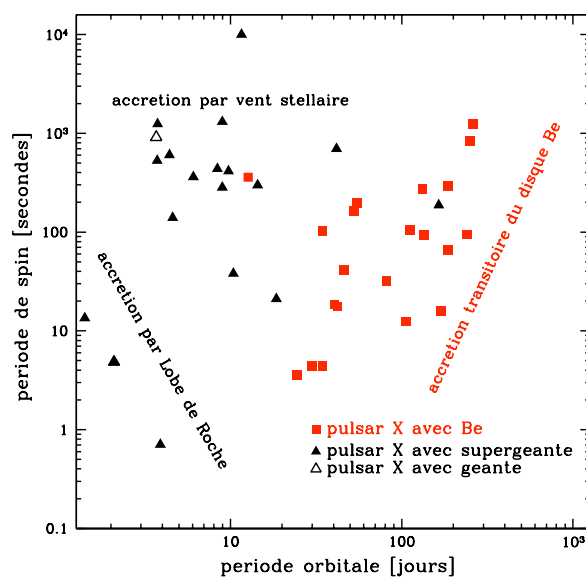


FIGURE 2.6 – Diagramme de Corbet montrant les trois familles de HMXBs : en rouge les BeHMXBs et en noir, les sgHMXBs : celles accréant par vents et celles accréant par disque. *Crédit : J.A. Zurita Heras.*

2.5 Les HMXBs à l'heure d'*INTEGRAL*

Les observations réalisées à haute énergie, par le satellite *INTEGRAL* ont profondément modifiées et complétées la conception que l'on se faisait des binaires X de grande masse : qu'il s'agisse de leur nature et de leur caractéristiques physiques ou encore de leur évolution. Nous évoquons ces observations ici et nous compléterons ces résultats dans les parties II et III de cette thèse, respectivement sur un plan statistique et dans le cadre de l'identification de nouvelles sources.

2.5.1 Multiplication du nombres de binaires X à étoile supergéante

Avant le lancement du satellite *INTEGRAL*, la grande majorité des HMXBs découvertes étaient composée d'une étoile Be. À titre d'exemple, dans le catalogue de HMXBs constitué par Liu et al. (2000), il y avait 54 BeHMXBs et seulement 5 sgHMXBs. Dans la mise à jour de ce catalogue, en 2006, parmi 114 HMXBs situées dans notre Galaxie et 128 situées dans les Nuages de Magellan, 60% sont des BeHMXBs et 32% des sgHMXBs (Liu et al. 2006 et Chaty 2011). Il en ressort que, dans l'ère *INTEGRAL*, le nombre

⁵. Ce rayon correspond à la distance à laquelle la vitesse Keplérienne de la matière orbitant autour de l'étoile à neutrons est égale à la vitesse de rotation de la magnétosphère.

de sgHMXBs a augmenté 5 fois plus vite que le nombre de BeHMXBs . Nous verrons, dans la partie III de ce manuscrit que cette progression est toujours d'actualité et remet clairement en question les modèles d'évolution des HMXBs.

2.5.2 Découverte de sources obscurcies et de nouvelles sources transitoires

Outre l'augmentation du nombre de sgHMXBs découvertes, *INTEGRAL* a également permis la mise en évidence de deux familles de HMXBs avec étoile supergéante, inconnues jusqu'alors. La première d'entre elle est composée d'étoiles à neutrons orbitant autour d'étoiles O ou B supergéantes. Ces sources sont caractérisées par une extinction intrinsèque très importante (voir par exemple Filliatre and Chaty 2004 et Rahoui et al. 2008). La seconde famille correspond à des sgHMXBs présentant des sursauts rapides en rayons X, durant quelques heures. Ces sources ont en outre un niveau de quiescence bien plus bas que les sgHMXBs standards et sont nommées SFXTs (*Supergiant Fast X-ray Transients* en anglais, voir Negueruela et al. 2006).

Évolution des HMXBs

Sommaire

3.1	Formation des systèmes binaires massifs	49
3.2	Les principales étapes de l'évolution	50
3.2.1	Processus conservatifs	50
3.2.2	Explosion asymétrique des supernovæ	50
3.2.3	Évolution des BeHMXBs	51
3.2.4	Évolution des sgHMXBs	52

Dans le premier chapitre, nous avons décrit l'évolution stellaire d'une étoile. Au vu des caractéristiques des HMXBs telles que nous les avons détaillées dans le deuxième chapitre, il est clair que l'évolution d'un système binaire est dictée par les interactions entre les deux membres du couple. C'est ce que nous détaillons ici dans le cas des HMXBs.

3.1 Formation des systèmes binaires massifs

Nous verrons dans la première partie du manuscrit que les HMXBs sont situées à proximité immédiate des complexes de formation d'étoiles massives, dans les bras spiraux de notre Galaxie et que cela s'explique principalement par leur masse importante et leur temps de vie réduit, qui les empêchent de migrer significativement dans la Voie Lactée. Pour autant, la formation des étoiles massives suit un processus encore mal défini aujourd'hui (voir chapitre 1) et qui l'est encore moins lorsque l'on considère des systèmes multiples : comment ces mécanismes de formation d'étoiles permettent d'expliquer la vaste gamme de systèmes doubles aujourd'hui découverte ? En outre, il paraît aujourd'hui clair qu'il existe une corrélation entre la masse stellaire et la multiplicité (Lada et al., 2006; Mason et al., 2009; Sana et al., 2012) ce qui laisse à penser que la majorité des étoiles O et B naissent avec au moins un compagnon.

Les mécanismes de formation des systèmes multiples sont expliqués par trois processus distincts : gouverné soit par le nuage moléculaire initial, soit par le disque d'accrétion entourant la proto-étoile, soit par la dynamique de plusieurs corps initiaux. La revue rédigée par Kratter (2011) fournit un très bon résumé de ces mécanismes.

Le premier explique la formation de plusieurs proto-étoiles à partir de l'effondrement d'un nuage initial en plusieurs corps secondaires. L'efficacité de ce mécanisme dépend du rapport entre l'énergie de rotation et l'énergie gravitationnelle, qui peut lui dépendre de la turbulence (Fisher, 2004). Dans ces circonstances, la turbulence déclenche un effondrement du nuage primaire sur des temps plus courts que le temps de chute libre, menant ainsi à la formation d'objets secondaires en son cœur. La turbulence peut également former des structures filamenteuses qui se fragmentent ensuite en plusieurs étoiles (Kratter, 2011).

Le second processus fait intervenir la fragmentation du disque d'accrétion proto-stellaire suffisamment massif pour faire l'objet d'instabilités gravitationnelles. Ces instabilités permettent un refroidissement suffisant et il s'ensuit une fragmentation et la formation de plusieurs compagnons qui accrètent la matière du disque (Bonnell, 1994; Kratter, 2011). Il semblerait que ce mécanisme soit particulièrement efficace pour former des binaires massives, en particulier lorsque la fragmentation du disque intervient tôt dans le processus de formation stellaire. De surcroît, la position du disque par rapport à la proto-étoile initiale permettrait d'expliquer la formation de systèmes binaires serrées (séparation inférieure à 1000 ua).

Finalement, le troisième mécanisme envisageable invoque un nuage moléculaire turbulent formant une multitude d'objets de masse proche de la masse de Jeans qui interagissent gravitationnellement les uns avec les autres (voir par exemple Clark et al. 2008). Un mécanisme proche mais relativement inefficace (voir Kratter 2011), repose sur la présence du disque d'accrétion proto-stellaire pour expliquer la capture d'une proto-étoile voisine. Moeckel and Bally (2007) soutiennent que ce processus pourrait surtout intervenir dans la formation des couples stellaires massifs.

Durant la formation des systèmes doubles, il existe en outre deux mécanismes pouvant expliquer l'évolution des paramètres orbitaux du système binaire vers la formation d'un système binaire serré, probable progéniteur des HMXBs. D'une part, un disque d'accrétion peut se former autour du système binaire. Lorsque celui-ci est expulsé, une grande partie du moment cinétique orbital peut alors être évacué (voir par exemple Artymowicz and Lubow 1996). D'autre part, les interactions entre un système multiple et un troisième corps (ou entre deux systèmes multiples) peuvent mener à une évolution chaotique des paramètres orbitaux (modifications de l'excentricité et de la séparation orbitale), accompagnée d'éjection d'étoiles du système (Mardling and Aarseth, 2001).

3.2 Les principales étapes de l'évolution

3.2.1 Processus conservatifs

L'évolution initiale des HMXBs débute de la même manière, suivant qu'il s'agisse d'une BeHMXB ou d'une sgHMXB et fait intervenir deux étoiles massives (de masses M_1 et $M_2 \gtrsim 8 M_\odot$). En revanche, elle dépend des paramètres orbitaux initiaux du système binaire (séparation orbitale et rapport des masses des deux étoiles), fixés lors de sa formation (décrite dans la section précédente) qui influencent respectivement la taille et la forme du lobe de Roche. Dans les deux cas de figure, l'évolution du système binaire vers le stade HMXB débute lorsque l'étoile la plus massive et la plus évoluée (dite étoile primaire) déborde son lobe de Roche par expansion de son enveloppe, et transfère une partie de sa matière à la seconde étoile du couple. Ce processus est conservatif, ce qui se traduit par une conservation de la masse totale $M_1 + M_2$, et du moment cinétique total, J , du système binaire. Ainsi, l'étoile primaire perd une quantité de masse conséquente, au profit de l'objet secondaire, dénudant au fur et à mesure son noyau d'hélium. Elle termine finalement son évolution par l'explosion de la supernova. Toutefois, selon le théorème du Viriel, pour que le système reste lié, la masse éjectée lors de cette explosion doit être inférieure à la moitié de la masse totale du système. Par conséquent, le transfert de masse vers l'objet secondaire doit être suffisamment efficace en amont pour que le système double ne soit pas rompu. En supposant que l'orbite initiale est circulaire et que le processus est conservatif, on peut écrire :

$$M_1 + M_2 = \text{constante} \quad \text{et} \quad J = M_1 M_2 \left(\frac{Ga}{M_1 + M_2} \right)^{1/2} = \text{constante} \quad (3.1)$$

où G correspond à la constante de gravitation et a , la séparation orbitale.

La troisième loi de Kepler permet finalement de montrer que la séparation a , et la période orbitale P_{orb} sont modifiées par le transfert de masse selon les équations suivantes :

$$\frac{a_f}{a_i} = \left(\frac{M_{1,i} M_{2,i}}{M_{1,f} M_{2,f}} \right)^2 \quad \text{et} \quad \frac{P_{\text{orb},f}}{P_{\text{orb},i}} = \left(\frac{M_{1,i} M_{2,i}}{M_{1,f} M_{2,f}} \right)^3 \quad (3.2)$$

où les indices " i " et " f " signifient respectivement "initiale" et "finale".

3.2.2 Explosion asymétrique des supernovæ

Si l'explosion de la supernova a lieu de manière asymétrique, l'étoile à neutrons nouvellement formée peut subir une impulsion (aussi appelée *kick* en anglais) qui se traduit par une composante de vitesse

supplémentaire fournie à l'objet. Celle-ci peut s'élever à plusieurs centaines de km s^{-1} et possède une direction arbitraire (Tauris and van den Heuvel, 2006). Dans le cas d'un système binaire, ses effets sur les paramètres orbitaux sont imprévisibles. Toutefois, ce processus affecte la période orbitale et l'excentricité de l'orbite qui augmentent. Il est aujourd'hui communément accepté que les étoiles à neutrons subissent un *kick* lors de leur formation. En revanche, la situation est moins claire en ce qui concerne les trous noirs bien que deux publications récentes (Repetto et al., 2012; Janka, 2013) tendent à confirmer qu'ils subissent le même mécanisme à leur naissance.

L'évolution de la séparation orbitale du système binaire à l'issue de la supernova est alors donnée dans Tauris and van den Heuvel (2006) selon l'équation :

$$\frac{a_f}{a_i} = \left[\frac{1 - (\Delta M/M)}{1 - 2(\Delta M/M) - (w/v_{\text{rel}})^2 - 2\cos\theta(w/v_{\text{rel}})} \right] \quad (3.3)$$

avec a_i la séparation orbitale initiale, a_f , la séparation orbitale après explosion de la supernova, ΔM , la masse éjectée du système lors de l'explosion, w la vitesse du *kick*, θ , la direction du *kick* par rapport à l'orientation de la vitesse relative du système binaire avant explosion, v_{rel} .

Finalement, les systèmes binaires qui survivent à l'explosion de la supernova¹, acquièrent une vitesse de migration, v_{mig} , dépendant à la fois de la perte de masse ΔM et de la valeur du *kick*, w , et donnée par la conservation du moment cinétique selon :

$$v_{\text{mig}} = \sqrt{\Delta P_x^2 + \Delta P_y^2 + \Delta P_z^2} / (M_{\text{NS}} + M_2) \quad (3.4)$$

où ΔP_x , ΔP_y , ΔP_z , correspondent aux variations de moment cinétique selon les trois directions de l'espace (voir Tauris and van den Heuvel 2006), M_2 correspond à la masse de l'étoile compagnon et M_{NS} correspond à la masse de l'étoile à neutrons.

Nous allons maintenant détailler les grandes lignes de l'évolution postérieure des BeHMXBs dans un premier temps, puis ensuite des sgHMXBs pour lesquelles, les processus mis en jeu ne sont pas conservatifs. Dans chacun des deux cas, nous donnerons un exemple type tout en gardant à l'esprit que chaque système binaire est différent, caractérisé par ses conditions initiales : paramètres orbitaux et masses des objets, qui détermineront l'évolution future de ces mêmes paramètres.

3.2.3 Évolution des BeHMXBs

Les étapes décrites ici sont résumées sur la figure 3.1. Le système binaire est initialement composé de deux étoiles : l'une de $13 M_{\odot}$ et l'autre de $6.5 M_{\odot}$, avec une période orbitale de 2.58 jours. Lorsque l'étoile la plus massive, évolue et quitte la séquence principale, elle remplit progressivement son lobe de Roche et transfère la matière issue de son enveloppe vers l'étoile compagnon. Celle-ci grossit jusqu'à atteindre une masse de $17 M_{\odot}$, aux dépens de l'étoile initialement la plus massive, qui termine sa vie avec une masse de $2.5 M_{\odot}$. A l'issue de ce transfert de masse, la période orbitale est de 20.29 jours (voir équation 3.2). L'étoile secondaire, qui constitue maintenant l'étoile la plus massive du couple, acquiert une quantité importante de moment cinétique issue de la matière accrétée. Cela augmente la vitesse de rotation de l'étoile jusqu'à sa vitesse critique, qui engendre la formation d'un disque de décréation. L'étoile primaire continue elle son évolution avant de s'effondrer sur elle-même : c'est l'explosion de la supernova. Si cette explosion a lieu de manière asymétrique, le système reçoit un *kick* affectant l'excentricité et la période de l'orbite du système binaire qui augmentent considérablement. D'autre part, le *kick* fournit au couple une vitesse de migration de plusieurs km s^{-1} . L'étoile à neutrons accrète alors la matière issue du disque de décréation de l'étoile Be, lorsqu'elle passe à proximité du périastre. Le stade HMXB est atteint. Le rapport de masse entre les deux objets est maintenant considérable. Lorsque l'étoile compagnon (étoile Be) remplit son lobe de Roche, le transfert de masse vers l'objet compact est conséquent. L'échelle de temps relative à la perte de masse est plus courte que l'échelle de temps d'accrétion, le transfert de

1. Il existe une condition sur la direction du *kick*, θ , pour que le système ne soit pas disloqué (voir Tauris and van den Heuvel 2006).

masse est alors dynamiquement instable et la matière s'accumule dans le puits de potentiel gravitationnel commun aux deux objets : il y a formation d'une enveloppe commune. L'objet compact perd du moment cinétique et spirale vers l'étoile compagne, ce qui tend à réduire la séparation orbitale. A son tour, l'étoile compagne devient un cœur d'hélium et explose finalement en supernova pour former un système binaire d'objets compacts, avec une période orbitale très faible.

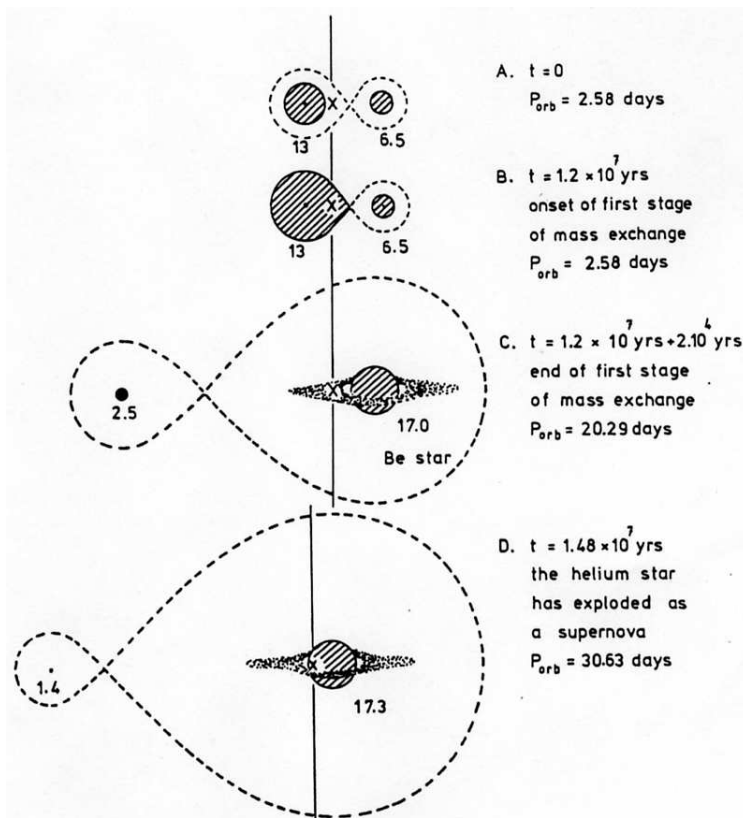


FIGURE 3.1 – Scénario conservatif d'évolution des BeHMXBs résumé jusqu'au stade HMXB dans lequel l'objet compact accrète périodiquement la matière du disque de décrétion entourant l'étoile Be. Les chiffres donnés sous les étoiles indiquent leurs masses (en masse solaire). *Figure extraite de van den Heuvel (2009).*

3.2.4 Évolution des sgHMXBs

Les binaires X composées d'une étoile supergéante font intervenir des étoiles de masse initiale plus importante que dans le cas des BeHMXBs présenté ci-dessus. Par ailleurs, les modèles d'évolution stellaire mettent en évidence une relation entre la masse du noyau d'hélium dénudé de son enveloppe externe, M_{He} , et la masse de l'étoile initiale M_i (van den Heuvel, 2009) :

$$\frac{M_{He}}{M_{\odot}} = 0.073 \left(\frac{M_i}{M_{\odot}} \right)^{1.42} \quad (3.5)$$

De plus, l'équation 3.2 nous donne l'évolution de la période orbitale du système binaire en fonction des masses initiales et finales (avant et après transfert de masse) des deux étoiles. Ces deux équations, révèlent que d'une part, plus l'étoile initiale est massive, moins elle perdra de masse au profit de la seconde étoile (équation 3.5), ce qui résulte d'autre part sur une période orbitale après transfert de masse, plus faible (équation 3.2). Cette tendance est représentée sur les graphiques de la figure 3.2. Par conséquent, dans le cas des sgHMXBs, les périodes orbitales après transfert de masse conservatif, seront systématiquement

plus petites que dans le cas des BeHMXBs, étudié dans la section précédente.

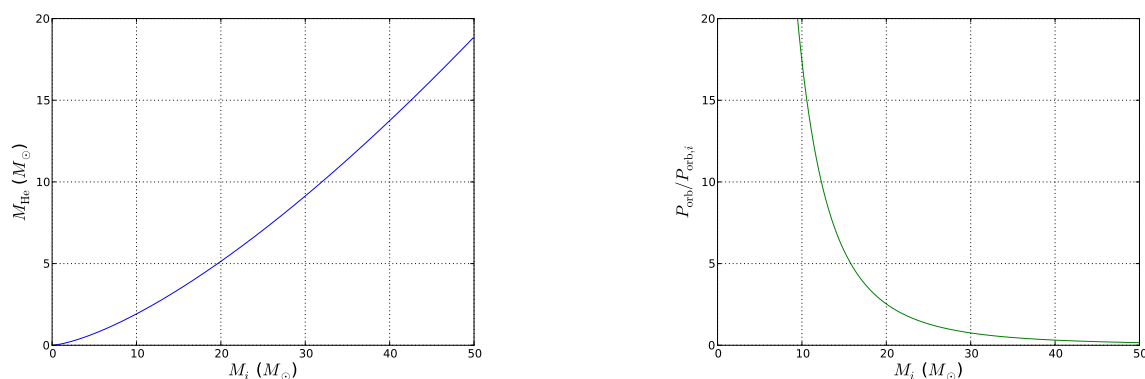


FIGURE 3.2 – Gauche : évolution de la masse du noyau d'hélium en fonction de la masse de l'étoile initiale, après transfert de masse vers la seconde étoile du couple dans le cas conservatif. Droite : évolution de la période orbitale finale en fonction de la masse de l'étoile initiale et pour une étoile secondaire de masse initiale égale à $8 M_{\odot}$ et dans le cas conservatif.

Jusqu'à l'explosion de l'étoile la plus massive en supernova, le transfert de masse mis en jeu est considéré comme conservatif. L'évolution d'un système composé d'une étoile de $20 M_{\odot}$ et d'une étoile de $8 M_{\odot}$ est décrite par van den Heuvel (2009) et est représentée sur la figure 3.3 en considérant une période orbitale initiale de 4.70 jours. L'étoile la plus massive évolue en quelques millions d'années. Lorsque la combustion de l'hydrogène en son cœur est terminée, son enveloppe entre en expansion et remplit le lobe de Roche. En seulement 3×10^4 ans, $14.6 M_{\odot}$ sont transférées vers l'étoile compagnon. Ce processus conservatif laisse derrière lui un noyau d'hélium de $5.4 M_{\odot}$, accompagné d'une étoile de $22.6 M_{\odot}$. La période orbitale du système a augmenté suite au transfert de masse et atteint maintenant 10.86 jours. L'étoile la plus évoluée du couple termine alors sa vie en étoile à neutrons ou en trou noir. Lors de l'explosion de la supernova, un *kick* peut être fourni à l'objet compact, ce qui procure une vitesse de migration au système binaire (si celui-ci n'est pas dissocié). Deux cas de figure sont alors envisageables. Dans le premier cas, l'étoile secondaire (qui est maintenant la plus massive), remplit son lobe de Roche et transfère de la masse à l'objet compact via le premier point de Lagrange. La période orbitale décroît alors selon l'équation 3.2 suivant le transfert de masse entre les deux objets. Dans le second cas, l'étoile donneuse ne remplit par son lobe de Roche mais une partie de la matière transportée par le vent stellaire est accrétée par l'objet compact. L'autre partie du vent s'échappe du système binaire et se traduit par un prélèvement de moment cinétique au détriment du moment cinétique total de la binaire. Cette perte de moment cinétique induit une décroissance importante de la période orbitale (voir Tauris and van den Heuvel 2006). Dans les deux cas, l'accrétion de matière par l'objet compact génère la production de rayonnement X : la phase HMXB est atteinte. Plus tard, une enveloppe commune se développe, ce qui tend à diminuer encore davantage la période orbitale. Il en résulte un système double composé d'un objet compact orbitant autour d'une étoile Wolf-Rayet sur une orbite très serrée². Cette étoile évoluée termine finalement sa vie en formant une étoile à neutrons après explosion de la supernova.

Notons finalement que si la période orbitale initiale du système binaire est plus grande, les périodes orbitales des étapes suivantes de l'évolution de la HMXB seront également plus importantes. Ceci pourrait expliquer certaines des observations réalisées avec le satellite INTEGRAL qui mettent en évidence des binaires X à étoile supergéante avec des périodes orbitales de quelques centaines de jours : les SFXTs (voir par exemple Walter et al. 2006; Sidoli et al. 2006; Negueruela et al. 2008b).

2. Cygnus X-3 en est un très bon exemple.

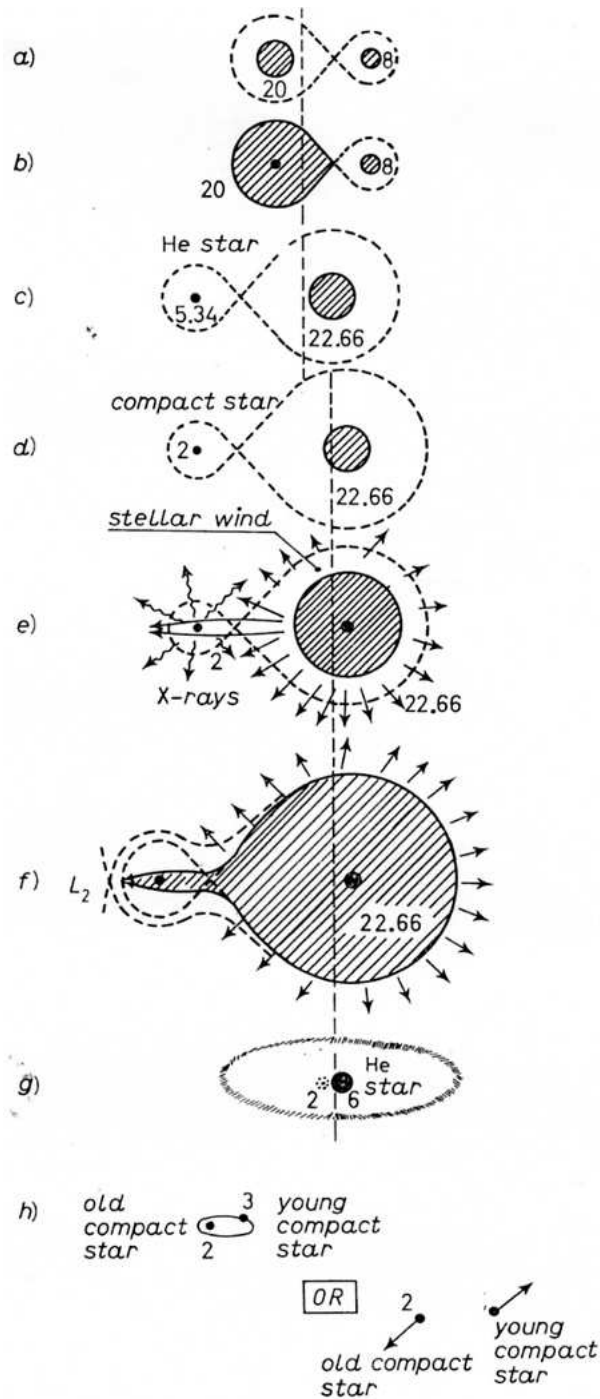


FIGURE 3.3 – Scénario d'évolution des sgHMXBs dans lequel l'objet compact accrète une partie de la matière issue du vent de l'étoile supergéante. Les chiffres notés sous les étoiles indiquent leurs masses (en masse solaire).
 Figure extraite de van den Heuvel (2009).

De l'intérêt d'une approche multi-longueurs d'onde et statistique

Sommaire

4.1	Enjeux	55
4.2	Instruments utilisés et données d'archives	56
4.2.1	New Technology Telescope – instrument SofI	56
4.2.2	Very Large Telescope – instruments FORS-2 et ISAAC	56
4.2.3	Satellite Herschel – instrument PACS	57
4.2.4	Relevé <i>United States Naval Observatory</i> (USNO-B)	57
4.2.5	Relevé <i>Two Micron All Sky Survey</i> (2MASS)	58
4.2.6	Relevés GLIMPSE et MIPS GAL	58
4.2.7	Satellite WISE	59
4.2.8	Relevé <i>Southern Galactic Plane Survey</i>	59

4.1 Enjeux

La physique des binaires X de grande masse, nous l'avons vu dans ces chapitres introductifs, repose sur les processus d'accrétion de la matière issue d'une étoile évoluée, par un objet compact. Ces phénomènes, relevant de la physique des hautes énergies, sont observés dans le domaine des rayons X, voire des rayons gamma (entre 0.1 keV et 10 MeV). Bien sûr, comprendre les processus d'accrétion de matière, et par conséquent, les mécanismes liés à la perte de masse de l'étoile évoluée, est fondamental pour bien appréhender l'évolution de ces systèmes binaires. Cependant, leur histoire (passée et future) est aussi fortement liée à leur environnement proche d'une part, et aux mécanismes physiques gouvernant l'évolution des étoiles massives d'autre part. Ainsi nous verrons tout au long de ce manuscrit, que l'étude des sites de formation des HMXBs, de leur nature et de la composition de leur environnement proche mais aussi de leur interaction avec le milieu interstellaire est fondamental pour la compréhension globale de ces objets, de leurs progéniteurs et même de leur progéniture (étoiles LBV, sursauts gamma, coalescence de deux objets compacts, etc.). Or cette étude ne peut se faire qu'au travers d'une approche multi-longueurs d'onde consistant à observer ces systèmes binaires sur l'ensemble du spectre électromagnétique ! En effet, identifier les binaires X de grande masse passe par la détermination du type spectral de l'étoile compagnon, qui rayonne principalement de l'ultraviolet à l'infrarouge proche. De même, l'environnement proche de ces objets, composé de gaz ionisé et de poussière émet un rayonnement détectable de l'infrarouge proche au submillimétrique. Enfin, l'interaction des HMXBs avec le milieu interstellaire est elle généralement visible de l'infrarouge à la radio. Par ailleurs, la mise en commun de ces données, acquises sur l'ensemble du spectre électromagnétique, permet de construire la distribution spectrale d'énergie (SED, *Spectral Energy Distribution* en anglais) qui, ajustée par des modèles adéquats, contraint les processus physiques et laisse entrevoir la structure géométrique de l'environnement proche des HMXBs.

L'âge d'or de l'étude des HMXBs est aujourd'hui atteint. Ainsi, les télescopes spatiaux, observant le ciel à haute énergie, couplés à des campagnes d'observations multi-longueurs d'onde, ont découvert

et caractérisé un nombre conséquent de nouvelles binaires X de grande masse. Ces résultats permettent aujourd'hui d'entreprendre des études statistiques de la population de HMXBs.

J'ai utilisé ces deux approches dans l'étude des HMXBs. Les résultats qui leur incombent sont présentés dans la suite de ce manuscrit.

4.2 Instruments utilisés et données d'archives

Les trois études principales menées au cours de cette thèse, reposent sur des données multi-longueurs d'onde des HMXBs. Ces observations ont, dans la plupart des cas, été obtenues par notre équipe, après avoir formulé des demandes de temps de télescope. En particulier, nous avons obtenus au cours de ma thèse du temps d'observation sur le *Very Large Telescope* et sur le satellite Herschel dont je décris les instruments ci-dessous. Outre ces données, j'ai utilisé des observations obtenues dans notre équipe au sein du programme d'observations multi-longueurs d'onde des sources INTEGRAL, MINE (*Multi-wavelength INTEGRAL NEtwork*), principalement sur le *New Technology Telescope*. Dans le cadre de ce programme, j'ai également conduit une campagne d'observations de HMXBs en infrarouge proche, sur l'instrument ISAAC installé sur le VLT. Des données d'archives ont également été utilisées, en infrarouge moyen et en radio.

4.2.1 New Technology Telescope – instrument SofI

Le télescope NTT (*New Technology Telescope*, voir figure 4.1) est un télescope de type Ritchey-Chrétien, à monture azimutale, de 3.58 m de diamètre situé à l'observatoire de La Silla au Chili et appartenant à l'ESO (*European Southern Observatory*).

L'instrument SofI (*Son of ISAAC*), monté sur le NTT, est un spectro-imageur opérant dans l'infrarouge proche, entre 0.9 et 2.5 μm (Moorwood et al., 1998b). Son détecteur CCD, de 1024×1024 pixels, comporte un champ de vue de $4'.92 \times 4'.92$ et une résolution de $0''.288/\text{pixel}$. En mode imageur, nous avons utilisé les filtres *J* (centré sur 1.247 μm avec une largeur de bande de 0.290 μm), *H* ($1.653 \pm 0.149 \mu\text{m}$) et *K_s* ($2.162 \pm 0.138 \mu\text{m}$). Le spectroscopie permet de réaliser de la spectroscopie longue fente (avec trois largeurs de fente disponibles : $0''.6$, $1'$, $2'$). Deux réseaux basse résolution (GRF et GBF sont disponibles entre 0.95 et 2.52 μm) ainsi qu'un réseau moyenne résolution (R \sim 1400–2200, pour la fente de largeur $0''.6$) avec une dispersion comprise entre 3.44 et 4.63 $\text{\AA}/\text{pixel}$, entre 1.5 et 2.3 μm .

4.2.2 Very Large Telescope – instruments FORS-2 et ISAAC

Le *Very Large Telescope* (VLT, voir figure 4.1) est un observatoire constitué de quatre télescopes de 8.2 m de diamètre de type Ritchey-Chrétien, situé à l'observatoire du Cerro Paranal au Chili, et régi par l'ESO.

L'instrument FORS2 est installé au foyer de l'unité 1 (nommé Antu) du VLT. Il s'agit d'un spectro-imageur opérant dans le domaine visible entre 330 et 1100 nm. La résolution standard est de $0''.25/\text{pixel}$ avec un champ de vue de $6'.8 \times 6'.8$. En mode imageur, plusieurs filtres large bande sont disponibles (*u, b, v, g, R, I, z*). En mode spectroscopie longue fente, différentes fentes de largeur comprise entre $0''.28$ et $2''.5$ sont disponibles. Plusieurs réseaux couvrent la gamme de longueurs d'onde située entre 360 et 948 nm. La dispersion est de l'ordre de 0.4 $\text{\AA}/\text{pixel}$ et le pouvoir de résolution, calculé pour la fente de $1''$ de largeur, varie entre \sim 1400 et 2500.

L'instrument ISAAC (Moorwood et al., 1998a), quant à lui, est installé au foyer de l'unité 3 (Melipal) du VLT. Il s'agit d'un spectro-imageur opérant dans le domaine infrarouge proche entre 1 et 5 μm . Il possède deux bras indépendants tous deux équipés d'un détecteur de 1024×1024 pixel. Le premier est utilisé pour les courtes longueurs d'onde (1–2.5 μm) alors que le second est principalement utilisé entre 3 et 5 μm . En mode imageur, le champ de vue est de $152'' \times 152''$ jusqu'à 2.5 μm avec une résolution de $0.148''/\text{pixel}$, et de $73'' \times 73''$ entre 3 et 5 μm avec une résolution de $0.071''/\text{pixel}$. En mode spectroscopie, deux réseaux basse résolution (R \sim 500 avec la fente de largeur $1''$) et un réseau moyenne résolution (R \sim 3000 avec la fente de largeur $1''$) sont disponibles.



FIGURE 4.1 – Gauche : le télescope NTT (au premier plan). Droite : les quatre télescopes du VLT.

4.2.3 Satellite Herschel – instrument PACS

Le satellite Herschel (voir figure 4.2), est un satellite européen, en activité entre mai 2009 et avril 2013. Avec son miroir de 3.5 m de diamètre, il s'agit du plus grand télescope infrarouge jamais envoyé dans l'espace. Il possède trois instruments détectant le rayonnement, de l'infrarouge lointain au submillimétrique (55–672 μm), refroidis à une température inférieure à 2 K grâce à sa réserve de ^3He liquide.

Au cours de ma thèse, j'ai utilisé l'instrument PACS (*Photodetecting Array Camera and Spectrometer*), spectro-imageur fonctionnant entre 60 et 210 μm (Poglitsch et al., 2008). Plus particulièrement, il a été utilisé en mode imageur, dans les trois filtres : bleu (entre 60 et 85 μm), vert (entre 85 et 125 μm) et rouge (entre 125 et 210 μm). Il est en réalité composé de deux détecteurs, l'un fonctionnant entre 60 et 125 μm , et composé de 32×64 pixels, et l'autre, fonctionnant de 125 à 210 μm et composé de 16×32 pixels. Les deux détecteurs couvrent un champ de vue est de $1'.75 \times 3'.5$. Sa sensibilité permet d'observer des sources de quelques mJy en une heure d'intégration et sa résolution spatiale dépend de la vitesse de balayage ($\sim 5''.5$ en bande bleue, $\sim 6''.5$ en bande verte et $\sim 10''.5$ en bande rouge).



FIGURE 4.2 – Vue d'artiste du satellite *Herschel*.

4.2.4 Relevé *United States Naval Observatory* (USNO-B)

Il s'agit d'un relevé couvrant l'ensemble du ciel et répertoriant les positions, vitesses propres et magnitudes de 1 042 618 261 objets célestes (Monet et al., 2003), en rayonnement visible (entre 350 et 900 nm). Ces données sont récoltées sur 7435 plaques photographiques issues des relevés astronomiques réalisés durant les soixante dernières années. La complétude de ce relevé est assurée jusqu'à la magnitude $V=21$. La précision astrométrique est de $0''.2$ (pour l'époque J2000) et la précision photométrique de 0.3 magnitude.

4.2.5 Relevé *Two Micron All Sky Survey* (2MASS)

Le relevé 2MASS (Skrutskie et al., 2006) a été réalisé entre 1997 et 2001 et couvre 99.98 % de la sphère céleste dans le domaine proche infrarouge (bandes J, H, K_s) entre 1.25 et 2.16 μm . Les observations ont été conduites grâce à des télescopes de 1.3 m de diamètre situé au Mont Hopkins (Arizona) et au Cerro Tololo (Chili). Chaque point du ciel bénéficie d'une intégration de 7.8 s permettant une détection à au moins 10σ pour des sources ponctuelles de magnitudes limites 15.8, 15.1 et 14.3 en bandes J, H et K_s respectivement. L'incertitude photométrique à 1σ est inférieure à 0.03 magnitude et la précision astrométrique est de 100 mas. Enfin la complétude de ce relevé est supérieure à 99% pour les sources détectées à au moins 10σ .

4.2.6 Relevés GLIMPSE et MIPS GAL

Les deux relevés que nous décrivons ici sont issus des observations du satellite de la NASA, Spitzer. Il s'agit d'un télescope de 85 cm de diamètre lancé en août 2003. Trois instruments scientifiques sont embarqués à son bord : la caméra IRAC (*InfraRed Array Camera*), le photomètre mutli-bandes MIPS (*Multiband Infrared Photometer for Spitzer*) et le spectrographe IRS (*InfraRed Spectrometer*), couvrant les longueurs d'onde de 3.6 à 160 μm .

Le relevé GLIMPSE (*Galactic Legacy Infrared Midplane Survey Extraordinaire*, Churchwell et al. 2009; Benjamin et al. 2003) consiste plus précisément en trois relevés du plan de la Galaxie distincts. Dans un premier temps, GLIMPSE I couvre les longitudes $10^\circ < |l| < 65^\circ$ et les latitudes $|b| < 1^\circ$ avec une résolution spatiale inférieure à $2''$, aux longueurs d'onde 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm grâce à la caméra IRAC. La sensibilité à 3σ permet de détecter des sources ponctuelles de magnitude limite 15.5, 15.0, 13.0 et 13.0 à 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm respectivement. Le second relevé, GLIMPSE II couvre les 20° centraux du plan Galactique avec la même résolution et la même sensibilité que GLIMPSE I. Pour les longitudes $2^\circ < |l| < 5^\circ$, les observations couvrent une latitude $b = \pm 1.5^\circ$ et $0^\circ < |l| < 2^\circ$, une latitude $b = \pm 2^\circ$ afin d'obtenir une meilleure couverture du noyau central de la Galaxie. Enfin, le relevé GLIMPSE 3D étend la couverture des deux premiers relevés jusqu'à une latitude de $\pm 3^\circ$ pour certaines longitudes et jusqu'à une latitude de $\pm 4^\circ$ pour le centre Galactique (voir figure 4.3). Un catalogue de sources ponctuelles, contenant les flux entre 3.6 et 8.0 μm a été constitué à l'issue de ces trois relevés. J'ai utilisé ce catalogue pour les études présentées dans la suite du manuscrit.

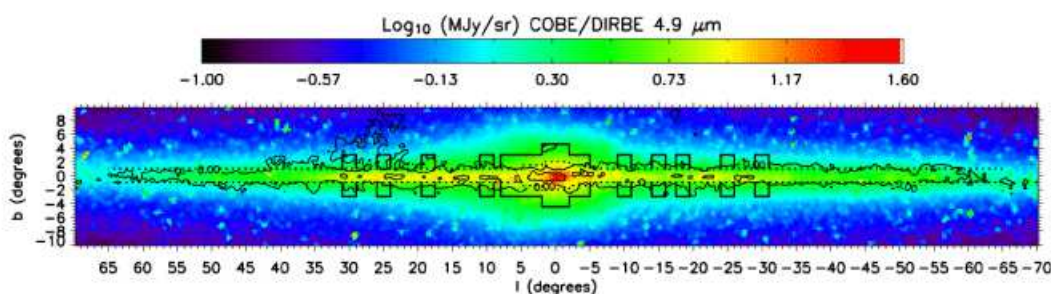


FIGURE 4.3 – Région du ciel couverte par les trois relevés GLIMPSE superposée à une image du plan Galactique obtenue avec l'instrument COBE/DIRBE à 4.9 μm . Les lignes en pointillés représentent les zones couvertes par GLIMPSE I et II. Les extensions en latitude représentent la couverture de GLIMPSE 3D. *Figure extraite de Churchwell et al. (2009).*

Le relevé MIPS GAL (Carey, 2008) utilise lui l'instrument MIPS et couvre le plan Galactique à 24 et 70 μm . Seules les données à 24 μm sont actuellement disponibles et ont été utilisées dans le cadre de ma thèse. La résolution des données atteint $6''$ à 24 μm et la sensibilité est de 1 mJy à cette même longueur d'onde.

4.2.7 Satellite WISE

Le satellite WISE (*Wide-field Infrared Survey Explorer*) est un télescope spatial de la NASA (Wright et al., 2010), en activité entre décembre 2009 et février 2011, et observant le ciel en mode « relevé » en infrarouge, entre 3.4 et 22 μm . Il est composé d'un miroir de 40 cm de diamètre et d'un détecteur infrarouge couplé à quatre filtres de longueurs d'onde centrales 3.4, 4.6, 12 et 22 μm . La résolution spatiale est de $\sim 6''$ à 3.4 et 4.6 μm et de $12''$ à 12 et 22 μm . Son champ de vue est de $47'$. Dans le plan Galactique, la sensibilité à 5σ est de 0.08, 0.11, 1 et 6 mJy dans les quatre filtres respectifs. Les données ont été rendues disponibles à la communauté, ainsi qu'un catalogue de sources ponctuelles.

4.2.8 Relevé *Southern Galactic Plane Survey*

Le *Southern Galactic Plane survey* (SGPS) (McClure-Griffiths et al., 2005), rassemble des observations à 21 cm, dans le domaine radio, du plan de la Galaxie pour une longitude galactique l comprise entre 253° et 358° (avec maintenant une extension à $5^\circ \leq l \leq 20^\circ$) et une latitude galactique $|b| \leq 1^\circ.5$. Ces observations réalisées avec le réseau interférométrique australien ATCA (*Australia Telescope Compact Array*) et l'antenne unique du radiotélescope Parkes, atteignent une résolution angulaire d'environ 2 minutes d'arc et une sensibilité rms de 1.6 K. En outre, la résolution spectrale atteint 0.8 km.s^{-1} .

Deuxième partie

Distribution des HMXBs dans la Voie
Lactée

Introduction à la deuxième partie

Le nombre de HMXBs connues dans la Voie Lactée est aujourd'hui suffisamment important (~ 90 HMXBs ont été confirmées par identification du type spectral, voir partie III) pour mener une étude statistique de leur population. L'idée générale du travail que je détaille dans cette partie est de déterminer la distribution des HMXBs dans notre Galaxie, ce qui représente un enjeu majeur lorsque l'on s'intéresse à leur formation et à leur évolution. Il s'agira ensuite d'étudier s'il existe ou non une corrélation entre cette distribution et la distribution des complexes de formation stellaire de la Voie Lactée et enfin de voir si la position des HMXBs dans la Galaxie permet de contraindre leur évolution.

Dans un premier temps, je détaille la méthode mise en œuvre pour déterminer la distance d'un échantillon de 46 HMXBs à partir de l'ajustement de leur distribution spectrale d'énergie par un modèle adéquat. J'insiste particulièrement sur l'évaluation des incertitudes inhérentes à mon approche et je compare finalement les résultats obtenus à ceux disponibles dans la littérature. A la fin de ce premier chapitre, je présente une nouvelle cartographie des HMXBs dans la Voie Lactée, issue de cette étude.

Les HMXBs sont des couples stellaires massifs, dont le temps de vie est *a priori* trop court pour qu'ils aient le temps de migrer loin de leur site de formation. Par conséquent, il semblerait que ces systèmes binaires soient de bons traceurs de la formation stellaire récente. Ainsi, dans un second temps, je démontre qu'il existe effectivement une corrélation entre la distribution des HMXBs et celles des complexes de formation stellaire. Nous verrons alors que les HMXBs et les complexes de formation stellaire sont réunis en amas de $\sim 0.3 \pm 0.05$ kpc, distants les uns des autres de $\sim 1.7 \pm 0.3$ kpc.

Enfin, en étudiant le décalage observé entre la position des HMXBs et celle des bras spiraux, j'explique comment il est possible d'apporter de nouvelles contraintes sur l'âge et la distance de migration de treize HMXBs présentes dans l'échantillon initial.

La conclusion de cette partie apporte finalement un certain nombre de perspectives à cette étude.

Ce travail a fait l'objet d'un article paru dans *The Astrophysical Journal* et présenté en annexe, ainsi que de deux communications orales (au workshop « Evolution des binaires compactes », organisé par l'ESO et qui a eu lieu à Viña del Mar, au Chili, en mars 2011 et à la conférence *INTEGRAL*, ayant eu lieu à Paris en octobre 2012). Il a également fait l'objet d'un communiqué Internet de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), et de faits marquants parus sur les sites Internet du CNES, du Service d'Astrophysique du CEA ainsi que de l'Université Paris Diderot.

Mesure des distances et cartographie des HMXBs dans la Voie Lactée

Sommaire

5.1	Enjeux de la détermination des distances et distribution des HMXBs	65
5.2	Échantillon de HMXBs utilisé et construction des SEDs	67
5.3	Températures et Rayons des étoiles	67
5.4	Modèle et ajustement des SEDs	68
5.4.1	Le modèle de corps noir	68
5.4.2	Loi d'extinction	69
5.4.3	Ajustement des données par le modèle	69
5.5	Détermination des distances et incertitudes liées	70
5.5.1	Calcul des distances	70
5.5.2	Incertitudes	70
5.6	Cartographie des HMXBs dans la Voie Lactée	78
5.6.1	Résultats	78
5.6.2	Comparaison avec les distances et extinctions publiées	78
5.7	Conclusion	78

Nous aborderons dans ce chapitre la détermination des distances des HMXBs d'une manière uniforme. Dans un premier temps, je présente les travaux antérieurs relatifs à cette question, puis j'expose en détail la procédure que j'ai suivie. Une attention toute particulière a été portée à l'évaluation des incertitudes liées à ma méthode. Je m'attache donc dans une troisième section à présenter ces différentes sources d'erreurs ainsi que leur quantification. Je terminerai en présentant une nouvelle cartographie des HMXBs dans la Voie Lactée, issue de ce travail.

5.1 Enjeux de la détermination des distances et distribution des HMXBs

La mesure des distances en astrophysique constitue un enjeu fondamental. En effet, contraindre les processus physiques à l'œuvre dans les objets célestes, nécessite la connaissance précise de la quantité d'énergie libérée par l'objet. Or cette dernière est accessible uniquement par le biais du flux lumineux récolté par les instruments d'observations qui correspond à une infime fraction de la puissance totale émise. Remonter à cette puissance totale suppose en particulier de connaître la distance entre l'observateur et la source. D'autre part, la connaissance de la position exacte d'un objet dans la Galaxie nous fournit des renseignements majeurs sur sa formation et son évolution, comme nous le verrons ici, en ce qui concerne les HMXBs.

Dans le cas de l'étude des binaires X, plusieurs méthodes de détermination de la distance existent et ont particulièrement été utilisées dans le cas des LMXBs (voir Jonker and Nelemans (2004) pour un résumé exhaustif des méthodes employées). Ainsi, l'accrétion de matière, issue de l'étoile compagne, par

l'objet compact, génère un rayonnement dont la luminosité peut atteindre la limite d'Eddington¹. Ces systèmes binaires agissent alors comme des "chandelles standards" dont il devient possible de déterminer la distance. Dans d'autres circonstances, les propriétés photométriques et/ou spectrales de l'étoile compagnon permettent de déterminer sa luminosité et par la suite, sa distance. D'autre part, les propriétés des raies d'absorption du milieu interstellaire et l'utilisation de la spectroscopie haute-résolution permettent d'observer la cinématique des structures gazeuses de la Galaxie (voir par exemple Kaper et al. 2006) et donc de mesurer la distance de l'objet. Enfin, notons que l'étude des mouvements propres des lobes radios composant les jets caractéristiques des microquasars permet également une mesure de la distance de la binaire X (Hjellming and Rupen, 1995; Fender et al., 1999).

Cependant, dans le cas de l'étude des HMXBs, évaluer la distance grâce à leur luminosité X reste une approche très incertaine due à l'accrétion de matière par vents stellaires, rayonnant bien en deçà de la luminosité d'Eddington. En revanche, les étoiles compagnons des HMXBs sont massives et donc plus lumineuses en lumière visible et infrarouge que les étoiles compagnons des binaires de faible masse. Par conséquent, leurs propriétés spectrales sont plus facilement accessibles à ces longueurs d'onde. Il en résulte que la distance de ces binaires massives peut être déterminée grâce à une méthode reposant sur des observations visibles et infrarouges. C'est l'approche que j'utilise dans ce travail. Elle consistera à construire, dans un premier temps, la Distribution Spectrale d'Énergie (SED) visible et infrarouge de chaque HMXB avant de l'ajuster par des modèles adéquats afin d'en déduire la distance. Connaissant les trois coordonnées spatiales (longitude et latitude Galactiques et distance) il est ensuite possible de remonter à la distribution de ces objets dans la Voie Lactée.

Je commence ici par faire une synthèse des travaux antérieurs à celui-ci, qui rendent compte de la distribution des binaires X de grande masse dans notre Galaxie et basés sur des sources dont la distance a été déterminée au préalable grâce à l'une des techniques évoquées ci-dessus.

Koyama et al. (1990), sont les premiers à mentionner une concentration de pulsars détectés en rayons X avec le satellite *Ginga*, dans un bras Galactique situé à 5 kpc. Les auteurs interprètent cette observation comme la preuve d'une intense formation de pulsars dans cette région.

Grimm et al. (2002) utilisent les données X du détecteur ASM, à bord du satellite *RXTE*, pour étudier la distribution spatiale des binaires X, soulignant ainsi la concentration des HMXBs dans le plan Galactique. De plus, les mêmes auteurs évoquent, pour la première fois, la possibilité que la distribution spatiale des HMXBs trace la structure spirale de notre Galaxie. Ainsi, le nombre de sources détectées semble plus important dans la direction des principaux bras spiraux. Cependant, cette détermination se base uniquement sur la comparaison de la distribution des HMXBs en longitude Galactique ou en distance au centre Galactique avec la position des principaux bras spiraux. Par conséquent, ils ne considèrent qu'une seule dimension à la fois et perdent ainsi une partie importante de l'information, relative à la seconde coordonnée spatiale.

De même, le premier catalogue de sources détectées par l'instrument IBIS/ISGRI à bord du satellite *INTEGRAL* a permis à Dean et al. (2005) d'étudier leur distribution angulaire. Ils confirment ainsi la position préférentielle des HMXBs dans le plan Galactique mais cet échantillon ne permet pas de conclure de manière définitive quant à leurs positions par rapport aux bras spiraux. Finalement, les auteurs soulignent qu'un décalage entre la position des HMXBs et les bras spiraux devrait être observé. Celui-ci rendant compte du fait que les HMXBs, de par leur âge, sont en réalité traceurs de la formation stellaire déclenchée quelques dizaines de millions d'années auparavant.

Lutovinov et al. (2005a) utilisent également les données du satellite *INTEGRAL* pour analyser la population de HMXBs peuplant la Voie Lactée. L'échantillon de sources, de taille limitée, ne permet pas de conclusion définitive quant à leur distribution. Toutefois, les auteurs mentionnent plusieurs phénomènes pouvant affecter la densité observée de HMXBs dans le plan Galactique tels que l'incertitude sur leur position ou encore leur mouvement propre dans la Galaxie.

Il faudra finalement attendre l'accumulation de plusieurs années de données issues des observations du satellite *INTEGRAL* et des campagnes multi-longueurs d'onde en résultant, pour que l'existence d'une

1. Dans le cas de l'accrétion de matière par une étoile à neutrons, la limite d'Eddington se situe généralement entre 2 et 4×10^{38} erg cm⁻² s⁻¹ et correspond à la luminosité à partir de laquelle la force de radiation devient supérieure à la gravité.

Source	R (R_{\odot})	T (K)	Référence
3A 0114+650	37.0 ± 15.0	24000 ± 3000	Reig et al. (1996)
Cyg X-1	17.0	32000	Herrero et al. (1995)
Gam Cas	10.0	25000-30000	Stee et al. (1995) and Goraya (2007)
GX 301-2	62.0	20400	Kaper et al. (2006)
H 1538-522 (ref. 1)	17.2 ± 1	28000 ± 2000	Reynolds et al. (1992)
H 1538-522 (ref. 2)	17 ± 2.0	31500 ± 1000	Crampton et al. (1978)
PSR B1259-63	$9.0^{+1.8}_{-1.5}$	32000^{+2000}_{-1000}	Negueruela et al. (2011)
RX J0812.4-3114	10 ± 2	28000 ± 2000	Reig et al. (2001)

TABLE 5.1 – Rayon R et température T des étoiles compagnons des HMXBs dont les paramètres physiques sont disponibles dans la littérature (+ références).

corrélation entre la position des HMXBs et celle des complexes de formation stellaire soit mise en évidence par Bodaghee et al. (2007) puis de façon plus précise statistiquement, par Bodaghee et al. (2012). Nous reviendrons sur cet aspect dans le chapitre suivant.

5.2 Échantillon de HMXBs utilisé et construction des SEDs

Mon étude a été réalisée sur la base de la dernière version du catalogue de Liu (Liu et al., 2006), contenant 114 HMXBs (dont 35 nouvelles par rapport à la troisième version de ce même catalogue). J’ai complété les données issues de ce catalogue par les données du dernier catalogue de sources détectées par le satellite *INTEGRAL* (Bird et al., 2010), principal découvreur de HMXBs ces dernières années². Dans un premier temps, j’ai recherché dans la littérature les magnitudes visible et proche infrarouge (filtres *U*, *B*, *V*, *I*, *J*, *H*, *K*) de l’ensemble des sources du catalogue de Liu. La majorité des observations en infrarouge proche provient du relevé 2MASS que je décris dans la section 4.2.5 de l’introduction. Le rayonnement détecté dans ce domaine de longueurs d’onde est principalement émis par l’étoile compagnon et son environnement circumstellaire.

La connaissance des magnitudes dans le domaine visible et proche infrarouge nous permet, dans un second temps, de calculer les flux (en $W m^{-2}$) puis finalement de construire la distribution spectrale d’énergie présentant la répartition du flux de la source en fonction de la longueur d’onde.

5.3 Températures et Rayons des étoiles

Nous verrons dans la section suivante que la détermination de la distance à l’objet impose la connaissance de deux autres paramètres fondamentaux de l’objet émetteur, c’est-à-dire dans cette gamme de longueurs d’onde, de l’étoile compagnon : son rayon ainsi que sa température. Ces deux paramètres ne sont que très rarement accessibles via l’observation directe. Seules sept sources (listées dans le tableau 5.1) constituant l’échantillon final présentent un rayon et une température publiés dans la littérature et généralement déduits d’observations spectroscopiques ou photométriques, voire interférométriques (dans le cas de Gam Cas ; voir Stee et al. 1995). Pour autant, déterminer précisément le rayon et la température de chaque étoile compagnon des HMXBs requerrait la modélisation de chaque binaire X, individuellement, ce qui dépasse l’objectif de cette étude et serait, dans la plupart des cas, impossible par manque d’information sur le système.

Par conséquent, afin de déterminer le rayon et la température des autres étoiles, j’ai considéré les références suivantes, fournissant les paramètres physiques d’étoiles O et B en fonction de leur type spectral et de leur classe de luminosité : Vacca et al. (1996); Panagia (1973); Martins et al. (2005); Searle et al.

². Avec l’aide précieuse du site Internet mis à jour par J. Rodriguez et A. Bodaghee qui recense les sources *INTEGRAL* et est disponible à l’adresse <http://irfu.cea.fr/Sap/IGR-Sources/>

(2008). La démarche entreprise suit le raisonnement détaillé ci-dessous :

1. pour chaque HMXB caractérisée par un type spectral et une classe de luminosité, j'ai obtenu les valeurs de rayon et température de l'étoile compagnon à partir de Vacca et al. (1996)³ ;
2. si aucune information n'était disponible dans cette référence, au sujet du type spectral et de la classe de luminosité, les paramètres stellaires fournis par Panagia (1973); Martins et al. (2005); Searle et al. (2008) ont été utilisés ;
3. pour les étoiles de classe de luminosité II et IV (pour lesquelles aucun paramètre physique n'est disponible dans les quatre références utilisées), je calcule un rayon, R , et une température, T , moyens entre les rayons et températures des classes de luminosité I et III pour la classe II ; et III et V, pour la classe IV respectivement (ceci n'affecte que trois sources de l'échantillon étudié, voir Tableau 5.2, et n'est donc qu'une source marginale d'erreur qui ne modifie en rien le résultat final) ;
4. en première approximation, nous considérerons que les étoiles présentant des particularités spectrales (raies d'émission de N III et de He II spécifiées par un 'f' dans le type spectral, raies d'absorption larges mentionnées par un 'n', particularités diverses mentionnées par un 'p'⁴) possèdent un rayon et une température égaux à ceux d'une étoile « standard », de même type spectral ;
5. pour les étoiles Be, nous utiliserons les rayons et température d'une étoile B et l'émission infrarouge du disque de décretion sera considérée comme une possible source d'incertitude (voir section 5.5.2.2) ;
6. enfin, lorsqu'il subsiste une incertitude sur le type spectral, j'ai calculé la distance moyenne obtenue en considérant les différents types spectraux possibles et l'incertitude affectée à cette distance est déterminée en conséquence (voir section 5.5.2.4).

Mon approche repose sur l'hypothèse générale que les rayons et températures réels des étoiles compagnons composant les HMXBs, sont proches de ceux fournis dans les tables (par exemple Vacca et al. 1996) pour un type spectral et une classe de luminosité donnée. En effet, Mason et al. (2012) précisent que seules trois HMXBs possèdent des étoiles compagnons très évoluées, de type Wolf-Rayet, (dont une dans la Voie Lactée : Cygnus X-3) alors que seules deux autres HMXBs situées dans notre Galaxie possèdent un compagnon en passe de le devenir : OAO 1657-415 et GX 301-2⁵. Ainsi, les autres HMXBs de notre échantillon sont moins évoluées et nous pouvons raisonnablement supposer que leurs paramètres physiques ne dévient que faiblement de ceux attendus pour chaque type spectral et classe de luminosité.

5.4 Modèle et ajustement des SEDs

5.4.1 Le modèle de corps noir

Comme nous l'avons souligné dans les sections précédentes, la majorité du rayonnement émis en lumière visible et proche infrarouge par les HMXBs, provient de l'étoile massive de type spectral O ou B, compagnon de l'objet compact. Cette émission est ainsi modélisée par un modèle de corps noir, exprimé par l'équation 5.1 qui fait intervenir le rayon stellaire R , la température stellaire T , la distance à l'objet

3. Le choix d'utiliser cette référence a été dicté par le fait qu'il s'agisse de la table la plus récente, qui couvre l'intervalle de type spectraux et de classes de luminosité le plus large ; permettant ainsi de conserver une certaine uniformité dans notre analyse.

4. Mentionnons, par exemple, la HMXB 4U 2206+54 qui possède un compagnon particulier, de type spectral O9.5Vp, présentant des raies d'émission des éléments H I, He I, He II ainsi qu'une variabilité importante de l'intensité des raies métalliques (O II, Si III, N II et C II en particulier). Ceci mène Negueruela and Reig (2001) à suggérer que certaines étoiles compagnons d'un objet compact pourraient être structurellement instables sans pouvoir, toutefois, proposer un mécanisme physique à cette variabilité.

5. Il est possible que Wray 977, compagnon de GX 301-2, soit aujourd'hui une Variable Lumineuse Bleue (voir partie IV). Cette HMXB est présente dans l'échantillon étudié. Son rayon et sa température ont été déterminés par Kaper et al. (2006), et nous utiliserons ces valeurs (voir tableau 5.1) pour ajuster la SED, comme précisé plus tôt.

D, et l'extinction A_λ :

$$\lambda F_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^4} \times 10^{-0.4A_\lambda} \frac{(R/D)^2}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \quad (5.1)$$

Cette modélisation comporte toutefois un certain nombre d'incertitudes. J'expose dans la section suivante leur origine et la manière dont elles ont été prises en compte dans cette étude. Par ailleurs, le choix d'un modèle de corps noir, au détriment de modèles de photosphères stellaires, bien que plus raffinés, est justifié par notre volonté d'utiliser un modèle uniforme pour l'ensemble de l'échantillon d'HMXBs étudié.

Parmi les variables intervenant dans le modèle, le rayon stellaire R et la température stellaire T sont imposés par l'utilisateur et ont été évalués suivant la démarche détaillée dans la section 5.3. En revanche, la distance D et l'extinction en bande V sont déterminées par la procédure d'ajustement.

5.4.2 Loi d'extinction

La loi d'extinction décrit l'évolution de l'extinction en fonction de la longueur d'onde, λ . Principalement due à la présence de poussières dans le milieu interstellaire, elle varie suivant la densité du milieu et sa connaissance est nécessaire afin de bien corriger l'émission de corps noir des étoiles.

Dans notre étude, l'extinction à une longueur d'onde donnée, A_λ , est déterminée grâce à la loi de Cardelli (Cardelli et al., 1989), qui fournit une valeur d'extinction de l'UV à l'infrarouge proche ($0.12 \mu\text{m} < \lambda < 3.5 \mu\text{m}$) dépendant d'un seul paramètre : le paramètre d « extinction-rougissement », $R_V \equiv A(V)/E(B-V)$ qui caractérise les propriétés de la poussière dans la région définie par la ligne de visée⁶. Ainsi, à partir des extinctions UV d'étoiles OB obtenues par Fitzpatrick and Massa (1990), des photométries visible et infrarouge issues des archives et des couleurs intrinsèques extraites des travaux de Johnson et al. (1966), Cardelli et al. (1989) dérive une loi d'extinction, de l'UV à l'infrarouge, s'exprimant comme suit :

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = a(x) + b(x).R_V^{-1} \quad (5.2)$$

avec $x = 1/\lambda$ et $a(x)$ et $b(x)$, deux coefficients dépendant de la longueur d'onde. Le paramètre d'extinction-rougissement varie entre ~ 2 et 5.5 et je supposerai ici une valeur typique de 3.1 , correspondant à la valeur moyenne déterminée dans le cas d'un milieu interstellaire diffus en direction du plan Galactique (Fitzpatrick, 1999). Nous évoquerons l'influence d'une évolution de la loi d'extinction considérée dans la section 5.5.2.3.

5.4.3 Ajustement des données par le modèle

J'ai ensuite ajusté le modèle de corps noir à la SED de chaque HMXB, à l'aide d'un programme implémenté en langage Python. Cet ajustement suit l'algorithme itératif de Levenberg–Marquardt reposant sur la méthode des moindres carrés qui permet de comparer les données observationnelles, entachées d'erreur, au modèle mathématique, via la minimisation du χ^2 , calculé suivant l'équation 5.3, dans laquelle $X_{i,obs}$ correspond au flux de l'objet à travers le $i^{\text{ième}}$ filtre et $X_{i,model}$ au flux théorique à travers le $i^{\text{ième}}$ filtre, calculé par le modèle de corps noir :

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{X_{i,obs} - X_{i,model}}{\sigma_i} \right]^2 \quad (5.3)$$

Enfin, l'ajustement de la SED par le modèle est valable à condition que le nombre de données observationnelles N et le nombre de paramètres libres n répondent à l'inégalité suivante : $N - n - 1 \geq 1$. Dans notre cas, le nombre de paramètres libres est égal à deux ce qui impose finalement d'avoir au minimum

6. A_V correspond à l'extinction en bande V alors que l'excès de couleur, $E(B-V)$, est défini par $(B-V) - (B-V)_0$, la différence entre la couleur observée $(B-V)$ et la couleur intrinsèque $(B-V)_0$.

4 magnitudes pour chaque source.

Nous comptabilisons dans notre catalogue 59 sources répondant à ce critère. Parmi elles, neuf appartiennent en réalité aux Nuages de Magellan et sont donc exclus de notre échantillon. Par ailleurs, les contreparties (optiques ou infrarouges) ou le type spectral de quatre autres sources paraissent encore débattus à l'heure actuelle, et nous choisissons donc également de les exclure de l'étude finale. Par conséquent, l'échantillon définitif, sur lequel porte l'étude statistique, décrite par la suite, se compose de 46 sources dont les paramètres physiques sont détaillés dans le tableau 5.2.

5.5 Détermination des distances et incertitudes liées

5.5.1 Calcul des distances

Les distances D sont déduites de la procédure d'ajustement via la détermination du rapport distance sur rayon, R/D . Connaissant le rayon de l'étoile compagnon (déterminé par la méthode exposée en section 5.3), nous calculons la distance à la source par l'équation 5.4 :

$$D = (R/D)^{-1} \times R \quad (5.4)$$

Afin de vérifier la cohérence de ces résultats et de tester leur non-dépendance aux modèles stellaires utilisés (en particulier les rayons et les températures), j'ai ensuite déterminé la distance aux objets en utilisant l'équation 5.5 qui présente l'avantage de ne pas dépendre des rayons et températures stellaires mais uniquement de la magnitude absolue M_V , valeur tabulée et donnée dans la littérature (voir Martins and Plez 2006 pour les étoiles O et Morton and Adams 1968 et Panagia 1973 pour les étoiles B.).

$$D_{\text{pc}} = 10^{-0.4(m_V - M_V - A_V + 5)} \quad (5.5)$$

Les résultats obtenus sont cohérents avec ceux obtenus avec la première méthode avec une variation évaluée à moins de 10% pour chaque objet.

5.5.2 Incertitudes

Les distances déterminées grâce à l'approche détaillée précédemment sont bien évidemment entachées d'incertitudes qu'il s'avère nécessaire d'évaluer quantitativement le plus précisément possible. Nous détaillerons ici les différentes sources d'erreur ainsi que l'approche déployée pour les quantifier avant d'en déduire une incertitude totale sur les distances des HMXBs.

5.5.2.1 Incertitude sur les flux

Les observations visibles et proche infrarouges utilisées dans la construction des distributions spectrales d'énergie comportent une incertitude comme toute donnée photométrique. Dans le cas des données associées au domaine de la lumière visible, j'utilise les incertitudes sur les magnitudes directement fournies par la littérature. Celles-ci sont largement dépendantes de l'instrument utilisé, de la source observée ainsi que des conditions climatiques dans lesquelles ont eu lieu l'observation.

Les magnitudes infrarouges, proviennent, pour la plupart d'entre-elles, du relevé 2MASS (voir section 4.2.5 de l'introduction). Quelle que soit la méthode utilisée pour établir la photométrie des sources ponctuelles détectées par 2MASS (photométrie d'ouverture ou par ajustement de la PSF suivant la magnitude et la région du ciel), l'incertitude est inférieure à 0.03 magnitude pour les sources présentant une magnitude inférieure à 13.0 (voir Skrutskie et al. 2006).

J'ai par ailleurs associé aux sources pour lesquelles l'incertitude photométrique n'était pas précisée dans la littérature, une incertitude systématique de 0.1 magnitude quel que soit le filtre utilisé. Cette valeur

NAME	D (kpc)	A_V (mag)	T (K)	R (R)	SpT	SpT Ref.
1A 0535+262	3.8 ± 0.33	1.9 ± 0.26	32930	14.7	O9.7IIIe (O9.5IIIe)	Giangrande et al. (1980)
1A 1118-615	3.2 ± 1.4	4.6 ± 1.9	32930/34620	14.7/8.50	O9.5IIIe/O9.5Ve (O9.5III/O9.5V)	Janot-Pacheco et al. (1981)
1E 1145.1-6141	10.5 ± 0.90	5.2 ± 0.19	18300	51.0	B2Iae (B2Ia)	Densham and Charles (1982)
1H 1249-637	0.63 ± 2.5	1.8 ± 2.5	30160	14.8	B0.5IIIe (B0.5III)	Codina et al. (1984)
1H 1555-552	0.89 ± 0.093	2.7 ± 0.6	19500	9.80	B2IIIn (B2III)	Liu et al. (2006)
3A 0114+650	6.5 ± 3.0	4.0 ± 0.60	24000 ± 3000	37.0 ± 15.0	B1Ia	Reig et al. (1996)
3A 0726-260	5.0 ± 0.82	2.5 ± 0.25	38450/35900	9.30/8.80	O8Ve/O9Ve (O8V/O9V)	Negueruela et al. (1996)
3A 2206+543	3.4 ± 0.35	1.8 ± 0.60	34620	8.50	O9.5Vp (O9.5V)	Negueruela and Reig (2001)
4U 1700-377	1.8 ± 0.15	2.0 ± 0.15	40210	21.2	O6.5Iaf (O6.5Ia)	Wolf and Morrison (1974)
Cep X-4	3.7 ± 0.52	5.3 ± 1.4	22600/20500	6.17/5.62	B1Ve/B2Ve (B1V/B2V)	Bonnet-Bidaud and Mouchet (1998)
Cyg X-1	1.8 ± 0.56	3.4 ± 0.18	32000	17.0	O9.7Iab	Walborn (1973)
EXO 0331+530	6.9 ± 0.71	6.0 ± 0.50	37170	9.00	O8.5Ve (O8.5V)	Negueruela (1998)
EXO 2030+375	3.1 ± 0.38	12 ± 1.4	33340	8.30	B0Ve (B0V)	Liu et al. (2006)
gam Cas	0.17 ± 0.50	1.2 ± 2.2	25000-30000	10.0	B0.5IVe	Stee et al. (1995)
GRO J1008-57	4.1 ± 0.59	6.7 ± 1.1	33340	8.30	B0e (B0V)	Belczynski and Ziolkowski (2009)
GT 0236+610	1.8 ± 0.20	3.8 ± 0.65	333340	8.30	B0Ve (B0V)	Crampton and Hutchings (1978)
GX 301-2	3.1 ± 0.64	6.3 ± 0.14	20400	62.0	B1Ia	Hammerschlag-Hensberge et al. (1979)
GX 304-1	1.3 ± 0.10	6.0 ± 0.17	20500	5.62	B2Vne (B2V)	Parkes et al. (1980)
Ginga 0834-430	7.1 ± 4.2	11 ± 2.2	31540/33340/ 19500/20500	14.7/8.30/ 9.77/5.62	B0/2IIIe/Ve (B0/2III/V)	Israel et al. (2000)
H 0115+634	5.3 ± 0.44	6.4 ± 0.28	33340	8.30	B0.2Ve (B0V)	Negueruela and Okazaki (2001)
H 1145-619	4.3 ± 0.52	1.7 ± 0.55	31540	14.7	B0.2IIIe (B0III)	Okazaki and Negueruela (2001)
H 1417-624	7.0 ± 0.74	6.1 ± 1.1	22600	6.17	B1Ve (B1V)	Belczynski and Ziolkowski (2009)
H 1538-522	6.2 ± 1.8	6.4 ± 0.28	28000 ± 2000 31500 ± 1000	17.0 ± 2.00 17.0 ± 2.00	B0Iab	Crampton et al. (1978)
IGR J00370+6122	3.4 ± 1.2	2.4 ± 0.19	24300/30160	21.75/14.8	B0.5II/III	Negueruela and Reig (2004)
IGR J01583+6713	4.1 ± 0.63	4.7 ± 0.32	20000	7.70	B2IVe	Kaur et al. (2008)
IGR J06074+2205	4.5 ± 0.36	3.3 ± 0.22	32060	8.00	B0.5Ve (B0.5V)	Reig et al. (2010)
IGR J08408-4503	3.4 ± 0.35	1.7 ± 0.60	34230	23.8	O8.5Ib(f) (O8.5I)	Barba et al. (2006)
IGR J11215-5952	7.3 ± 0.68	2.6 ± 0.60	22000	36.5	B1Ia	Liu et al. (2006)
IGR J11305-6256	3.6 ± 0.71	1.0 ± 2.2	31540	14.7	B0IIe (B0III)	Tomsick et al. (2008)
IGR J11435-6109	9.8 ± 0.86	5.7 ± 0.28	32060	8.00	B0.5Ve (B0.5V)	Torrejon and Negueruela (2004)
IGR J16465-4507	12.7 ± 1.3	5.0 ± 0.75	23600	33.1	B0.5I	Rahoui et al. (2008)
IGR J17200-3116	10.4 ± 3.6	6.6 ± 4.5	32060	8.00	B0.5Ve (B0.5V)	Coleiro et al. (subm.)
IGR J18214-1318	10.6 ± 5.0	14 ± 3.1	32740	24.6	O9I	Butler et al. (2009)
IGR J18410-0535	7.8 ± 0.74	6.1 ± 0.65	21700	34.9	B1Ib	Nespoli et al. (2007)
IGR J18450-0435	6.4 ± 0.76	6.7 ± 0.49	31240	25.4	O9.5I	Zurita Heras and Walter (2009)
KS 1947+300	8.5 ± 2.3	4.0 ± 0.49	33340	8.30	B0Ve (B0V)	Negueruela et al. (2003)
PSR B1259-63	1.7 ± 0.56	3.8 ± 0.70	32000^{+2000}_{-1000}	$9.00^{+1.8}_{-1.5}$	B2Ve	Johnston et al. (1994)
RX J0440.9+4431	2.9 ± 0.37	2.9 ± 0.25	33340	8.30	B0.2Ve (B0V)	Reig et al. (2005)
RX J0812.4-3114	8.6 ± 1.8	2.3 ± 0.20	28000 ± 2000	10 ± 2.0	B0.2IVe	Reig et al. (2001)
RX J1744.7-2713	1.2 ± 0.46	2.7 ± 0.57	30160/32060	14.8/8.00	B0.5IIIe/Ve (B0.5III/V)	Liu et al. (2006)
SAX J1818.6-1703	2.7 ± 0.28	1.6 ± 0.80	17000	8.71	B3III	Liu et al. (2006)
SAX J2103.5+4545	8.0 ± 0.78	4.2 ± 0.25	33340	8.30	B0Ve (B0V)	Reig et al. (2004)
Vela X-1	2.2 ± 0.22	2.2 ± 0.46	24700	33.8	B0.5Iae (B0.5Ia)	Prinja and Massa (2010)
XTE J1855-026	10.8 ± 1.0	5.8 ± 0.90	28100	26.9	B0Iaep (B0Ia)	Negueruela et al. (2008a)
XTE J1946+274	6.2 ± 3.0	6.9 ± 0.74	32430/22050/ 33340/22600	11.5/8.10/ 8.30/6.17	B0/1/IVe/Ve (B0/1/IV/V)	Belczynski and Ziolkowski (2009)
X Per	1.2 ± 0.16	0.81 ± 0.22	33340	8.30	B0Ve (B0V)	Belczynski and Ziolkowski (2009)

TABLE 5.2 – Echantillon de HMXBs étudié. La distance D et l’extinction A_V dérivées des ajustements sont fournies, ainsi que la température T , le rayon R , le type spectral SpT de l’étoile compagnon et la référence dont est issue ce type spectral, SpT Ref. T et R sont soit issus de la littérature (Voir tableau 5.1), soit déterminés, connaissant le type spectral, par les tables de Vacca et al. (1996); Panagia (1973); Martins et al. (2005); Searle et al. (2008) (voir section 5.3). Lorsque différents types spectraux sont proposés dans la littérature, les différentes valeurs de R et T sont fournies dans le tableau. Les types spectraux affichés entre parenthèses correspondent aux types spectraux utilisés pour déterminer R et T (pour les types spectraux particuliers). La détermination des erreurs associées à la distance et à l’extinction est développée dans la section 5.5.2.

correspond à une borne supérieure aux incertitudes sur les magnitudes issues des différents relevés photométriques.

Ces incertitudes sur la magnitude m'ont ensuite permis de déduire l'incertitude sur le flux en propageant les erreurs. La distribution spectrale d'énergie de chaque source a été construite en tenant compte de ces barres d'erreur.

5.5.2.2 Excès infrarouge des étoiles Be

C'est en 1966 que l'excès infrarouge des étoiles Be, comparées aux autres étoiles de type spectral B, est observé pour la première fois par Johnson et al. (1966). L'année suivante, Johnson et ses collaborateurs montrent que sur un échantillon de 85 étoiles massives de type spectral O, B ou A0-1-2, observées en bandes K ($2.2 \mu\text{m}$) et L ($3.4 \mu\text{m}$), un certain nombre d'entre elles présentent un excès de couleur $[K - L]$. Cet excès d'émission infrarouge relativement au flux attendu par l'émission d'un corps noir à ces longueurs d'onde est toujours présent après correction de l'extinction interstellaire (voir figure 5.1) et semble corrélé à la présence de raies d'émission d'hydrogène dans le spectre visible de ces étoiles.

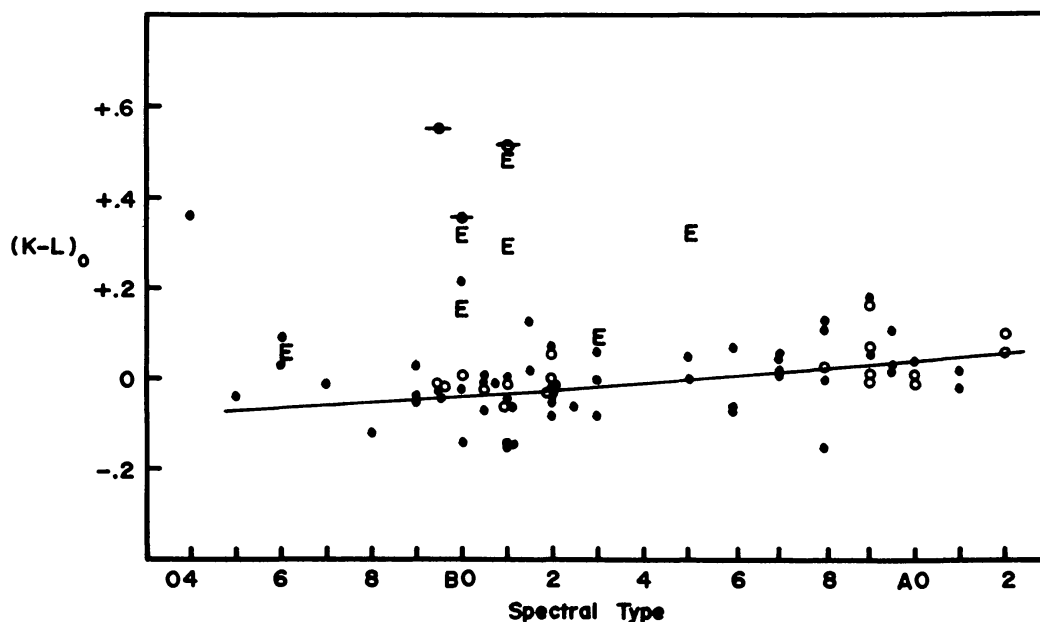


FIGURE 5.1 – Couleur $[K-L]$ après correction de l'extinction interstellaire en fonction du type spectral des étoiles.

Couleur $[K - L]$ après correction de l'extinction interstellaire en fonction du type spectral des étoiles. Les cercles remplis indiquent les étoiles de classes de luminosité III, IV ou V ; les cercles vides, indiquent les étoiles de classes Ia, Iab et Ib. La lettre E désigne les étoiles à raies d'émission (Be ou Oe). La ligne droite représente la relation entre la couleur $[K - L]$ et le type spectral en supposant une émission de corps noir à la même température que les étoiles. *Figure extraite de Johnson (1967).*

Johnson attribue finalement cette émission, caractérisée par un excès infrarouge et par des raies d'émission de l'hydrogène dans le spectre visible, à une composante circumstellaire, plus précisément à un nuage de gaz chaud et ionisé entourant l'étoile (Woolf et al., 1970). En complétant les distributions spectrales d'énergie d'un échantillon d'étoiles Be, avec des observations infrarouges réalisées entre $3.4 \mu\text{m}$ et $11.5 \mu\text{m}$, Woolf et collaborateurs montrent en 1970 que, de manière générale, les spectres de ces étoiles étaient en adéquation avec la présence d'une émission free-free issue d'un gaz ionisé.

Allen (1973), en étudiant un échantillon de 250 étoiles Be, aboutit à la même conclusion en précisant qu'il n'est toutefois pas possible d'exclure le fait qu'une composante de poussière puisse contribuer à cet excès d'émission en infrarouge. Il a fallu attendre les observations de Gehrz et collaborateurs (Gehrz

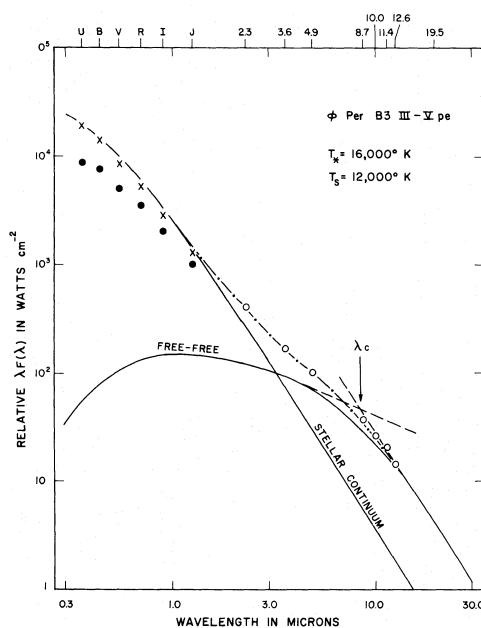


FIGURE 5.2 – Distribution spectrale d'énergie de l'étoile ϕ Persée. Cette SED est correctement ajustée par un modèle d'émission *free-free* devenant optiquement épaisse après la longueur d'onde λ_C . La somme de l'émission stellaire et de l'émission *free-free* est représentée par la ligne en tirets-pointillés. Les points correspondent aux flux dans les différents filtres alors que les croix correspondent aux flux déroulés de l'extinction interstellaire. Les cercles ouverts correspondent aux flux en infrarouge. *Figure extraite de Gehrz et al. (1974).*

et al., 1974) entre $2.3 \mu\text{m}$ et $19.5 \mu\text{m}$ pour exclure l'hypothèse de la composante de poussière et confirmer le fait que cette émission est due à l'émission *free-free* d'un plasma chaud ($T \geq 10^4 \text{ K}$) présent autour de l'étoile (voir figure 5.2). Cette matière, éjectée par l'étoile en rotation rapide, serait par la suite ionisée par le flux de rayonnement stellaire. Dougherty et al. (1994) définit par ailleurs la densité caractéristique du disque de l'ordre de $7 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ et la taille caractéristique de la région émettrice de l'ordre de $2.5 \times 10^{12} \text{ cm}$ ($\sim 4 R_*$). Ce disque de gaz ionisé, observé ultérieurement en ondes millimétriques et radios pourrait même s'étendre sur des distances bien plus importantes, de l'ordre de la centaine voire du millier de rayons solaires (voir Taylor et al. 1990 par exemple). Par la suite, l'étude de la forme et de l'intensité des raies d'émission, et principalement des raies de la série de Balmer, a mis en évidence une éjection de matière issue d'un plasma à forte densité, caractérisée par une vitesse relativement faible ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$). A l'inverse, d'autres observations d'éléments fortement ionisés (Si IV, C V) réalisées dans le domaine ultraviolet suggèrent elles des vitesses d'éjection extrêmement élevées ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ émanant d'une région de plus faible densité). Toutefois, il est possible de concilier ces deux résultats en invoquant le fait que l'excès d'émission infrarouge ainsi que les raies en émission présentes dans le spectre visible proviennent d'une région de haute densité et munie d'une faible vitesse située dans le plan équatorial de l'étoile alors que les raies d'émission observées dans l'UV émanent elles d'un milieu à faible densité, éjectant la matière à grande vitesse, à plus grande latitude stellaire.

Afin d'évaluer l'influence de cet excès infrarouge sur la distance des étoiles Be déduite de notre étude, j'ai utilisé les résultats obtenus par Dougherty et al. (1994). La démarche entreprise est expliquée dans le paragraphe suivant.

L'étude de Dougherty et al. (1994) repose sur l'observation d'un échantillon de 114 étoiles Be en imagerie visible et infrarouge proche. Ces observations présentent l'avantage d'être quasi-simultanées, permettant ainsi de s'affranchir d'une éventuelle variation temporelle de l'émission du continuum des étoiles. Dans cette étude, les auteurs évaluent l'excès de flux en infrarouge de la manière suivante. Partant

de l'hypothèse que l'émission photosphérique des étoiles Be est identique à celle des étoiles B, l'excès de couleur infrarouge, $CE[V-m_\lambda]$, défini via la magnitude en bande V et la magnitude m_λ , à la longueur d'onde infrarouge λ , est donné par la formule :

$$CE[V-m_\lambda] = [V-m_\lambda] - [V-m_\lambda]_0 \quad (5.6)$$

dans laquelle $[V-m_\lambda]_0$ correspond à la couleur intrinsèque de l'étoile B et $[V-m_\lambda]$, à la couleur observée pour l'étoile Be, corrigée de l'extinction interstellaire. Puisque la poussière interstellaire se trouvant sur la ligne de visée tend à "rougir" les objets observés, la première étape consiste à définir précisément ce rougissement. Ainsi, Dougherty et al. (1994) évalue les magnitudes intrinsèques des étoiles grâce aux relations entre les couleurs $[V-m_\lambda]_0$ et les couleurs $[B-V]_0$, détaillées dans Dougherty et al. (1993)⁷. Les excès infrarouges, définis par le paramètre $CE[V-m_\lambda]$, et obtenus pour les filtres J , H , K et L par Dougherty et al. (1994) sont présentés figure 5.3. Ainsi, l'excès de couleur infrarouge moyen obtenu en bande J vaut 0.08, 0.15 en bande H et 0.24 en bande K .

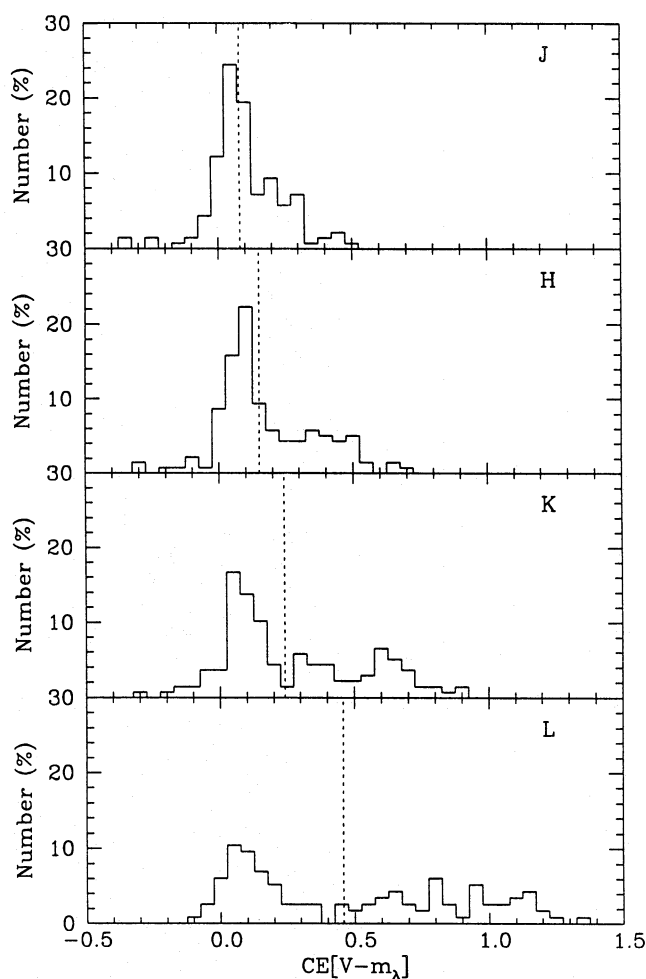


FIGURE 5.3 – Distribution de l'excès de couleur pour les filtres J , H , K et L . La ligne verticale indique les moyennes de chaque distribution : 0.08, 0.15, 0.24, 0.46 pour les filtres J , H , K et L respectivement. *Figure extraite de Dougherty et al. (1994).*

7. Ces relations reposent sur des observations photométriques d'étoiles B, réalisées avec les sept filtres du système photométrique de Genève, permettant de définir un système de trois paramètres, indépendant de l'extinction. Ce système a, par ailleurs, été calibré pour les couleurs intrinsèques des étoiles B, apportant ainsi une méthode de correction de l'extinction menant aux magnitudes intrinsèques des étoiles (voir Cramer and Maeder 1979 et Cramer 1982).

Je supposerai par la suite que, une fois corrigée de l’extinction interstellaire, la magnitude observée, V , d’une étoile Be est égale à sa magnitude intrinsèque V_0 , identique à celle d’une étoile B, ce qui signifie que les étoiles Be ne possèdent pas d’excès d’émission en lumière visible. Ainsi, le paramètre $CE[V - m_\lambda]$ s’identifie à la différence entre la magnitude infrarouge intrinsèque, $m_{\lambda 0}$, et la magnitude infrarouge observée, m_λ , qui rend compte directement de l’excès infrarouge à la longueur d’onde λ , en terme de magnitude.

Ainsi, je supposerai un excès en bande J de ~ 0.1 mag, en bande H , de ~ 0.15 mag et en bande K , de ~ 0.25 mag. Afin d’adopter un traitement uniforme pour l’ensemble des sources de l’échantillon étudié, ceci m’amène donc à ajouter une erreur systématique de 0.1, 0.15 et 0.25 mag respectivement, pour les magnitudes J , H et K des HMXBs ayant une étoile compagnon de type Be. L’ajustement des SEDs dans ces conditions implique une variation de la distance nettement inférieure à l’incertitude sur la distance, apportée par la variation du rayon et/ou de la température stellaire (voir section 5.5.2.4) et par la dégénérescence statistique des ajustements (voir section 5.5.2.5). Il en va de même pour l’incertitude sur l’extinction, autre paramètre qui est estimé par l’ajustement de la SED. J’ai donc fait le choix de négliger l’incertitude issue de l’excès infrarouge des étoiles Be, sur les distances et extinctions des HMXBs obtenues.

5.5.2.3 Incertitude sur la loi d’extinction

L’extinction par les poussières peuplant le milieu interstellaire est hautement variable d’une ligne de visée à une autre. Fort heureusement, un certain nombre de relations entre l’extinction et la longueur d’onde du rayonnement ont été mises en évidence à partir de la fin des années 1970, ainsi que des liens entre l’extinction dans les domaines UV, visible et infrarouge proche.

Comme je l’ai décrit dans la section 5.4.2, nous avons utilisé dans cette étude, la loi d’extinction définie par Cardelli et al. (1989). Toutefois, il est nécessaire de prendre en compte une éventuelle déviation à cette loi qui se traduira, en particulier, par une variation du paramètre $R_V \equiv A(V)/E(B - V)$, paramètre d’extinction-rougissement et qui caractérise les propriétés de la poussière dans la région définie par la ligne de visée. En effet, la grande force du travail réalisé par Cardelli et al. (1989) réside dans le fait que l’extinction, à une longueur d’onde λ donnée, peut être prédite, de l’UV à l’infrarouge proche, connaissant le seul paramètre R_V . Cette dépendance unique a ainsi permis de montrer que les valeurs du paramètre d’extinction-rougissement peuvent varier entre 2.2 et 5.8 suivant la ligne de visée considérée. La valeur moyenne a quant à elle été évaluée à 3.1, caractéristique d’un milieu interstellaire diffus (Fitzpatrick, 1999).

Par conséquent, en disposant d’une valeur adéquate du paramètre R_V pour chaque HMXB de notre échantillon, il est possible d’évaluer l’influence d’une variation de ce paramètre sur la détermination des distances. Pour cela, j’utilise ici le travail de Geminale and Popowski (2004) qui ont déterminé les valeurs de R_V associées à 782 étoiles, à partir de leur extinction UV et de la loi de Cardelli. Ces étoiles sont principalement situées dans le plan Galactique et issues du catalogue de Savage et al. (1985) (voir Figure 5.4). J’ai ensuite attribué à chaque HMXB, la valeur de R_V de l’étoile la plus proche avant d’ajuster la SED avec la loi de Cardelli et cette nouvelle valeur de R_V . Il en résulte une différence médiane dans les distances de 0.07 kpc, largement inférieure aux erreurs évoquées dans les paragraphes suivants (5.5.2.4 et 5.5.2.5). J’ai finalement fait le choix de négliger cette source d’erreur.

5.5.2.4 Incertitude sur les paramètres stellaires : Rayons et Températures

Les incertitudes sur le rayon et la température de l’étoile compagnon ont une influence importante sur la distance et l’extinction dérivées des ajustements. L’ajustement des SEDs montre que la valeur de distance obtenue est bien plus sensible à l’erreur sur le rayon qu’à l’erreur sur la température. En effet, l’équation 5.4 montre que la distance est calculée directement à partir du rayon stellaire, via le rapport R/D , et qu’ainsi, l’erreur sur le rayon stellaire affecte directement l’erreur sur la distance. Afin d’évaluer ces sources d’incertitudes, je distinguerai différents cas de figure :

1. si le type spectral est bien déterminé, j’ai ajusté la SED en utilisant successivement le rayon et la température relatifs au type spectral de la HMXB, donnés dans chacune des références mentionnées

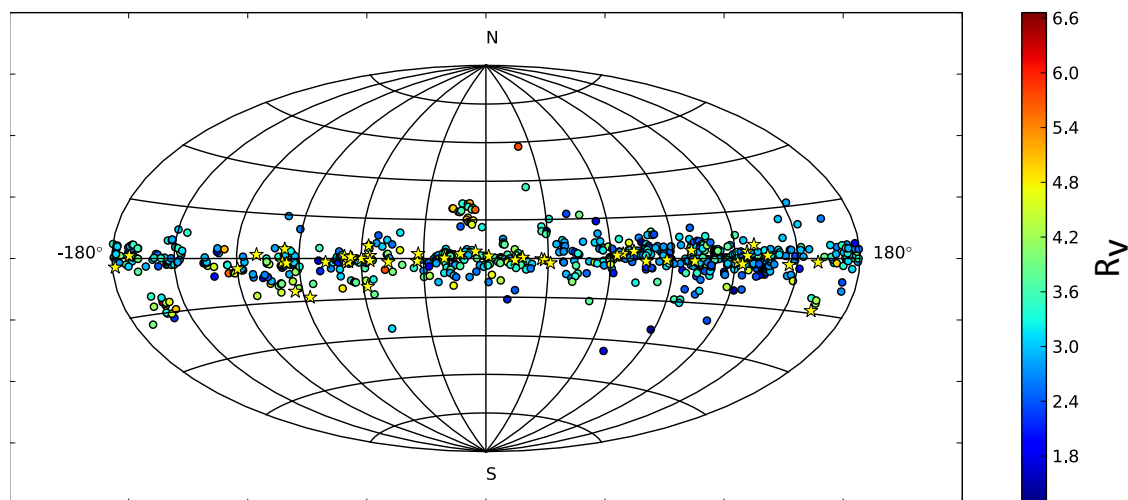


FIGURE 5.4 – Représentation des étoiles du catalogue de Geminale et Popowski (Geminale and Popowski, 2004). La couleur dépend de la valeur du paramètre R_V dérivé de cette étude. Les étoiles jaunes représentent la position des HMXBs étudiées ici.

précédemment (Vacca et al. 1996; Panagia 1973; Martins et al. 2005; Searle et al. 2008) de manière à rendre compte de la dispersion des résultats provoquée par l'utilisation des différentes références. Il en ressort une dispersion moyenne de 10 %, aussi bien sur les valeurs de distances et d'extinction. Ainsi, pour les HMXBs dont le type spectral est bien contraint, nous considérerons une erreur systématique de 10% sur les distances et extinctions calculées ;

2. si le rayon et la température de la HMXB sont disponibles dans la littérature (voir le tableau 5.1, qui recense ces sources), nous ajustons les SEDs avec ces valeurs ainsi qu'avec les valeurs fournies dans les différentes tables (Vacca et al. 1996; Panagia 1973; Martins et al. 2005; Searle et al. 2008) et je calcule la dispersion des résultats sur la distance et l'extinction ;
3. lorsqu'il existe une incertitude sur le type spectral de la binaire X, j'ajuste les SEDs en considérant les différents types spectraux possibles et donc les différents rayons et températures fournis par les tables (Vacca et al. 1996; Panagia 1973; Martins et al. 2005; Searle et al. 2008). Je calcule finalement la dispersion sur l'ensemble des distances et extinctions obtenues ;
4. pour les HMXBs de classe de luminosité II ou IV, puisqu'il n'existe pas de table recensant leur paramètres physiques, nous ajustons les SEDs en considérant des valeurs de température et de rayon moyennes entre les classes de luminosité I et III pour les classes II et entre III et V pour les classes IV (voir section 5.3). Les incertitudes sont déterminées en calculant la dispersion des distances et extinctions obtenues avec ces valeurs moyennes de rayons et températures et avec les rayons et températures de la classe de luminosité inférieure et de la classe de luminosité supérieure.

5.5.2.5 Dégénérescence statistique

La valeur du χ^2 issue de la procédure d'ajustement ne permet pas à elle seule de rendre compte de la dégénérescence probable des paramètres ajustés, distance D et extinction A_V . En effet, alors que l'augmentation de la distance tend à diminuer la densité de flux collectée par les instruments, une hausse de l'extinction provoque une tendance similaire. Il est alors impossible de mettre en valeur le paramètre le plus influant sur l'ajustement des données au modèle.

J'ai donc utilisé des simulations Monte-Carlo dont la mise en oeuvre est détaillée ci après, afin de contraindre l'influence de chacun des deux paramètres et de visualiser l'ensemble des combinaisons de valeurs (D , A_V) convergeant vers une solution possible de l'ajustement.

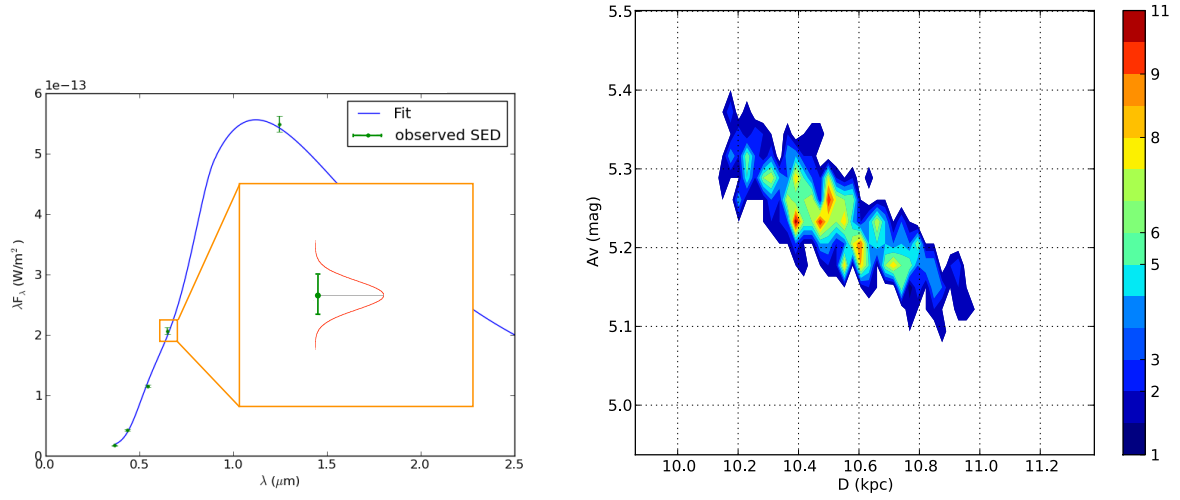


FIGURE 5.5 – Figure de gauche : schéma explicatif de la méthode de construction des SEDs soumises aux simulations Monte-Carlo. Figure de droite : résultat des simulations Monte-Carlo pour la source 1E 1145.1-6141 utilisé pour estimer l’incertitude sur la distance et l’extinction liée à la procédure d’ajustement.

L’approche considérée ici consiste donc, pour chaque source, à générer 500 distributions spectrales d’énergie à partir de la SED initiale. Plus précisément, chaque densité de flux est déterminée à partir de la densité de flux observée par un tirage aléatoire suivant une distribution de probabilité gaussienne (voir figure 5.5, gauche). Cette distribution de probabilité prend donc la forme d’une loi normale donnée par l’équation 5.7, avec un écart type σ défini à partir des barres d’erreur de la mesure photométrique initiale et de moyenne μ égale à la densité de flux observée.

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (5.7)$$

Le choix d’une distribution de probabilité gaussienne a été principalement dicté par le fait que pour un grand nombre de photons détectés, la statistique de Poisson s’approche rapidement d’une loi normale. Par conséquent, il semble légitime de considérer que les erreurs photométriques suivent une distribution gaussienne. Les 500 nouvelles SEDs sont ensuite soumises à la même procédure d’ajustement par moindres carrés. Finalement, nous obtenons un ensemble de 500 combinaisons de paramètres (D , A_V), chacune définissant une solution possible de l’ajustement de la SED au modèle de corps noir. J’obtiens ainsi pour chaque HMXB une distribution de probabilité des deux paramètres ajustés (distance D et extinction A_V) et donc la dispersion de chacun de ces deux paramètres que je considère comme une source d’incertitude supplémentaire (un exemple est donné Figure 5.5, droite, pour la HMXB 1E 1145.1-614).

5.5.2.6 Incertitude finale sur les distances

L’incertitude finale σ_{tot} sur les distances des HMXBs, donnée par la formule 5.8, correspond à la somme quadratique des incertitudes sur le rayon et la température stellaires σ_{RT} , et de la dispersion des valeurs liée à la procédure d’ajustement des données au modèle, σ_{fit} (en supposant que les deux sources d’incertitudes sont indépendantes) :

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_{RT}^2 + \sigma_{fit}^2 \quad (5.8)$$

Les incertitudes liées à la mesure des flux, à la loi d’extinction considérée ainsi qu’à l’excès infrarouge des étoiles Be sont elles prises en compte dans les barres d’erreur photométriques qui influencent directement la dispersion des valeurs de distance et d’extinction dérivées des ajustements.

5.6 Cartographie des HMXBs dans la Voie Lactée

5.6.1 Résultats

Finalement, le tableau 5.2 présente les 46 HMXBs et leurs paramètres fondamentaux : distance D et extinction A_V (que j'ai obtenues par les méthodes décrites précédemment), ainsi que le rayon R , la température T et le type spectral SpT, de l'étoile compagnon. La figure 5.6 (figure du haut) présente une illustration de la Voie Lactée à laquelle sont ajoutées les 46 sources (étoiles rouges sur l'image) dont j'ai estimé la distance. Enfin la figure 5.6 (figure du bas), constitue un zoom au voisinage du Soleil sur lequel nous représentons la position des HMXBs, l'erreur sur leurs positions ainsi que le modèle de bras spiraux (courbes grises) de Russeil (2003).

5.6.2 Comparaison avec les distances et extinctions publiées

Le tableau 5.3, compare les distances et extinctions dérivées de notre étude aux valeurs publiées antérieurement. Soulignons que la variation médiane de distance est de $\sim 17\%$, et la variation médiane d'extinction de $\sim 7\%$.

5.7 Conclusion

Nous avons abordé, dans ce chapitre, la détermination des distances d'un échantillon de binaires X de grande masse dont le type spectral était préalablement connu (ou au moins correctement contraint). La méthode employée ici repose sur l'ajustement des Distributions Spectrales d'Énergie (SEDs), principalement dominées à ces longueurs d'onde, par le flux de l'étoile compagnon de l'objet compact. Ainsi, les données photométriques ont été ajustées par un modèle de corps noir, décrivant l'émission de l'étoile compagnon. Deux paramètres de ce modèle ont été fixés : le rayon de l'étoile compagnon et sa température (déterminé en fonction du type spectral à l'aide de tables) alors que nous avons laissé libres, le rapport rayon/distance, R/D , et l'extinction en bande V, A_V . D'autre part, un soin particulier a été apporté à l'évaluation des incertitudes sur ces deux paramètres. L'avantage de cette méthode réside dans le fait que l'on utilise ici une méthode uniforme de traitement de l'ensemble de l'échantillon ne dépendant pas des spécificités spectrales de chacune des HMXBs.

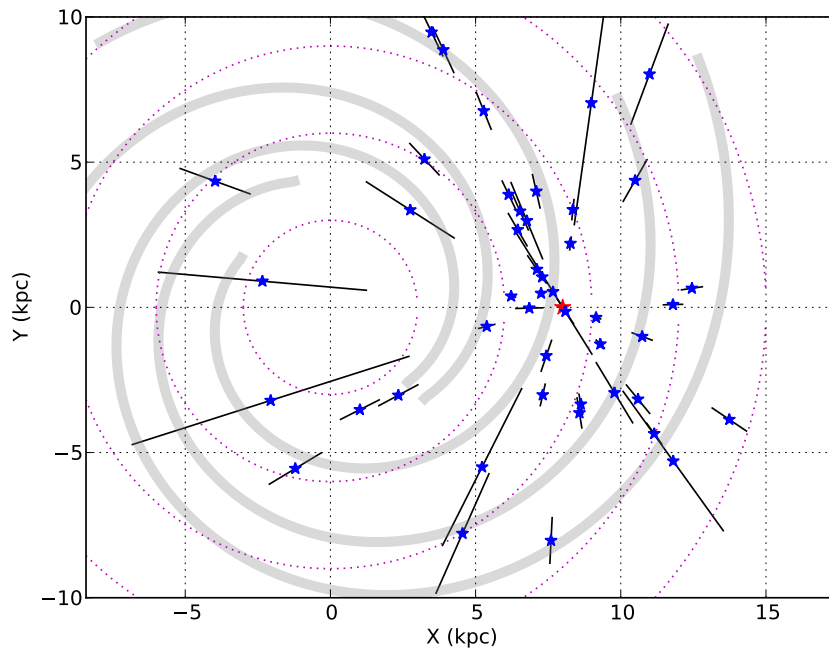
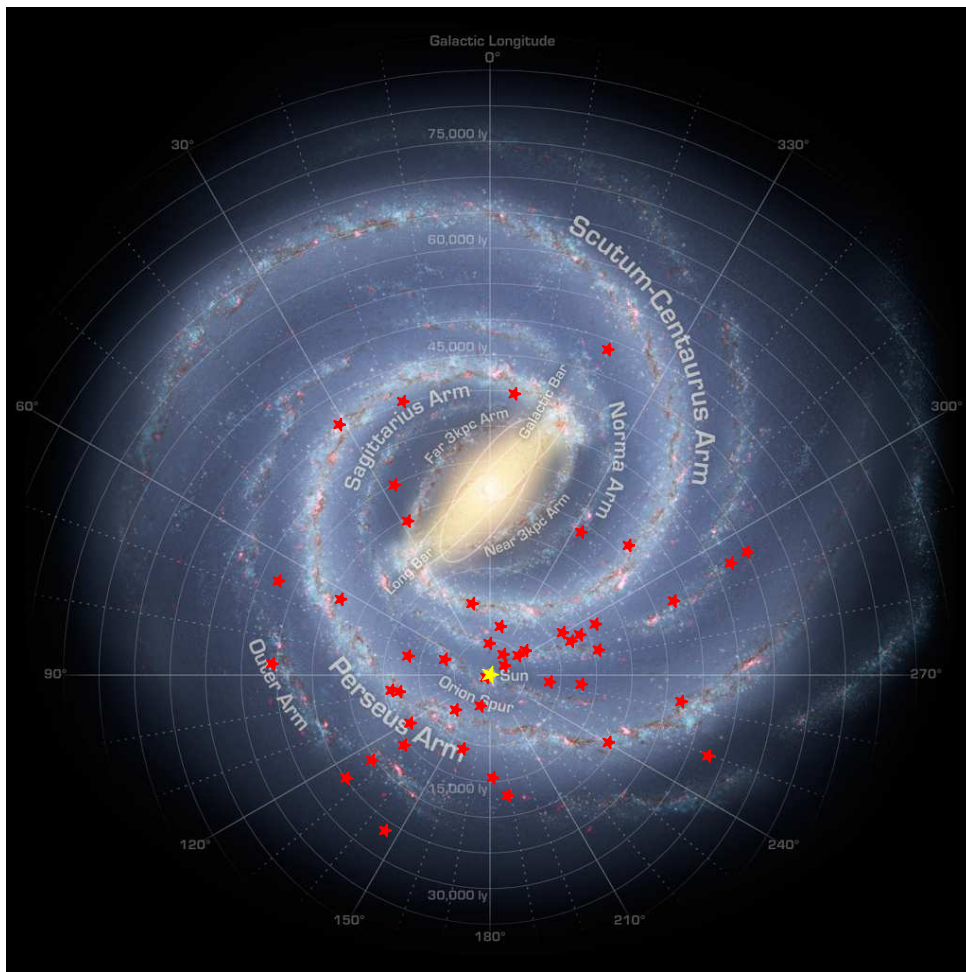


FIGURE 5.6 – Figure du haut : représentation de la distribution des HMXBs (étoiles rouges) dans la Voie Lactée. La position du Soleil aux coordonnées $(0, 8.5 \text{ kpc})$ à partir du centre galactique, est définie par l'étoile jaune. *Illustration de la Voie Lactée empruntée à NASA/Adler/U. Chicago/Wesleyan/JPL-Caltech*. Figure du bas : position des HMXBs (représentées par les étoiles bleues) avec les barres d'erreur (zoom au voisinage du Soleil, représenté par l'étoile rouge et situé à 8.5 kpc du centre Galactique). Les bras spiraux, représentés par les courbes grises sont issus du modèle de Russeil (2003).

NAME	D (kpc)	A_V (mag)	D_{ref} (kpc)	$A_{V\text{ref}}$ (mag)	D and A_V Ref.
1A 0535+262	3.8 ± 0.33	1.9 ± 0.26	1.8 ± 0.6	2.7 ± 0.2	Giangrande et al. (1980)
1A 1118-615	3.2 ± 1.4	4.6 ± 1.9	3.6 ± 0.9	4.2 max	Janot-Pacheco et al. (1981)
1E 1145.1-6141	10.5 ± 0.90	5.2 ± 0.19	8.2 ± 1.5	–	Densham and Charles (1982)
1H 1249-637	0.63 ± 2.5	1.8 ± 2.5	0.43 ± 0.060	–	Codina et al. (1984)
			0.30 $_{\text{min}=0.26}^{\text{max}=0.36}$	–	Chevalier and Ilovaisky (1998)
3A 0114+650	6.5 ± 3.0	4.0 ± 0.60	7.0 ± 3.6	–	Reig et al. (1996)
3A 0726-260	5.0 ± 0.82	2.5 ± 0.25	6.1 ± 0.30	–	Negueruela et al. (1996)
3A 2206+543	3.4 ± 0.35	1.8 ± 0.60	2.6	–	Blay et al. (2006)
4U 1700-377	1.8 ± 0.15	2.0 ± 0.15	1.7	–	Ankay et al. (2001)
Cep X-4	3.7 ± 0.52	5.3 ± 1.4	3.8 ± 0.60	–	Bonnet-Bidaud and Mouchet (1998)
Cyg X-1	1.8 ± 0.56	3.4 ± 0.18	1.86 $_{-0.11}^{+0.12}$	–	Reid et al. (2011)
EXO 0331+530	6.9 ± 0.71	6.0 ± 0.50	6 < d < 9	–	Negueruela et al. (1999)
EXO 2030+375	3.1 ± 0.38	12 ± 1.4	7.1 ± 0.20	–	Wilson et al. (2002)
gam Cas	0.17 ± 0.50	1.2 ± 2.2	0.188 $_{\text{min}=0.168}^{\text{max}=0.208}$	–	Chevalier and Ilovaisky (1998)
GRO J1008-57	4.1 ± 0.59	6.7 ± 1.1	5	–	Coe et al. (1994)
GT 0236+610	1.8 ± 0.20	3.8 ± 0.65	2	–	Steele et al. (1998)
GX 301-2	3.1 ± 0.64	6.3 ± 0.14	3 – 4	–	Kaper et al. (2006)
GX 304-1	1.3 ± 0.10	6.0 ± 0.17	2.4 ± 0.50	–	Parkes et al. (1980)
Ginga 0834-430	7.1 ± 4.2	11 ± 2.2	3 < d < 5	–	Israel et al. (2000)
H 0115+634	5.3 ± 0.44	6.4 ± 0.28	7-8	–	Negueruela and Okazaki (2001)
H 1145-619	4.3 ± 0.52	1.7 ± 0.55	3.1	–	Stevens et al. (1997)
H 1417-624	7.0 ± 0.74	6.1 ± 1.1	1.4 < d < 11.1	6.1 < A_V < 8.9	Grindlay et al. (1984)
H 1538-522	6.2 ± 1.8	6.4 ± 0.28	5.5 ± 1.5	–	Crampton et al. (1978)
			6.4 ± 1.0	–	Reynolds et al. (1992)
			4.5	6.5 ± 0.3	Clark (2004)
IGR J00370+6122	3.4 ± 1.2	2.4 ± 0.19	3.0	–	Reig et al. (2005)
IGR J01583+6713	4.1 ± 0.63	4.7 ± 0.32	4.0 ± 0.4	4.5 ± 0.2	Kaur et al. (2008)
IGR J08408-4503	3.4 ± 0.35	1.7 ± 0.60	2.7	–	Leyder et al. (2007)
IGR J11215-5952	7.3 ± 0.68	2.6 ± 0.60	8.0	–	Negueruela et al. (2005)
IGR J11305-6256	3.6 ± 0.71	1.0 ± 2.2	3	–	Masetti et al. (2006b)
IGR J11435-6109	9.8 ± 0.86	5.7 ± 0.28	4.5	–	Torrejon and Negueruela (2004)
IGR J16465-4507	12.7 ± 1.3	5.0 ± 0.75	12.5	–	Smith (2004)
IGR J18214-1318	10.6 ± 5.0	14 ± 3.1	10	–	Butler et al. (2009)
IGR J18410-0535	7.8 ± 0.74	6.1 ± 0.65	3.2	–	Nespoli et al. (2008)
IGR J18450-0435	6.4 ± 0.76	6.7 ± 0.49	3.6	–	Zurita Heras and Walter (2009)
KS 1947+300	8.5 ± 2.3	4.0 ± 0.49	10	3.38	Negueruela et al. (2003)
PSR B1259-63	1.7 ± 0.56	3.8 ± 0.70	2.3	–	Negueruela et al. (2011)
RX J0440.9+4431	2.9 ± 0.37	2.9 ± 0.25	3.3	–	Reig et al. (2005)
RX J0812.4-3114	8.6 ± 1.8	2.3 ± 0.20	8.8	–	Reig et al. (2001)
RX J1744.7-2713	1.2 ± 0.46	2.7 ± 0.57	0.8 ± 0.1	–	Motch et al. (1997)
SAX J1818.6-1703	2.7 ± 0.28	1.6 ± 0.80	2.5	–	Sidoli et al. (2009)
SAX J2103.5+4545	8.0 ± 0.78	4.2 ± 0.25	6.5	4.2 ± 0.3	Reig et al. (2004)
Vela X-1	2.2 ± 0.22	2.2 ± 0.46	1.9 ± 0.1	–	Sadakane et al. (1985)
XTE J1855-026	10.8 ± 1.0	5.8 ± 0.90	10	–	Corbet et al. (1999)
XTE J1946+274	6.2 ± 3.0	6.9 ± 0.74	9.5 ± 2.9	–	Wilson et al. (2003)
X Per	1.2 ± 0.16	0.81 ± 0.22	0.70 ± 0.30	1.05 ± 0.02	Lyubimkov et al. (1997)

TABLE 5.3 – Comparaison des distances D et des extinctions A_V déduites de cette étude avec les distances D_{ref} et les extinctions $A_{V\text{ref}}$ disponibles dans la littérature (+ références).

Étude de la corrélation avec les complexes de formation stellaire

Sommaire

6.1	Problématique	81
6.2	Méthode employée	81
6.2.1	Complexes de formation stellaire et modèle de bras spiraux Galactiques	81
6.2.2	Estimation de la corrélation	82
6.3	Résultats obtenus	86
6.3.1	Taille et distance caractéristiques	86
6.3.2	Prise en compte des incertitudes sur les positions des HMXBs et des SFCs	87
6.4	Conclusion	88

6.1 Problématique

J'ai détaillé, dans le chapitre précédent, la démarche employée pour déterminer la position (et l'extinction) d'un échantillon de 46 HMXBs. Les incertitudes sur ces distances ont été évaluées et permettent ainsi une étude pertinente de la distribution de ces binaires X à trois dimensions (longitude et latitude Galactiques et distance). De plus, comme leur nom l'indique, les HMXBs sont composées d'objets massifs. Or l'échelle de temps de la combustion nucléaire d'une étoile évolue comme M/L , avec L , sa luminosité et M sa masse initiale, et décroît donc rapidement avec la masse car $L \propto M^a$ avec a , un coefficient positif dépendant de la masse tel que $1 < a < 6$ (voir la partie d'introduction sur la physique stellaire). Ainsi, les étoiles les plus massives, dont font partie les HMXBs, ont des temps de vie très courts (quelques dizaines de millions d'années au mieux), et l'on s'attend donc à les observer à proximité immédiate des lieux où elles ont été formées.

Par conséquent, il est légitime de se demander, à ce stade, s'il existe une corrélation entre la distribution des HMXBs et celle des complexes de formation stellaire, dans notre Galaxie.

6.2 Méthode employée

6.2.1 Complexes de formation stellaire et modèle de bras spiraux Galactiques

Pour répondre à cette question, j'utiliserai ici le travail de Russeil (2003) qui a établi un catalogue des complexes de formation stellaire à partir d'observations multi-longueurs d'onde du plan Galactique.

Il semble aujourd'hui clair que les étoiles massives et les régions HII qui leur sont associées sont nées dans des nuages moléculaires géants. Ainsi, Russeil (2003) définit un complexe de formation stellaire comme un groupe, situé dans la même région du ciel et possédant une dynamique commune, constitué de

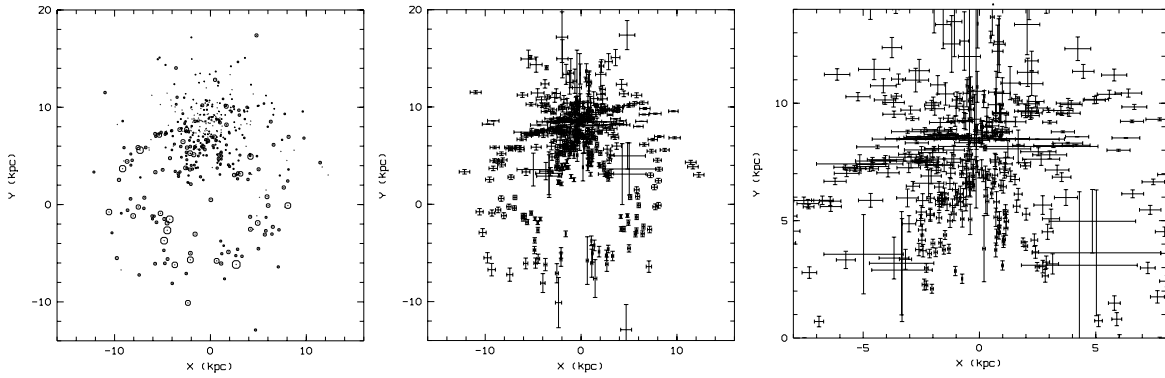


FIGURE 6.1 – Figure de gauche : distribution des complexes de formation stellaire. La taille des cercles est proportionnelle au paramètre d’excitation. Figure du milieu : Distribution des complexes de formation stellaire avec les barres d’erreurs sur leur position. Figure de droite : Zoom sur la figure précédente. Sur les trois figures, le Soleil est positionné aux coordonnées (0 ; 8.5) kpc. *Figures extraites de Russeil (2003).*

gaz diffus et ionisé, d’étoiles OB, de régions HII et/ou de nuages moléculaires¹. Pour chaque complexe, la distance a été déterminée de deux façons : d’une part, grâce aux données en radio (transitions de HI et de CO) à partir de la vitesse radiale (cette méthode d’évaluation des distances est utilisée et détaillée dans la troisième partie de cette thèse) et d’autre part grâce aux données spectrophotométriques des étoiles OB (type spectral et photométrie en filtres U , B , V et $H\beta$), comparées à leurs magnitudes absolues théoriques. Un dernier paramètre est évalué par Russeil (2003) pour chaque complexe : le paramètre d’excitation U (exprimé en pc cm^{-2}) qui quantifie l’activité d’un complexe de formation stellaire en mesurant le nombre de photons ionisants produits. U est déterminé à partir des observations du continuum radio par la relation :

$$U = 4.5526 [a(\nu, T)^{-1} \nu^{0.1} T^{0.35} S_\nu D^2] \quad (6.1)$$

avec T la température (en Kelvins), S_ν le flux radio (en Jy) à la fréquence ν et D la distance (en kpc). $a(\nu, T)$ est un paramètre défini par Mezger and Henderson (1967) et est proche de 1.

Par ailleurs, une incertitude sur la position de chaque complexe a été évaluée par Russeil (2003). La figure 6.1 présente l’ensemble des complexes détectés (figure de gauche) ainsi que les incertitudes sur leur position (figures du milieu et de droite), calculées à partir des incertitudes sur la vitesse radiale et sur les distances spectrophotométriques.

Finalement, Russeil (2003) ajuste la distribution des complexes de formation stellaire avec un modèle décrit par quatre bras spiraux, formant approximativement une spirale logarithmique. Celui-ci semble décrire correctement la position des bras spiraux de notre Galaxie proposée préalablement par Georgelin and Georgelin (1976). Ce modèle, que nous utiliserons dans la suite de cette étude, et plus particulièrement dans le chapitre 7, est présenté sur la figure 6.2.

6.2.2 Estimation de la corrélation

Revenons-en, pour le moment, au catalogue de complexes de formation stellaire (*Star Forming Complexes* ou SFCs en anglais) établi par Russeil (2003) et comparons-le avec la distribution des HMXBs révélée dans le Chapitre précédent afin de voir s’il existe une corrélation.

1. Dans le cas où seul un nuage moléculaire est observé, sa contribution à la définition des bras spiraux est négligée puisqu’il ne s’agit pas d’un site de formation stellaire actuelle à proprement parler (il peut toutefois contenir des étoiles en formation mais sans région HII pour le moment).

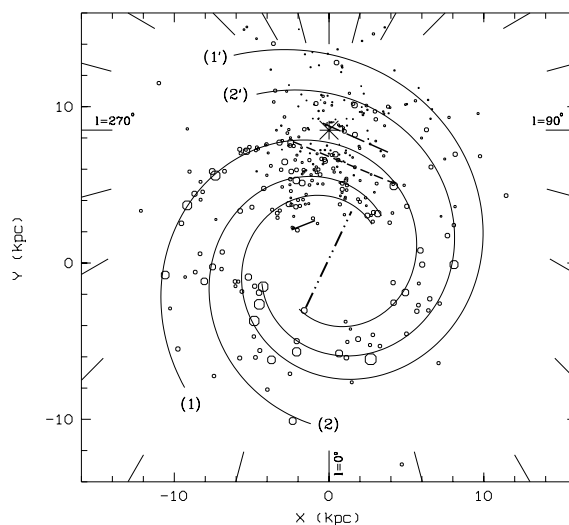


FIGURE 6.2 – Modèle de bras spiraux développé par Russeil (2003). Les complexes de formation stellaire catalogués sont représentés par les cercles. Leur taille est proportionnelle au paramètre d’excitation. Le Soleil est localisé par la grande étoile à 8 branches située aux coordonnées (0 ; 8.5) kpc. Les bras spiraux sont représentés par les courbes noires et nommés comme suit : Bras (1) : Sagittarius-Carina ; Bras (2) : Scutum-Crux ; Bras (1’) : Norma-Cygnus et Bras (2’) : Perseus. La barre située au centre de la Galaxie est également représentée ainsi que la position de trois « déviations » au modèle de bras spiraux (représentés par les lignes droites en tirets). Les longitudes galactiques l sont également affichées. *Figure extraite de Russeil (2003).*

6.2.2.1 Corrélation à 1D : test de Kolmogorov-Smirnov

La première approche que j’ai mise en œuvre consiste à étudier la corrélation à une dimension, sur les deux axes X et Y . Ainsi, la figure 6.3 présente les histogrammes des distributions des HMXBs (en bleu) et des SFCs (en vert) sur chacun des deux axes. Pour évaluer le fait que ces deux échantillons suivent, ou non, la même loi statistique, autrement dit qu’ils sont issus ou non de la même distribution, j’ai utilisé le test de Kolmogorov-Smirnov, implémenté sous Python. Ce test repose sur la comparaison des deux fonctions de répartitions empiriques et l’idée est de calculer la distance maximale (verticale) entre ces deux fonctions, que nous noterons D , donnée par la relation :

$$D = \max_x |F_{\text{HMXBs}}(x) - F_{\text{SFCs}}(x)| \quad (6.2)$$

où F_{HMXBs} et F_{SFCs} correspondent aux deux fonctions de répartition empiriques. Nous rejetons l’hypothèse nulle (autrement dit, le fait que les deux échantillons soient issus de la même loi statistique), lorsque l’écart maximum D mesuré est anormalement élevé. Ce rejet se base sur la p -valeur, issue du test de Kolmogorov-Smirnov, qui traduit la probabilité d’obtenir une statistique D au moins autant éloignée de zéro². Si cette p -valeur est inférieure au seuil critique, α , (nous le définissons ici égal à 5%), alors l’hypothèse nulle est rejetée. Le tableau 6.1 liste les valeurs de la distance maximale D et les p -valeurs obtenues lorsque l’on s’intéresse aux distributions des HMXBs et des SFCs projetées respectivement sur l’axe des abscisses, X , sur l’axe des ordonnées, Y , et sur les longitudes galactiques, l . Par conséquent, les résultats de ce test de Kolmogorov-Smirnov, entrepris sur chacun des axes caractéristiques de la distribution des HMXBs (X , Y et l) s’interprètent comme suit :

- si la distribution des HMXBs et celle des SFCs, suivant l’axe des abscisses, X , sont issues de la même loi, la probabilité d’observer une statistique D au moins aussi éloignée de zéro vaut $\sim 41\%$;
- si la distribution des HMXBs et celle des SFCs, suivant l’axe des ordonnées, Y , sont issues de la

2. $D = 0$ correspondrait à une concordance parfaite entre les deux échantillons.

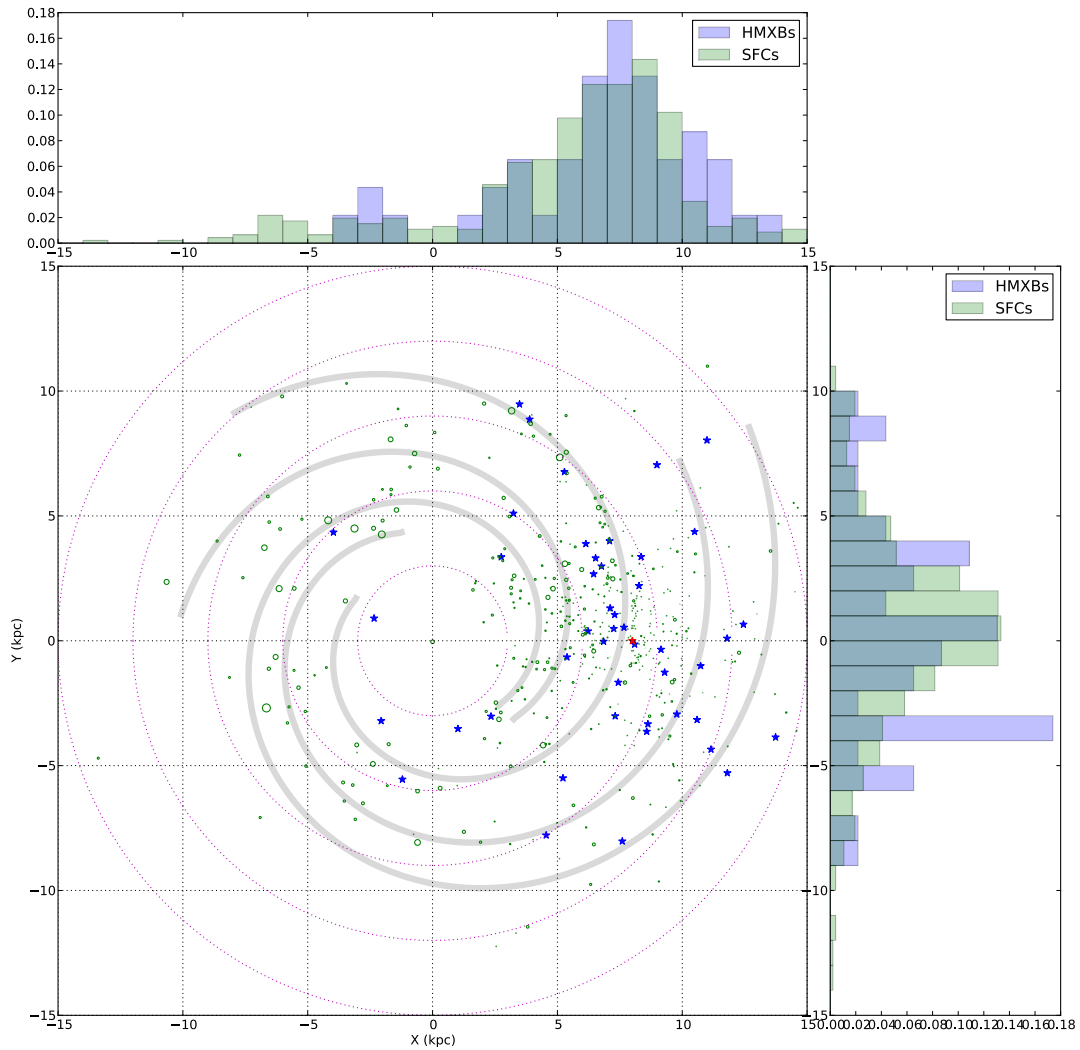


FIGURE 6.3 – Positions des HMXBs (étoiles bleues) et positions des complexes de formation stellaire (SFCs) issus de catalogue de Russeil (2003), représentés par les cercles verts, de taille différente, proportionnelle à la valeur du paramètre d'excitation. Le Soleil est représenté par l'étoile rouge aux coordonnées (8.5; 0) kpc. Les histogrammes représentent la distribution des SFCs (en vert) et celle des HMXBs (en bleu) sur les axes X et Y , normalisées à l'unité.

	distance maximale D	p -valeur
X	0.134	0.410
Y	0.158	0.224
l	0.125	0.498

TABLE 6.1 – Valeurs de la distance maximale D entre les fonctions de répartition empiriques des HMXBs et des SFCs et p -valeur pour l'axe des abscisses, X , l'axe des ordonnées, Y , et les longitudes Galactiques, l .

même loi, la probabilité d'observer une statistique D au moins aussi éloignée de zéro vaut $\sim 22\%$;
– si la distribution des HMXBs et celle des SFCs, suivant les longitudes Galactiques, l , sont issues de

la même loi, la probabilité d'observer une statistique D au moins aussi éloignée de zéro vaut $\sim 50\%$.

Ainsi, pour les trois axes considérés, au risque $\alpha=5\%$, nos données sont compatibles avec l'hypothèse nulle. La corrélation entre la position des HMXBs et celle des SFCs dans la Voie Lactée semble bien mise en évidence. Toutefois, une partie de l'information est perdue par projection sur chacun des axes et il convient de compléter cette analyse par un test de la corrélation réalisé cette fois-ci en deux dimensions, simultanément sur les axes X et Y qui définissent le plan de la Galaxie. Je détaille cette démarche dans la section suivante.

Avant cela, mentionnons qu'il existe un biais observationnel clairement visible sur la figure 6.3. En effet, pour qu'une HMXB soit détectée de l'autre côté du centre Galactique (par rapport à la position du Soleil), celle-ci doit posséder une luminosité en rayonnement X importante. De même, l'identification de son type spectral, à partir d'observations dans le domaine visible et/ou infrarouge, s'avère plus délicate, ce qui explique le faible nombre de HMXBs situées de l'autre côté du centre Galactique, que comporte notre échantillon. En outre, cet effet de sélection est aussi valable pour les SFCs. Ainsi, la méthode employée pour évaluer la corrélation entre les deux échantillons, expliquée dans la section suivante, ne devrait pas être affectée par ce biais.

6.2.2.2 Corrélation à 2D : méthode utilisée

Afin de tester la réalité de la corrélation entre les binaires X de grande masse et les régions de formation stellaire, dans les deux dimensions du plan Galactique simultanément, j'ai développé une méthode détaillée ci-dessous.

Commençons par spécifier ici un certain nombre d'hypothèses. Je supposerai dans la suite que chaque HMXB est entourée de plusieurs SFCs. L'ensemble composé d'une HMXB et de plusieurs SFCs constitue un « amas ». Ainsi, nous pouvons définir deux échelles spatiales caractéristiques :

1. la taille caractéristique d'un amas ;
2. la distance caractéristique entre deux amas.

La définition d'un amas et les deux tailles caractéristiques sont représentés sur la figure 6.4.

J'ai ensuite développé une procédure en langage Python qui définit autour de chaque HMXB plusieurs cercles, de rayon r , avec $r \in [0.01; 20]$ kpc et un pas de 0.05 kpc, et qui compte le nombre de HMXBs pour lesquelles au moins un SFC est situé à l'intérieur du cercle de rayon r ; ce nombre sera nommé dorénavant « *nombre de corrélations* » et dépendra du rayon r . Finalement, l'évolution du nombre de corrélations en fonction du rayon r est tracé par la courbe bleue sur la figure 6.5, gauche.

La même procédure est ensuite suivie en distribuant cette fois ci les HMXBs dans la Galaxie, suivant une distribution uniforme sur les axes X et Y tels que $X, Y \in [-15; 15]$ kpc. Le nombre de HMXBs pour lesquelles au moins un SFC est situé à l'intérieur du cercle de rayon r est cette fois nommé « *nombre de corrélations obtenues par chance* » car toutes les corrélations détectées ici sont fortuites. Son évolution en fonction du rayon r est représentée par la courbe verte sur la figure 6.5, gauche.

La différence (courbe noire en tirets) entre les courbes bleue et verte de la figure 6.5, gauche, non égale à zéro stipule que la probabilité d'observer un complexe de formation stellaire « réel » au voisinage d'une HMXB est plus grande que celle d'observer un complexe de formation stellaire positionné aléatoirement au voisinage d'une HMXB. Ceci confirme donc l'existence d'une corrélation forte entre la distribution des HMXBs et celle des SFCs. Les détails de cette corrélation sont exposés dans la section suivante.

Finalement, la procédure d'évaluation de la corrélation a été mise à l'épreuve, en comparant cette fois-ci, la distribution des HMXBs, non plus à la distribution des SFCs mais à la distribution des amas globulaires dans la Voie Lactée issus du catalogue de Bica et al. (2006). En effet, les amas globulaires, en grande majorité très âgés, sont principalement situés dans le bulbe Galactique et aucune corrélation

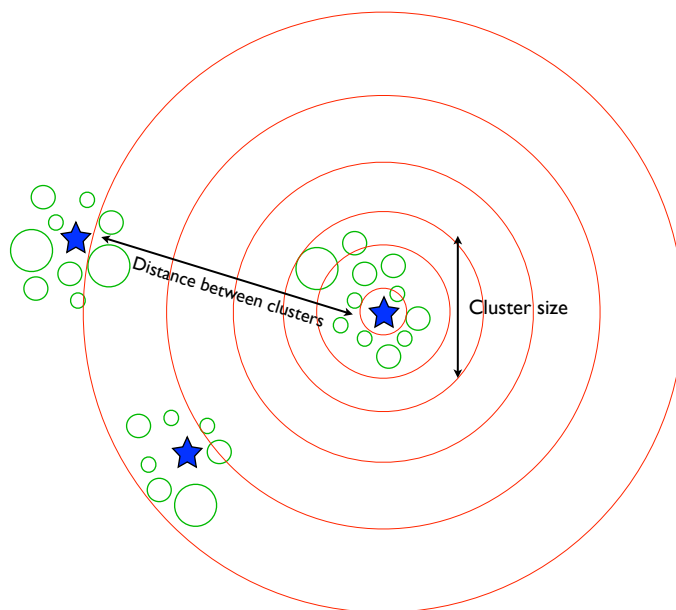


FIGURE 6.4 – Description de la méthode utilisée pour évaluer la corrélation entre les HMXBs et les SFCs dans le plan Galactique (dans les deux dimensions simultanément). Les étoiles bleues représentent les HMXBs alors que les cercles verts représentent les SFCs. Les cercles rouges, de rayon différents, représentent les régions sur lesquelles sont comptées les SFCs.

n'est attendue avec la position des HMXBs. C'est en effet ce qui est observé sur la figure 6.5, droite. La différence entre l'évolution du nombre de corrélations et l'évolution du nombre de corrélations obtenues par chance (courbe en tirets noirs), fluctue autour de zéro, signifiant ainsi qu'aucune corrélation entre les deux échantillons n'est détectée et jugeant donc de la robustesse de notre méthode d'estimation de la corrélation.

6.3 Résultats obtenus

Nous venons de montrer que la distribution des HMXBs dans la Voie Lactée est corrélée à la position des complexes de formation stellaire, établissant ainsi un lien fort entre formation stellaire et présence des HMXBs. En effet, j'avais précisé dans la section 6.1 de ce même Chapitre qu'au vu de leur masse, les HMXBs ont des temps de vie très courts à l'échelle cosmique, les empêchant ainsi de migrer loin de leur lieu de naissance et devraient finalement être observées proche de ces région de formation stellaire. Ceci confirme finalement le résultat de Bodaghee et al. (2012) obtenu avec une méthode distincte. Comme il a déjà été montré dans d'autres Galaxies (voir par exemple Mineo et al. 2011), il s'avère donc que dans la Voie Lactée également, les HMXBs sont d'excellents traceurs de la formation stellaire récente!

6.3.1 Taille et distance caractéristiques

La méthode employée pour évaluer la corrélation entre les deux échantillons nous donne également accès aux deux échelles spatiales caractéristiques définies plus haut (voir figure 6.4). En effet, dans un premier temps, pour des rayons r petits, le nombre de corrélations augmente progressivement alors que le nombre de corrélations par chance est nul. A partir d'un certain rayon r_1 , le nombre de corrélations par chance commence à augmenter significativement ce qui traduit le fait que la majorité des HMXBs réellement corrélées à un ou plusieurs SFCs a été prise en compte. A partir de ce rayon r_1 , la différence entre les deux courbes est constante, nous observons un plateau sur la courbe en tirets : les deux courbes (verte et bleue) croissent donc aussi rapidement l'une que l'autre ce qui signifie qu'autant de corrélations

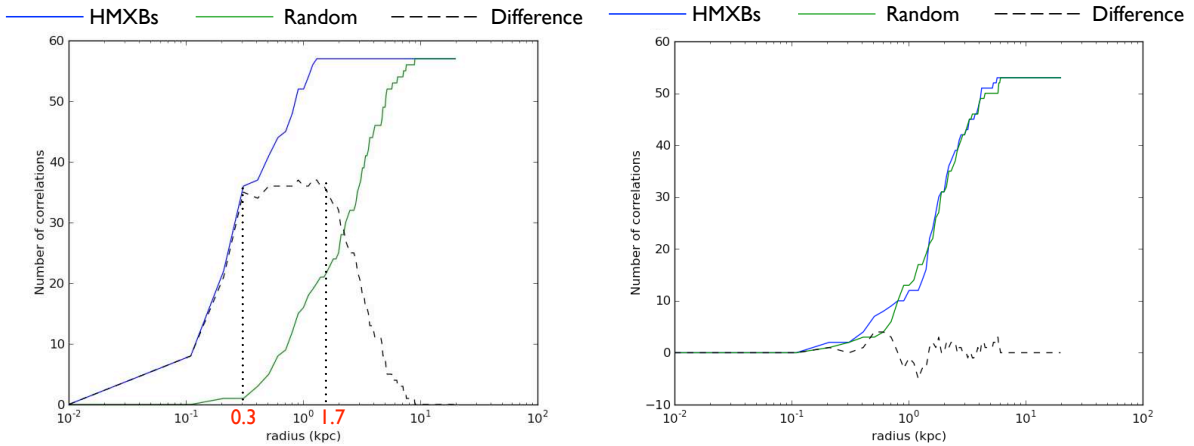


FIGURE 6.5 – Figure de gauche : résultat du test de corrélation en 2D. Les valeurs de taille et distance caractéristiques sont affichées (voir section 6.3). Figure de droite : test de corrélation entre la distribution des HMXBs et celle des amas globulaire.

fortuites que de corrélations réelles sont alors détectées. A partir d’un rayon r_2 , les corrélations fortuites commencent à dominer largement et la différence entre le nombre de corrélations réelles et le nombre de corrélation fortuites (courbe en tirets) chute rapidement : l’ensemble des sources pour lesquelles une corrélation existe ont été détectées et à ce moment là, seules le nombre de corrélations fortuites progresse.

Ainsi, le début de plateau, observé sur la courbe en tirets pour $r = r_1$, correspond au moment où le rayon r devient suffisamment grand pour que le nombre de corrélations fortuites progresse significativement (ce qui n’empêche toutefois pas la détection de certaines HMXBs, corrélées avec des SFCs mais avec une taille d’amas plus importante – voir l’évolution de la courbe bleue pour $r > r_1$). Ce rayon traduit la taille caractéristique des amas constitués d’une HMXB entourée d’un certain nombre de SFCs. De plus, à partir du rayon r_2 , il y a autant de chance que la corrélation entre une HMXB et un ou plusieurs SFC(s) soit fortuite que réelle. Cela signifie que certaines associations HMXB/SFCs détectées au delà d’un certain rayon sont en fait des artéfacts : la distance entre la HMXB et le (ou les) SFC(s) est trop grande pour être une association réelle³ et la probabilité qu’il s’agisse d’une association fortuite est significative. De ce fait, je considère que ce rayon r_2 traduit la distance caractéristique entre deux amas.

Par conséquent, nous obtenons la taille typique d’un amas, $r_1 = 0.3 \pm 0.05$ kpc et la distance caractéristique entre deux amas, $r_2 = 1.7 \pm 0.3$ kpc. Les incertitudes étant évaluées à 17%, incertitude médiane sur la distance des HMXBs dérivée dans le chapitre précédent.

6.3.2 Prise en compte des incertitudes sur les positions des HMXBs et des SFCs

Je terminerai ce chapitre en soulignant que la même procédure que celle détaillée jusqu’alors, a été utilisée en tenant compte des incertitudes sur la position des HMXBs d’une part et sur la position des SFCs d’autre part. En ce qui concerne les SFCs, l’incertitude sur leur position est fournie dans le catalogue de Russeil (2003) (voir figure 6.1). Les incertitudes sur les positions des HMXBs sont, quant à elles, issues de notre travail, et sont disponibles pour chaque source, dans le tableau 5.2 du chapitre 5. J’ai tenu compte de ces incertitudes en affectant à chaque HMXB et à chaque SFC une nouvelle distance, contenue dans les barres d’erreur et issue d’une distribution de probabilité uniforme définie entre les barres d’erreur.

Il résulte des tests de Kolmogorov-Smirnov et du test de corrélation à deux dimensions, que celle ci

3. Il est probable que nous prenions en compte ici des SFCs appartenant en réalité à une autre association HMXB/SFCs.

subsiste même en tenant compte des incertitudes sur les positions et que la taille caractéristique d'un amas et la distance caractéristique inter-amas est conservée, aux incertitudes près.

6.4 Conclusion

J'ai détaillé dans ce chapitre les méthodes employées pour évaluer la corrélation entre l'échantillon de HMXBs pour lesquelles nous avons déterminé la position dans le chapitre 5, et l'échantillon de complexes de formation stellaires construit par Russeil (2003). Ainsi, grâce aux tests statistiques de Kolmogorov-Smirnov, j'ai montré qu'il y avait effectivement une corrélation entre les deux échantillons, indépendamment selon trois axes spatiaux caractéristiques : les deux axes du repère cartésien, X et Y , définissant le plan Galactique, et la longitude Galactique l . Mais il est clair qu'une partie de l'information est perdue par projections sur ces trois axes et j'ai donc par la suite confirmé l'existence de cette corrélation directement en deux dimensions, dans le plan Galactique.

Réunies avec les complexes de formation stellaire dans des amas de 0.3 kpc de diamètre et distants les uns des autres de 1.7 kpc, les binaires X de grande masse sont donc fortement liées aux complexes de formation stellaire de notre Galaxie. En ce sens, elles sont d'excellentes signatures de la formation stellaire récente. Nous verrons dans le chapitre suivant que malgré leur durée de vie très courte, les HMXBs devraient être légèrement décalées par rapport à la position actuelle des bras spiraux, et ce à cause de la vitesse de rotation de la matière dans la Galaxie, différente de la vitesse de rotation de l'onde de densité, à l'origine des bras spiraux. Nous verrons ce qu'implique ce léger décalage spatial sur l'étude de l'évolution des HMXBs et s'il est possible, à l'heure actuelle, de le mettre en évidence dans la Voie Lactée.

Contraintes sur l'évolution des binaires X étudiées

Sommaire

7.1	Décalage entre la position des HMXBs et des bras spiraux	89
7.2	Comparaison avec les observations pour l'ensemble de l'échantillon	90
7.2.1	Méthode employée	90
7.2.2	Résultats	93
7.3	Étude détaillée de 13 sources : contraintes sur l'âge et sur les distances de migration	94
7.3.1	Âge des sources	95
7.3.2	Distance de migration	96
7.4	Discussion des résultats et conclusion	97

7.1 Décalage entre la position des HMXBs et des bras spiraux

L'étude détaillée ici repose sur une hypothèse simple consistant à dire que la formation stellaire, dans la Voie Lactée, a lieu uniquement à l'intérieur des bras spiraux. Ceci fait suite aux idées, notamment de Roberts (1969) et de Shu et al. (1972), selon qui l'onde de choc en action dans les bras spiraux est le mécanisme déclencheur de la formation stellaire ; mécanisme par ailleurs confirmé dans d'autres galaxies spirales par l'observations des régions HII et des étoiles massives, confinées à l'intérieur des bras spiraux. Par conséquent, puisque la durée de vie des étoiles massives est de quelques millions, tout au plus quelques dizaines de millions d'années (voir Tauris and van den Heuvel 2006), les empêchant ainsi de migrer loin de leur site de formation, la distribution des HMXBs devrait refléter la formation stellaire qui était à l'œuvre lorsque celles-ci ont été formées. Ainsi, un décalage devrait être observé entre la position actuelle des bras spiraux et la position des HMXBs, comme l'avait déjà mentionné Dean et al. (2005) et Lutovinov et al. (2005a). Ce décalage devrait être fonction de la période de formation du système binaire et donc de la masse initiale des deux étoiles le composant.

En effet, la vitesse de rotation des bras spiraux Galactiques est différente de la vitesse angulaire de la matière dans le plan Galactique. Cela a amené Shtykovskiy and Gilfanov (2007) à évaluer le décalage attendu entre les bras spiraux de la galaxie M51 et la position théorique des HMXBs. Ici, nous tentons d'implémenter le même formalisme dans le cas de la Voie Lactée.

Pour cela, nous utiliserons l'étude de Dias and Lépine (2005) qui a permis de déterminer la vitesse de rotation des bras spiraux de la Voie Lactée, Ω_p , par l'observation d'amas ouverts dont on connaît à la fois l'âge et la vitesse radiale, permettant d'une part la détermination de leur lieu de naissance dans le plan Galactique et d'autre part de remonter à la position passée des bras spiraux puis ainsi à leur vitesse de rotation. Il en ressort que la vitesse de rotation des bras spiraux vaut $\Omega_p = 24 \pm 1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

Par ailleurs, nous aurons également besoin d'un modèle de rotation de la matière dans le plan Galactique. J'utiliserai ici celui de Brand and Blitz (1993) défini à partir d'observations du CO dans des

régions III, complétées par des observations de l'hydrogène neutre, en direction du centre de la Galaxie. La distance du Soleil au centre de la Galaxie vaut $r_0 = 8.5$ kpc. Ce modèle, valable pour une distance au centre Galactique, r , comprise entre $0.2r_0$ et $2r_0$, exprime la vitesse V (en km s^{-1}) par :

$$V/V_0 = a_1(r/r_0)^{a_2} + a_3, \quad (7.1)$$

avec $a_1=1.00767$, $a_2=0.0394$, $a_3=0.00712$, et $V_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$, correspondant à la vitesse de rotation du Soleil dans la Voie Lactée.

En transformant la vitesse de rotation de la matière, $V(r)$, en vitesse angulaire $\Omega(r)$, en faisant intervenir la distance au centre (de rotation) Galactique, nous pouvons maintenant exprimer le décalage angulaire $\Delta\Theta(r, \tau)$ attendu entre la position des bras spiraux actuels et la position théorique des HMXBs, en fonction de leur âge τ :

$$\Delta\Theta(r, \tau) = (\Omega(r) - \Omega_p) \tau \quad (7.2)$$

La figure 7.1 présente l'évolution du décalage $\Delta\Theta$ en fonction de la distance au centre Galactique, r , pour des sources de différents âges τ compris entre 10 et 100 millions d'années. Nous voyons ainsi que le décalage angulaire attendu varie de quelques degrés à quelques dizaines de degrés suivant la position dans la Galaxie et l'âge de la HMXB considérée. En particulier, le décalage attendu est très faible au voisinage direct du rayon de corotation, c'est-à-dire à la distance du centre Galactique à laquelle l'onde spirale tourne à la même vitesse que la matière.

Par conséquent, pour estimer le déplacement des HMXBs relativement à la position des bras spiraux actuels, j'ai déterminé la position théorique des HMXBs âgées de 10, 20, 40, 60, 80 et 100 millions d'années, intervalle de temps qui reflète correctement la durée de vie des HMXBs, depuis leur naissance jusqu'à la phase binaire X dans laquelle elles sont observées aujourd'hui (voir par exemple Tauris and van den Heuvel 2006). Cela est réalisé en utilisant le modèle de bras spiraux proposé par Russeil (2003) à partir des observations de complexes de formation stellaire (voir la section 6.2.1 du chapitre 6) et donné par l'équation polaire :

$$r(\theta) = r_0 e^{-p\theta} \quad (7.3)$$

où r est la distance au centre Galactique, $r_0 = 3.7$ kpc et p un paramètre réel, ajusté dans le modèle et égal à $\sum_{i=0}^3 a_i \left(\frac{r}{r_0}\right)^i$ tel que $a_0 = 3.7$, $a_1 = 9.1$, $a_2 = 0.4$, $a_3 = -0.006$ et $a_4 = -0.6 \times 10^{-4}$.

J'ai ensuite appliqué à ce modèle de bras spiraux, une rotation d'angle $\Delta\Theta(r, \tau)$, donné par l'équation 7.2, reflétant le lieu des positions théoriques des HMXBs d'âge τ situées à une distance r du centre Galactique. Le résultat obtenu est représenté sur la figure 7.2 pour des HMXBs d'âge τ égal à 10, 20 et 40 millions d'années (pour plus de clarté, les positions théoriques des HMXBs âgées de 60, 80 et 100 millions d'années ne sont pas représentées sur cette figure).

Le modèle élaboré ici nous permet maintenant d'analyser la position des HMXBs relativement à leur position théorique et d'évaluer quantitativement l'existence d'un décalage entre les bras spiraux actuels et la position des HMXBs.

7.2 Comparaison avec les observations pour l'ensemble de l'échantillon

7.2.1 Méthode employée

Comme je l'ai mentionné plus haut, le décalage attendu entre la position des HMXBs et celle des bras spiraux visibles actuellement dépend de l'âge des sources X étudiées, sachant que celles-ci ont un âge différent suivant leur famille (étoile compagnon de type supergéante ou Be), de par leur différence de masse. J'ai donc commencé par séparer l'échantillon initial constitué de 46 HMXBs en deux échantillons : l'un composé des HMXBs de type supergéantes (de classes de luminosité I ou II selon Charles and Coe

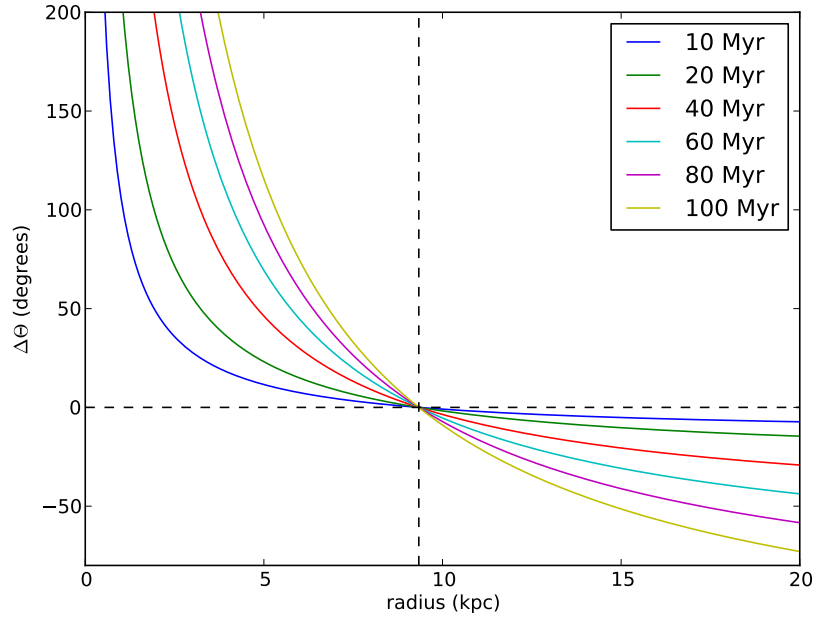


FIGURE 7.1 – Évolution du décalage $\Delta\theta$ attendu entre les bras spiraux actuels et la position théorique des HMXBs en fonction du rayon r pour des sources de différents âges τ . La ligne verticale en tirets indique le rayon de corotation.

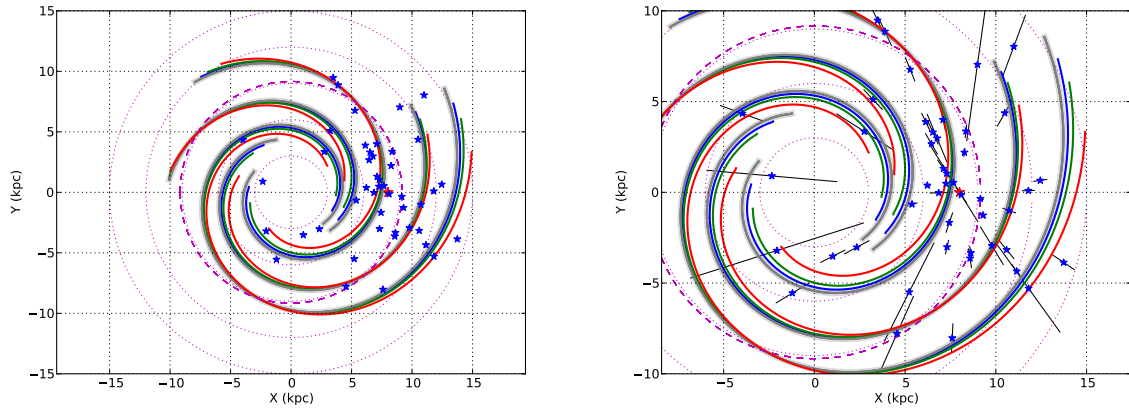


FIGURE 7.2 – Figure de gauche : positions théoriques des HMXBs âgées de 10 millions d'années (courbe bleue), âgées de 20 millions d'années (courbe verte) et de 40 millions d'années (courbe rouge). Les bras gris représentent le modèle de bras spiraux obtenu par Russeil (2003). Les positions des HMXBs dérivées de notre étude sont indiquées par les étoiles bleues. Le cercle en tirets mauves représente le rayon de corotation. Figure de droite : Zoom sur la figure de gauche avec les incertitudes sur la position des HMXBs. Le cercle en tirets mauves représente le rayon de corotation.

2006) et l'autre constitué des BeHMXBs (classes de luminosité III à V selon Charles and Coe 2006). Je calcule ensuite la distance entre chaque source et le bras spiral le plus proche via l'équation :

$$\text{distance} = \sqrt{(X_{\text{source}} - X_{\text{bras}})^2 + (Y_{\text{source}} - Y_{\text{bras}})^2} \quad (7.4)$$

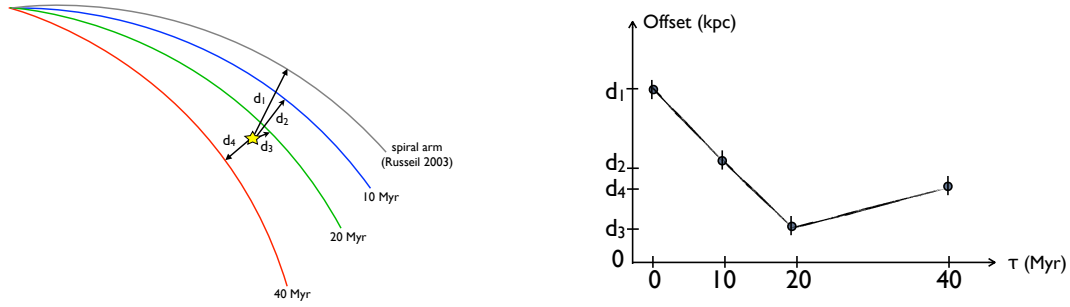


FIGURE 7.3 – Schéma explicatif de la méthode utilisée pour mettre en valeur le décalage de la position des HMXBs par rapport aux bras spiraux et l'âge de ces sources. Comme sur la figure 7.2, un bras spiral actuel est représenté en gris. Les bras de couleur représentent les lieux des positions de HMXBs âgées de 10, 20 et 40 millions d'années. Une HMXB est représentée par l'étoile jaune et sa distance au bras spiral ainsi qu'aux positions théoriques sont notées respectivement d_1 , d_2 , d_3 , et d_4 . L'évolution de cette distance en fonction de l'âge τ est représenté sur le graphique de droite. Dans le cas représenté ici, la source est plus proche du lieu des positions correspondant à un âge d'environ 20 millions d'années.

où $(X_{\text{source}}, Y_{\text{source}})$ et $(X_{\text{bras}}, Y_{\text{bras}})$ correspondent respectivement aux coordonnées de la source et du point du bras spiral le plus proche de la source.

La même méthode est suivie pour calculer la distance entre chaque HMXB et le point le plus proche situé sur le lieu des positions attendues pour les HMXBs âgées de 10, 20, 40, 60, 80 et 100 millions d'années.

D'après ce qui a été mentionné dans la section 7.1 de ce même chapitre, les HMXBs devraient, en général, être localisées plus proches de leur position théorique (dépendant de leur âge) que des bras actuellement observés. De manière plus concrète, une HMXB âgée de 20 millions d'années devrait être observée plus proche du lieu des positions théoriques d'une HMXB de 20 millions d'années que du bras spiral actuel. C'est ce qui est expliqué schématiquement sur la figure 7.3. Ainsi, l'évolution de la distance entre la HMXB d'une part et le bras spiral ou les positions théoriques d'autre part, devrait comporter un minimum, traduisant l'âge du système binaire. Par ailleurs, les incertitudes à 1 sigma sur les distances entre une HMXB et le point le plus proche du bras spiral ou des positions théoriques sont données par la propagation des erreurs selon la formule :

$$\sigma^2 = \frac{(X_{\text{source}} - X_{\text{bras}})^2 [\sigma_{X_{\text{source}}}^2 + \sigma_{X_{\text{bras}}}^2] + (Y_{\text{source}} - Y_{\text{bras}})^2 [\sigma_{Y_{\text{source}}}^2 + \sigma_{Y_{\text{bras}}}^2]}{(X_{\text{source}} - X_{\text{bras}})^2 + (Y_{\text{source}} - Y_{\text{bras}})^2} \quad (7.5)$$

avec $(\sigma_{X_{\text{source}}}, \sigma_{Y_{\text{source}}})$, l'incertitude sur la position de chaque HMXB dérivée dans le chapitre 5 et projetée sur les deux axes et $(\sigma_{X_{\text{bras}}}, \sigma_{Y_{\text{bras}}})$ l'erreur sur la position des bras, que nous considérerons comme nulle.

Bien entendu, cette méthode comporte un certain nombre d'approximations et d'hypothèses que je m'attache à décrire ici. En effet, même si la position des systèmes binaires est déterminée avec une bonne précision, plusieurs effets peuvent affecter la distribution des HMXBs et en particulier, leur position relative à l'endroit où on s'attendrait à les observer. Ainsi, les mouvements propres locaux, déviant du modèle de Brand and Blitz (1993), peuvent affecter la rotation des étoiles dans la Galaxie. Par ailleurs, la méthode décrite ici dépend du modèle de bras spiraux utilisé. De même, nous avons supposé que la formation stellaire a lieu uniquement dans la partie centrale des bras spiraux mais le comportement du taux de formation stellaire le long et à l'intérieur de cette onde de densité n'est pas connu précisément. Enfin, les HMXBs peuvent migrer dans la Galaxie avec une impulsion donnée au système binaire lors de l'explosion en supernova de l'étoile initialement la plus massive du couple, que nous appellerons par la suite *kick* (voir section 3.2.2 de l'introduction). Par conséquent, si le *kick* fournit une vitesse de migration importante, il est possible que dans certains cas la HMXB soit observée proche d'une position théorique ne correspondant pas à son âge réel. Toutefois, les vitesses de migration de quatre HMXBs bien connues

(voir Bodaghee et al. 2012 et tableau 7.1 de la section en cours) montrent que les distances de migration sont généralement faibles comparées à la distance entre les positions théoriques des HMXBs, confortant ainsi l'idée qu'il est possible d'associer à chaque HMXB une position théorique. Pour autant, dans certains cas il n'est pas possible d'associer à la HMXB une position théorique et ceci principalement dans les cas où :

- l'appartenance d'une source à un bras spiral est mal définie (c'est particulièrement le cas des HXMBs localisées entre deux bras spiraux) ;
- la HMXB est située à proximité immédiate du rayon de corotation¹ : le bras spiral actuel et les positions théoriques des sources sont alors quasiment confondues empêchant toute conclusion.

Source	Vitesse (km s ⁻¹)	Âge cinématique (10 ⁶ ans)	Distance de migration (kpc)	Référence
4U 1700-377	75	2.0	0.2	Ankay et al. (2001)
LS 5039	150	1.1	0.2	Ribó et al. (2002)
LSI +61°303	27	1.7	0.05	Mirabel et al. (2004)
Vela X-1	160	0.1	0.02	Gvaramadze et al. (2011)

TABLE 7.1 – Vitesse de migration, âge (âge cinématique : depuis que le système binaire est en mouvement dû au *kick* subi par le système binaire lors de l'explosion de la supernova) et distance de migration déterminés pour quatre HMXBs avec les références. *Extrait de Bodaghee et al. 2012.*

7.2.2 Résultats

Au vu des considérations exposées dans la section précédente et après avoir déterminé la distance entre chaque HMXB et leur position théorique pour différents âges, j'ai sélectionné 13 sources (4 sgHMXBs et 9 BeHMXBs) répondant aux critères exposés précédemment (appartenance à un bras spiral bien déterminé et présence d'une distance minimum à une position théorique, situation similaire à celle décrite sur la figure 7.3). J'ai ensuite calculé la distance moyenne entre les HMXBs et les positions théoriques pour les deux sous-échantillons (Be et supergéantes). Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 7.4. Les

barres d'erreur sont données par $\sigma = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_i^N \sigma_i^2}$ avec σ_i , les erreurs sur les distances associées à chaque source, données par l'équation 7.5 et N , le nombre de sources composant l'échantillon (4 sgHMXBs, 9 BeHMXBs respectivement).

A présent, si nous prenons en compte l'ensemble des treize sources (voir figure 7.4, graphique du bas), aucune variation significative de la distance n'est observée avant 60 millions d'années. Cela est compréhensible car l'âge des sgHMXBs et celui des BeHMXBs est différent (ceci résultant a priori de la différence de masse des progéniteurs des deux systèmes) et ainsi, elles ne devraient pas être observées à proximité de la même position théorique. Par conséquent, en considérant l'ensemble des HMXBs on tend à perdre une partie de l'information. Toutefois, la distance moyenne augmente subitement à partir de $\tau = 60$ millions d'années. Cela semble être la signature de l'âge moyen maximum des HMXBs (depuis la formation du système binaire), tous types spectraux confondus. Si l'on regarde maintenant la courbe bleue correspondant aux BeHMXBs, nous observons une évolution similaire avec un minimum (très peu marqué au regard des barres d'erreur) atteint pour un intervalle d'âges (depuis la formation du système binaire) situé entre 40 et 60 millions d'années, signature probable d'un nombre plus important de BeHMXBs formées il y a 40 à 60 millions d'années. Finalement, en ce qui concerne les sgHMXBs, l'augmentation subite de la distance à partir de 60 millions d'années est toujours visible, mais aucune variation claire de

1. Ce rayon de corotation a d'ailleurs bien d'autres conséquences plus inattendues. Dias and Lépine (2005) soulignent ainsi que le Système Solaire est positionné à proximité de ce rayon. Selon eux, cette position pourrait être à l'origine d'une meilleure préservation de la vie sur Terre due notamment à un taux de formation stellaire relativement faible. De ce fait, il s'agirait en quelque sorte pour certains, d'une « zone d'habitabilité Galactique ».

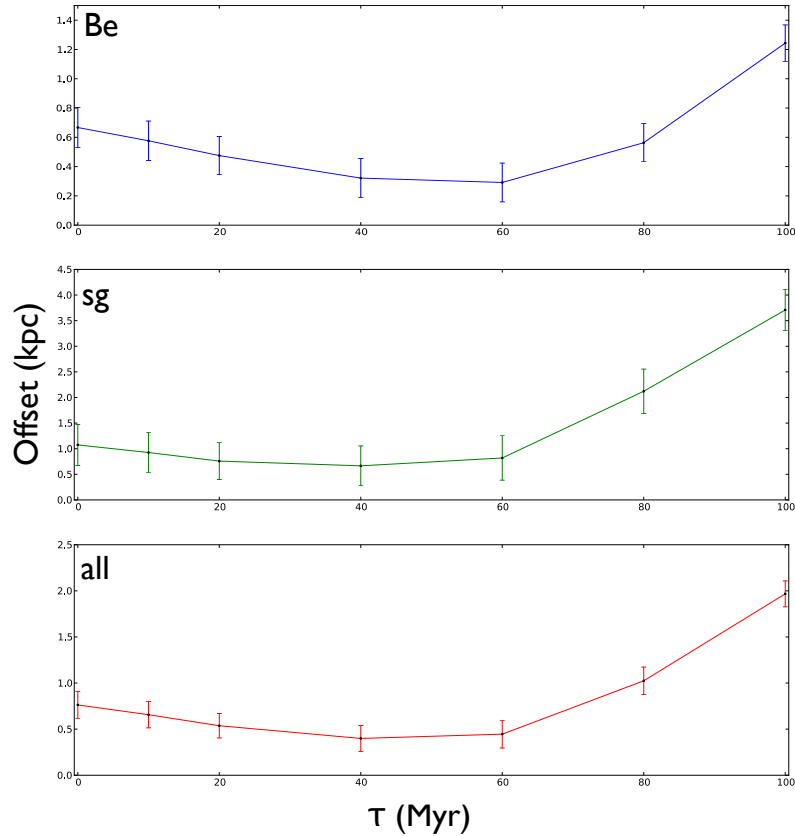


FIGURE 7.4 – Évolution de la distance moyenne (en kpc) entre les HMXBs et les positions théoriques les plus proches en fonction du temps τ (en millions d'années) pour les BeHMXBs (graphique du haut), les sgHMXBs (graphique du milieu), et l'ensemble des 13 sources (graphique du bas). Les barres d'erreur correspondent aux erreurs à 1σ .

la distance n'est à noter avant cet âge. Ce résultat pourrait signifier que les sgHMXBs sont formées sur un laps de temps plus large, entre 0 et 60 millions d'années².

7.3 Étude détaillée de 13 sources : contraintes sur l'âge et sur les distances de migration

Pour les treize HMXBs étudiées dans la section précédente, j'ai ensuite analysé l'évolution de la distance aux bras spiraux et aux positions théoriques pour chaque source prise séparément. Les résultats sont montrés sur la figure 7.5. De la même manière qu'auparavant, le minimum observé sur chaque courbe indique l'âge approximatif de la HMXB (depuis la formation du système binaire) et nous considérons également que la position de la HMXB par rapport à la position attendue pour l'âge correspondant (écart entre les lignes en pointillées de la figure 7.5, indiquant un décalage nul, et le minimum de la courbe) traduit la distance de migration subie par la source, probablement lors de l'explosion de la supernova (voir section 3.2.2 de la partie introductive pour davantage de détails concernant les *kicks*). Les âges et distances de migration relatifs à chaque source sont listés dans le tableau 7.2.

2. Il est impossible de définir, grâce à cette analyse, une borne inférieure à l'âge des sgHMXBs.

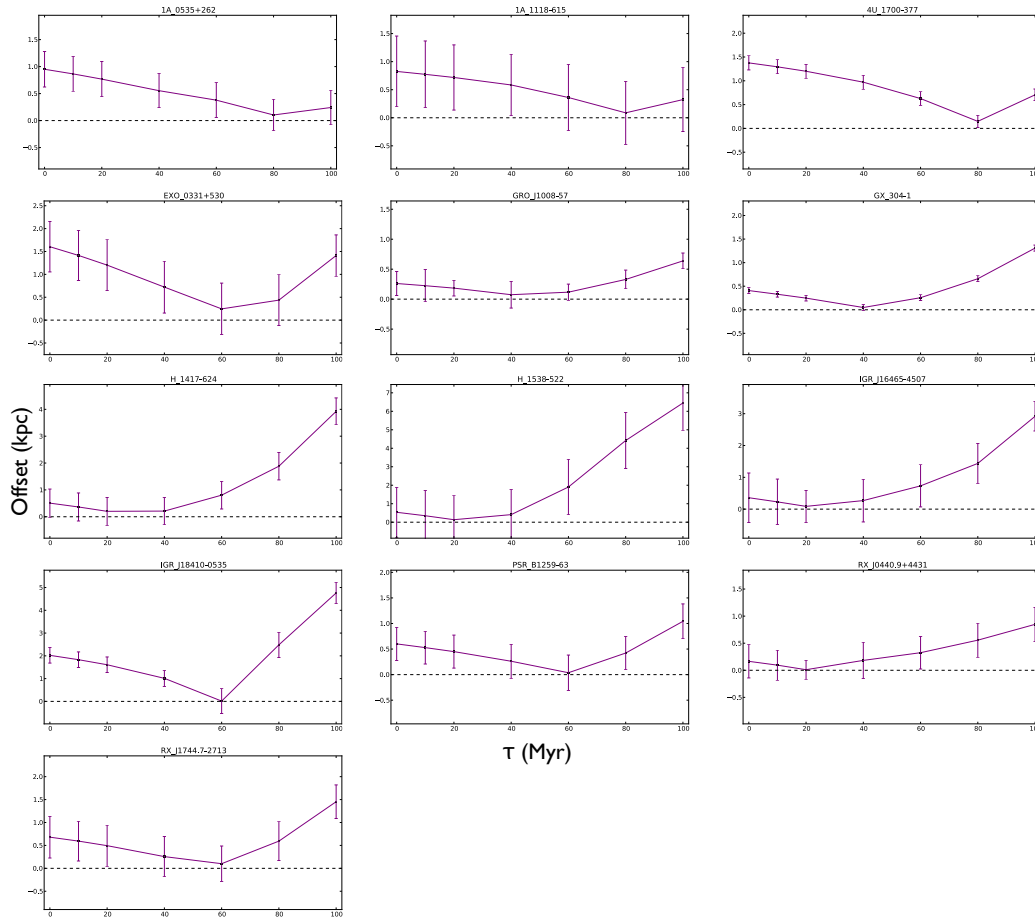


FIGURE 7.5 – Évolution de la distance (en kpc) entre chacune des treize HMXBs et les positions théoriques les plus proches en fonction du temps τ (en millions d'années). Les barres d'erreur correspondent aux erreurs à 1σ .

7.3.1 Âge des sources

Précisons encore une fois que l'âge que l'on considère ici est l'âge du système binaire ce qui est différent, à la fois de l'âge "cinématique", calculé lui depuis l'explosion de la supernova et du temps depuis lequel le système binaire émet à haute énergie (X en particulier). L'âge dérivé pour chacune des treize sources est donné dans le tableau 7.2. Il en ressort un âge moyen de ~ 45 millions d'années pour les sgHMXBs et de ~ 51 millions d'années pour les BeHMXBs. Toutefois, il s'agit d'être prudent quant à la portée de ces résultats, principalement au vu de la taille très limitée de l'échantillon de sources étudié. Par ailleurs, les âges relevés pour certaines supergéantes paraissent relativement grands pour ces étoiles massives et m'amènent à suggérer que dans ces cas précis, soit la source s'est formée en dehors d'un bras spiral soit celle-ci a subi un *kick* plus important lors de l'explosion de la supernova, ce qui se traduirait aujourd'hui par une distance de migration plus importante, comme suggéré par van den Heuvel et al. (2000). Prenons par exemple le cas de 4U 1700-377. Selon notre étude de la distribution des HMXBs, cette source est localisée dans la Galaxie aux coordonnées ($X=6.22$ kpc ; $Y=0.39$ kpc, voir figure 7.2)³. Cette position coupe le lieu des positions théoriques d'une HMXB ayant 80 millions d'années (non représenté sur les figures 7.2 et 7.3 pour plus de clarté) mais la figure 6.3 du chapitre précédent montre également la présence de plusieurs complexes de formation stellaire *actuels*, autour de cette région, qui pourraient

3. Le tableau 7.3, situé en annexe de cette partie fournit les coordonnées ($X;Y$) dérivées de notre étude pour chaque HMXB.

Source	Âge (10^6 ans)	Distance de migration (kpc)	Incertitudes (kpc)
HMXBs à étoile Be			
1A 0535+262	80	0.10	0.30
1A 1118-615	80	0.088	0.56
EXO 0331+530	60	0.25	0.080
GRO J1008-57	40	0.074	0.15
GX 304-1	40	0.048	0.59
H 1417-624	20	0.20	0.39
PSR B1259-63	60	0.037	0.51
RX J0440.9+4431	20	0.011	0.17
RX J1744.7-2713	60	0.10	1.0
HMXBs à étoile supergéante			
4U 1700-377	80	0.15	0.28
IGR J16465-4507	20	0.087	0.052
IGR J18410-0535	60	0.013	0.11
H 1538-522	20	0.14	0.52

TABLE 7.2 – Âge (depuis la formation du système binaire) et distance de migration pour les 9 BeHMXBs (en haut) et les 4 sgHMXBs (en bas). Les incertitudes sont calculées par l'équation 7.5. Elles correspondent ainsi à l'erreur sur la distance minimum d_3 représentée sur la figure 7.3.

être, eux aussi, à l'origine de la formation de ce système binaire plus récemment que ce qui a été déduit de notre analyse.

7.3.2 Distance de migration

Suite à l'explosion de l'étoile la plus évoluée du couple, le système binaire peut avoir subi un *kick* qui l'a fait migrer dans la Galaxie. Cette distance de migration (évaluée entre sa position initiale théorique et sa position observée) est déduite de notre étude comme expliqué ci-dessus et présentée, pour chaque source, dans le tableau 7.2. Les incertitudes sur cette distance sont également fournies et ont été calculées grâce à l'équation 7.5, correspondant ainsi à l'erreur sur la distance minimale, d_3 , indiquée sur la figure 7.3. Il en découle une distance de migration moyenne de ~ 0.1 kpc, qu'il s'agisse des BeHMXBs ou des sgHMXBs. Cependant, il convient de rester prudent quant à ces valeurs au vu des incertitudes importantes et de la petite taille de l'échantillon. De plus, je souligne également que les distances de migration déterminées ici correspondent en réalité à des bornes inférieures pour la simple raison que nous ne pouvons tenir compte de la composante de migration selon les latitudes Galactiques. Nous avons ici accès uniquement à la distance de migration projetée dans le plan de la Voie Lactée.

Par ailleurs, la taille caractéristique d'un amas regroupant une HMXB et un ou plusieurs complexes de formation stellaire (telle que définie et calculée dans la section 6.2.2.2) est de 0.3 ± 0.05 kpc. Cette valeur est cohérente avec celle déterminée par Bodaghee et al. (2012), de 0.4 ± 0.2 kpc. De plus, cette taille caractéristique me permet également de contraindre l'intervalle de temps s'écoulant entre l'explosion de la supernova et l'étape dite de HMXB, où l'accrétion de matière issue de l'étoile compagnon par l'objet compact est visible en rayons X. En effet, en supposant une vitesse de migration de 100 km s^{-1} (valeur typique des vitesses de migration), et une distance de migration de 0.3 kpc, l'âge cinématique de la binaire, autrement dit, la durée écoulée entre l'explosion de la supernova et le stade de HMXB, s'élève à ~ 3 millions d'années, valeur cohérente avec la théorie (voir par exemple van Oijen 1989) et les observations (voir par exemple le tableau 7.1).

Enfin, soulignons que la distance de migration obtenue pour 4U 1700-377 s'avère proche de celle dérivée par Ankey et al. (2001) (0.15 kpc contre 0.20 kpc). Il aurait par ailleurs été intéressant de comparer les distances de migration obtenues à celles dérivées par des études astrométriques pour les autres sources du

tableau 7.1. Malheureusement, LSI +61°303⁴ et Vela X-1 sont situées à proximité immédiate du rayon de corotation, respectivement aux coordonnées ($X=9.30$ kpc ; $Y=-1.27$ kpc) et ($X=8.27$ kpc ; $Y=2.20$ kpc) et il s'avère ainsi impossible d'en déduire un résultat fiable, comme cela a déjà été mentionné dans la section 7.2.1. Enfin, LS 5039 ne fait pas partie des 46 sources composant l'échantillon étudié.

7.4 Discussion des résultats et conclusion

Mes résultats mènent à deux conclusions importantes.

D'une part, la méthode détaillée dans ce chapitre nous a permis de mettre en évidence une borne supérieure à l'âge caractéristique des HMXBs, que l'étoile compagnon soit une supergéante ou une étoile Be. Ainsi, il semblerait que ces binaires X aient généralement été formées il y a au maximum 60 millions d'années. Plus précisément, cette analyse tend à montrer que les BeHMXBs se sont préférentiellement formées il y a 40 à 60 millions d'années alors que l'intervalle de temps de formation des sgHMXBs pourrait s'avérer plus vaste (entre 0 et 60 millions d'années). Soulignons également que l'âge moyen des BeHMXBs (toutefois calculé sur un échantillon de seulement neuf sources) est de ~ 51 millions d'années alors que celui des sgHMXBs (calculé lui sur un très petit échantillon composé quatre sources) est de ~ 45 millions d'années.

Ces résultats sont mis en perspective par les travaux de Williams et al. (2013) qui étudient l'âge des HMXBs dans les galaxies NGC 2403 et NGC 300, et par Shtykovskiy and Gilfanov (2007) et Antoniou et al. (2010), qui étudient leurs âges dans le petit nuage de Magellan. Ces trois études révèlent respectivement un âge caractéristique de 40 à 55, 20 à 50 et 25 à 60 millions d'années dans ces trois galaxies respectives. Toutefois, les galaxies étudiées dans ces trois études ne présentent pas la même métallicité (faible pour le petit nuage de Magellan et intermédiaire pour NGC 2403 et NGC 300). Or il s'agit d'un paramètre *a priori* important dans l'évolution stellaire puisque, entre autres, une augmentation de la métallicité est accompagnée d'une augmentation de l'opacité qui engendre finalement un déplacement des étoiles de la séquence principale vers des étoiles de plus faible luminosité et également plus froides⁵. De même, pour les étoiles supergéantes, leur position dans les diagrammes couleur-magnitude est extrêmement dépendante de l'abondance en éléments lourds. Il ressort néanmoins de ces trois études que les laps de temps concernés par la formation des HMXBs sont du même ordre de grandeur et sont cohérents avec ceux déterminés pour la population de HMXBs de la Voie Lactée⁶.

Williams et al. (2013) suggèrent que cet âge caractéristique est le résultat de deux phénomènes : d'une part, cela correspond à l'âge auquel une étoile de type B a le plus de chance de subir un transfert de masse (voir McSwain and Gies 2005) et d'autre part, cette échelle temporelle pourrait correspondre à un potentiel pic dans le taux de formation d'étoiles à neutrons. En effet, selon Jennings et al. (2012), la masse inférieure d'une étoile pouvant subir un effondrement de cœur et former ainsi une étoile à neutrons est de $7-8 M_{\odot}$. Par conséquent, Williams et al. (2013), établit que le taux maximum d'effondrements de coeur intervient probablement à la fin de vie des étoiles de $7-8 M_{\odot}$, c'est-à-dire au bout d'un temps de 40 à 55 millions d'années, selon les modèles d'évolution stellaire de Padoue.

Finalement, le fait que cet âge caractéristique ne varie que faiblement suivant la galaxie étudiée prouve la faible dépendance de l'âge des HMXBs à la métallicité, malgré son influence sur les caractéristiques physiques de la binaire X comme le précisent Dray (2006) ou encore Linden et al. (2010).

La deuxième conclusion importante concerne les distances de migration subies par les HMXBs, dues au *kick* engendré lors de l'explosion de la supernova. Nous avons déduit de ce travail une distance moyenne

4. Dans notre échantillon, cette source porte le nom de GT 0236+610.

5. En effet, l'opacité correspond à l'efficacité du transfert d'énergie par rayonnement, de l'intérieur vers l'extérieur de l'étoile. Lorsque la métallicité et donc l'opacité sont importantes, les métaux absorbent davantage d'énergie, ce qui fait augmenter le volume de l'étoile et par là même, baisser sa température.

6. Toutefois, comme le mentionne Williams et al. (2013), plusieurs modèles de synthèse de populations prévoient la formation de HMXBs sur des temps beaucoup plus courts, de l'ordre de 4 à 6 millions d'années après la formation du système binaire (voir Van Bever and Vanbeveren 2000 et Belczynski and Taam 2008) en supposant que le système binaire soit toujours lié après l'explosion de la supernova.

de migration de ~ 0.1 kpc, compatible d'une part avec la valeur de 0.4 kpc donnée par Bodaghee et al. (2012) et d'autre part avec la taille caractéristique d'un amas constitué d'une HMXB et d'un ou plusieurs complexes de formation stellaire, valant 0.3 ± 0.05 kpc. Ainsi, en considérant une valeur caractéristique de 100 km s^{-1} pour la vitesse de migration et une distance de migration typique de 0.3 kpc, la durée écoulée entre l'explosion de la supernova engendrée par la fin de vie de l'étoile la plus massive du couple binaire initial et le stade de HMXB, s'élève à ~ 3 millions d'années, valeur compatible avec les observations (voir tableau 7.1) et la théorie (van Oijen, 1989). Enfin, la distance de migration déterminée pour 4U 1700-377 vaut 0.15 kpc, valeur compatible avec celle issue des observations et fournie dans l'étude de Ankay et al. (2001). Par ailleurs, à moins de supposer une durée typique entre l'explosion de la supernova et le stade HMXB, il n'est pas possible de déduire de cette analyse une vitesse de migration précise pour chaque objet. Mentionnons toutefois que cette méthode ne prétend pas remonter au site exact de formation de chacune des HMXBs et qu'il s'agit avant tout d'une approche destinée à une étude statistique d'un échantillon de sources.

Conclusion de la seconde partie et perspectives

Le nombre de HMXBs connues dans notre Galaxie est aujourd'hui suffisamment important pour autoriser une étude statistique de cette population d'objets. À partir des données photométriques en rayonnement visible et infrarouge, j'ai construit les SEDs de 46 HMXBs Galactiques. Celles-ci ont ensuite été ajustées par un modèle de corps noir représentant l'émission de l'étoile compagne (qui domine à ces longueurs d'onde) pour finalement déterminer la distance et l'extinction relatives à chaque HMXB. Cette seconde partie s'achève sur deux résultats principaux. D'une part, j'ai montré que la distribution des HMXBs est corrélée à la distribution des complexes de formation stellaire. Autrement dit, les complexes de formation stellaire et les HMXBs sont réunis en amas dont la taille a été évaluée à ~ 0.3 kpc, et distants les uns des autres d'environ 1.7 kpc. Par ailleurs, en étudiant la position des HMXBs par rapport à leur position théorique, j'ai mis en évidence une borne supérieure à l'âge caractéristique des HMXBs valant 60 millions d'années. Plus précisément, j'ai montré dans le dernier chapitre que les BeHMXBs observées aujourd'hui se sont préférentiellement formées il y a 40 à 60 millions d'années alors que l'intervalle de temps de formation des sgHMXBs pourrait s'avérer plus vaste. Cette approche m'a enfin permis de contraindre la distance de migration de treize sources, fixant ainsi des contraintes importantes sur leur évolution.

Les HMXBs constituent l'un des meilleurs « laboratoires » d'étude de l'évolution et de la fin de vie des étoiles massives. En effet, d'une part, nous avons montré qu'elles sont situées proche de leurs sites de formation et constituent ainsi un excellent traceur de la formation stellaire récente, notamment dans d'autres galaxies que la nôtre (voir par exemple Shtykovskiy and Gilfanov 2007). D'autre part, évaluer les périodes de formation de ces systèmes fournit de nouvelles contraintes sur leur évolution. Les résultats que j'ai détaillés ici sont cohérents avec des observations récentes réalisées dans d'autres galaxies (voir par exemple Williams et al. 2013) ainsi qu'avec les développements théoriques concernant l'évolution des systèmes binaires massifs, comme je le souligne dans la conclusion du chapitre 7. Finalement, explorer l'environnement dans lequel évoluent les HMXBs est fondamental pour appréhender la constitution de leurs caractéristiques intrinsèques. Par exemple, selon la densité du milieu ou sa métallicité, le système double sera plus ou moins massif, constitué d'une étoile compagne avec un vent plus ou moins fort ou d'un environnement circumstellaire plus ou moins complexe. Les HMXBs extrêmement absorbées, découvertes par le satellite *INTEGRAL* (voir partie suivante), ont-elles une position privilégiée dans notre Galaxie ? De même, existe-t-il une différence dans l'environnement à grande échelle des différents types de HMXBs mentionnés dans l'introduction ? Ce sont quelques-unes des questions auxquelles l'étude de la distribution des sources permettra certainement de répondre tout en précisant l'importance de l'environnement dans l'évolution de ces étoiles massives.

Annexes

Tableau répertoriant les coordonnées de chaque source dans la Voie Lactée

Source	X (kpc)	Y (kpc)
1A 0535+262	11.8	0.1
1A 1118-615	6.8	3.0
1E 1145.1-6141	3.5	9.5
1H 1249-637	7.7	0.5
1H 1555-552	7.3	0.5
3A 0114+650	11.8	-5.3
3A 0726-260	10.5	4.4
3A 2206+543	8.6	-3.3
4U 1700-377	6.2	0.4
Cep X-4	8.6	-3.6
Cyg X-1	7.4	-1.7
EXO 0331+530	13.7	-3.9
EXO 2030+375	7.3	-3.0
gam Cas	8.1	-0.1
GRO J1008-57	7.1	4.0
GT 0236+610	9.3	-1.3
GX 301-2	6.5	2.7
GX 304-1	7.3	1.0
Ginga 0834-430	9.0	7.0
H 0115+634	11.2	-4.3
H 1145-619	6.1	3.9
H 1417-624	3.2	5.1
H 1538-522	2.8	3.4
IGR J00370+6122	9.8	-2.9
IGR J01583+6713	10.6	-3.2
IGR J06074+2205	12.5	0.7
IGR J08408-4503	8.4	3.4
IGR J11215-5952	5.3	6.8
IGR J11305-6256	6.5	3.3
IGR J11435-6109	3.9	8.9
IGR J16465-4507	-4.0	4.3
IGR J17200-3116	-2.3	0.9
IGR J18214-1318	-2.1	-3.2
IGR J18410-0535	1.0	-3.5
IGR J18450-0435	2.3	-3.0
KS 1947+300	4.5	-7.8
PSR B1259-63	7.1	1.3
RX J0440.9+4431	10.7	-1.0
RX J0812.4-3114	11.0	8.0
RX J1744.7-2713	6.9	0.0
SAX J1818.6-170	5.4	-0.7
SAX J2103.5+4545	7.6	-8.0
Vela X-1	8.3	2.2
XTE J1855-026	-1.2	-5.5
XTE J1946+274	5.2	-5.5
X Per	9.1	-0.3

TABLE 7.3 – Coordonnées (X, Y) en kpc déterminées pour chaque HMXB de l'échantillon. L'origine du repère est située au centre Galactique.

L'article publié dans *The Astrophysical
Journal*

DISTRIBUTION OF HIGH-MASS X-RAY BINARIES IN THE MILKY WAY

ALEXIS COLEIRO¹ AND SYLVAIN CHATY^{1,2}¹ Laboratoire AIM (UMR-E 9005 CEA/DSM-CNRS-Université Paris Diderot), Irfu/Service d'Astrophysique, CEA-Saclay,

F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France; alexis.coleiro@cea.fr, chaty@cea.fr

² Institut Universitaire de France, 103 boulevard Saint Michel, F-75005 Paris, France

Received 2012 March 29; accepted 2012 December 19; published 2013 February 6

ABSTRACT

Observations of the high-energy sky, particularly with the *INTEGRAL* satellite, have quadrupled the number of supergiant X-ray binaries observed in the Galaxy and revealed new populations of previously hidden high-mass X-ray binaries (HMXBs), raising new questions about their formation and evolution. The number of detected HMXBs of different types is now high enough to allow us to carry out a statistical analysis of their distribution in the Milky Way. For the first time, we derive the distance and absorption of a sample of HMXBs using a spectral energy distribution fitting procedure, and we examine the correlation with the distribution of star-forming complexes (SFCs) in the Galaxy. We show that HMXBs are clustered with SFCs with a typical cluster size of 0.3 ± 0.05 kpc and a characteristic distance between clusters of 1.7 ± 0.3 kpc. Furthermore, we present an investigation of the expected offset between the position of spiral arms and HMXBs, allowing us to constrain age and migration distance due to supernova kick for 13 sources. These new methods will allow us to assess the influence of the environment on these high-energy objects with unprecedented reliability.

Key words: Galaxy: stellar content – stars: distances – stars: early-type – stars: evolution – stars: formation – X-rays: binaries

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

X-ray binaries are separated into two classes: low-mass X-ray binaries and high-mass X-ray binaries (HMXBs), differing by the mass of the companion star and the way accretion of matter occurs. HMXBs are binary systems composed of a compact object (neutron star or black hole candidate), accreting matter from a massive companion star, either a main-sequence Be star or an evolved supergiant O or B star. Be stars are surrounded by a circumstellar disk of gas, and accretion occurs periodically when the compact object passes through this disk of matter, whereas supergiant X-ray binaries are mostly wind-fed systems (see Chaty 2011 for a review about these different kinds of HMXBs). Most of these sources are observed in the Galactic plane (Grimm et al. 2002) as expected since short-lived stellar systems do not have time to migrate far from their birthplace.

Due to dedicated observations with *RXTE* and *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL)*, around 200 HMXBs are currently known in the Milky Way, allowing us to focus on their distribution. Using *RXTE* data, Grimm et al. (2002) highlighted clear signatures of the spiral structure in the spatial distribution of HMXBs. In the same way, Dean et al. (2005), Lutovinov et al. (2005), Bodaghee et al. (2007), and Bodaghee et al. (2012) showed that HMXBs observed with *INTEGRAL* also seem to be associated with the spiral structure of the Galaxy. However, HMXB locations, mostly derived from their X-ray luminosity, are not well constrained and highly uncertain due to direct accretion occurring in HMXBs, well below the Eddington limit.

In order to overcome this caveat, we present a comprehensive and innovative approach allowing us to derive the locations of a sample of HMXBs and study their distribution in the Galaxy. We build the spectral energy distribution (SED) of each HMXB and fit it with a blackbody model to compute the distance of each source. We study this distribution and the correlation with star-forming complexes (SFCs) observed in the Galaxy. Knowing the location of these sources, one can

examine the composition of the environment at their birthplace. This study, whose preliminary results have been presented in Coleiro & Chaty (2011), is necessary to better understand the formation and evolution of the whole population of HMXBs and primarily to state the role of the environment and binarity in the evolution of these high-energy binary systems as outlined in the last section of this paper. In Section 2 we explain how we derive HMXB distances, and then in Section 3 we show that HMXBs are correlated with SFCs. In Section 4, we derive the expected offset between HMXBs and Galactic spiral arms before discussing some implications on HMXB formation and evolution. We also derive the age and kick migration distance for 13 sources. Finally, we conclude in Section 5.

2. DERIVING THE HMXB LOCATION WITHIN OUR GALAXY

To compute HMXB distances, we gathered a sample of HMXBs for which at least four optical and/or near-infrared (NIR) magnitudes were known. For each source we build its SED and fit it with a blackbody model. This enabled us to evaluate the distance of the source along with its associated uncertainty.

There are currently more than 200 HMXBs detected in the Milky Way. Using the Liu et al. (2006) catalog, updated with literature, and the *INTEGRAL* source catalog of Bird et al. (2010), we retrieved the quiescent optical and NIR magnitudes (mostly from the Two Micron All Sky Survey point-source catalog), the spectral type, and the luminosity class of each source from the literature. For each HMXB, 4 mag are required for the fitting procedure, since the condition $N - n \geq 2$ with N the number of observed magnitudes and n the number of free parameters (in our study, $n = 2$; cf. Section 2.1) needs to be met for χ^2 statistics. Finally, 59 sources follow these requirements; 9 of them appear to be located in the Magellanic Clouds, and 4 others are poorly known systems (IR counterparts are debated or physical parameters were not found in the literature), so our

Table 1
The HMXB Sample

NAME	D (kpc)	A_V (mag)	T (K)	R (R_\odot)	SpT	SpT Ref.
1A 0535+262	3.8 ± 0.33	1.9 ± 0.26	32930	14.7	O9.7IIIe (O9.5IIIe)	Giangrande et al. (1980)
1A 1118–615	3.2 ± 1.4	4.6 ± 1.9	32930/34620	14.7/8.50	O9.5IIIe/O9.5Ve (O9.5III/O9.5V)	Janot-Pacheco et al. (1981)
1E 1145.1–6141	10.5 ± 0.90	5.2 ± 0.19	18300	51.0	B2Iae (B2Ia)	Densham & Charles (1982)
1H 1249–637	0.63 ± 2.5	1.8 ± 2.5	30160	14.8	B0.5IIIe (B0.5III)	Codina et al. (1984)
1H 1555–552	0.89 ± 0.093	2.7 ± 0.6	19500	9.80	B2IIIIn (B2III)	Liu et al. (2006)
3A 0114+650	6.5 ± 3.0	4.0 ± 0.60	24000 \pm 3000	37.0 ± 15.0	B1Ia	Reig et al. (1996)
3A 0726–260	5.0 ± 0.82	2.5 ± 0.25	38450/35900	9.30/8.80	O8Ve/O9Ve (O8V/O9V)	Negueruela et al. (1996)
3A 2206+543	3.4 ± 0.35	1.8 ± 0.60	34620	8.50	O9.5Vp (O9.5V)	Negueruela & Reig (2001)
4U 1700–377	1.8 ± 0.15	2.0 ± 0.15	40210	21.2	O6.5Iaf (O6.5Ia)	Wolff & Morrison (1974)
Cep X–4	3.7 ± 0.52	5.3 ± 1.4	22600/20500	6.17/5.62	B1Ve/B2Ve (B1V/B2V)	Bonnet-Bidaud & Mouchet (1998)
Cyg X–1	1.8 ± 0.56	3.4 ± 0.18	32000	17.0	O9.7Iab	Walborn (1973)
EXO 0331+530	6.9 ± 0.71	6.0 ± 0.50	37170	9.00	O8.5Ve (O8.5V)	Negueruela (1998)
EXO 2030+375	3.1 ± 0.38	12 ± 1.4	33340	8.30	B0Ve (B0V)	Liu et al. (2006)
gam Cas	0.17 ± 0.50	1.2 ± 2.2	25000–30000	10.0	B0.5IVe	Stee et al. (1995)
GRO J1008–57	4.1 ± 0.59	6.7 ± 1.1	33340	8.30	B0e (B0V)	Belczynski & Ziolkowski (2009)
GT 0236+610	1.8 ± 0.20	3.8 ± 0.65	333340	8.30	B0Ve (B0V)	Crampton & Hutchings (1978)
GX 301–2	3.1 ± 0.64	6.3 ± 0.14	20400	62.0	B1Ia	Hammerschlag-Hensberge et al. (1979)
GX 304–1	1.3 ± 0.10	6.0 ± 0.17	20500	5.62	B2Vne (B2V)	Parkes et al. (1980)
Ginga 0834–430	7.1 ± 4.2	11 ± 2.2	31540/33340/ 19500/20500	14.7/8.30/ 9.77/5.62	B0/2IIIe/Ve (B0/2III/V)	Israel et al. (2000)
H0115+634	5.3 ± 0.44	6.4 ± 0.28	33340	8.30	B0.2Ve (B0V)	Negueruela & Okazaki (2001)
H1145–619	4.3 ± 0.52	1.7 ± 0.55	31540	14.7	B0.2IIIe (B0III)	Okazaki & Negueruela (2001)
H1417–624	7.0 ± 0.74	6.1 ± 1.1	22600	6.17	B1Ve (B1V)	Belczynski & Ziolkowski (2009)
H1538–522	6.2 ± 1.8	6.4 ± 0.28	28000 \pm 2000 31500 \pm 1000	17.0 \pm 2.00 17.0 \pm 2.00	B0Iab	Crampton et al. (1978)
IGR J00370+6122	3.4 ± 1.2	2.4 ± 0.19	24300/30160	21.75/14.8	B0.5II/III	Negueruela & Reig (2004)
IGR J01583+6713	4.1 ± 0.63	4.7 ± 0.32	20000	7.70	B2IVe	Kaur et al. (2008)
IGR J06074+2205	4.5 ± 0.36	3.3 ± 0.22	32060	8.00	B0.5Ve (B0.5V)	Reig et al. (2010)
IGR J08408–4503	3.4 ± 0.35	1.7 ± 0.60	34230	23.8	O8.5Ib(f) (O8.5I)	Barba et al. (2006)
IGR J11215–5952	7.3 ± 0.68	2.6 ± 0.60	22000	36.5	B1Ia	Liu et al. (2006)
IGR J11305–6256	3.6 ± 0.71	1.0 ± 2.2	31540	14.7	B0IIIe (B0III)	Tomsick et al. (2008)
IGR J11435–6109	9.8 ± 0.86	5.7 ± 0.28	32060	8.00	B0.5Ve (B0.5V)	Torrejón & Negueruela (2004)
IGR J16465–4507	12.7 ± 1.3	5.0 ± 0.75	23600	33.1	B0.5I	Rahoui et al. (2008)
IGR J17200–3116	10.4 ± 3.6	6.6 ± 4.5	32060	8.00	B0.5Ve (B0.5V)	A. Coleiro et al. (in preparation)
IGR J18214–1318	10.6 ± 5.0	14 ± 3.1	32740	24.6	O9I	Butler et al. (2009)
IGR J18410–0535	7.8 ± 0.74	6.1 ± 0.65	21700	34.9	B1Ib	Nespoli et al. (2007)
IGR J18450–0435	6.4 ± 0.76	6.7 ± 0.49	31240	25.4	O9.5I	Zurita Heras & Walter (2009)
KS 1947+300	8.5 ± 2.3	4.0 ± 0.49	33340	8.30	B0Ve (B0V)	Negueruela et al. (2003)
PSR B1259–63	1.7 ± 0.56	3.8 ± 0.70	32000^{+2000}_{-1000}	$9.00^{+1.8}_{-1.5}$	B2Ve	Johnston et al. (1994)
RX J0440.9+4431	2.9 ± 0.37	2.9 ± 0.25	33340	8.30	B0.2Ve (B0V)	Reig et al. (2005)
RX J0812.4–3114	8.6 ± 1.8	2.3 ± 0.20	28000 \pm 2000	10 \pm 2.0	B0.2IVe	Reig et al. (2001)
RX J1744.7–2713	1.2 ± 0.46	2.7 ± 0.57	30160/32060	14.8/8.00	B0.5IIIe/Ve (B0.5III/V)	Liu et al. (2006)
SAX J1818.6–1703	2.7 ± 0.28	1.6 ± 0.80	17000	8.71	B3III	Liu et al. (2006)
SAX J2103.5+4545	8.0 ± 0.78	4.2 ± 0.25	33340	8.30	B0Ve (B0V)	Reig et al. (2004)
Vela X–1	2.2 ± 0.22	2.2 ± 0.46	24700	33.8	B0.5Iae (B0.5Ia)	Prinja & Massa (2010)
XTE J1855–026	10.8 ± 1.0	5.8 ± 0.90	28100	26.9	B0Iaep (B0Ia)	Negueruela et al. (2008)
XTE J1946+274	6.2 ± 3.0	6.9 ± 0.74	32430/22050/ 33340/22600	11.5/8.10/ 8.30/6.17	B0/1/IVe/Ve (B0/1/IV/V)	Belczynski & Ziolkowski (2009)
X Per	1.2 ± 0.16	0.81 ± 0.22	33340	8.30	B0Ve (B0V)	Belczynski & Ziolkowski (2009)

Notes. Distance D , extinction A_V , T , R , spectral type SpT, and spectral type reference SpT Ref. are given. D and A_V are computed in this article, whereas T and R are derived from Vacca et al. (1996), Panagia (1973), and Searle et al. (2008) or taken in the literature when available (see Table 2). When different spectral types are proposed in the literature, the different R and T values used are given. Spectral types between brackets are the spectral types used for R and T determination. D and A_V error determination are developed in Section 2.2.

final sample consists of 46 sources in our Galaxy that meet the previous conditions (see Table 1).

2.1. SED Fitting Procedure

Our fitting procedure is based on the Levenberg–Marquardt least-squares algorithm implemented in Python (leastsq routine from the `scipy` package). For each HMXB, we build the SED in optical and NIR from a maximum of 8

(U , B , V , R , I , J , H , K_s) and a minimum of 4 mag points. This SED is then fit (see Figure 1 for an example) by a blackbody model, with the aim of using a uniform fitting method for the entire sample of HMXBs, given by the relation

$$\lambda F_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^4} \times 10^{-0.4A_\lambda} \frac{(R/D)^2}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1}, \quad (1)$$

Table 2
Radius R and Temperature T Values Available in the Literature with References

Source Name	R (R_{\odot})	T (K)	Reference
3A 0114+650	37.0 ± 15.0	24000 ± 3000	Reig et al. (1996)
Cyg X-1	17.0	32000	Herrero et al. (1995)
Gam Cas	10.0	25000–30000	Stee et al. (1995) and Goraya (2007)
GX 301-2	62.0	20400	Kaper et al. (2006)
H1538-522 (ref. 1)	17.2 ± 1	28000 ± 2000	Reynolds et al. (1992)
H1538-522 (ref. 2)	17 ± 2.0	31500 ± 1000	Crampton et al. (1978)
PSR B1259-63	$9.0^{+1.8}_{-1.5}$	32000^{+2000}_{-1000}	Negueruela et al. (2011)
RX J0812.4-3114	10 ± 2	28000 ± 2000	Reig et al. (2001)

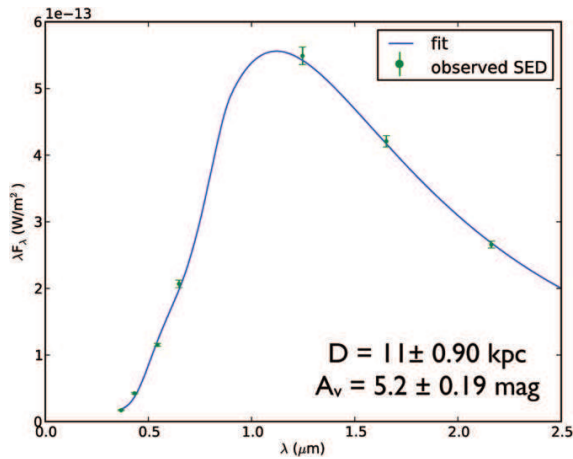


Figure 1. Result of the fitting for the source 1E 1145.1-6141 with distance D and extinction in V band A_V .

(A color version of this figure is available in the online journal.)

where λ is the wavelength in μm , F_{λ} is the flux density in $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, h is the Planck constant, c is the speed of light, A_{λ} is the extinction at the wavelength λ , R/D is the stellar radius over distance ratio, k_B is the Boltzmann constant, and T is the temperature of the star. When the radius and the temperature of the companion star are available in the literature, we use these values (given in Table 2). For the other sources, we derive the radius and the temperature of the companion star, which dominates the optical and NIR flux, from the spectral type and the luminosity class, by using tables of Vacca et al. (1996), Panagia (1973), Martins & Plez (2006), and Searle et al. (2008), hereafter noted PVMS. Since only four sources (including GX 301-2) with a highly evolved mass star have been detected in the Milky Way (Mason et al. 2012), we can reasonably assume that for all the other systems studied here, the radius of the companion star is sensibly close to the one expected, depending on the luminosity class. When the spectral type is poorly known, we derive the mean distance value by considering the different possible spectral types and allocate adequate error on the distance of these systems. Finally, if no data are given in Vacca et al. (1996), Panagia (1973), and Searle et al. (2008) about a certain spectral type (which is the case for luminosity classes II and IV), we computed intermediate R and T between luminosity classes I and III for class II and between classes III and V for class IV, respectively. This affects only three sources in our sample. For stars with peculiarities (N III and He II in emission mentioned by an “f” in the spectral type, broad absorption mentioned by an “n,” unspecified peculiarity

mentioned by a “p”) we assume their radius and temperature to have the same values as “normal” stars. For Be stars, we take R and T values of normal B stars, and the circumstellar disk emission is taken into account through a possible uncertainty due to the expected infrared excess of this family of sources (see Section 2.2). Finally, we describe our estimate of distance uncertainties due to errors on R and T of the companion star in Section 2.2.

Moreover, two parameters are left free: the extinction in V band A_V and the ratio R/D , whereas the extinction A_{λ} is derived at each wavelength from Cardelli et al. (1989) assuming $R_V = 3.1$ (corresponding to the mean value derived for a diffuse interstellar medium toward the Galactic plane; Fitzpatrick 1999). The influence of potential change of the extinction law was explored. The results, presented in Section 2.2, do not show any substantial variation in distance determination due to extinction change.

Knowing the radius R of the companion star, we then calculate the distance D in kpc.

The least-squares function given by the formula $\chi^2 = \sum_i [(X_{i,\text{obs}} - X_{i,\text{model}})/(\sigma_i)]^2$ (with $X_{i,\text{obs}}$ the observed flux value for the filter i , $X_{i,\text{model}}$ the predicted flux in the i th filter derived from the blackbody model, and σ_i the flux error in the same filter) is then minimized by the Levenberg–Marquardt algorithm.

To check our results, we estimated the distance of each HMXB using the expression

$$D_{\text{pc}} = 10^{-0.4(m_V - M_V - A_V + 5)}, \quad (2)$$

with m_V the relative magnitude and M_V the absolute magnitude while A_V is given by the fit. This formula has the advantage of not depending on the companion star radius. However, it does depend on the absolute magnitude M_V , given in Martins & Plez (2006) for O-type stars and in Morton & Adams (1968) and Panagia (1973) for B stars. The results obtained with this second method are consistent with those using the first approach.

We give results in Table 1 and compare these results with previously published results in Table 3. We point out that median discrepancy in distance is $\sim 17\%$ and A_V is often very similar (median discrepancy of less than 7%).

2.2. Uncertainties in the Computed Distance and Extinction

The magnitude uncertainties are retrieved from the literature. For sources for which no error is given, we use a systematic error of 0.1 mag, conservative of typical errors. The flux uncertainties are then derived from these magnitude errors. Nonetheless, we assume in the following that the spectral type given in the literature is the real spectral type of the companion star. We carried out simulations on a wide range of spectral types,

Table 3
Comparison of D and A_V Values Derived in This Study with D_{ref} and $A_{V\text{ref}}$ Available in the Literature

Name	D (kpc)	A_V (mag)	D_{ref} (kpc)	$A_{V\text{ref}}$ (mag)	D and A_V Ref.
1A 0535+262	3.8 ± 0.33	1.9 ± 0.26	1.8 ± 0.6	2.7 ± 0.2	Giangrande et al. (1980)
1A 1118-615	3.2 ± 1.4	4.6 ± 1.9	3.6 ± 0.9	4.2 max	Janot-Pacheco et al. (1981)
1E 1145.1-6141	10.5 ± 0.90	5.2 ± 0.19	8.2 ± 1.5	...	Densham & Charles (1982)
1H 1249-637	0.63 ± 2.5	1.8 ± 2.5	0.43 ± 0.060	...	Codina et al. (1984)
			$0.30_{\text{min}=0.26}^{\text{max}=0.36}$...	Chevalier & Ilovaisky (1998)
3A 0114+650	6.5 ± 3.0	4.0 ± 0.60	7.0 ± 3.6	...	Reig et al. (1996)
3A 0726-260	5.0 ± 0.82	2.5 ± 0.25	6.1 ± 0.30	...	Negueruela et al. (1996)
3A 2206+543	3.4 ± 0.35	1.8 ± 0.60	2.6	...	Blay et al. (2006)
4U 1700-377	1.8 ± 0.15	2.0 ± 0.15	1.7	...	Ankay et al. (2001)
Cep X-4	3.7 ± 0.52	5.3 ± 1.4	3.8 ± 0.60	...	Bonnet-Bidaud & Mouchet (1998)
Cyg X-1	1.8 ± 0.56	3.4 ± 0.18	$1.86_{-0.11}^{+0.12}$...	Reid et al. (2011)
EXO 0331+530	6.9 ± 0.71	6.0 ± 0.50	$6 < d < 9$...	Negueruela et al. (1999)
EXO 2030+375	3.1 ± 0.38	12 ± 1.4	7.1 ± 0.20	...	Wilson et al. (2002)
gam Cas	0.17 ± 0.50	1.2 ± 2.2	$0.188_{\text{min}=0.168}^{\text{max}=0.208}$...	Chevalier & Ilovaisky (1998)
GRO J1008-57	4.1 ± 0.59	6.7 ± 1.1	5	...	Coe et al. (1994)
GT 0236+610	1.8 ± 0.20	3.8 ± 0.65	2	...	Steele et al. (1998)
GX 301-2	3.1 ± 0.64	6.3 ± 0.14	3-4	...	Kaper et al. (2006)
GX 304-1	1.3 ± 0.10	6.0 ± 0.17	2.4 ± 0.50	...	Parkes et al. (1980)
Ginga 0834-430	7.1 ± 4.2	11 ± 2.2	$3 < d < 5$...	Israel et al. (2000)
H0115+634	5.3 ± 0.44	6.4 ± 0.28	7-8	...	Negueruela & Okazaki (2001)
H1145-619	4.3 ± 0.52	1.7 ± 0.55	3.1	...	Stevens et al. (1997)
H1417-624	7.0 ± 0.74	6.1 ± 1.1	$1.4 < d < 11.1$	$6.1 < A_V < 8.9$	Grindlay et al. (1984)
H1538-522	6.2 ± 1.8	6.4 ± 0.28	5.5 ± 1.5	...	Crampton et al. (1978)
			6.4 ± 1.0	...	Reynolds et al. (1992)
			4.5	6.5 ± 0.3	Clark (2004)
IGR J00370+6122	3.4 ± 1.2	2.4 ± 0.19	3.0	...	Reig et al. (2005)
IGR J01583+6713	4.1 ± 0.63	4.7 ± 0.32	4.0 ± 0.4	4.5 ± 0.2	Kaur et al. (2008)
IGR J08408-4503	3.4 ± 0.35	1.7 ± 0.60	2.7	...	Leyder et al. (2007)
IGR J11215-5952	7.3 ± 0.68	2.6 ± 0.60	8.0	...	Negueruela et al. (2005)
IGR J11305-6256	3.6 ± 0.71	1.0 ± 2.2	3	...	Masetti et al. (2006)
IGR J11435-6109	9.8 ± 0.86	5.7 ± 0.28	4.5	...	Torrejon & Negueruela (2004)
IGR J16465-4507	12.7 ± 1.3	5.0 ± 0.75	12.5	...	Smith (2004)
IGR J18214-1318	10.6 ± 5.0	14 ± 3.1	10	...	Butler et al. (2009)
IGR J18410-0535	7.8 ± 0.74	6.1 ± 0.65	3.2	...	Nespoli et al. (2008)
IGR J18450-0435	6.4 ± 0.76	6.7 ± 0.49	3.6	...	Zurita Heras & Walter (2009)
KS 1947+300	8.5 ± 2.3	4.0 ± 0.49	10	3.38	Negueruela et al. (2003)
PSR B1259-63	1.7 ± 0.56	3.8 ± 0.70	2.3	...	Negueruela et al. (2011)
RX J0440.9+4431	2.9 ± 0.37	2.9 ± 0.25	3.3	...	Reig et al. (2005)
RX J0812.4-3114	8.6 ± 1.8	2.3 ± 0.20	8.8	...	Reig et al. (2001)
RX J1744.7-2713	1.2 ± 0.46	2.7 ± 0.57	0.8 ± 0.1	...	Motch et al. (1997)
SAX J1818.6-1703	2.7 ± 0.28	1.6 ± 0.80	2.5	...	Sidoli et al. (2009)
SAX J2103.5+4545	8.0 ± 0.78	4.2 ± 0.25	6.5	4.2 ± 0.3	Reig et al. (2004)
Vela X-1	2.2 ± 0.22	2.2 ± 0.46	1.9 ± 0.1	...	Sadakane et al. (1985)
XTE J1855-026	10.8 ± 1.0	5.8 ± 0.90	10	...	Corbet et al. (1999)
XTE J1946+274	6.2 ± 3.0	6.9 ± 0.74	9.5 ± 2.9	...	Wilson et al. (2003)
X Per	1.2 ± 0.16	0.81 ± 0.22	0.70 ± 0.30	1.05 ± 0.02	Lyubimkov et al. (1997)

which enabled us to constrain the uncertainty that appears to be less important for supergiant stars than for zero-age main-sequence stars.

Uncertainties on the radius and temperature of the companion star could have a severe influence on distance and A_V error. We generate SEDs of various sources using a large range of temperatures, which clearly show that the distance error is less sensible to the temperature error than to the radius one. That can be easily understood given the fact that distance is directly derived using the R/D ratio. We distinguished different cases. (1) For sources for which spectral type is accurately determined, we select R and T values mostly in Vacca et al. (1996) for consistency. If no data are given in this reference, we used R and T values given in Panagia (1973), Martins & Plez (2006), or Searle et al. (2008). With the aim of deriving accurate distance

and A_V errors due to radius and temperature uncertainties, we fitted the SED of each system using the R and T values given in PVMS, and we compute the dispersion in distance and A_V values obtained using these four references. These computations lead to a mean difference in distance value of 10%, as well as for the A_V value. Then, for systems for which spectral type is well known, we consider a systematic error of 10% of the derived distance and A_V values due to radius and temperature uncertainties. (2) For sources for which values of R and T are available in the literature (see Table 2), we use these values in our fitting procedure to derive distance and extinction in V band. When maximum and minimum radius and temperature values are available, we derive distances and dispersion on distance using these values. We also derive the distance considering R and T values given in PVMS. Then, we consider as the final

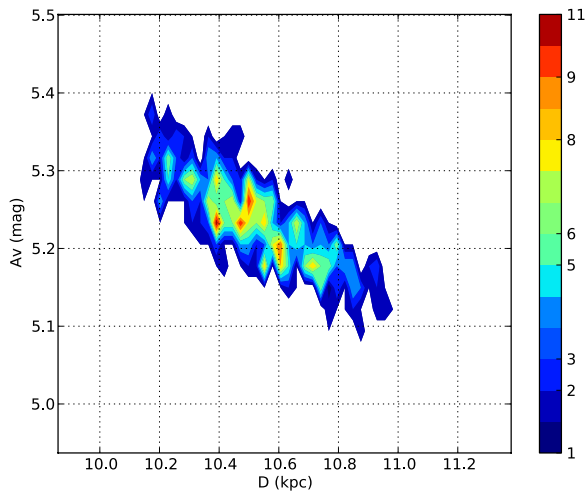


Figure 2. Result of Monte Carlo simulations for the source 1E 1145.1–6141, to estimate uncertainties in D and A_V due to the fitting procedure. Colors represent the number of solutions as a function of the two parameter (D and A_V) values. (A color version of this figure is available in the online journal.)

error (due to radius and temperature uncertainties) the dispersion on all the distance values obtained with R and T values given in the four references and with R and T values given in the paper dedicated to the source (referenced in Table 2). The same approach was used to derive an A_V error due to radius and temperature uncertainties. (3) When the spectral type is not well constrained and if no R and T value is available in the literature, we derived distances (and then a mean distance) using the different possible spectral types of the companion star and then the different R and T values given in *PVMS*. We finally compute the dispersion on all the distances derived and considered it as the error due to radius and temperature uncertainties. We derive an A_V error due to radius and temperature uncertainties for these sources, using the same method. (4) For luminosity classes II and IV, since no data are given in *PVMS*, we used intermediate R and T values between classes I and III for class II and between classes III and V for luminosity class IV. Errors were computed using the dispersion on distance obtained with these R and T values and distances obtained with R and T values of lower and higher luminosity classes.

Degeneracy between several parameter values (based on the fitting procedure) needs to be taken into account. Indeed, solely relying on a single best fit does not capture the full phenomenology associated with SED fitting because D and A_V are degenerate in this approach. In order to produce the best set of fits and to determine the dispersion on distance and extinction, we carried out 500 Monte Carlo simulations for each observed source, by varying the photometry within the uncertainties. Hence, we generate a random number from a normal distribution (assuming the photometric errors to be Gaussian), defined by the error bars for each photometric point, so that we build 500 new SEDs derived from the original one. These 500 new SEDs are subject to the same χ^2 statistic computation as the one described above. Then, we have an entire set of best fits of parameters (D , A_V) and are able to plot the distribution in the parameter space, showing the distribution of properties derived from these Monte Carlo simulations, and especially showing the dispersion on distance and extinction for each source (see Figure 2). This dispersion value is taken as the error of the fitting procedure,

and the median value of dispersion on distance determination for all considered HMXBs is then 0.75 kpc.

There are other sources of uncertainties, particularly the infrared excess of Be stars due to their circumstellar envelope generating free–free radiation. According to Dougherty et al. (1994), this excess should not exceed a mean 0.1 mag in J band, 0.15 mag in H band, and 0.25 mag in K band. However, this value corresponds to absolute magnitude, and therefore the excess can be smaller in apparent magnitude for sources located far away and higher for close ones. To take this effect into account, an estimate of the distance and extinction is needed. Since these two values are derived from the fitting procedure, we are only able to consider the distance and absorption values obtained without taking this IR excess into account. This approach is finally equivalent to adding a conservative error of 0.1, 0.15, and 0.25 mag to the apparent magnitude in the J , H , and K_s bands, respectively; this method presents the advantage of treating all sources in a uniform way. Based on these results, presented in Figure 3, we assume that this uncertainty will not affect the distances derived in this paper.

Furthermore, to test the potential additional error due to a different extinction law, we use R_V values given by Geminale & Popowski (2004). We affected to each HMXB an R_V value derived from the closest star present in their catalog, and we fitted the SED using the Cardelli law with the new R_V value. We find a median difference in distance determination of 0.07 kpc. Since deriving an accurate R_V value for each system appears to be observationally biased (it depends on the closest star available in their catalog), we decided not to take into account this additional uncertainty.

Finally, Table 1 presents the 46 sources and their fundamental parameters (computed in this work or taken in the literature). Figure 10 represents most of the studied HMXBs with the uncertainties on their location computed taking into account all the errors described above: the error on distance due to uncertainties on the companion star radius and temperature and the error coming from the fitting procedure. We derived in the same way the final error on A_V .

3. RESULTS: HMXB DISTRIBUTION AND CORRELATION WITH STAR-FORMING COMPLEXES

We present in Figure 4 the distribution of HMXBs in the Galaxy, obtained with our novel approach based on distance determination. The spiral arm model given by Russeil (2003) is also presented. The question then arises: is there a correlation between this distribution of HMXBs and the distribution of SFCs in the Milky Way (given by Russeil 2003), as is expected from the short HMXB lifetime? The first approach we adopt is to carry out a Kolmogorov–Smirnov test (K-S test) on each axis in order to quantify whether the two samples are drawn from the same probability distribution. We obtain a value of 0.15 for the X axis, a value of 0.25 for the Y axis, and a value of 0.31 for the galactic longitude. These values are not negligible, suggesting that a correlation between the two samples does exist, though part of the information is lost because of the projection on the two axes. To overcome this caveat, we propose another method described hereafter.

We assume that each HMXB (blue stars in Figure 5) is clustered with several SFCs (green circles). Hence, we can define two characteristic scales: a typical cluster size and a typical distance between clusters. Around each HMXB, we define several circles with different radii (red circles) and finally

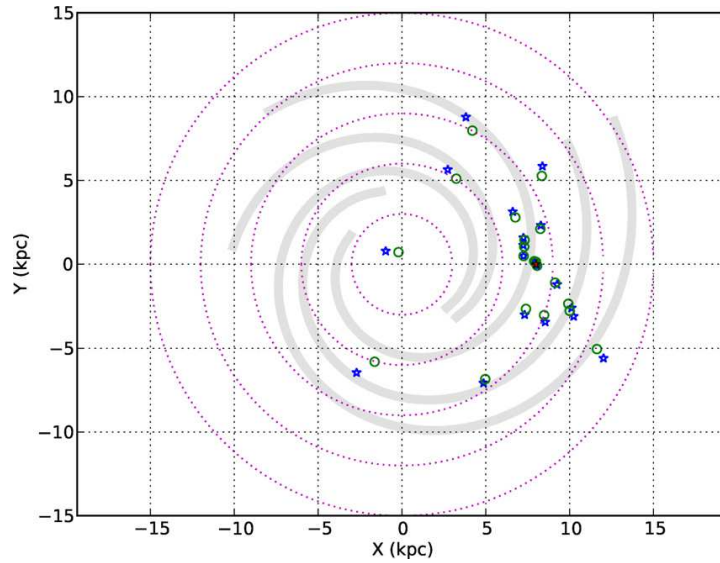


Figure 3. Green circles represent the initial positions of Be stars, whereas blue stars represent the source positions taking into account the IR excess. Red star at (8.5; 0) represents the Sun location. Dotted pink circles represent radii of 3, 6, 9, 12, and 15 kpc from the Galactic center. (A color version of this figure is available in the online journal.)

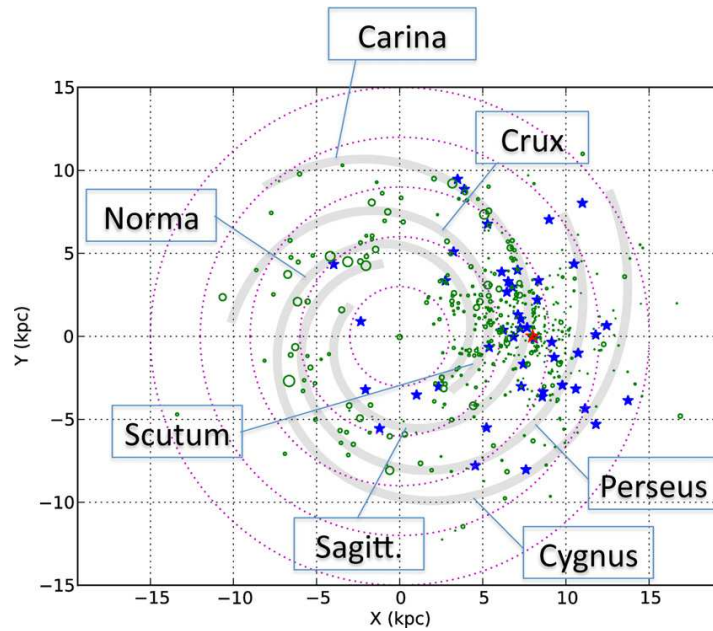


Figure 4. Distribution of HMXBs (blue stars) and SFCs (green circles). The circle radius of SFCs represents the excitation parameter value. The spiral arm model from Russeil (2003) is also plotted, and the red star at (8.5; 0) represents the Sun position. (A color version of this figure is available in the online journal.)

count the number of HMXBs for which at least one SFC is within the specified radius (called “number of correlations” hereafter).

The number of correlations versus the circle radius is plotted as the blue curve in Figure 6. The green curve is that expected from chance correlations assuming that the HMXBs are evenly distributed across the sky following a uniform distribution on the x and y axis between 0 and 15 kpc. The dashed line represents the difference between the two previous curves. This difference, being non-equal to zero, allows us to state that a

strong correlation exists between HMXB and SFC positions in the Milky Way. Moreover, we compute the two characteristic scales described above: the typical cluster size of 0.3 kpc and the typical distance between clusters of 1.7 kpc with uncertainties of 0.05 kpc and 0.3 kpc, respectively, using the uncertainty on HMXB distance of 17% as derived in Section 2.1.

If we take into account the uncertainties in HMXB positions (described in Section 2.2) and in SFC positions (given in Russeil 2003, median error of 0.25 kpc), the correlation still

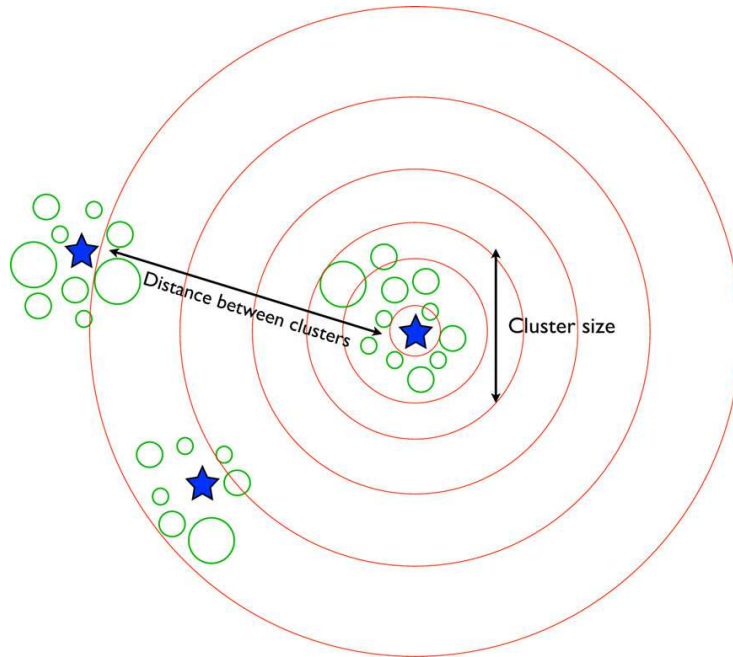


Figure 5. Description of the method used to evaluate the correlation between HMXBs and SFCs.
(A color version of this figure is available in the online journal.)

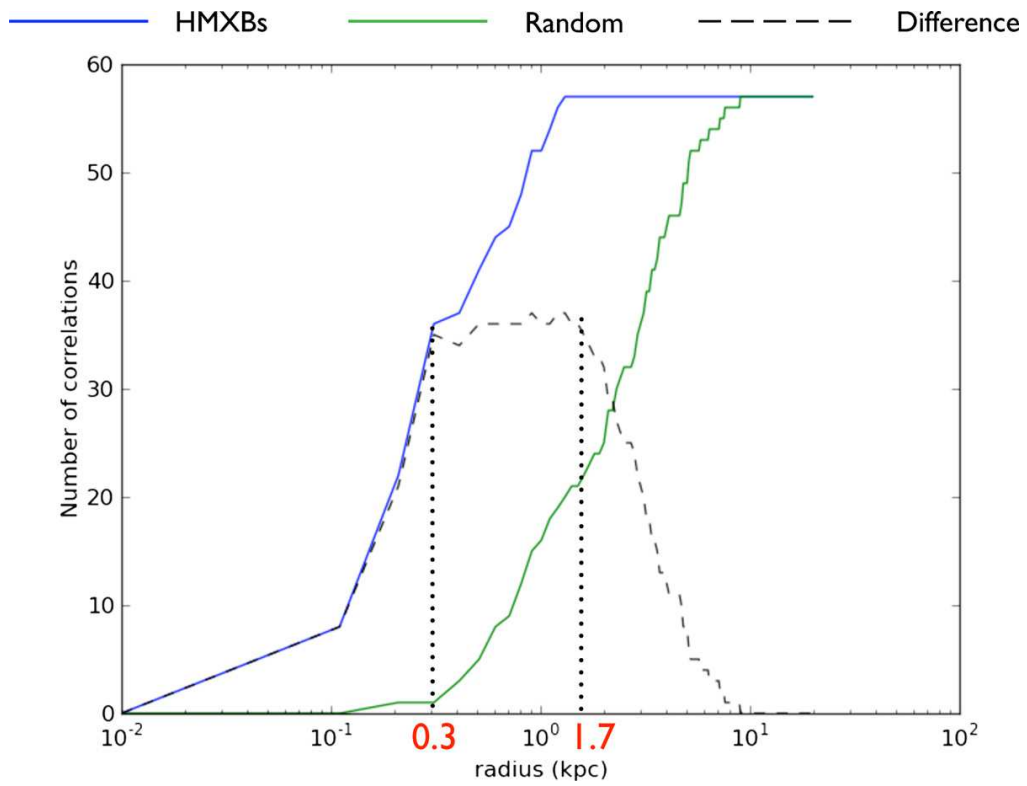


Figure 6. Result of the correlation determination in 2D.
(A color version of this figure is available in the online journal.)

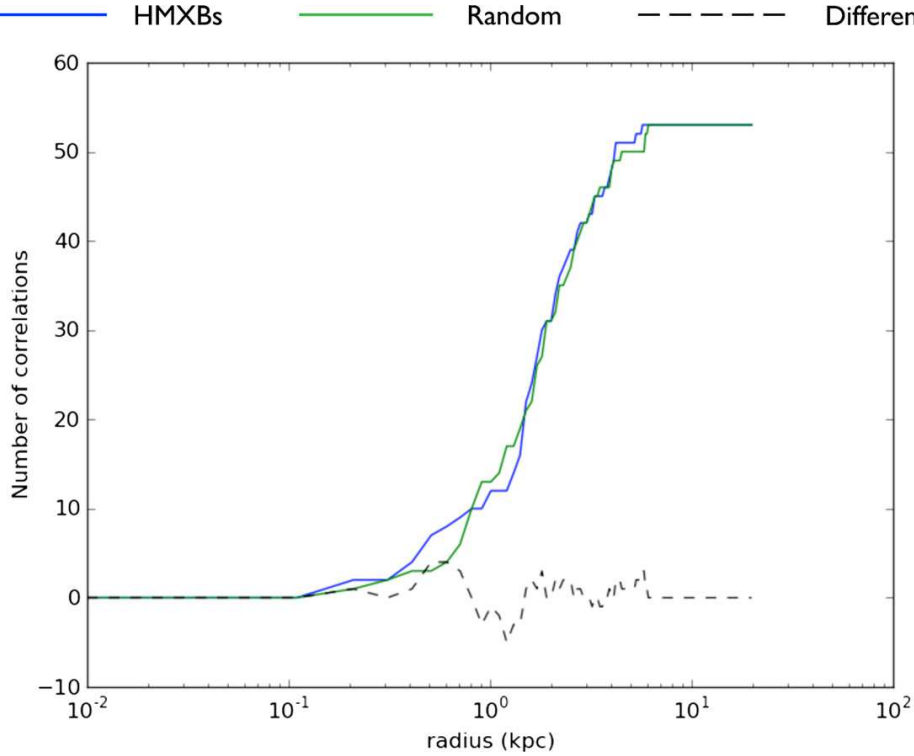


Figure 7. Result of the correlation determination with globular clusters.
(A color version of this figure is available in the online journal.)

exists with the same cluster size and the same distance between clusters. Bodaghee et al. (2012) mention that HMXBs and OB complexes are clustered for a cluster size $r < 1$ kpc. This upper limit, obtained with a different method, is consistent with our results. Finally, we test our correlation code using a sample of globular clusters (Bica et al. 2006), principally located in the Galactic bulge. Figure 7 shows the result of the correlation test. The number of correlations as a function of the circle radius (blue curve) follows the trend of the green curve, showing the evolution expected from chance correlation, when assuming that HMXBs are evenly distributed across the sky. Clearly, as expected, no correlation is seen, assessing the robustness of our correlation evaluation method.

4. IMPLICATION OF THE CORRELATION ON HMXB FORMATION AND EVOLUTION

The distribution of HMXBs reflects the stellar formation that took place some tens of Myr ago, since they are not an instantaneous star formation rate indicator as explained in Shtykovskiy & Gilfanov (2007). Then, an offset between spiral arms (an indicator of the actual star formation) and HMXB distribution is expected. Indeed, since the spiral arm rotation velocity is different from the angular velocity of the stellar disk, we expect HMXB positions to be offset from the currently visible SFCs. This time lag was mentioned in Lutovinov et al. (2005) and Dean et al. (2005), but a deeper investigation of this issue was not possible due to the limited sample of HMXBs at that time. Shtykovskiy & Gilfanov (2007) evaluated the

offset for the galaxy M51. Here we attempt to implement this formalism in the case of the Milky Way with the approach we have mentioned in Coleiro & Chaty (2011).

One can suppose the spiral arm density wave to rotate with the speed $\Omega_p = 24 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ (see, e.g., Dias & Lépine 2005), in the same direction as the stellar disk, in which the velocity curve is assumed to be flat in the galactocentric distance range of interest, according to Brand & Blitz (1993):

$$V/(220 \text{ km s}^{-1}) = a_1(r/8.5 \text{ kpc})^{a_2} + a_3, \quad (3)$$

with $a_1 = 1.00767$, $a_2 = 0.0394$, $a_3 = 0.00712$, and where r is the radius from the Galactic center.

Then, to a first approximation, it is possible to locate the expected HMXB locations relative to the current position of the spiral arms in time τ , i.e., the angular offset $\Delta\Theta(r)$, by the equation

$$\Delta\Theta(r) = (\Omega(r) - \Omega_p) \tau, \quad (4)$$

where $\Omega(r)$ is the galactic rotation curve derived from Equation (3). To estimate the displacement of HMXBs relative to the current position of the spiral density wave, we plot the angular offset, $\Delta\Theta(r)$, as a function of the radius for sources with different ages (10, 20, 40, 60, 80, and 100 Myr, Figure 8). In a second time, we plot the expected positions of sources formed 10, 20, and 40 Myr ago in the Galaxy map (Figure 9; for better visibility, we do not plot the expected positions of sources formed 60, 80, and 100 Myr ago).

Even if Figures 9 and 10 do not visually suggest any substantial offset between the current spiral arm position and the expected position of HMXBs (which depends on the age

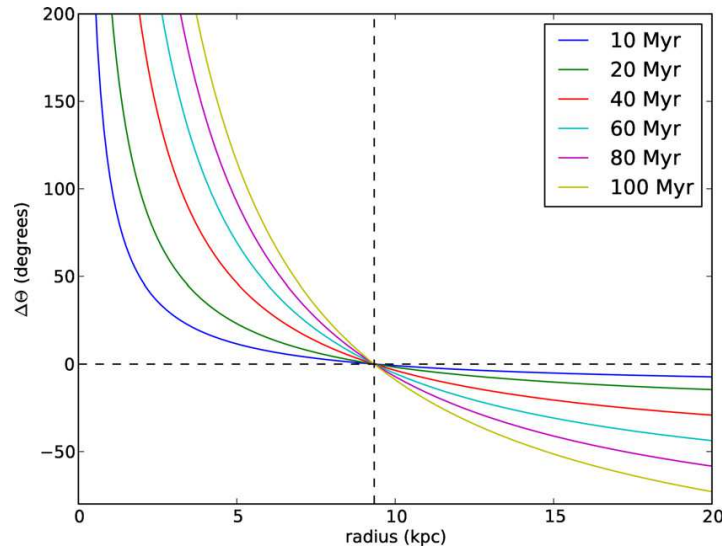


Figure 8. Evolution of the offset angle between spiral arms and expected positions of sources as a function of the radius in the Galaxy according to the age of sources. The vertical dashed line indicates the corotation radius.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

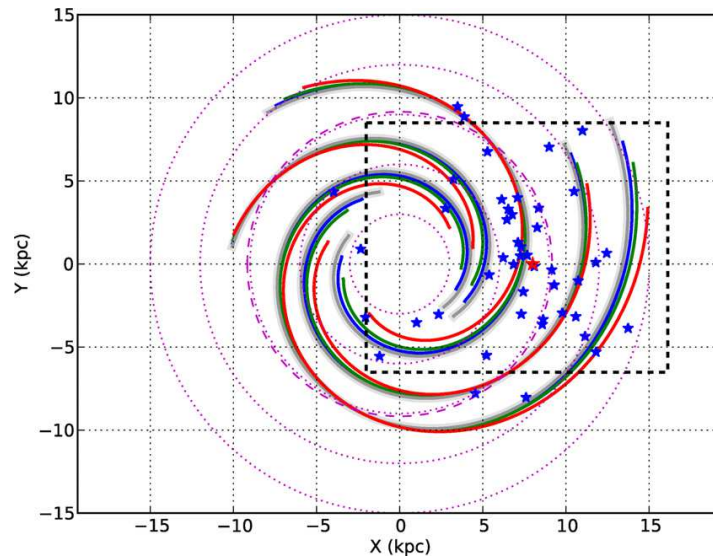


Figure 9. Distribution of HMXBs and spiral structure. The blue, green, and red curves correspond, respectively, to the expected locations of objects with ages of 10, 20, and 40 Myr computed with Equation (4). For better clarity, we do not represent expected locations of objects with ages of 60, 80, and 100 Myr. The gray curve represents the current position of spiral arms, and the dashed circle indicates the corotation radius. Dotted circles represent radii of 3, 6, 9, 12, and 15 kpc. Dashed frame represents the region shown in Figure 10.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

of the sources), we would now like to quantitatively assess the presence of an offset.

4.1. Existence of an Offset between HMXBs and Galactic Spiral Arms

To perform this study, we need to consider a number of different issues. As underlined above, the expected offset depends on the age of the X-ray sources; hence, to highlight this offset, we must split the sample of HMXBs depending on the age of the sources. Two different samples are then created: one containing four supergiant stars (luminosity class I or II

according to Charles & Coe 2006) and a second one containing nine Be stars (luminosity class III or V according to Charles & Coe 2006). We explain the way these samples were created in Section 4.2.

We calculate the distance from each HMXB to the closest actual spiral arm (given in Russeil 2003) using

$$\text{distance} = \sqrt{(X_{\text{source}} - X_{\text{arm}})^2 + (Y_{\text{source}} - Y_{\text{arm}})^2}, \quad (5)$$

where $(X_{\text{source}}, Y_{\text{source}})$ are the coordinates of the source and $(X_{\text{arm}}, Y_{\text{arm}})$ are the coordinates of the closest point on the arm.

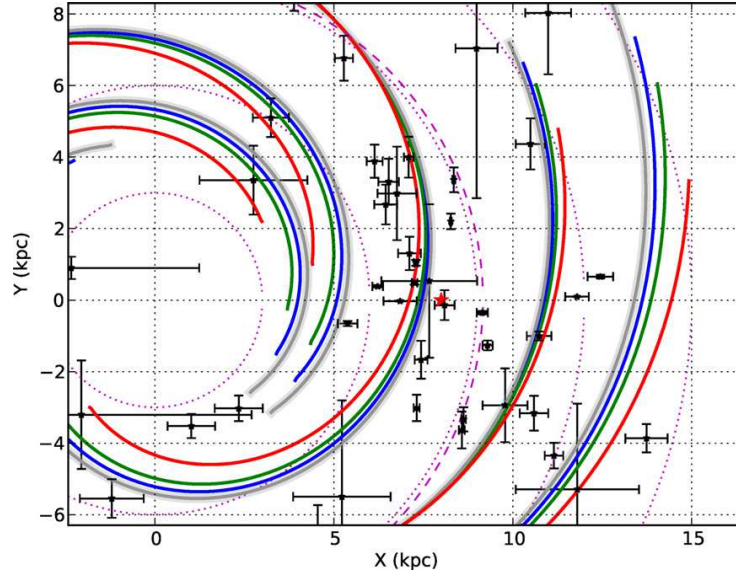


Figure 10. Positions of HMXBs with error bars (zoom in the solar region defined by dashed frame in Figure 9).

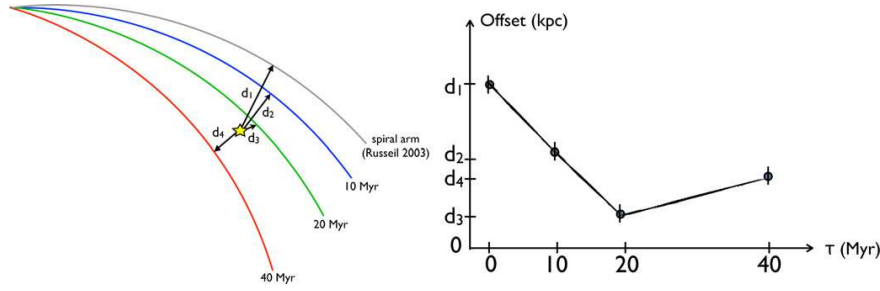


Figure 11. Method used to derive the age of a sample of HMXBs. As in Figure 10, a spiral arm is represented with the expected positions of sources 10, 20, and 40 Myr old. An HMXB is represented by the star, and distances to current spiral arm and to each expected position are called d_1 , d_2 , d_3 , and d_4 , respectively. The evolution of this distance as a function of the time is represented in the diagram on the right. In this case, the source would be ~ 20 Myr old.

We follow exactly the same procedure to calculate the distance from each source to the closest expected position of sources formed 20, 40, 60, 80, and 100 Myr ago, and we determine the mean value of the offsets (taking into account all the sources of the two samples). The sources are expected to be closer to one of the expected positions computed above than to the current spiral arms observed by Russell (2003). The method is described in Figure 11 (for instance, in Figures 10 and 11, a source of 20 Myr should be located closer to the green arm representing the expected position of a 20 Myr old HMXB than to the current spiral wave position). Results are given in Figure 12.

We determine the error bars using the propagation of uncertainty formula. The 1σ error associated with the distance between each source i and the closest point on the arm is then given by the following equation:

$$\sigma_i^2 = \frac{(X_{\text{source}} - X_{\text{arm}})^2 [\sigma_{X_{\text{source}}}^2 + \sigma_{X_{\text{arm}}}^2]}{(X_{\text{source}} - X_{\text{arm}})^2 + (Y_{\text{source}} - Y_{\text{arm}})^2} + \frac{(Y_{\text{source}} - Y_{\text{arm}})^2 [\sigma_{Y_{\text{source}}}^2 + \sigma_{Y_{\text{arm}}}^2]}{(X_{\text{source}} - X_{\text{arm}})^2 + (Y_{\text{source}} - Y_{\text{arm}})^2}, \quad (6)$$

where $(\sigma_{X_{\text{source}}}, \sigma_{Y_{\text{source}}})$ are the errors on source position detailed in Section 2.2 and $(\sigma_{X_{\text{arm}}}, \sigma_{Y_{\text{arm}}})$ are the errors on arm position taken to be equal to zero. Finally, the uncertainty associated with the mean value is calculated as follows:

$$\sigma = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_i^N \sigma_i^2}, \quad (7)$$

where N is the number of sources and σ_i is the error associated with the i th source.

Taking into account all the sources of the sample (Figure 12, lower panel), we cannot observe any significant variation of the offset with time before 60 Myr. This result was expected because the minimum peak of distance between each HMXB and the closest expected position should be clearly different whether we consider Be or supergiant stars. Also, by taking all spectral types into account, we tend to lose a part of the information except the mean age upper limit of 60 Myr highlighted by the plot. For both supergiant and Be samples, we observe a more significant increase of the offset after 60 Myr (Figure 12, upper and middle panels). This increase could be a signature of the expected offset between the HMXB positions and the current spiral

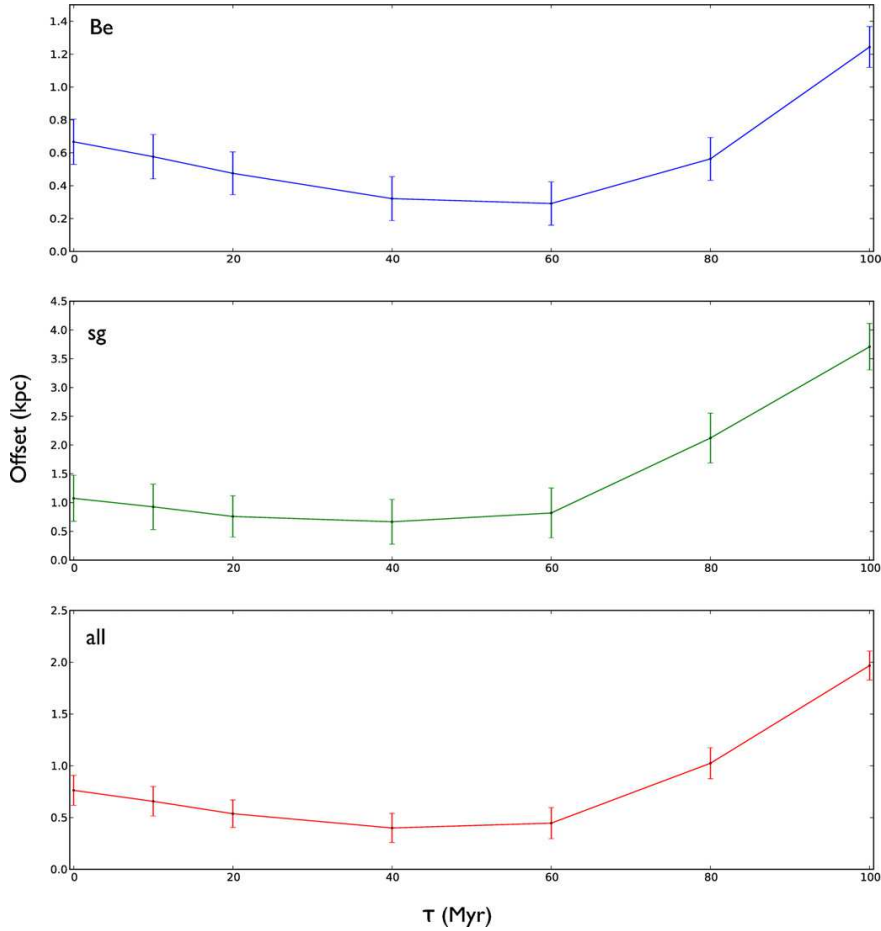


Figure 12. Evolution of the mean distance (in kpc) between source and closest expected position vs. time τ (in Myr) for Be sources (upper panel), supergiant sources (middle panel), and all the sources (lower panel). Error bars are 1σ uncertainties. (A color version of this figure is available in the online journal.)

arms. However, we must be cautious about this result especially because of the small number of HMXBs in the two samples.

Even if the locations of the sources are accurately determined, several reasons may affect the HMXB density and prevent the offset detection as underlined by Lutovinov et al. (2005): complex motion of density wave and stars from their birthdate to the X-ray phase, presence of previously undetected parts of the Galactic spiral arms, observational selection effect, etc. Finally, a larger sample of supergiant type HMXBs is needed to confirm the offset detection more confidently.

Moreover, the time interval during which HMXBs appear should translate the mass range of both stars of binary systems (see Dean et al. 2005). The results presented in Figure 12 only enable us to state that this time interval is lower than 60 Myr on average for all stars.

4.2. Deriving the Age of HMXBs

Following the method described above, one can compute a distance between each source and the different theoretical arms that correspond to the current predicted position of a source sample born 20, 40, 60, 80, or 100 Myr ago. In the previous section we studied a sample of Be and supergiant HMXBs, and this could also be applied to each source separately, to

constrain the age and the potential migration of the system due to a supernova kick.

We choose not to take into account here the arm width that could be translated as an uncertainty on the position of the expected position of sources. Indeed, by taking this position dispersion into consideration, 1σ errors considerably increase and prevent any conclusion. Then, we assume all sources to be formed at the central position of the arm.

We expect the distance from the source to the expected position to decrease until the expected position corresponds to the age of the source, and then to increase afterward (see Figure 11). For some sources, the offset change is more complicated and can be explained as follows:

1. Belonging to one of the four arms of the Milky Way is not well established when the distance between a source and the theoretical expected positions is seen as always increasing with time.
2. For sources located close to the corotation radius, current spiral arms and expected positions of HMXBs of different ages are almost superimposed, explaining the quasi-constant distance to theoretical positions observed for some sources. Since offsets between expected positions

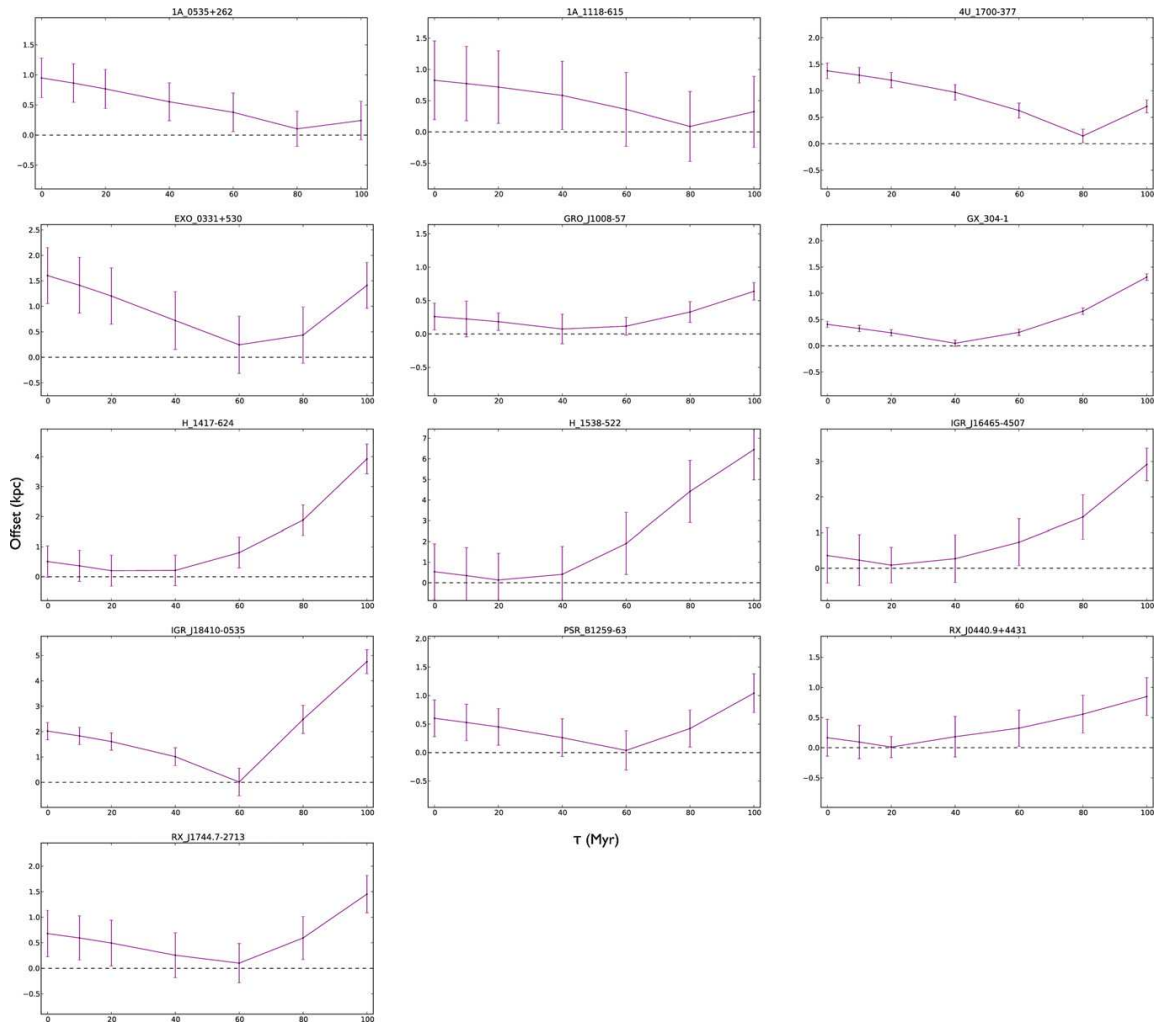


Figure 13. Evolution of the distance between observed and expected positions (in kpc) vs. time τ (in Myr) for individual HMXBs. Error bars are 1σ uncertainties. (A color version of this figure is available in the online journal.)

of sources of different ages are very small, it can be possible to ascribe an incorrect age to a source located close to an expected position that does not correspond to its real age.

3. Sources that underwent more significant kicks could be incorrectly associated with a theoretical position of sources of different age.

Then, for this study, we only take into account sources presenting an expected offset evolution during time, to make the conclusions easier.

We present in Figure 13 results for BeHMXBs and sgHMXBs for which the evolution of the offset as a function of time is consistent with the theory. It is possible to determine the rough age of these sources and a lower and upper limit of kick migration distances. The results are summarized in Table 4 and will be discussed in the following paragraphs.

If we consider only the sources studied separately here (sources showing the expected evolution of offset as a function of age), we can derive a mean age of ~ 45 Myr for sgHMXBs and 51 Myr for BeHMXBs. This result seems consistent with the distinct evolution timescales of these two kinds of systems,

but again, we must be cautious about this result because of the small sample of sources used in this calculation (four supergiant and nine Be systems).

4.3. Constraints on Migration from Supernova Kicks

Even if the theory is still poorly understood, it is admitted that a small asymmetry in the way a supernova explodes could make a binary system move due to a substantial increase of its velocity in a particular direction. We computed the cluster size (in the same way as in Section 3) only for Be stars that are expected to have experienced a supernova kick event during their evolution, and we found a value of 0.3 kpc, consistent with the migration distances underlined in Bodaghee et al. (2012). This value also enables us to constrain the time lapse between supernova event and HMXB stage; assuming a regular value of kick velocity of 100 km s^{-1} (for higher kick velocity, fewer systems should remain bound; Hills 1983) and a maximum migration distance due to the kick event of 0.3 kpc, we reach an upper limit for the time lapse between the supernova explosion and the HMXB step of around 3 Myr.

Table 4
Age and Migration Distance Derived for BeHMXBs (Top)
and sgHMXBs (Bottom)

Source Name	Age (Myr)	Migration Distance (kpc)	Uncertainty
Be			
1A 0535+262	80	0.10	0.30
1A 1118–615	80	0.088	0.56
EXO 0331+530	60	0.25	0.080
GRO J1008–57	40	0.074	0.15
GX 304–1	40	0.048	0.59
H1417–624	20	0.20	0.39
PSR B1259–63	60	0.037	0.51
RX J0440.9+4431	20	0.011	0.17
RX J1744.7–2713	60	0.10	1.0
Supergiants			
4U 1700–377	80	0.15	0.28
IGR J16465–4507	20	0.087	0.052
IGR J18410–0535	60	0.013	0.11
H1538–522	20	0.14	0.52

Notes. Uncertainties are derived by Equation (6), i.e., correspond in Figure 11 to the error on the minimum distance d_3 .

To improve this study, we focus on the sources selected before (four sgHMXBs and nine BeHMXBs; Table 4). The distance between the object and the closest expected position gives a kick value for each source and a mean value depending on the spectral type of the two samples. Results are presented in Table 4. We derive a mean migration distance of 0.11 kpc for BeHMXBs and 0.10 kpc for sgHMXBs. Again, we should be careful about these mean values because of large error bars and small samples. Moreover, it is important to underline that these derived values only represent a lower limit to the kick migration distance since we cannot take into account the migration distance on galactic latitude given by the kick. Then, we only get the projected migration distance on the Galactic plane.

5. CONCLUSION

Examining the distribution of HMXBs is of major interest in order to study in depth the formation of these high-energy sources. However, HMXB locations are usually poorly constrained and largely dependent on the determination method. Here, for the first time, we determine the location of a sample of HMXBs using a uniform and accurate approach: SED fitting of their distance and absorption. This method, based on a least-squares minimization, enables us to reveal a consistent picture of the HMXB distribution, following the spiral arm structure of the Galaxy. The uncertainties lead to a small error on source location and allow us to tackle the study of the correlation with SFC distribution. This study shows that HMXBs are clustered with SFCs and enables us to quantitatively define the cluster size (0.3 ± 0.05 kpc) and the distance between clusters (1.7 ± 0.3 kpc). We go further by quantitatively assessing the offset between current spiral density wave position and expected HMXB positions due to the fact that the matter rotation velocity is different from the spiral arm rotation speed. Exploring the environment in which such binary systems were formed is of major interest to study the properties of these binary systems such as stellar mass, dust cocoon density, etc. Here we quantitatively show the correlation between HMXB distribution and SFC distribution. Even if we highlighted the expected offset between current spiral arms and source positions for some sources,

it remains difficult to assess it for the entire sample. Undoubtedly, this assessment will be improved using a larger sample of sources, an accurate Galactic spiral arm model, and a dynamical model of matter and density wave. Our method of investigation does not give exhaustive results for the entire sample of sources because several sources are located close to the corotation radius and, for some sources, an association with one of the four arms of the Milky Way is not well established. However, for four sgHMXBs and nine BeHMXBs, we are able to derive an age (mean age of 51 Myr for BeHMXBs and 45 Myr for sgHMXBs) and a migration distance (mean value of 0.11 kpc for BeHMXBs and 0.10 kpc for sgHMXBs), giving constraints on the supernova explosion kick. This study represents important progress in the investigation of formation and evolution of these binary systems.

We warmly thank the anonymous referee for constructive comments that allowed us to improve the manuscript. We are pleased to thank P. A. Curran for his careful rereading of the paper. We acknowledge A. Bodaghee, P. A. Charles, P. A. Curran, C. Knigge, F. Rahoui, M. Servillat, and J. A. Zurita Heras for useful discussions. This work was supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), based on observations obtained with MINE—the Multi-wavelength INTEGRAL Network. This research has made use of the IGR Sources page maintained by J. Rodriguez and A. Bodaghee (<http://irfu.cea.fr/Sap/IGR-Sources/>); of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation; of the SIMBAD database and the VizieR catalog access tool, operated at CDS, Strasbourg, France; and of NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services.

REFERENCES

- Ankay, A., Kaper, L., de Bruijne, J. H. J., et al. 2001, *A&A*, **370**, 170
 Barba, R., Gamen, R., & Morrell, N. 2006, *ATel*, **819**, 1
 Belczynski, K., & Ziolkowski, J. 2009, *ApJ*, **707**, 870
 Bica, E., Bonatto, C., Barbuy, B., & Ortolani, S. 2006, *A&A*, **450**, 105
 Bird, A. J., Bazzano, A., Bassani, L., et al. 2010, *ApJS*, **186**, 1
 Blay, P., Negueruela, I., Reig, P., et al. 2006, *A&A*, **446**, 1095
 Bodaghee, A., Courvoisier, T., Rodriguez, J., et al. 2007, *A&A*, **467**, 585
 Bodaghee, A., Tomsick, J. A., Rodriguez, J., & James, J. B. 2012, *ApJ*, **744**, 108
 Bonnet-Bidaud, J. M., & Mouchet, M. 1998, *A&A*, **332**, L9
 Brand, J., & Blitz, L. 1993, *A&A*, **275**, 67
 Butler, S. C., Tomsick, J. A., Chaty, S., et al. 2009, *ApJ*, **698**, 502
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, **345**, 245
 Charles, P. A., & Coe, M. J. 2006, in *Compact Stellar X-ray Sources*, ed. W. H. G. Lewin & M. van der Klis (Cambridge: Cambridge University Press), 215
 Chaty, S. 2011, in *ASP Conf. Ser. 447, Evolution of Compact Binaries*, ed. L. Schmidtbreick, M. R. Schreiber, & C. Tappert (San Francisco, CA: ASP), 29
 Chevalier, C., & Ilovaisky, S. A. 1998, *A&A*, **330**, 201
 Clark, G. W. 2004, *ApJ*, **610**, 956
 Codina, S. J., de Freitas Pacheco, J. A., Lopes, D. F., & Gilra, D. 1984, *A&AS*, **57**, 239
 Coe, M. J., Roche, P., Everall, C., et al. 1994, *MNRAS*, **270**, L57
 Coleiro, A., & Chaty, S. 2011, in *ASP Conf. Ser. 447, Evolution of Compact Binaries*, ed. L. Schmidtbreick, M. R. Schreiber, & C. Tappert (San Francisco, CA: ASP), 265
 Corbet, R. H. D., Marshall, F. E., Peele, A. G., & Takeshima, T. 1999, *ApJ*, **517**, 956
 Crampton, D., & Hutchings, J. B. 1978, *IAUC*, **3180**, 1
 Crampton, D., Hutchings, J. B., & Cowley, A. P. 1978, *ApJL*, **225**, L63
 Dean, A. J., Bazzano, A., Hill, A. B., et al. 2005, *A&A*, **443**, 485

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 764:185 (14pp), 2013 February 20

COLEIRO & CHATY

- Densham, R. H., & Charles, P. A. 1982, *MNRAS*, **201**, 171
- Dias, W. S., & Lépine, J. R. D. 2005, *ApJ*, **629**, 825
- Dougherty, S. M., Waters, L. B. F. M., Burki, G., et al. 1994, *A&A*, **290**, 609
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, **111**, 63
- Geminale, A., & Popowski, P. 2004, *AcA*, **54**, 375
- Giangrande, A., Giovannelli, F., Bartolini, C., Guarnieri, A., & Piccioni, A. 1980, *A&AS*, **40**, 289
- Goraya, P. S. 2007, *BASI*, **35**, 23
- Grimm, H., Gilfanov, M., & Sunyaev, R. 2002, *A&A*, **391**, 923
- Grindlay, J. E., Petro, L. D., & McClintock, J. E. 1984, *ApJ*, **276**, 621
- Hammerschlag-Hensberge, G., Zuiderwijk, E. J., De Loore, C., & van den Heuvel, E. P. J. 1979, *A&A*, **76**, 245
- Herrero, A., Kudritzki, R. P., Gabler, R., Vilchez, J. M., & Gabler, A. 1995, *A&A*, **297**, 556
- Hills, J. G. 1983, *ApJ*, **267**, 322
- Israel, G. L., Covino, S., Campana, S., et al. 2000, *MNRAS*, **314**, 87
- Janot-Pacheco, E., Ilovaisky, S. A., & Chevalier, C. 1981, *A&A*, **99**, 274
- Johnston, S., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Nicastro, L., & Spyromilio, J. 1994, *MNRAS*, **268**, 430
- Kaper, L., van der Meer, A., & Najarro, F. 2006, *A&A*, **457**, 595
- Kaur, R., Paul, B., Kumar, B., & Sagar, R. 2008, *MNRAS*, **386**, 2253
- Leyder, J.-C., Walter, R., Lazos, M., Masetti, N., & Produit, N. 2007, *A&A*, **465**, L35
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *A&A*, **455**, 1165
- Lutovinov, A., Revnivtsev, M., Gilfanov, M., et al. 2005, *A&A*, **444**, 821
- Lyubimkov, L. S., Rostopchin, S. I., Roche, P., & Tarasov, A. E. 1997, *MNRAS*, **286**, 549
- Martins, F., & Plez, B. 2006, *A&A*, **457**, 637
- Masetti, N., Pretorius, M. L., Palazzi, E., et al. 2006, *A&A*, **449**, 1139
- Mason, A. B., Clark, J. S., Norton, A. J., et al. 2012, *MNRAS*, **422**, 199
- Morton, D. C., & Adams, T. F. 1968, *ApJ*, **151**, 611
- Motch, C., Haberl, F., Dennerl, K., Pakull, M., & Janot-Pacheco, E. 1997, *A&A*, **323**, 853
- Negueruela, I. 1998, *A&A*, **338**, 505
- Negueruela, I., Casares, J., Verrecchia, F., et al. 2008, *ATel*, **1876**, 1
- Negueruela, I., Israel, G. L., Marco, A., Norton, A. J., & Speziali, R. 2003, *A&A*, **397**, 739
- Negueruela, I., & Okazaki, A. T. 2001, *A&A*, **369**, 108
- Negueruela, I., & Reig, P. 2001, *A&A*, **371**, 1056
- Negueruela, I., & Reig, P. 2004, *ATel*, **285**, 1
- Negueruela, I., Ribó, M., Herrero, A., et al. 2011, *ApJL*, **732**, L11
- Negueruela, I., Roche, P., Buckley, D. A. H., et al. 1996, *A&A*, **315**, 160
- Negueruela, I., Roche, P., Fabregat, J., & Coe, M. J. 1999, *MNRAS*, **307**, 695
- Negueruela, I., Smith, D. M., & Chaty, S. 2005, *ATel*, **470**, 1
- Nespoli, E., Fabregat, J., & Mennickent, R. 2007, *ATel*, **983**, 1
- Nespoli, E., Fabregat, J., & Mennickent, R. E. 2008, *A&A*, **486**, 911
- Okazaki, A. T., & Negueruela, I. 2001, *A&A*, **377**, 161
- Panagia, N. 1973, *AJ*, **78**, 929
- Parkes, G. E., Murdin, P. G., & Mason, K. O. 1980, *MNRAS*, **190**, 537
- Prinja, R. K., & Massa, D. L. 2010, *A&A*, **521**, L55
- Rahoui, F., Chaty, S., Lagage, P., & Pantin, E. 2008, *A&A*, **484**, 801
- Reid, M. J., McClintock, J. E., Narayan, R., et al. 2011, *ApJ*, **742**, 83
- Reig, P., Chakrabarty, D., Coe, M. J., et al. 1996, *A&A*, **311**, 879
- Reig, P., Negueruela, I., Buckley, D. A. H., et al. 2001, *A&A*, **367**, 266
- Reig, P., Negueruela, I., Fabregat, J., Chato, R., & Coe, M. J. 2005, *A&A*, **440**, 1079
- Reig, P., Negueruela, I., Fabregat, J., et al. 2004, *A&A*, **421**, 673
- Reig, P., Zezas, A., & Gkouvelis, L. 2010, *A&A*, **522**, A107
- Reynolds, A. P., Bell, S. A., & Hilditch, R. W. 1992, *MNRAS*, **256**, 631
- Russeil, D. 2003, *A&A*, **397**, 133
- Sadakane, K., Hirata, R., Jugaku, J., et al. 1985, *ApJ*, **288**, 284
- Searle, S. C., Prinja, R. K., Massa, D., & Ryans, R. 2008, *A&A*, **481**, 777
- Shtykovskiy, P. E., & Gilfanov, M. R. 2007, *AstL*, **33**, 299
- Sidoli, L., Romano, P., Esposito, P., et al. 2009, *MNRAS*, **400**, 258
- Smith, D. M. 2004, *ATel*, **338**, 1
- Stee, P., de Araujo, F. X., Vakil, F., et al. 1995, *A&A*, **300**, 219
- Steele, I. A., Negueruela, I., Coe, M. J., & Roche, P. 1998, *MNRAS*, **297**, L5
- Stevens, J. B., Reig, P., Coe, M. J., et al. 1997, *MNRAS*, **288**, 988
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., Walter, R., & Kaaret, P. 2008, *ApJ*, **685**, 1143
- Torrejon, J. M., & Negueruela, I. 2004, *ATel*, **370**, 1
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, **460**, 914
- Walborn, N. R. 1973, *ApJL*, **179**, L123
- Wilson, C. A., Finger, M. H., Coe, M. J., Laycock, S., & Fabregat, J. 2002, *ApJ*, **570**, 287
- Wilson, C. A., Finger, M. H., Coe, M. J., & Negueruela, I. 2003, *ApJ*, **584**, 996
- Wolff, S. C., & Morrison, N. D. 1974, *ApJ*, **187**, 69
- Zurita Heras, J. A., & Walter, R. 2009, *A&A*, **494**, 1013

Troisième partie

Population des HMXBs

Introduction à la troisième partie

Les observations à haute énergie, et plus particulièrement le relevé du plan Galactique réalisé par le satellite *INTEGRAL* ces dix dernières années, ont mené à la découverte de nombreuses nouvelles sources (voir les catalogues de Bird et al. 2004, Bird et al. 2006, Bird et al. 2007 et Bird et al. 2010 et la figure ??). Dans la plupart des cas, ces sources, sont soit des noyaux actifs de galaxies, des binaires X ou encore des variables cataclysmiques, qu'il est nécessaire d'identifier, d'une part sur la base de leurs propriétés à haute énergie, et ensuite en déployant des campagnes d'observations multi-longueurs d'onde. En effet, seules les observations sur l'ensemble du spectre électromagnétique permettent de caractériser les processus physiques complexes qui régissent ces objets. Ainsi, les rayons X sondent les phénomènes les plus violents et principalement les processus d'accrétion de matière alors que le rayonnement à plus basse énergie, de l'ultraviolet à l'infrarouge, laisse entrevoir la composante stellaire (s'il s'agit de systèmes binaires) ou encore l'environnement proche de ces astres.

Nous nous intéresserons plus particulièrement dans cette partie à la population de HMXBs détectées avec *INTEGRAL*. Même si les données à haute énergie permettent généralement de distinguer une source galactique d'une source extragalactique, voire même une LMXB d'une HMXB, beaucoup des propriétés de la candidate HMXB restent à mettre en évidence. En premier lieu desquelles, sa position précise, pré requis à toute observation complémentaire. Les HMXBs étant situées dans le plan de la Galaxie, les observations dans les domaines ultraviolet et visible s'avèrent compliquées de par l'extinction importante dans cette région du ciel. En revanche, l'infrarouge proche est moins sensible à l'extinction et révèle plusieurs caractéristiques des HMXBs : en premier lieu desquels, leur type spectral, leur classe de luminosité, leur environnement proche.

Ainsi, j'aborde dans un premier temps les spécificités propres aux observations infrarouges effectuées depuis les observatoires terrestres, puis je détaille les résultats que j'ai obtenus dans le cadre d'une campagne d'observation en infrarouge proche. Enfin, dans le dernier chapitre de cette partie, j'étudie la population des HMXBs peuplant notre Galaxie, à la lumière des résultats obtenus.

Cette étude a fait l'objet d'un article publié dans le journal *Astronomy & Astrophysics* et présenté en annexe à cette partie.

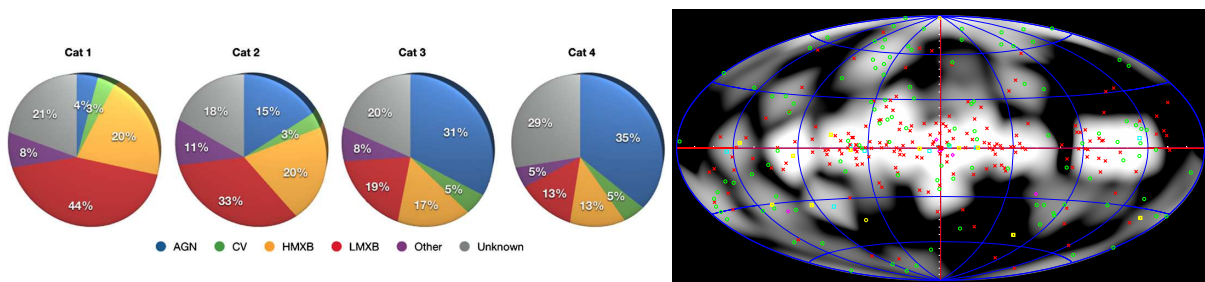


Figure de gauche : proportion des différents types d'objets découverts par l'instrument IBIS/ISGRI à bord du satellite *INTEGRAL* dans les quatre catalogues de sources (Bird et al. 2004, Bird et al. 2006, Bird et al. 2007 et Bird et al. 2010). Figure de droite : distribution des nouvelles sources découvertes dans le catalogue de 2010 (Bird et al., 2010). Les cercles verts correspondent aux AGNs, les carrés cyan aux HMXBs, les losanges violets aux LMXBs, les carrés jaunes aux CVs et enfin les croix rouges aux sources non identifiées. La couleur de la carte est proportionnelle au temps d'intégration total dans chaque région du ciel (le blanc correspondant au temps d'intégration maximum). *Figures extraites de Bird et al. 2010.*

Stratégie observationnelle et traitement des données infrarouge

Sommaire

8.1 Démarche	123
8.2 Observations en rayonnement infrarouge	124
8.2.1 Spécificités des observations infrarouges	124
8.2.2 Photométrie	126
8.2.3 Astrométrie	127
8.2.4 Estimation du flux	127
8.2.5 Spectroscopie	128
8.3 Conclusion	129

Nous détaillerons dans ce chapitre et dans le suivant, la campagne d'observations menée afin d'identifier les HMXBs découvertes par le satellite *INTEGRAL*. Celle-ci repose principalement sur des observations en rayonnement infrarouge que je détaillerai après avoir mis en exergue l'intérêt d'une étude multi-longueurs d'onde, entamée lors de la découverte de l'objet et poursuivie jusqu'à son identification et sa caractérisation complète.

8.1 Démarche

La majorité des sources étudiées lors de cette campagne d'observation sont des objets préalablement découverts par le satellite *INTEGRAL*. Comme je l'ai mentionné en introduction à cette partie, les observations en rayonnement X ne suffisent pas à contraindre précisément la nature et les processus physiques régissant ces sources. Tout au mieux, les propriétés à haute énergie telles que leur mode d'émission (source au flux persistant ou transitoire), leur niveau de quiescence ou d'activité, la présence d'une périodicité dans les sursauts à haute énergie (signature d'une potentielle période orbitale), la présence d'une pulsation (signature de la période de spin d'une étoile à neutrons), leur position dans le diagramme de Corbet (voir section 2.4 de l'introduction) ou encore, le spectre à haute énergie¹, permettent de discriminer entre les différentes classes d'objets émettant à ces énergies (AGNs, LMXBs, HMXBs, pulsars, variables cataclysmiques, etc).

En revanche, il est très difficile d'arriver à une caractérisation complète de l'objet sur la base de ces observations à haute énergie. Ainsi, dans le cas des HMXBs, distinguer le type spectral de l'étoile compagnon ou étudier l'environnement complexe entourant certains de ces systèmes binaires, est impossible avec les seules données X. En effet, le pic d'émission de l'étoile compagnon se situe entre l'ultraviolet et le visible alors que les composantes de poussière ou le rayonnement *free-free* d'un disque de décréation, apportent un excès de flux dans le domaine infrarouge, à des énergies bien plus faibles que le rayonnement X. Il est alors crucial d'entamer des observations dans ces domaines du spectre électromagnétique.

Toutefois, localiser la contrepartie visible ou infrarouge à l'émission X découverte par *INTEGRAL* est un exercice quelque peu ardu. En effet, l'incertitude sur la localisation d'une source observée par *INTEGRAL*, de l'ordre de la minute d'arc au minimum, est trop importante pour permettre une localisation

1. Et plus particulièrement la signature d'une possible absorption intrinsèque dans ce spectre.

claire de la source émettrice, particulièrement dans le plan Galactique, extrêmement fourni en étoiles. Cette problématique est illustrée figure 8.1 (figure du haut) dans le cas d'une HMXB sur laquelle nous reviendrons plus tard. Cet objet a ainsi été détecté pour la première fois par le satellite *INTEGRAL* aux coordonnées (R.A. = $10^{\text{h}}10^{\text{m}}07^{\text{s}}8$; Dec. = $-56^{\circ}54'46''.4$, équinoxe J2000) avec une incertitude de 2.2 minutes d'arc (matérialisée par le cercle vert sur la figure 8.1). Nous voyons clairement que cette localisation est insuffisante au vu du nombre d'étoiles présentes dans le cercle d'erreur (cercle vert). La solution consiste alors à observer le champ à plus faible énergie, dans le domaine des X mous (à des énergies situées entre 0.1 et 10 keV) avec les observatoires spatiaux *XMM-Newton*, *Chandra* ou *Swift*, dont la précision sur la localisation atteint la seconde d'arc. La figure 8.1 rend compte de la position de la HMXB, telle que détectée par le satellite *Swift* (cercle cyan) et par le satellite *Chandra* (cercle rouge). Ces observations permettent finalement une identification sans ambiguïté de la contrepartie.

Cette identification achevée, il est alors possible de déclencher des observations de la contrepartie, dans les domaines visible et infrarouge. Plusieurs techniques permettent ensuite d'établir une caractérisation précise de la nature et de l'environnement de la HMXB. Dans un premier temps, son flux dans un filtre donné est obtenu grâce à la photométrie. Celle-ci rend ainsi possible l'estimation de la variabilité photométrique de la source mais aussi la construction de la Distribution Spectrale d'Énergie (SED) en assemblant les flux observés dans plusieurs filtres, laissant ainsi entrevoir la répartition du flux en fonction de la longueur d'onde. L'ajustement de cette SED par un modèle adéquat nous renseigne finalement sur les paramètres physiques de la HMXB : extinction et distance tel que présenté dans la première partie de cette thèse mais aussi structure de l'environnement circumstellaire comme je le montre dans le chapitre suivant. Dans un second temps, la spectroscopie nous donne accès aux propriétés physiques et chimiques des objets par l'identification des raies spectrales en émission et en absorption et l'étude de leur largeur équivalente, leur flux, leur largeur à mi-hauteur, leur décalage en longueur d'onde, etc.

Nous présenterons, dans les sections suivantes, ces différentes techniques observationnelles ainsi que la stratégie de réduction des données associée à chacune d'entre elles.

8.2 Observations en rayonnement infrarouge

Les données utilisées dans le cadre de cette étude ont été acquises durant deux campagnes d'observations menées par notre équipe du 07 au 09 mars 2008 et du 27 au 29 mars 2010 sur l'instrument SoffI installé sur le *New Technology Telescope* (NTT) de l'observatoire de La Silla (voir section 4.2.1 de l'introduction). Ces observations ont été accomplies selon les programmes ESO n° 080.D-0864(A) et 084.D-0535, en mode visiteur. Par ailleurs, dans la continuité de ce programme d'identification et de caractérisation de l'environnement des HMXBs découvertes par *INTEGRAL*, j'ai préparé et conduit, au mois de juillet 2012, une campagne d'observations d'une soixantaine de candidates HMXBs, sur l'instrument infrarouge ISAAC installé sur le *Very Large Telescope* de l'Observatoire du Cerro Paranal. Les observations photométriques et spectroscopiques des deux premières campagnes (2008 et 2010) sont présentées dans les sections suivantes (en ce qui concerne l'aspect technique) et dans les chapitres 9 et 10 (en ce qui concerne la caractérisation des HMXBs observées).

8.2.1 Spécificités des observations infrarouges

Observer le ciel en infrarouge (proche) s'avère bien plus complexe qu'en lumière visible, en cela que le fond de ciel émet à un niveau de flux bien plus élevé et avec une forte variabilité. Ainsi, l'atmosphère terrestre rayonne comme un corps noir de l'ordre de 280 K et génère d'intenses raies d'absorption et d'émission entre 1 et $2.5 \mu\text{m}$.

En deçà de $2.3 \mu\text{m}$, le fond de ciel est dominé par les émissions non-thermiques : raies d'émission des molécules de dioxygène et des radicaux OH, variables sur l'échelle de quelques minutes et créées par la réaction des atomes d'hydrogène avec les molécules d'ozone à environ 90 km d'altitude (voir figure 8.2). Au-delà de $2.3 \mu\text{m}$, le bruit de fond est dominé par l'émission thermique des instruments et du ciel et peut varier à l'échelle de la minute. Finalement, notons la présence, entre 1 et $2.5 \mu\text{m}$, d'un nombre

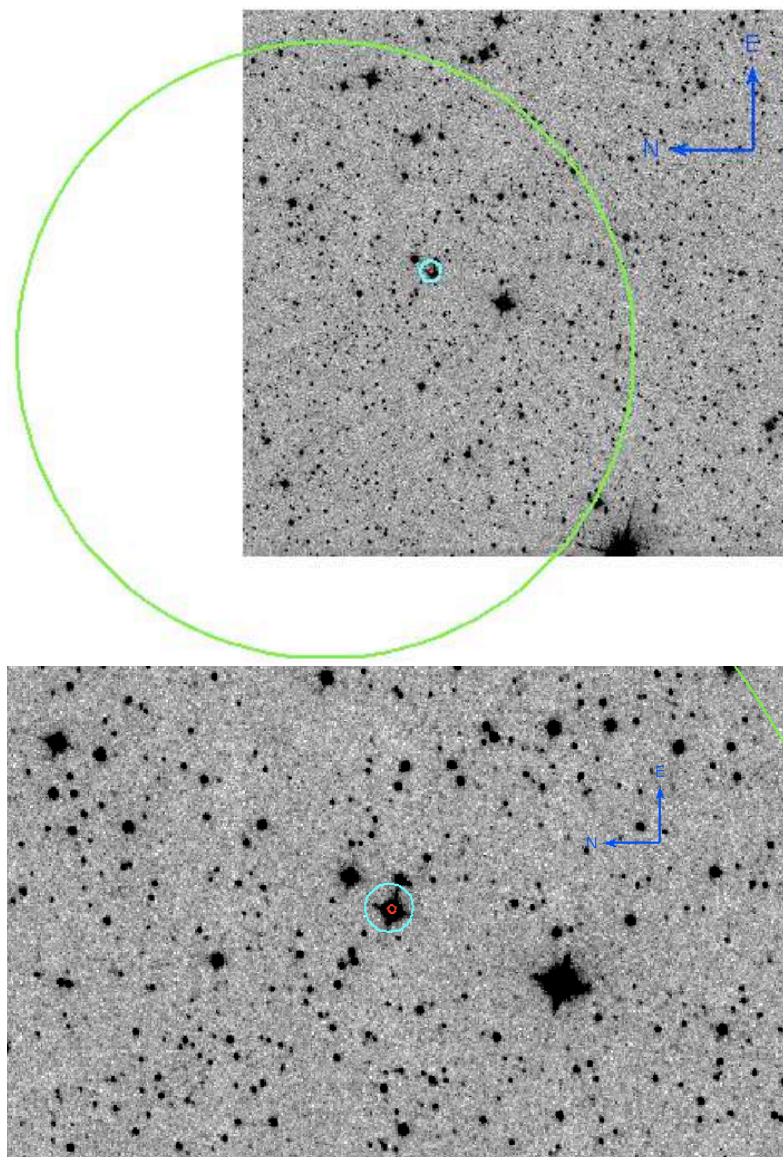


FIGURE 8.1 – Figure du haut : Région autour de la HMXB IGR J10101-5654 observée en infrarouge proche (bande K_s) avec l'instrument SofI installé sur le télescope NTT de l'observatoire de La Silla. Le cercle vert correspond au cercle d'erreur *INTEGRAL* ($2'2''$), le cercle cyan, au cercle d'erreur *Swift* ($4'3''$), et le cercle rouge, au cercle d'erreur *Chandra* ($0'64''$). Figure du bas : agrandissement de la figure du haut.

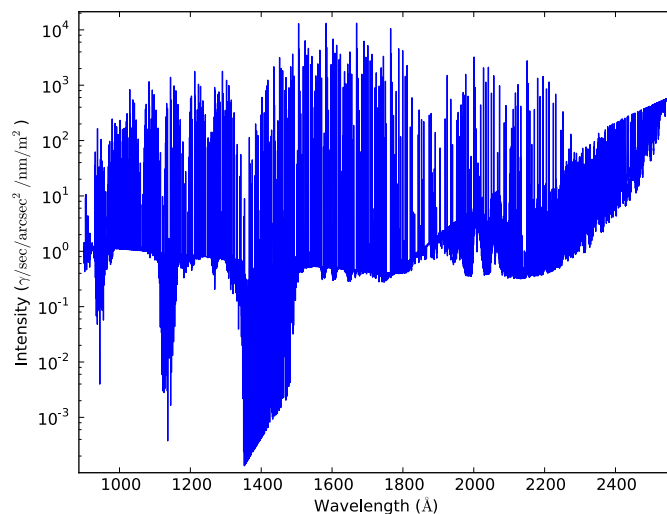


FIGURE 8.2 – Émission du ciel entre 1.0 et 2.5 μm établie pour l’Observatoire du Cerro Pachon pour une masse d’air de 1.5 et une colonne de vapeur d’eau de 2.3 mm. Cette émission prend en compte l’émission d’un corps noir à 280 K, les raies d’émission du OH, les raies du dioxygène ainsi que l’émission de la lumière zodiacale modélisée par un corps gris à la température de 5800 K. *Figure réalisée à partir des données de l’Observatoire Gemini.*

important de raies d’absorption principalement dues à la vapeur d’eau et au dioxyde de carbone présents dans l’atmosphère terrestre. Ces raies varient avec le temps (sur l’échelle de la dizaine de minutes) et dépendent fortement de la masse d’air².

L’ensemble de ces difficultés a mené à la mise en place de stratégies d’observation bien différentes de celles utilisées lorsque l’on observe en rayonnement visible. Elles sont détaillées ci-après, dans les cas de la photométrie et de la spectroscopie.

8.2.2 Photométrie

La photométrie consiste à acquérir une image du champ souhaité et ensuite à déterminer le flux intrinsèque des objets d’intérêt scientifique présents dans ce champ. Toutefois, les images brutes obtenues par les détecteurs sont entachées d’imperfections qualifiées de signature instrumentale, qu’il s’agit de corriger avant toute analyse. Nous les détaillons ici selon la procédure décrite dans le manuel d’utilisation de l’instrument SofI fourni par l’ESO³.

La première étape consiste à masquer les pixels défectueux. En effet, le détecteur possède un certain nombre de pixels « morts », de pixels « chauds » ou encore de pixels « bruités », tous caractérisés par une réponse incorrecte lorsqu’ils sont soumis à une lumière uniforme sur l’ensemble du capteur. Ces pixels ont été identifiés en amont et des masques sont mis à disposition par l’ESO. Ainsi, en appliquant ces masques aux données brutes, les pixels défectueux sont affectés d’une valeur se situant hors de l’intervalle des valeurs correctes que peuvent prendre les pixels et seront donc ignorés dans la suite de l’analyse.

L’étape suivante consiste à soustraire le courant d’obscurité (*dark* en anglais) qui correspond à un flux additionnel, provenant de l’agitation thermique des porteurs de charges du détecteur, et délivré en l’absence de toute puissance lumineuse. Ce courant d’obscurité est caractérisé en intégrant, pendant le même temps que l’image scientifique à corriger, dans l’obscurité, capteur obstrué. L’électronique du

2. La masse d’air (ou *airmass* en anglais) correspond à la quantité d’atmosphère traversée par la lumière avant d’atteindre le télescope. Elle est définie par l’inverse du cosinus de l’angle α entre la direction de la source et le zénith. Par conséquent, la masse d’air est toujours supérieure ou égale à 1 (une masse d’air de 1 correspond au cas idéal d’une observation au zénith).

3. Et disponible à l’adresse <http://www.eso.org/sci/facilities/lasilla/instruments/sofi/doc/manual>.

détecteur délivre une autre source de bruit : le courant de précharge (bias en anglais) qui correspond au signal appliqué au détecteur avant l'exposition, sur une pose de zéro seconde. Il est évalué en obtenant une image avec un temps de pose très court. La contribution de ces deux signaux (courant d'obscurité et courant de précharge) est additive et il faut donc les soustraire du signal scientifique brut.

Enfin, il faut tenir compte des différences de sensibilité entre les pixels, du vignettage ou encore de la présence de poussières sur le détecteur. Pour caractériser ces défauts, la procédure consiste à soumettre le détecteur à une lumière uniforme. Généralement, ceci est réalisé en observant le dôme du télescope éclairé par une lumière blanche (« *dome flat* ») ou bien en observant le ciel crépusculaire (« *twilight flat* »). Ces défauts sont finalement éliminés, en divisant les données d'intérêt scientifique par cette plage de lumière uniforme⁴, elle-même corrigée des courant d'obscurité et de précharge et normalisée à l'unité.

L'équation 8.1 résume la procédure suivie jusqu'alors.

$$\text{image corrigée} = \frac{\text{image brute} - \text{dark} - \text{bias}}{\text{flatfield} - \text{dark} - \text{bias}} \quad (8.1)$$

D'autre part, en infrarouge, il arrive fréquemment que les objets d'intérêt scientifique soient bien moins lumineux que l'émission du ciel. Dans ces conditions, la procédure utilisée consiste à observer la source et par conséquent, l'émission du ciel associée, et de lui soustraire ensuite une estimation de l'émission du ciel. Cependant, l'émission du ciel étant variable, il faut donc répéter cette procédure fréquemment au cours d'une observation afin d'obtenir l'estimation de l'émission du ciel la plus précise possible. Idéalement, elle devrait être répétée avec une fréquence plus élevée que la fréquence caractéristique des variations de l'émission du ciel (de l'ordre de la minute). Suivant la densité d'objets dans le champ et la taille angulaire des objets observés, l'estimation du ciel se fait en décalant plus ou moins le pointage du télescope de telle manière à modifier la position des objets dans le champ.

En pratique, deux stratégies sont envisageables à ce stade :

- créer une seule estimation de l'émission du ciel, médiane de l'ensemble de ces estimations⁵ et la soustraire ensuite à chacune des images contenant la source étudiée ;
- soustraire à chaque image contenant la source, la médiane de l'image (ou des deux images) suivante(s) et de l'image (ou des deux images) précédentes.

La dernière étape consiste enfin à aligner l'ensemble des images réalisées et finalement à les combiner afin d'améliorer le rapport signal à bruit.

8.2.3 Astrométrie

Les images ainsi traitées ne possèdent pas encore d'information astrométrique : les pixels composant l'image ne sont pas encore associés à une coordonnée équatoriale sur le ciel. Afin d'identifier la position de la contrepartie infrarouge de la HMXB dans les données, il est donc nécessaire d'apporter cette information supplémentaire. Pour cela, l'idée consiste à comparer la position d'étoiles cataloguées dans les bases de données USNO (pour les observations en lumière visible) et 2MASS (pour les observations en infrarouge) à leurs positions dans nos données puis de corriger les images grâce à la solution astrométrique obtenue. Ce processus peut être réalisé facilement grâce au logiciel *Gaia*, inclus dans la distribution *Scisoft*, développée par l'ESO⁶ et mène à une erreur sur les positions de l'ordre de 0''.6.

8.2.4 Estimation du flux

La contrepartie ainsi identifiée, il devient possible d'estimer son flux précisément. Deux solutions s'offrent alors à nous.

Si le champ observé est dégagé, c'est-à-dire que les sources sont suffisamment distantes les unes des autres,

4. Obtenue par calcul de la médiane d'un ensemble de plages de lumière uniforme et nommée « flatfield » dans l'équation 8.1.

5. Puisque les objets ne sont pas exactement à la même place dans le champ suite au décalage du pointage du télescope, la médiane de l'ensemble des images permet une estimation correcte de l'émission du ciel.

6. Disponible à l'adresse <http://www.eso.org/sci/software/scisoft/>.

il est possible d'utiliser la photométrie d'ouverture qui consiste à estimer le flux présent sur une ouverture circulaire donnée dont la taille est fixée, pour les sources ponctuelles, suivant la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point (*Point Spread Function*, PSF en anglais). Cependant, il faut soustraire à ce flux total, le flux provenant du fond de ciel, après l'avoir estimé dans un anneau circulaire entourant la source (et non contaminée par son émission). Le flux de la source est alors le flux total dans l'ouverture centrale auquel il faut soustraire le flux de l'émission du ciel contenue dans l'anneau et normalisée à la surface de l'ouverture circulaire centrale. Finalement, une correction d'ouverture est appliquée à cette mesure pour tenir compte du fait que l'ouverture considérée ne couvre pas l'ensemble de la PSF. Celle-ci est déterminée en intégrant le profil à une dimension de la PSF et en normalisant cette valeur à l'unité pour un rayon infini.

Lorsque la densité d'étoiles dans le champ est grande, le champ est alors dit bondé, on utilise l'ajustement de PSF qui s'avère bien plus précis. Cette méthode consiste à estimer la PSF de l'instrument grâce à plusieurs étoiles brillantes du champ et d'appliquer ensuite ce modèle de PSF aux objets ponctuels d'intérêt scientifique en ajustant le niveau d'émission du fond, la position centrale de la source et son flux.

Les deux approches détaillées ci-dessous mènent au flux instrumental qu'il faut encore convertir en flux physique. Cet étalonnage est réalisé grâce à l'observation de sources de référence pour lesquelles le flux est extrait suivant les mêmes procédures. Ces étoiles de référence, dont le flux physique est constant et connu précisément, sont répertoriées dans plusieurs catalogues (voir par exemple Persson et al. 1998), et sont observées dans les mêmes conditions de masse d'air et de turbulence (*seeing*⁷) que l'observation scientifique. Les magnitudes apparentes M_J , M_H et M_K de la contrepartie, respectivement dans les bandes J , H et K ⁸, sont finalement données par le système :

$$M_J = m_J + Z_J - ext_J \times \alpha_J + k_J \times (J - H) \quad (8.2)$$

$$M_H = m_H + Z_H - ext_H \times \alpha_H + k_H \times (H - K) \quad (8.3)$$

$$M_{K_s} = m_{K_s} + Z_{K_s} - ext_{K_s} \times \alpha_{K_s} + k_{K_s} \times (H - K_s) \quad (8.4)$$

avec M_λ , la magnitude apparente dans la bande centrée sur la longueur d'onde λ , m_λ ; la magnitude instrumentale dans cette bande, α_λ la masse d'air, $(J - H)$ et $(H - K)$, les couleurs de l'étoile de référence. Enfin, Z_λ , le point zéro, ext_λ , l'extinction et k_λ , le terme de couleur, sont les trois inconnues, dont les valeurs sont données par la résolution de ce système, à partir de l'observation d'au moins trois étoiles de référence.

8.2.5 Spectroscopie

La spectroscopie nous permet ensuite de contraindre le type spectral de l'étoile compagnon de la HMXB mais aussi d'étudier plus précisément les processus physiques régissant ces systèmes binaires, à partir de l'étude des propriétés des raies d'absorption ou d'émission. La procédure de réduction des données reprend les grandes étapes du traitement des données photométriques abordées précédemment, à quelques subtilités près que nous abordons ici.

Les données spectroscopiques sont altérées par les mêmes défauts liés au détecteur que les données photométriques. La démarche initiale de traitement des données ressemble ainsi fortement à celle détaillée dans la section 8.2.2. En particulier, la soustraction de l'émission du fond de ciel est tout aussi cruciale. Celle-ci est réalisée grâce à plusieurs acquisitions, obtenues en déplaçant le pointage du télescope de quelques secondes d'arc, et qui sont finalement soustraites les unes aux autres afin d'obtenir un spectre dénué de l'émission du fond de ciel.

7. Le *seeing* correspond à la qualité d'une image astronomique. Il est défini par la taille de la PSF qui varie à cause de la turbulence atmosphérique.

8. La bande J est centrée sur $1.247 \mu\text{m}$; la bande H sur $1.653 \mu\text{m}$ et la bande K_s sur $2.162 \mu\text{m}$.

Lorsque ces corrections ont été réalisées, le spectre à deux dimensions, tel qu'obtenu sur le détecteur de l'instrument, peut être extrait selon l'axe de dispersion. Cependant, les spectres obtenus avec l'instrument SofI ne sont jamais totalement « droits », principalement à cause des distorsions induites par le système optique. Il faut donc au préalable, corriger cet effet en estimant la position centrale du profil du spectre, sur l'ensemble de l'axe de dispersion.

A l'issue de cette extraction, le spectre doit être étalonné en longueurs d'onde. Pour cela, la lumière issue d'une lampe d'étalonnage au Néon et au Xénon est observée avec le même instrument et la même résolution. Ce spectre est extrait suivant la méthode expliquée ci-dessus. Nous pouvons finalement attribuer à chacune des raies du Néon et du Xénon sa longueur d'onde, observée en laboratoire. Cette opération permet de déterminer la solution de dispersion qui attribue à chaque pixel une longueur d'onde.

Une étape importante reste à entreprendre. En effet, le spectre ainsi réduit est contaminé par les raies d'absorption de l'atmosphère terrestre (dénommées raies telluriques). Pour éliminer ces contaminations, nous devons diviser le spectre obtenu par le spectre d'une étoile de référence, acquis dans les mêmes conditions de masse d'air et de *seeing* et réduit selon la même procédure. Puisque leur spectre infrarouge présente très peu de raies (à l'exception de la série Brackett de l'hydrogène), les étoiles naines de type spectral A sont de bonnes étoiles de référence. Par ailleurs, les spectres d'étoiles de type G2 (type solaire) sont également obtenus. En les divisant par un spectre solaire (dénué de raies telluriques), nous obtenons ainsi une bonne estimation de l'absorption tellurique présente à la même longueur d'onde que la raie $\text{Br}\gamma$ de l'hydrogène. Cette estimation est alors utilisée pour remplacer cette partie du spectre dans le spectre de l'étoile A. Nous obtenons ainsi une estimation très correcte des raies telluriques. Finalement, le spectre de l'objet scientifique est divisé par cette estimation pour obtenir le spectre de l'objet dépourvu des contaminations telluriques. Le spectre est enfin prêt à être étudié.

8.3 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes procédures d'observations photométriques et spectroscopiques utilisées dans le cadre de l'identification et de la caractérisation des HMXBs. Ces sources, situées en majorité dans le plan de la Galaxie, sont souvent fortement obscurcies et donc très difficilement observables en rayonnement visible. Les observations en infrarouge proche trouvent donc ici tout leur intérêt en ce sens qu'à ces longueurs d'onde, le rayonnement est nettement diffusé par la poussière présente sur la ligne de visée. Toutefois, l'observation du rayonnement infrarouge s'avère plus complexe que l'observations du rayonnement visible. En effet, l'émission du ciel y est bien plus importante et s'en affranchir demande l'utilisations de stratégies observationnelles plus complexes. De même, l'atmosphère terrestre est à l'origine de multiples raies d'absorption qu'il s'agit d'éliminer du spectre final. Ainsi, la photométrie couplée à une astrométrie de précision, et ensuite à la spectroscopie, permet l'étude approfondie des HMXBs, détectées au préalable à haute énergie grâce aux observatoires spatiaux.

Caractérisation de HMXBs découvertes par *INTEGRAL*

Sommaire

9.1	Les observations et les sources observées	131
9.2	Identification des sources	132
9.2.1	Processus d'émission des étoiles massives	132
9.2.2	HMXBs composées d'une étoile Be	134
9.2.3	HMXBs composées d'une étoile supergéante	136
9.2.4	HMXBs particulières	141
9.3	Étude de l'environnement : ajustement des Distributions Spectrales d'Énergie	147
9.3.1	Construction des SEDs	147
9.3.2	Ajustement des SEDs	147
9.3.3	Résultats et conséquences	148
9.4	Conclusion	150

La stratégie observationnelle relatée dans le chapitre précédent a été appliquée à un échantillon de sources découvertes à haute énergie par le satellite *INTEGRAL*. Toutes présentent des caractéristiques en rayonnement X, proches de celles des HMXBs (telles que la signature d'une période orbitale, la présence d'une pulsation, un spectre à haute énergie marqué par une composante d'absorption intrinsèque, etc). Cette campagne d'observation infrarouge va ainsi nous permettre de préciser leur classification et d'étudier leur environnement proche comme nous le relaterons dans ce chapitre et le suivant.

9.1 Les observations et les sources observées

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, les observations analysées ici ont été obtenues grâce à l'instrument SofI installé sur le NTT de l'observatoire de La Silla (voir section 4.2.1 de l'introduction pour davantage de détails sur l'instrument).

Les sources observées sont présentées dans le tableau 9.1. Celles-ci ont été sélectionnées non seulement à partir de leurs caractéristiques à haute énergie, évocatrices des HMXBs, mais aussi parce que la précision sur leur position, obtenues à haute énergie, était suffisante pour permettre une localisation fiable de la contrepartie infrarouge¹. La photométrie en bande K_s a été réalisée pour chaque source. Pour trois d'entre elles, nous avons également obtenu la photométrie en bandes J et H . 9 images de 10 secondes d'acquisition sont obtenues pour chaque source avec un décalage de pointage de $30''$ pour chaque image afin d'estimer correctement l'émission du fond de ciel. Le tableau 9.2 résume l'ensemble des observations et des résultats photométriques. Enfin, des données spectroscopiques en bande K_s ont été obtenues pour chaque source avec le réseau moyenne résolution dont les propriétés sont rappelées dans le tableau 9.4. Une partie d'entre-elles ont été obtenues grâce à la fente de $1''0$ et l'autre partie avec la fente de $0''6$,

1. Nous n'évoquons pas IGR J11187-5438 et IGR J17200-3116, relatées dans le tableau 9.1 mais pour lesquelles le manque d'information exploitable nous empêche d'aboutir à un résultat robuste. Leurs caractéristiques sont néanmoins discutées dans l'article publié dans *Astronomy & Astrophysics* et joint en annexe à cette partie.

Source	RA	Dec.	Inc.	l	b	Photométrie	Spectroscopie
IGR J10101-5654	10 :10 :11.87	-56 :55 :32.1	0'64 (<i>Chandra</i>)	282.2568	-00.6721	oui	oui
IGR J11187-5438	11 :18 :21.1	-54 :37 :32.0	3'7 (Swift)	289.6400	5.8260	oui	non
IGR J11435-6109	11 :44 :00.31	-61 :07 :36.5	0'64 (<i>Chandra</i>)	294.8815	0.6865	oui	oui
IGR J13020-6359	13 :01 :59.2	-63 :58 :06.0	3'5 (Swift)	304.0892	-1.1203	oui	oui
IGR J14331-6112	14 :33 :08.33	-61 :15 :39.9	0'64 (<i>Chandra</i>)	314.8463	-0.7642	oui	oui
IGR J14488-5942	14 :48 :43.3	-59 :42 :16.3	3'7 (Swift)	317.2340	-0.1298	oui	oui
IGR J16195-4945	16 :19 :32.20	-49 :44 :30.7	0'6 (<i>Chandra</i>)	333.5570	0.3390	oui	oui
IGR J16318-4848	16 :31 :48.6	-48 :49 :00	4''(XMM)	335.6167	-0.4482	oui	oui
IGR J16320-4751	16 :32 :01.9	-47 :52 :27	3''(XMM)	336.3300	0.1689	oui	oui
IGR J16328-4726	16 :32 :37.88	-47 :23 :42.3	1'7 (Swift)	336.7491	0.4220	oui	oui
IGR J16418- 4532	16 :41 :50.65	-45 :32 :27.3	1'9 (Swift)	339.1883	0.4889	oui	oui
IGR J17200-3116	17 :20 :05.92	-31 :16 :59.4	0'64 (<i>Chandra</i>)	355.0222	3.3474	oui	non
IGR J17354-3255	17 :35 :27.59	-32 :55 :54.4	0'64 (<i>Chandra</i>)	355.4576	-0.2730	oui	oui
IGR J17404-3655	17 :40 :26.86	-36 :55 :37.4	0'64 (<i>Chandra</i>)	352.6259	-3.2725	oui	oui
IGR J17586-2129	17 :58 :34.56	-21 :23 :21.6	0'64 (<i>Chandra</i>)	7.9862	1.3266	oui	oui

TABLE 9.1 – Tableau récapitulatif des sources observées. Sont données : la position la plus précise obtenue par un télescope X, l'incertitude sur cette position, la longitude galactique (l), la latitude galactique (b). Le ou les mode(s) d'observation utilisé(s) (photométrie et/ou spectroscopie) sont également fournis pour chaque source.

Source	RA	Dec.	Date Obs.	AM	ET	J mag.	H mag.	K_s mag.
2008 Run								
IGR J11187-5438	11 :18 :21.21	-54 :37 :28.6	2008-03-09T07 :08 :39.930	1.2	10.0	15.66 ± 0.04	14.99 ± 0.02	14.68 ± 0.02
IGR J11435-6109	11 :44 :00.3	-61 :07 :36.5	2008-03-09T05 :54 :12.202	1.2	10.0	12.90 ± 0.02	12.23 ± 0.02	11.77 ± 0.02
IGR J17200-3116	17 :20 :06.1	-31 :17 :02.0	2008-03-09T08 :35 :06.750	1.1	10.0	13.50 ± 0.02	12.48 ± 0.02	12.04 ± 0.02
2010 Run								
IGR J10101-5654	10 :10 :11.87	-56 :55 :32.1	2010-03-29T01 :17 :11.318	1.2	2.0	–	–	10.742 ± 0.02
IGR J14331-6112	14 :33 :08.33	-61 :15 :39.7	2010-03-28T04 :53 :33.431	1.3	10.0	–	–	13.691 ± 0.02
IGR J16328-4726	16 :32 :37.91	-47 :23 :40.9	2010-03-29T07 :45 :12.428	1.1	10.0	–	–	11.309 ± 0.02
IGR J17354-3255	17 :35 :27.60	-32 :55 :54.40	2010-03-30T06 :51 :03.000	1.3	10.0	–	–	10.395 ± 0.02
IGR J17404-3655	17 :40 :26.85	-36 :55 :37.6	2010-03-30T08 :10 :58.684	1.1	10.0	–	–	14.370 ± 0.02
IGR J17586-2129	17 :58 :34.56	-21 :23 :21.53	2010-03-30T07 :44 :31.981	1.2	2.0	–	–	9.4

TABLE 9.2 – Position des contreparties infrarouges et résultats photométriques. Les acquisitions photométriques en bande K_s de IGR J17586-2129 étaient saturées ce qui implique une incertitude importante sur la magnitude. Le nom des sources, la date et l'heure UT des observations, la masse d'air (AM), le temps d'exposition en secondes (ET).

fournissant une résolution plus importante. Les spectres en bande H de trois sources (IGR J10101-5654, IGR J11435-6109 et IGR J16195-4945) ont finalement été acquis avec le même instrument et le même réseau. Pour chaque source, huit spectres ont été obtenus dans chaque filtre, la moitié d'entre eux étant décalés de 30'' afin d'obtenir une estimation correcte du fond de ciel, selon la procédure détaillée dans la section 8.2.5. Chaque spectre a été obtenu selon un temps d'acquisition de 60 secondes, soit un temps d'intégration total de 480 secondes. Le tableau 9.3 résume l'ensemble de ces observations spectroscopiques. Les données ont ensuite été traitées suivant les procédures détaillées dans le chapitre 8 à l'aide du logiciel IRAF.

9.2 Identification des sources

9.2.1 Processus d'émission des étoiles massives

Les caractéristiques à haute énergie des objets étudiés ici laissent penser qu'il s'agit de binaires X de grande masse. Dans ce cas de figure, l'étoile compagnon, dont le rayonnement domine l'émission infrarouge du couple stellaire, est une étoile massive, souvent de type Be ou supergéante mais aussi parfois localisée sur la séquence principale. En particulier, le spectre infrarouge de ces objets présente généralement de nombreuses raies en émission provenant de différentes régions et de différents processus (voir Kogure and Leung 2007 pour une description très complète de ces phénomènes) tels que :

- les enveloppes stellaires en expansion ou les intenses vents stellaires des étoiles Wolf-Rayet ou LBVs ;
- les disques en rotation autour des étoiles Be ;

Source	Date Obs.	AM	ET	Filtre	Largeur fente
IGR J10101-5654	2010-03-28T00 :21 :11.7584	1.2	60.0	K_s	0''6
"	2010-03-30T00 :22 :04.8787	1.2	60.0	H	1''0
IGR J11435-6109	2010-03-29T02 :37 :37.6419	1.2	60.0	K_s	0''6
"	2010-03-30T02 :37 :54.2772	1.2	60.0	H	1''0
IGR J13020-6359	2010-03-29T03 :35 :41.7071	1.3	60.0	K_s	1''0
IGR J14331-6112	2010-03-28T05 :08 :59.2288	1.2	60.0	K_s	1''0
IGR J14488-5942	2010-03-29T05 :56 :02.3304	1.2	60.0	K_s	1''0
IGR J16195-4945	2010-03-30T04 :42 :57.4456	1.5	60.0	K_s	1''0
"	2010-03-30T03 :59 :32.1327	1.7	60.0	H	1''0
IGR J16318-4848	2010-03-28T05 :51 :33.3738	1.3	60.0	K_s	0''6
IGR J16320-4751	2010-03-28T06 :37 :01.7617	1.2	60.0	K_s	1''0
IGR J16328-4726	2010-03-29T08 :03 :29.7491	1.1	60.0	K_s	1''0
IGR J16418-4751	2010-03-28T07 :31 :53.0447	1.1	60.0	K_s	1''0
IGR J17354-3255	2010-03-30T07 :05 :38.8785	1.2	60.0	K_s	1''0
IGR J17404-3655	2010-03-30T08 :31 :51.5539	1.1	60.0	K_s	1''0
IGR J17586-2129	2010-03-30T07 :56 :13.1784	1.2	5.0	K_s	1''0

TABLE 9.3 – Résumé des observations infrarouges. Le nom des sources, la date et l’heure UT des observations, l’airmass (AM), le temps d’exposition en secondes (ET), le filtre et la largeur de fente utilisés sont indiqués.

Nom du filtre	Bande passante (microns)	Pouvoir de résolution	Dispersion (Å/pixel)
H	1.50-1.80	900 – 1500	3.43
K_s	2.00-2.30	1320 – 2200	4.62

TABLE 9.4 – Paramètres du spectrographe. La résolution est donnée pour la fente de 1''0 et 0''6 de largeur respectivement.

- les disques et les flots d’accrétion générés par transfert de masse entre le compagnon et l’objet compact ;
- les enveloppes de poussière entourant certains systèmes.

Nous allons voir comment ces raies permettent une classification précise des HMXBs et nous aborderons les processus physiques et structures à l’origine de ces raies pour chaque source. Soulignons que les raies de He I à $2.058 \mu\text{m}$ et $\text{Br}\gamma$ à $2.1661 \mu\text{m}$ sont sujettes à une contamination importante par les raies telluriques positionnées aux mêmes longueurs d’onde. Bien qu’une attention toute particulière ait été portée à la soustraction de ces raies atmosphériques, il est probable, que dans certains cas l’intensité de ces raies soit faussée. Ainsi, nous mènerons ici principalement une analyse qualitative reposant sur une comparaison de nos spectres infrarouges aux atlas spectraux existants (Hanson et al., 1996; Hanson et al., 2005; Morris et al., 1996; McGregor et al., 1988; Clark et al., 1999; Steele and Clark, 2001). De plus, de manière générale, je considérerai qu’une raie est détectée (autrement dit qu’il ne s’agit pas d’un artefact dû au bruit de fond) lorsque le signal est supérieur à 3 fois l’écart-type, σ , du bruit² et que la largeur de raie est plus grande que la largeur instrumentale de 20 \AA pour le filtre H et de 18 \AA pour le filtre K_s (pour une largeur de fente de 1''0).

Chaque raie est ensuite ajustée par un profil gaussien en utilisant la fonction `splot` de IRAF. Nous fournissons la position ajustée de la raie, λ_{fit} , sa largeur équivalente (EW), sa largeur à mi-hauteur (FWHM) et son flux, dans le tableau 10.1, situé en annexe à cette partie. L’erreur moyenne sur ces paramètres est estimée à 20% après avoir effectué différentes mesures successives des mêmes paramètres sur plusieurs raies données. Finalement, au vu de la résolution de l’instrument, nous considérons qu’une raie peut être décalée par rapport à sa position évaluée en laboratoire, de 20 \AA pour le filtre H et de 18 \AA pour le filtre K_s , pour une largeur de fente de 1''0 (voir tableau 9.4).

J’aborderai, dans la suite de cette section, les HMXBs que nous avons identifiées en les classant selon leur type : en particulier les binaires X à étoile supergéante et les binaires X à étoile Be. En revanche, je détaillerai uniquement « l’historique » de la première d’entre-elle (IGR J11435-6169) en essayant de bien mettre en évidence l’approche multi-longueurs d’onde employée, qui elle seule permet une identification précise de la HMXB. Pour les autres sources, je m’attacherai uniquement à préciser les informations

2. Celui-ci étant évalué localement, au voisinage de la raie.

les plus importantes et renvoie le lecteur à l'article situé en annexe (voir annexe 10.4), qui établit une bibliographie exhaustive pour chaque source.

9.2.2 HMXBs composées d'une étoile Be

Les étoiles Be, compagnons de l'objet compact dans un grand nombre de HMXBs, sont des étoiles de type spectral B, de classe de luminosité comprise entre III et V (Jaschek et al., 1981). Elles sont connues pour leur vitesse de rotation importante et entourées par un disque de décrétion (ou un anneau) de matière, situé dans le plan équatorial de l'étoile dans lequel sont formées les raies d'émission. La présence de ce disque serait en outre fortement liée à la très grande vitesse de rotation intrinsèque de l'étoile (voir section 2.2 de l'introduction). Le spectre infrarouge est constitué d'un ensemble de raies d'émission (H I, He I, Fe II, etc) et d'un excès de flux en infrarouge provenant de l'émission *free-free* et *bound-free* du disque (Gehrz et al., 1974). En particulier, les raies de recombinaison de l'hydrogène et de l'hélium, et essentiellement la série Brackett de l'hydrogène, visible dans les bandes *H* et *K_s*, sont émises après ionisation des atomes d'hydrogène, dans les régions les plus internes du disque (voir section 1.4 de l'introduction pour un rappel sur les mécanismes d'émission des raies spectrales).

9.2.2.1 IGR J11435-6109

IGR J11435-6109 a été découverte grâce aux observations *INTEGRAL* par Grebenev et al. (2004) à la position RA = 11^h43^m52^s, Dec = -61°09'00", (équinoxe J2000.0) avec une incertitude sur la position de 2'.5. Les contreparties optique et infrarouge ont ensuite été découvertes par Tomsick et al. (2007) et confirmées par Negueruela and Schurch (2007). Les données à hautes énergies, acquises avec les satellites *BeppoSAX/WFC* et *Chandra/ACIS* montrent que le spectre est bien ajusté par une loi de puissance avec une densité de colonne d'hydrogène N_H valant $\sim 15 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (voir in't Zand and Heise 2004; Swank and Markwardt 2004; Tomsick et al. 2008). Par ailleurs, in't Zand and Heise (2004) détectent une pulsation de 161.76 ± 0.01 secondes et une possible période orbitale de 52.5 jours. Cette période orbitale a ensuite été confirmée par Corbet and Remillard (2005) et Wen et al. (2006) avec des observations du moniteur spatial *RXTE/ASM*. Grâce aux données *Chandra*, Tomsick et al. (2007) ont finalement conclu que IGR J11435-6109 est une HMXB comportant une forte absorption intrinsèque. Ce résultat est confirmé par Negueruela and Schurch (2007) grâce aux spectres visibles montrant une raie H α intense et un continuum rougi. La largeur équivalente de cette raie et l'absence d'autre raie caractéristique leur permettent de considérer qu'il s'agit d'une étoile Be obscurcie, classification compatible avec la position de cette source dans le diagramme de Corbet (Corbet and Remillard, 2005). Le type spectral a finalement été contraint par Masetti et al. (2009) qui suggèrent un classement en tant qu'étoile de type spectral B2III ou B0V avec une extinction en bande V, $A_V = 5.7$.

Notre spectre en bande *H* (voir figure 9.1) révèle la présence de la série Brackett de l'hydrogène, de la raie Br(21-4), à 1.5137 μm , à la raie Br(10-4) à 1.7364 μm . De plus, une raie de He I semble détectée à 1.7014 μm . Ces raies pourraient être formées par recombinaison, après excitation des atomes d'hydrogène et d'hélium peuplant le disque de décrétion d'une étoile Be. Une raie est également détectée à 1.5772 μm et pourrait correspondre à une transition de N III, C III et/ou Fe II. Dans ce contexte, il n'est néanmoins pas possible de distinguer le(s)quel(s) de ces trois éléments est (sont) à l'origine de cette transition. Cependant, la transition spectrale du Fe II pourrait provenir d'un milieu dense et modérément chaud (température de ~ 5000 K, et densité $\gtrsim 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$) tel que ceux observés dans les disques de décrétion des étoiles Be (voir Hamann and Simon 1987). Enfin, une raie est détectée à 1.7120 μm et semble correspondre à une émission de [Fe II]. Le spectre en bande *K_s* (voir figure 9.1) révèle clairement la présence de la raie de He I à 2.0590 μm et la raie Br γ , issue de la transition entre le niveau électronique $n = 7$ et le niveau $n = 4$ de l'atome d'hydrogène. De plus, les raies métalliques de Mg II sont présentes à 2.138 et 2.144 μm , correspondant respectivement aux transitions $5p^2P_{3/2}^0$ et $5p^2P_{1/2}^0$. Ce doublet peut être excité par fluorescence Ly β étant donné que les longueurs d'onde des deux transitions se situent

respectivement à 73 et 116 km s⁻¹ de la longueur d'onde de la transition Ly β (voir McGregor et al. 1988 et Bowen 1947). Enfin, une raie de He II pourrait être détectée à 2.1893 μm et met ainsi en évidence une région chauffée à haute température, pouvant ioniser l'hélium. L'ensemble de ces considérations m'a amené à proposer une classification en tant que BeHMXB. De plus, le rapport des intensités des raies Br γ et He I à 2.0590 μm , permet de préciser le type spectral à B0.5Ve d'après l'atlas de Hanson et al. (1996). Ainsi, par ce travail, nous avons confirmé le fait que cette source détectée à haute énergie correspond bien à une HMXB et précisé sa nature (BeHMXB) en contraignant le type spectral de l'étoile compagnon. Au vu du spectre infrarouge de l'objet, il semblerait toutefois que l'environnement circumstellaire de ce système binaire soit relativement complexe. Nous reviendrons sur cet argument dans la section 9.3.

9.2.2.2 IGR J13020-6359

Des observations acquises avec les observatoires spatiaux sensibles aux hautes énergies (*ASCA*, *Beppo-SAX*, *XMM-Newton* and *INTEGRAL*) ont permis à Chernyakova et al. (2005) d'étudier, sur le long terme, le comportement de IGR 13020-6359, à haute énergie. Il en ressort que les propriétés spectrales et temporelles laissent suggérer une potentielle BeHMXB. De plus, une contrepartie infrarouge, présente dans le catalogue 2MASS, à la position RA = 13^h01^m58^s.7, Dec = -63°58'09'' (équinoxe J2000.0) a été identifiée par les mêmes auteurs.

Le spectre en bande K_s , issu de notre campagne d'observations, est présenté figure 9.1. Il montre clairement la présence de He I à 2.0594 μm et de Br γ à 2.1663 μm . Bien qu'aucune autre raie ne soit clairement identifiée, ce spectre en proche infrarouge est typique d'une étoile compagnon de type Be. Il s'agit en effet des deux raies les plus intenses et les plus fréquemment observées à ces longueurs d'onde en ce qui concerne les étoiles Be. En particulier, la détection de la raie He I suggère la présence d'un flux ionisant important couplé à un environnement circumstellaire dense (Clark and Steele, 2000). Dans ce cas précis, qu'il s'agisse de la raie He I ou de la raie Br γ , elles proviennent probablement du disque de décréation d'une étoile Be. Par ailleurs, le rapport d'intensité des deux raies suggère une classification en tant que B0.5Ve (voir Hanson et al. 1996). Par conséquent, nous confirmons le fait qu'il s'agisse d'une BeHMXB et nous précisons le type spectral de l'étoile compagnon.

9.2.2.3 IGR J14331-6112

Après sa découverte par le satellite *INTEGRAL* (Keek et al., 2006), la position de IGR J14331-6112 a été précisée grâce aux observations de l'observatoire spatial *Swift* (Landi et al., 2007), permettant la localisation d'une possible contrepartie visible. Tomsick et al. (2009) a ensuite confirmé la position de la source à l'aide d'observations *Chandra* et montré que le spectre à haute énergie est bien ajusté par une loi de puissance absorbée avec une densité de colonne d'hydrogène, $N_H = 2.2_{-0.8}^{+0.9} \times 10^{22}$ cm⁻². Par ailleurs, Masetti et al. (2008) procèdent à des observations spectroscopiques dans le domaine visible, indiquant que la source est une HMXB dont l'étoile compagnon est de type BIII ou BV.

Le rapport signal-sur-bruit du spectre en bande K_s (voir figure 9.1) obtenu lors de nos observations est faible mais révèle tout de même la présence de la raie Br γ à 2.1657 μm . La raie Br γ en émission est généralement observée pour les étoiles Be et supergéantes et bien plus rarement pour les étoiles de la séquence principale. D'autre part, en ce qui concerne les supergéantes, la raie d'émission de He I à 2.058 μm est généralement détectée. Puisqu'elle ne l'est pas ici, ce spectre laisse suggérer qu'il s'agit d'une étoile Be dont le disque est à l'origine de la raie Br γ .

9.2.2.4 IGR J14488-5942

Suite à des observations déclenchées avec le satellite *Swift*, Landi et al. (2009) et Rodriguez et al. (2010) ont proposé successivement l'objet *Swift* J144843.3-594216 comme la contrepartie à la source détectée par *INTEGRAL*. De plus, ces observations permettent l'identification d'une source 2MASS en tant que contrepartie infrarouge de cet objet. Une période de 49 jours a en outre été détectée par Corbet et al.

(2010a) qu'ils interprètent comme la signature de la période orbitale d'une probable BeHMXB.

Le spectre en bande K_s de cette source montre uniquement la présence de deux raies d'émission, de He I à $2.0590 \mu\text{m}$ et de $\text{Br}\gamma$ à $2.1665 \mu\text{m}$. Nous ne pouvons pas conclure de manière définitive quant au type spectral de cette source mais, selon les atlas spectraux (Hanson et al., 1996; Hanson et al., 2005), les supergéantes présentent généralement d'autres raies. Dans notre cas, les deux raies semblent avoir une intensité proche et pourraient donc être issues de la même région : le disque de décréation d'une étoile Be. Par ailleurs, Clark et al. (1999) indiquent que les BeHMXBs analysées dans le cadre de leur étude, ne présentent pas d'autres raies que celles du H I et du He I. D'autre part, les mêmes auteurs soulignent que la largeur équivalente de la raie de He I à $2.058 \mu\text{m}$, est plus importante que celle de la raie $\text{Br}\gamma$. Dans notre cas, outre le fait que seules ces deux raies soient détectées, il apparaît que la largeur équivalente de la raie He I est plus grande que celle de la $\text{Br}\gamma$. Nous en déduisons que cette HMXB est probablement une Oe/BeHMXB.

9.2.2.5 IGR J17404-3655

Suite à sa découverte par *INTEGRAL* (Bird et al., 2007), IGR J17404-3655 a fait l'objet d'un suivi en observations X, réalisé avec le satellite *Swift* (Landi et al., 2008). Ces observations ont alors mené à la localisation de la contrepartie dans les catalogues USNO et 2MASS. Par la suite, Masetti et al. (2008) ont conduit des observations spectroscopiques de la contrepartie visible et montré que celle-ci présente un continuum rouge ainsi que la raie $\text{H}\alpha$ avec une largeur équivalente de 17 \AA . Ils en concluent qu'il s'agit bien d'une source galactique (sans redshift), probablement une LMXB, située à une distance de 9.1 kpc. Cependant, Tomsick et al. (2009), grâce à des observations du satellite *Chandra*, montrent que le spectre à haute énergie est bien ajusté par une loi de puissance absorbée dont les paramètres correspondent davantage à ceux d'une HMXB. A ce stade, le mystère entourant cette source subsiste !

Toutefois, le spectre en bande K_s acquis lors de notre campagne d'observation montre une émission attribuée à la raie $\text{Br}\gamma$. Le raisonnement que j'utilise pour contraindre la classification de cette source s'avère préliminaire et correspond à celui développé pour IGR J14331-6112. Puisque seule la raie $\text{Br}\gamma$ est détectée, nous suggérons qu'il s'agit probablement d'une BeHMXB ; la raie détectée pouvant provenir du disque de décréation qui entoure l'étoile compagnon.

9.2.3 HMXBs composées d'une étoile supergéante

Les sgHMXBs sont, pour la plupart, composées d'une étoile à neutrons orbitant autour d'une étoile supergéante de type spectrale O ou B et de classe de luminosité I ou II (voir section 2.3 de l'introduction et Charles and Coe 2006). Leurs caractéristiques spectrales les distinguent les unes des autres. Ainsi, certaines d'entre elles présentent d'intenses raies en émission et ont donc un spectre assez similaire de celui des étoiles Be présentées dans la section précédente. D'autres, présentent d'intenses raies de N III et de He II dans la partie visible de leur spectre et ont des caractéristiques proches des étoiles Wolf-Rayet (voir section 1.1.2.4 de l'introduction). Enfin, certaines possèdent une abondance importante en azote, qui pourrait découler de la binarité. En revanche, toutes possèdent des vents stellaires intenses, à l'origine de l'accrétion de matière par l'objet compact.

9.2.3.1 IGR J16195-4945

IGR J16195-4945 a été découverte par *INTEGRAL* (Walter et al., 2004). Par la suite, Sguera et al. (2006) montrent que la source se comporte comme une SFXE (voir section 2.5.2 de l'introduction). Puis, Tomsick et al. (2006), en utilisant le télescope *Chandra* ont précisé la position de la source et a montré que le spectre est bien ajusté par une loi de puissance absorbée. Grâce à ces observations, les mêmes auteurs localisent une contrepartie en proche et moyen infrarouge, dans les catalogues 2MASS et GLIMPSE. Rahoui et al. (2008) montre que la SED est bien ajustée par un modèle de corps noir d'une étoile massive O ou B auquel est ajouté un excès d'émission en infrarouge. Finalement, Morris et al. (2009), en utilisant

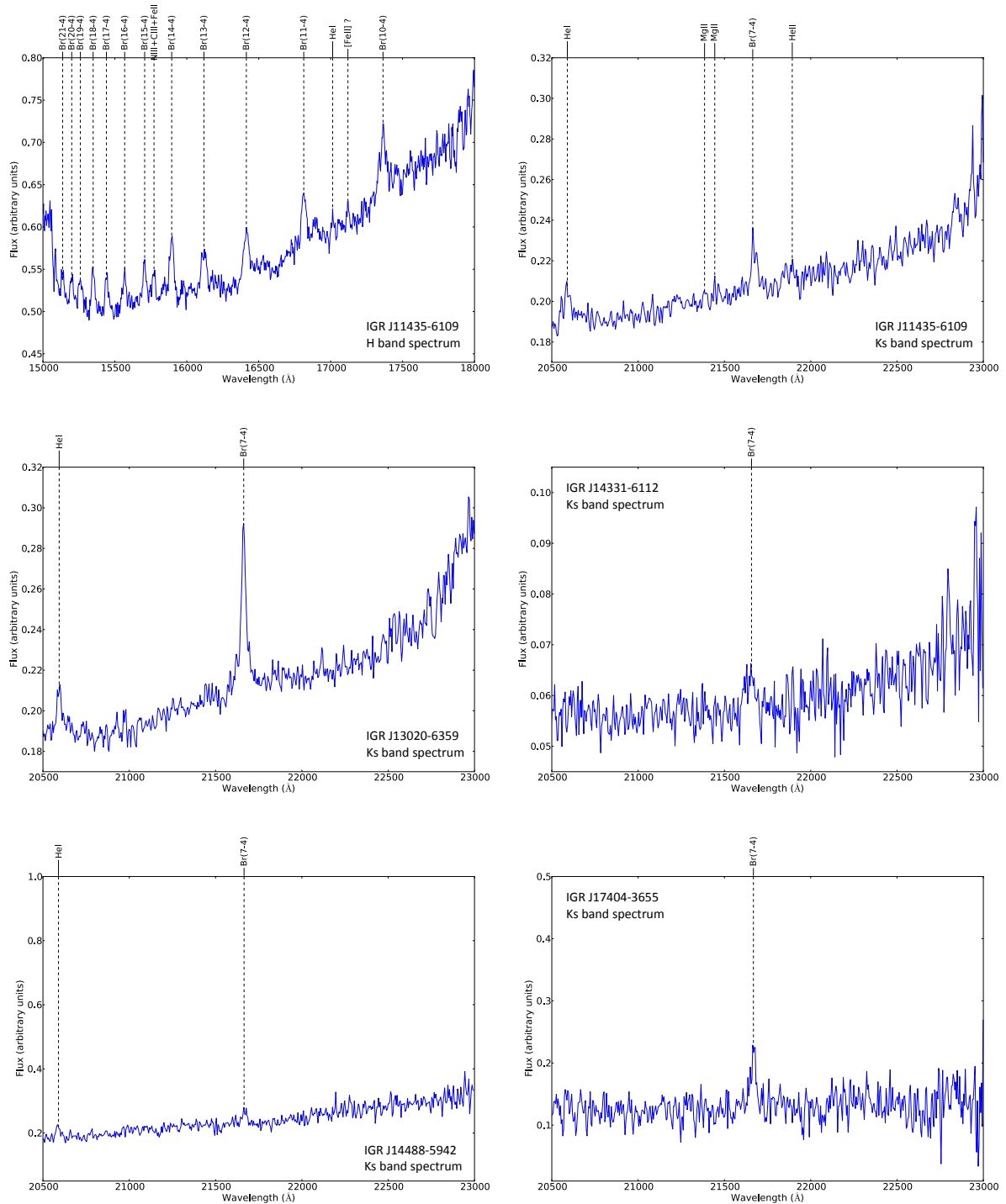


FIGURE 9.1 – Spectres de IGR J11435-6109 (bande H : en haut à gauche et bande K_s : en haut à droite), IGR J13020-6359 (centre gauche), IGR J14331-6112 (centre droit), IGR J14488-5942 (en bas à gauche) et IGR J17404-3655 (en bas à droite).

les données *Suzaku*, estime la période orbitale du système binaire à 16 jours.

Nos spectres en bandes H et K_s sont présentés figure 9.4. Le spectre en bande H est faible et exhibe seulement quelques raies. Ce dernier semble cohérent avec le spectre d'une étoile supergéante de type O tardif (voir par exemple Morel and Grosdidier 2005; Hanson et al. 1998). De plus, la largeur équivalente de la raie de He I en absorption à $1.700 \mu\text{m}$, est plus proche de celles observées généralement dans les spectres des étoiles supergéantes que dans ceux des étoiles naines (Hanson et al., 1998). Par ailleurs, notre spectre en bande K_s révèle la présence de la raie $\text{Br}\gamma$ et d'une raie d'absorption de He I à $2.1120 \mu\text{m}$, dont les largeurs équivalentes importantes, sont compatibles avec celles observées dans les étoiles supergéantes de type O9.7 (voir Hanson et al. 1996). De plus, les deux autres raies d'absorption de He I situées à $2.0577 \mu\text{m}$ et à $2.150 \mu\text{m}$ nous amènent à confirmer qu'il s'agit d'une sgHMXB et je précise, grâce à ces spectres en infrarouge, que l'étoile compagnon est de type spectral ON9.7Iab. Le type ON a été introduit par Walborn (1971) et résumé par Walborn (1976) pour classer les étoiles présentant des raies de l'azote intenses en visible. Il a été montré que ces étoiles possèdent une forte abondance en hélium et azote, pouvant être expliquée par quatre mécanismes distincts (voir Walborn 1976). Ainsi, cette surabondance pourrait, d'une part, provenir du nuage moléculaire dans lequel s'est formé l'étoile. D'autre part, elle pourrait être liée aux phénomènes de convection transportant la matière vers la surface de l'étoile déjà évoluée. Walborn (1976) évoque également la possibilité que cette anomalie provienne d'une différence structurelle de l'atmosphère stellaire. Enfin, elle pourrait résulter du transfert de matière d'un système binaire. Dans ce contexte, la surabondance en azote pourrait s'expliquer soit par l'observation, proche de la surface, de matière riche en azote transférée, dans le passé, depuis une étoile compagnon initialement plus massive, ou bien par un transfert de masse actuel de l'étoile observée vers un objet secondaire, qui exposerait les éléments formés lors du cycle Carbone-Azote-Oxygène. La binarité étant confirmée ici, nous privilégions ces deux dernières possibilités pour expliquer cette abondance forte en azote.

9.2.3.2 IGR J16320-4751

La source a été découverte par Tomsick et al. (2003) grâce aux observations *INTEGRAL*. Un suivi observationnel, organisé avec le satellite *XMM-Newton*, a par la suite permis d'affiner la position de la source (Rodriguez et al., 2003, 2006). Ce résultat est par ailleurs confirmé par Negueruela and Schurch (2007). Rodriguez et al. (2006) montre qu'il s'agit d'une source très absorbée ($N_{\text{H}} \sim 2.1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$). Lutovinov et al. (2005b) révèle la présence de pulsations dans les données à haute énergie, qu'il attribue à la présence d'un pulsar. La courbe de lumière, construite à partir des données du satellite *Swift*, met en évidence la présence d'une période de 8.96 ± 0.01 jours, correspondant à la période orbitale de l'objet compact, selon Corbet and Remillard (2005). La position de cette source dans le diagramme de Corbet confirme par ailleurs sa classification en tant que HMXB (Corbet et al., 2005). Rahoui et al. (2008), conclue, en ajustant la SED de l'objet, qu'elle appartient probablement aux sgHMXBs très obscurcies, récemment découvertes par *INTEGRAL*.

Le spectre en bande K_s que j'ai analysé au cours de ma thèse (présenté en figure 9.4), montre clairement la présence de la raie $\text{Br}\gamma$ à $2.1668 \mu\text{m}$ avec, peut-être, un profil P-Cygni. La raie en émission de He I à $2.0586 \mu\text{m}$ est faible mais relativement large alors qu'une raie d'absorption de He I est détectée cette fois-ci à $2.1127 \mu\text{m}$. Ces raies et leur intensité respective nous amènent à suggérer qu'il s'agit d'une sgHMXB avec une étoile compagnon de type spectral BN0.5Ia (voir Hanson et al. 2005). Soulignons toutefois que ce spectre exhibe un certain nombre de raies d'absorption qu'il nous est impossible d'identifier. Il pourrait s'agir d'artefacts liés au traitement des données. Pour autant, cela ne semble pas être engendré par la correction des raies telluriques. Puisqu'à l'heure actuelle, nous sommes incapables d'établir s'il s'agit ou non d'absorptions liées à l'objet, j'éviterai toute spéculation à leur sujet. Notons toutefois que nous avons observé IGR J16320-4751 lors d'une campagne d'observation sur l'instrument X-Shooter, monté sur le VLT et permettant l'acquisition simultanée du spectre de l'ultraviolet à l'infrarouge proche. Ainsi, le mystère entourant cette source sera très certainement levé dans un futur proche. Le type spectral que nous avons déterminé ici indique la présence de processus similaires à ceux invoqués dans le cas de IGR

J16195-4945 pour expliquer la forte abondance en azote. Par ailleurs, la présence de la raie de He I à $2.0586 \mu\text{m}$ en émission est relativement rare dans ce type d'étoiles (Morris et al., 1996). De même que les raies de H I, les raies de He I sont principalement formées par recombinaison et proviennent probablement du vent intense issu de l'étoile compagnon (voir section 1.2 de l'introduction à ce sujet). Cette hypothèse est notamment renforcée par le possible profil P-Cygni de la raie Br γ .

9.2.3.3 IGR J16328-4726

IGR J16328-4726 a été découverte par *INTEGRAL* (Bird et al., 2007). Grupe et al. (2009) observent, grâce à l'instrument XRT, monté sur le satellite *Swift*, un sursaut provenant de cette région et permettant ainsi de préciser la position de la source. L'absorption intrinsèque importante empêche Grupe et al. (2009) de localiser une contrepartie en rayonnement visible. Cependant, ils suggèrent une possible contrepartie issue du relevé 2MASS, à la position RA = $16^{\text{h}}32^{\text{m}}37^{\text{s}}.91$ Dec = $-47^{\circ}23'40''9$ (équinoxe J2000). De plus, les données de l'instrument *Swift*/BAT, dans la gamme d'énergie 15-100 keV, ont permis à Corbet et al. (2010b) de mettre en évidence une périodicité proche de 10 jours. Cette modulation ainsi que l'absorption intrinsèque préalablement détectée, sont alors interprétées comme la signature d'une sgHMXB, accréant le vent stellaire de l'étoile compagnon. Les propriétés spectrales et temporelles de la source amènent finalement Fiacchi et al. (2010) à suggérer qu'il s'agit d'une SFXT et à identifier la source 2MASS J16323791-4723409 comme la contrepartie probable.

Le spectre en bande K_s obtenu lors de notre campagne d'observation est présenté en figure 9.4. La raie Br γ , située à $2.1661 \mu\text{m}$ est clairement détectée. De plus, les raies He I à $2.0579 \mu\text{m}$ et à $2.1114 \mu\text{m}$ sont détectées en absorption. Une raie d'émission située à $2.116 \mu\text{m}$ est probablement due aux transitions de N III/C III, sans toutefois pouvoir distinguer la contribution de chacun de ces deux éléments. Enfin, notons la présence d'une raie de C IV située à $2.0687 \mu\text{m}$ et d'une raie de Na I à $2.206 \mu\text{m}$. La raie du sodium est en réalité le doublet $4s^2S-4p^2P^0$ à 2.206 et $2.209 \mu\text{m}$, non résolu, et est très probablement émis par fluorescence (cette transition est peuplée par des photons rayonnant à $3303/3304 \text{ \AA}$, voir figure 9.2). Alors que la raie de C IV émane certainement du vent stellaire, la raie de Na I provient de régions qui ne sont pas exposées directement au rayonnement de l'étoile ou de l'objet compact. En effet, la première énergie d'ionisation du Sodium est faible (5.1 eV) et ainsi, il devrait être largement ionisé dans l'environnement proche de l'étoile (voir McGregor et al. 1988)³. La comparaison de ce spectre avec les spectres publiés par Hanson et al. (1996), nous amène à confirmer qu'il s'agit bien d'une sgHMXB, dont l'étoile compagnon est de type spectral O8Iafpe. Les étoiles constituant ce type spectral sont caractérisées par la présence, dans leur spectre visible, de raies de N III et de He II. Elles développent des vents stellaires conséquents et possèdent ainsi, avec les étoiles Wolf-Rayet, un taux de perte de masse des plus importants dans le bestiaire stellaire. Cette perte de masse conséquente augmente probablement le taux d'accrétion de l'étoile à neutrons et pourrait ainsi modifier ses propriétés intrinsèques telles que son spin. Il semblerait finalement que ces étoiles soient à la croisée des chemins entre les supergéantes O et les étoiles Wolf-Rayet, stade suivant de leur évolution : leur vent stellaire s'apparente déjà à ceux des étoiles Wolf-Rayet bien qu'encore en voie de développement (Kogure and Leung, 2007).

9.2.3.4 IGR J16418-4532

Des observations réalisées avec l'observatoire spatial *XMM-Newton* ont permis à Walter et al. (2006) d'affiner la localisation de cette source, préalablement découverte par *INTEGRAL* (Tomsick et al., 2004). Ces observations en rayonnement X met en évidence une source absorbée ainsi qu'une pulsation de 1246 ± 100 s. Par ailleurs, une période de 3.75 jours est mise en évidence dans les courbes de lumière construite à partir des données des instruments *XTE*/ASM et *Swift*/BAT, ce qui pourrait être expliqué par la présence d'une étoile compagnon de type supergéante (Corbet et al., 2006). Cette hypothèse est corroborée

3. Le rayonnement à $3303/3304 \text{ \AA}$ permettant de peupler la transition responsable de la fluorescence ne provient pas du rayonnement UV de l'étoile qui ioniserait totalement le Sodium. Au contraire, Scoville et al. (1983) suggèrent que ces photons sont issus de rayonnement *free-bound*, généré par la recombinaison d'un atome sur un autre niveau que son niveau fondamental.

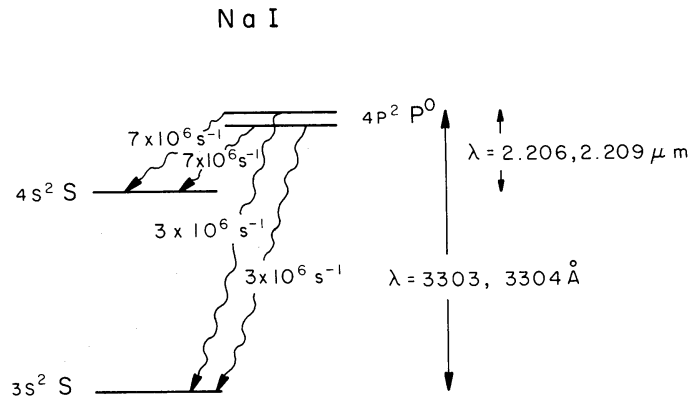


FIGURE 9.2 – Diagramme des niveaux d'énergie du Sodium représentant la transition double à 2.206-2.209 μm . Cette transition peut être peuplée par l'absorption du rayonnement UV à 3303/3304 \AA , par les atomes de Sodium dans l'état fondamental. Lorsque l'atome est dans l'état $4p^2 P^0$, la probabilité qu'il retourne dans un état d'énergie plus faible par fluorescence est de 70%. *Figure extraite de Scoville et al. 1983.*

par la position de IGR J16418-4532 dans le diagramme de Corbet (Chaty et al., 2008). Un ajustement de la distribution d'énergie dans les domaines visible et infrarouge, amène Chaty et al. (2008) à suggérer qu'il s'agit d'une sgHMXB. Des observations réalisées avec le satellite *XMM-Newton* par Sidoli et al. (2012) montrent une forte variabilité du flux avec plusieurs sursauts brillants. Cette variabilité à haute énergie, sa dynamique et l'échelle temporelle concernée, sont toutes révélatrices d'une possible SFXT, conclusion appuyée également par Romano et al. (2013).

Notre spectre infrarouge, en bande K_s , présenté en figure 9.5, est marqué par la présence d'une raie d'émission large à 2.1672 μm , correspondant à la transition $\text{Br}\gamma$. Par ailleurs, une faible raie d'émission est détectée à 2.0580 μm et s'apparente donc à la raie de He I. enfin, une autre raie de He I est observée, en absorption cette fois, à 2.1124 μm . Ces trois transitions et leur intensité orientent la classification de l'étoile compagnon vers le type spectral BN0.5Ia, confirmant ainsi la classification en tant que sgHMXB⁴. La figure 9.3 compare les spectres de IGR J16320-4751 et de IGR J16418-4532, toutes deux classifiées comme supergéantes BN0.5Ia. Ainsi, il est probable que les processus physiques détaillés dans le cas de IGR J16320-4751 (voir section 9.2.3.2), soient également valables pour cette source. En particulier, la forte abondance en azote pourrait être expliquée par l'interaction entre les deux membres du couple, et principalement un transfert de matière de l'étoile la plus évoluée vers l'objet compagnon.

9.2.3.5 IGR J17354-3255

Après sa découverte par *INTEGRAL* (Bird et al., 2007), IGR J17354-3255 a fait l'objet de deux campagnes d'observations effectuées sur les instruments *Swift* et *Chandra* et menées respectivement par Vercellone et al. (2009) et Tomsick et al. (2009). Ces données ont permis la localisation d'une contrepartie infrarouge dans les données 2MASS et ont montré que le spectre à haute énergie (à 3-10 keV) est correctement ajusté par une loi de puissance absorbée. Par conséquent, Tomsick et al. (2009) suggère qu'il s'agit d'une HMXB. Par ailleurs, D'Ai et al. (2011) utilise l'instrument BAT à bord du satellite *Swift* pour mettre en évidence une périodicité de 8.448 ± 0.002 jours qu'il identifie comme étant la période orbitale du système, typique des binaires X accrétant par vent stellaire. Finalement, Sguera et al. (2011) effectue un suivi de la source sur le long terme par *INTEGRAL* et *Swift* et montre que la dynamique temporelle en rayonnements X mous et durs, est typique d'une SFXT.

4. Soulignons toutefois que des observations effectuées avec l'instrument X-Shooter, installé sur le VLT (voir Goldoni et al. 2013), montrent la raie $\text{Br}\gamma$ en absorption et suggèrent ainsi un type spectral O9.5I. Néanmoins, cela confirme également la présence d'une étoile compagnon supergéante comme nous le proposons grâce aux données SofI.

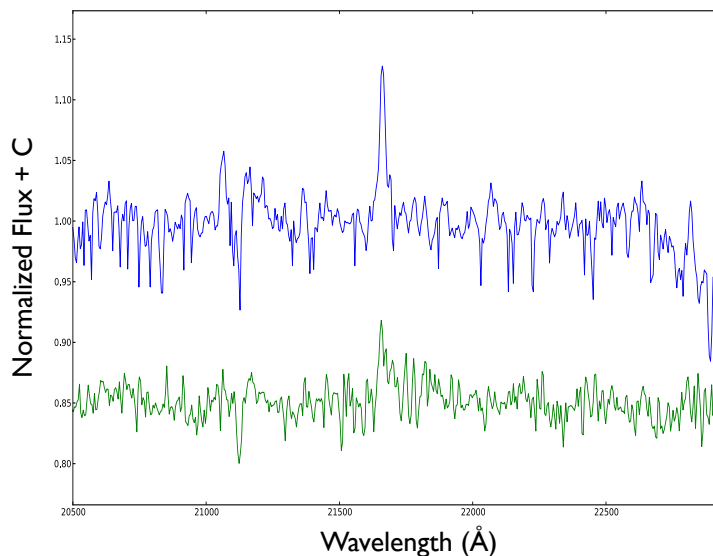


FIGURE 9.3 – .

Comparaison du spectre en bande K_s , de IGR J16320-4751 (en haut, en bleu) et de IGR J16418-4532 (en bas, en vert), toutes deux classifiées comme étant des sgHMXBs, avec une étoile compagne de type BN0.5Ia.

Nous avons obtenu le spectre en bande K_s de cette source. Celui-ci est présenté figure 9.5. Ainsi, nous détectons la présence d'une raie de He I à $2.1134 \mu\text{m}$, accompagnée d'une faible absorption à $2.06 \mu\text{m}$, correspondant probablement à la raie de He I à $2.058 \mu\text{m}$. Ce spectre est analogue à celui d'une O8.5Iab(f) ou d'une O9Iab (voir Hanson et al. 2005). Dans ce dernier cas, le spectre publié par Hanson et al. (1996) montre la présence de la raie $\text{Br}\gamma$ en absorption. Celle-ci n'est pas visible sur nos données. Cela pourrait être dû à une mauvaise correction tellurique. Notre spectre montre également la présence du doublet du Na I à 2.206 et $2.209 \mu\text{m}$, que l'on attribue à la présence d'une région circumstellaire abritée du rayonnement ionisant de l'étoile supergéante (voir section 9.2.3.3).

9.2.3.6 IGR J17586-2129

IGR J17586-2129 a été découverte par les observations *INTEGRAL* (Bird et al., 2007). Grâce au satellite *Chandra*, Tomsick et al. (2009) ont localisé une contrepartie infrarouge présente dans le catalogue 2MASS, également compatible avec une source détectée en rayonnement visible et cataloguée lors du relevé DENIS. Les mêmes auteurs affirment, au vu du spectre à haute énergie, que cette source est une candidate HMXB obscurcie.

Seule la raie $\text{Br}\gamma$ en émission semble détectée sur notre spectre en bande K_s (voir figure 9.5). A ce stade, il est impossible de déterminer la classification spectrale de cette source. Nous verrons dans la section 9.3 comment l'étude de l'environnement proche de l'objet, par ajustement de la SED, nous permettra de contraindre davantage les propriétés de cette candidate HMXB.

9.2.4 HMXBs particulières

Les observations effectuées avec le satellite *INTEGRAL*, de par la sensibilité du détecteur ISGRI aux énergies supérieures à 20 keV , ont mis en évidence de nombreuses sources absorbées, non détectées jusqu'alors. Certaines d'entre elles présentent des caractéristiques tout à fait impressionnantes. Outre les

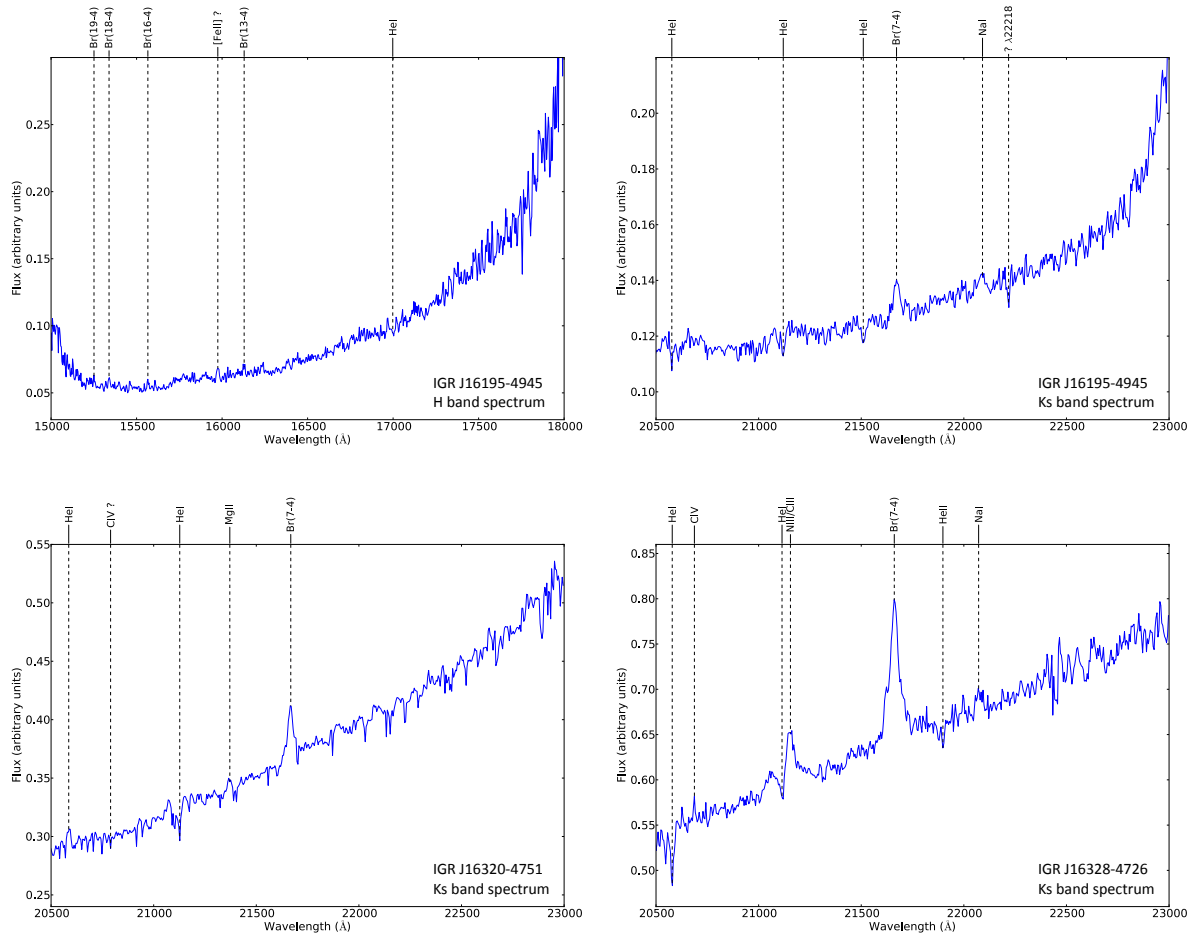


FIGURE 9.4 – Spectres de IGR J16195-4945 (bande H : en haut à gauche et bande K_s : en haut à droite), IGR J16320-4751 (en bas à gauche), IGR J16328-4726 (en bas à droite).

étoiles en transition vers les stades LBV ou Wolf-Rayet (telle que GX 301-2, qui fait l’objet de la troisième partie de cette thèse), une nouvelle famille de HMXBs, composées d’une étoile à neutrons et d’une étoile supergéante B[e] a fait son apparition. Initialement, seuls deux systèmes binaires (CI Cam et HD34921⁵, voir Clark et al. 1999) étaient connus pour exhiber des propriétés si particulières. Leurs propriétés sont proches de celles des LBVs et leurs spectres sont caractérisés par des raies de Balmer en émission très intenses, des raies d’émission de raies permises et interdites telles que Fe II, [Fe II], [O I] dans le spectre visible et un fort excès de flux en infrarouge proche et moyen généré par la poussière circumstellaire chauffée ($T_{dust} \sim 1000K$, $R_{dust} \sim 300R_*$) (voir Zickgraf 1998). Deux sources que nous avons observées en 2010 répondent à ces caractéristiques : IGR J10101-5654 et IGR J16318-4848⁶. Je présente leurs spectres ci-dessous avant de détailler l’analyse de l’environnement de IGR J10101-5654 dans la section suivante.

9.2.4.1 IGR J10101-5654

INTEGRAL a découvert cette source en janvier 2006 (Kuiper et al., 2006) aux coordonnées RA = $10^h 10^m 07^s.8$, Dec = $-56^\circ 54' 46''.4$ (équinoxe J2000.0) avec une incertitude de $2'.2$. Masetti et al. (2006a)

5. Bien que ces systèmes présentent le phénomène B[e], ces objets ne sont pas composés d’une étoile supergéante, à la différence des étoiles B[e] présentes dans certaines sgHMXBs mises en évidence par *INTEGRAL* que nous allons aborder ici.

6. IGR J16318-4848 a été classifiée en tant que sgB[e]HMXB par Filliatre and Chaty (2004). En revanche, il s’agit ici des premières données indiquant la présence du phénomène B[e] dans le cas de IGR J10101-5654.

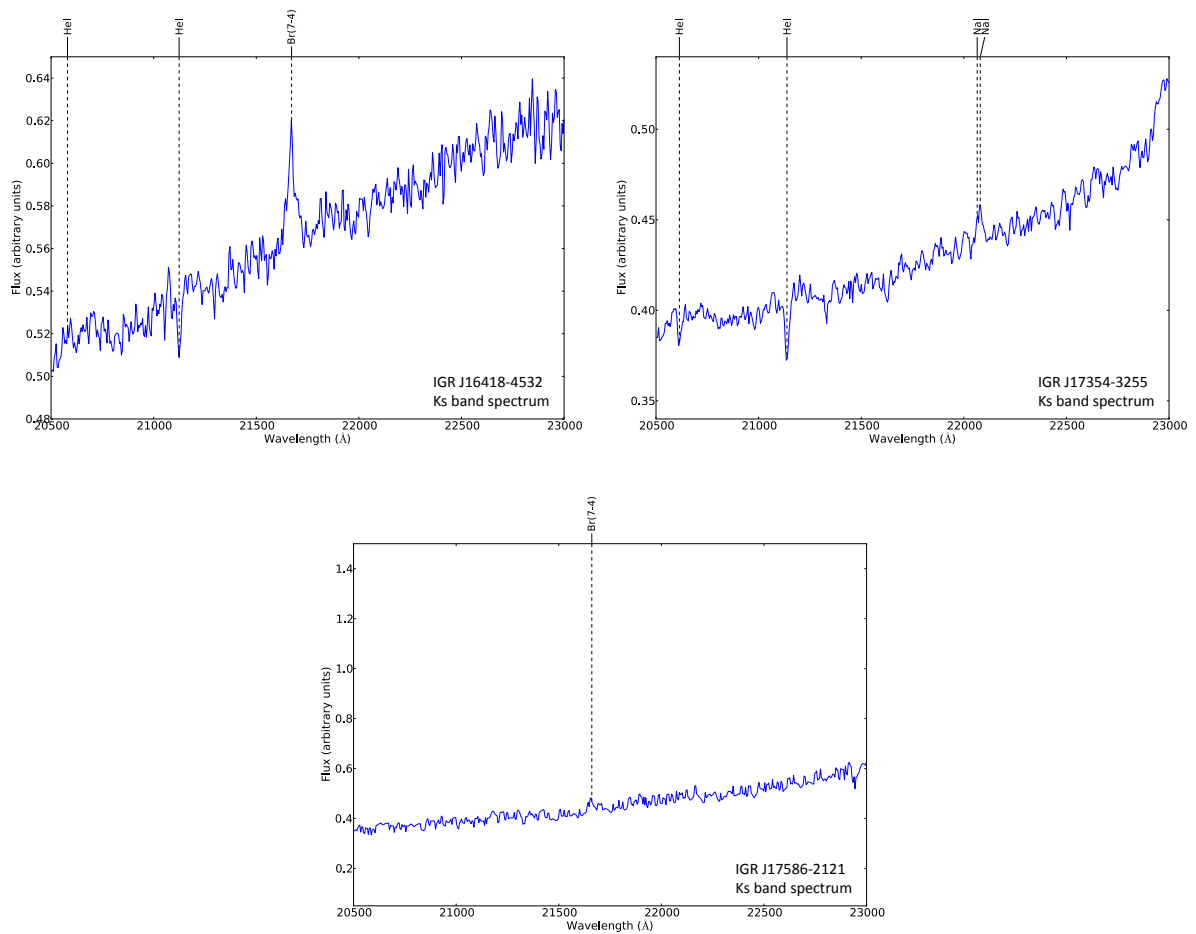


FIGURE 9.5 – Spectres de IGR J16418-4532 (en haut à gauche), IGR J17354-3255 (en haut à droite) et IGR J17586-2129 (en bas).

ont ensuite localisé une contrepartie visible dont le spectre, typique d'une HMXB, montre la présence d'une raie intense et étroite de $H\alpha$ en émission, superposée à un continuum fortement rougi. La largeur à mi-hauteur de la raie $H\alpha$ paraît trop importante pour résulter d'une étoile supergéante. Masetti et al. (2006a) suggère alors que l'étoile compagnon correspond à une étoile de luminosité intermédiaire. Tomsick et al. (2008), à l'aide d'observations *Chandra* déduit une densité de colonne d'hydrogène $N_H = 3.2_{-1.0}^{+1.2} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

Les spectres en bandes H et K_s , acquis en 2010 sont présentés en figure 9.6. La série de Brackett est visible dans le spectre en bande H , de la transition Br(20-4) à $1.5198 \mu\text{m}$ à la transition Br(10-4) située à $1.7377 \mu\text{m}$. Deux raies en émission correspondent par ailleurs à des raies de [Fe II] à $1.6427 \mu\text{m}$ ⁷ et $1.7122 \mu\text{m}$. De plus, l'émission détectée à $1.5778 \mu\text{m}$ pourrait correspondre aux transitions N III et/ou C III et/ou Fe II. En outre, une raie en émission de Fe II est détectée à $1.6893 \mu\text{m}$. Cette transition est probablement peuplée par fluorescence $\text{Ly}\alpha$ (Clark et al., 1999), mécanisme imposant la présence d'une région dense ($\gtrsim 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$) et partiellement ionisée, peuplée d'ions Fe^+ et de photons $\text{Ly}\alpha$. Le spectre en bande K_s montre clairement la présence de He I à $2.0586 \mu\text{m}$ et de $\text{Br}\gamma$ à $2.1659 \mu\text{m}$. Par ailleurs, les raies d'émission des éléments Mg II, He II, Na I sont également détectées, signatures respectives d'un milieu chauffé à haute température pouvant ioniser l'hélium, et d'une région dense (densité supérieure ou égale à 10^{10} cm^{-3}), abritée du rayonnement ionisant de l'étoile et de l'objet compact (température inférieure à 5000 K), expliquant la présence de Na I (Clark et al., 1999). Ce spectre en proche infrarouge pourrait être interprété comme la signature d'une étoile de type spectral B0.5Ve (Hanson et al., 1996). Cependant, la présence d'au moins une raie de [Fe II], détectée à plus de 3σ et d'une raie de H_2 paraît troublante. En effet, les raies interdites du Fer sont typiques du phénomène B[e] ou des étoiles évoluées de type LBV ou Wolf-Rayet et marquent la présence d'une enveloppe circumstellaire étendue et de faible densité (Lamers et al., 1998). Par ailleurs, si l'émission (bien que très faible) à $2.1226 \mu\text{m}$ est réelle, elle est alors probablement associée à la transition ro-vibrationnelle $v = 1-0$, $J = 3-1$ S(1) de la molécule de dihydrogène, H_2 . Dans ce cas, elle est caractéristique de chocs supersoniques du vent stellaire avec le gaz interstellaire environnant (voir Clark et al. 1999; Chen et al. 1998)⁸. Finalement, notons que la raie de He I à $2.058 \mu\text{m}$ présente un double pic. La séparation entre ces deux pics, $c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 290 \text{ km s}^{-1}$ semble plus importante que la résolution instrumentale ($c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 260 \text{ km s}^{-1}$) et, bien qu'il faille rester très prudent au vu de la résolution moyenne de l'instrument SofI, cela pourrait être la signature d'un disque en rotation.

Les spectres en infrarouge présentés ici révèlent un environnement hautement stratifié composé à la fois de régions ionisées, de régions abritées du rayonnement UV issu de l'étoile, de régions interagissant avec le vent stellaire intense et de régions de densité nettement plus faibles. Il semblerait en outre que cette HMXB présente les caractéristiques d'une étoile compagnon de type sgB[e] mais cela demande à être confirmé par la détection d'un excès de flux en infrarouge, associé à l'environnement de cette source et caractéristique du phénomène B[e] (Lamers et al., 1998). Je détaillerai cette analyse dans la section 9.3.

9.2.4.2 IGR J16318-4848

IGR J16318-4848 est la première source découverte par le satellite *INTEGRAL*, le 20 janvier 2003 (Courvoisier et al., 2003). Des observations en cible d'opportunité ont alors été déclenchées sur le satellite *XMM-Newton* afin de localiser l'émission avec une plus grande précision (Walter et al., 2003). Ces données révèlent par ailleurs une densité de colonne d'hydrogène hors du commun : $N_H \sim 2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ (Matt and Guainazzi, 2003; Walter et al., 2003) et un flux hautement variable sur des périodes d'une dizaine d'heures, suivi de périodes d'inactivité de 2 à 3 jours. Ces caractéristiques temporelles sont la signature d'une accrétion sous forme de vent, qui ne sont pas sans rappeler celles d'autres astres spéciaux tels que

7. Notons toutefois que la raie de [Fe II] détectée à $1.6427 \mu\text{m}$ pourrait également correspondre à un dédoublement de la raie de Br(12-4).

8. Toutefois, il ne peut pas être exclu que l'émission de H_2 puisse trouver son origine dans un disque circumstellaire, où les radiations UV peuvent exciter les molécules de H_2 par fluorescence (voir Chen et al. 1998 pour une explication détaillée du mécanisme d'émission).

CI Cam et GX 301-2 (voir par exemple Revnivtsev et al. 2003). Connaissant maintenant la localisation précise de l'objet, des observations dans les domaines visible et proche infrarouge du spectre électromagnétique, ont été déclenchées en cible d'opportunité par Filliatre and Chaty (2004). Cela leur a ainsi permis de localiser une contrepartie visible et infrarouge à cet objet, fortement brillante en infrarouge mais très fortement absorbée dans le visible ($A_V=17.4$ mag). Le flux en bandes J , H et K_s était tel qu'il était impossible d'effectuer des observations photométriques en proche infrarouge avec un télescope de 4 mètres de diamètre, même avec un temps d'intégration de 1 seconde! Par ailleurs, la spectroscopie en infrarouge proche révèle un spectre tout à fait inhabituel, très riche en raies d'émission, provenant de différentes régions et laissant ainsi entrevoir un environnement complexe et stratifié, composé d'une enveloppe et d'un vent. L'ajustement de la SED révèle un excès de flux en infrarouge qui, couplé à la présence de raies de [Fe II], permet de classer cette source en tant que sgB[e] HMXB. Sa position dans le diagramme Hertzsprung-Russel confirme également ce comportement extrême (Filliatre and Chaty, 2004). En complétant la SED avec les données infrarouges issues du satellite *Spitzer*, Kaplan et al. (2006) conclut que l'excès observé aux longueurs d'onde $\lambda \geq 4 \mu\text{m}$, est probablement dû à de la poussière chaude entourant le système binaire. Des observations ultérieures réalisées avec le spectroscopie IRS, installé à bord du satellite *Spitzer*, et conduites par Moon et al. (2007) confirment la présence de poussière chaude ($T > 700$ K) dans l'environnement du système binaire et suggèrent également d'une composante de poussière à $T \sim 190$ K. Plus récemment, Chaty and Rahoui (2012), grâce aux données en infrarouges moyen acquises avec l'instrument VISIR du VLT ont exclu l'hypothèse d'une composante de poussière à $T \sim 190$ K. En ajustant un modèle d'émission initialement développé dans le cadre de l'étude des objets Herbig Ae/Be et adapté aux sgB[e], du visible à l'infrarouge moyen, les auteurs montrent la présence de deux composantes : un anneau irradié par l'étoile supergéante de température $T_{\text{rim}} \sim 3800-5500$ K, entouré d'un disque chaud et visqueux à $T_{\text{dust}} \sim 767 - 923$ K, possédant une extension spatiale maximale de 5.6 unités astronomiques.

Notre spectre infrarouge en bande K_s est présenté figure 9.6. Il arbore de nombreuses raies en émission larges et intenses, pour la plupart répertoriées dans les catalogues de Morris et al. (1996) et McGregor et al. (1988). Deux raies (He I à $2.058 \mu\text{m}$ et He I à $2.1126 \mu\text{m}$) possèdent un profil P-Cygni confirmant la présence d'un fort vent stellaire dans l'environnement proche du système binaire. En utilisant le profil P-Cygni de ces raies (voir section 1.4 de l'introduction), il devient possible de déterminer la vitesse du vent évaluée à $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ et cohérente avec la valeur préalablement publiée par Filliatre and Chaty (2004). Comme le souligne Filliatre and Chaty (2004), bon nombre de raies sont communes à CI Cam (Clark et al., 1999) et à IGR J16318-4848, indiquant ainsi des conditions physiques similaires. A la différence du spectre de CI Cam publié par Clark et al. (1999) et du spectre de IGR J16318-4848 publié par Filliatre and Chaty (2004), nous remarquons dans notre spectre, à $2.1218 \mu\text{m}$, une faible émission dont la longueur d'onde coïncide avec la longueur d'onde d'une transition de H_2 . Cette raie, si elle est confirmée⁹, serait la signature de chocs entre le vent et le milieu interstellaire proche ou prouverait l'existence d'une région dans laquelle la température est suffisamment faible de telle sorte que les molécules de dihydrogène ne soient pas dissociées (voir par exemple Clark et al. 1999). Par ailleurs, le tableau 9.5 compare les largeurs équivalentes (EW) et les largeurs à mi-hauteur (FWHM) des raies détectées par Filliatre and Chaty (2004) aux valeurs obtenues grâce à notre campagne d'observations conduite en 2010. En supposant une erreur de 20% (voir section 9.2.1) sur nos largeurs équivalentes et nos largeurs à mi-hauteur, aucune variation majeure n'est détectée pour les raies les plus brillantes. Certaines raies, telles que [Fe II] à $2.046 \mu\text{m}$, He I à $2.1126 \mu\text{m}$, N III + C III à $2.116 \mu\text{m}$, He I à $2.1847 \mu\text{m}$ et [Fe II] à $2.224 \mu\text{m}$ affichent une variabilité comprise entre 25 et 65% mais leur faible intensité peut engendrer des incertitudes plus importantes sur les largeurs équivalentes et les largeurs à mi-hauteur, et empêchent ainsi toute conclusion définitive. Cependant, ces raies exhibant une potentielle variabilité sont majoritairement des raies du fer et de l'hélium émanant du vent stellaire et pourraient ainsi traduire une variabilité de ce vent issu de l'étoile supergéante. Quant à l'origine de cette variabilité, elle pourrait s'expliquer par la présence de l'objet compact qui pourrait modifier la structure du vent par ionisation (voir section 2.3.2.2 de l'introduction).

9. Des observations avec l'instrument X-Shooter, monté sur le VLT, permettront probablement de confirmer ou d'infirmer cette détection dans un futur proche.

Raie	λ (μm)	EW (\AA) – données 2010	EW (\AA) – données 2004	FWHM (\AA) – données 2010	FWHM (\AA) – données 2004
[Fe II]	2.046	-0.427	-1	20.54	26
He I	2.058	-38.38	-42	29.34	35
Fe II	2.089	-10.89	-13	36.01	36
He I	2.1126	-3.756	-5	25.47	43
N III + C III	2.116	-1.813	-4 (?)	30.62	44 (?)
Mg II	2.138	-6.139	-8	30.58	35
Br(7-4)	2.1661	-52.55	-45	32.28	36
He I	2.1847	-1.411	-7 (?)	30.17	50
Na I ?	2.2056	-3.526	-3	31.06	40
Na I	2.209	-1.337	non résolue	30.35	non résolue
[Fe II]	2.224	-1.974	-0	64.4	21
Fe II	2.240	-1.827	-2	41.35	40

TABLE 9.5 – Largeur équivalente (EW) et largeur à mi-hauteur (FWHM) des raies de IGR J16318-4848. Comparaison de nos données (données 2010) et celles issues de Filliatre and Chaty (2004) (données 2004). Aucune variation majeure n'est mise en valeur pour les raies les plus brillantes. Certaines raies plus faibles montrent des variations de 25 and 65% mais leur faible intensité empêche toute conclusion fiable à leur sujet.

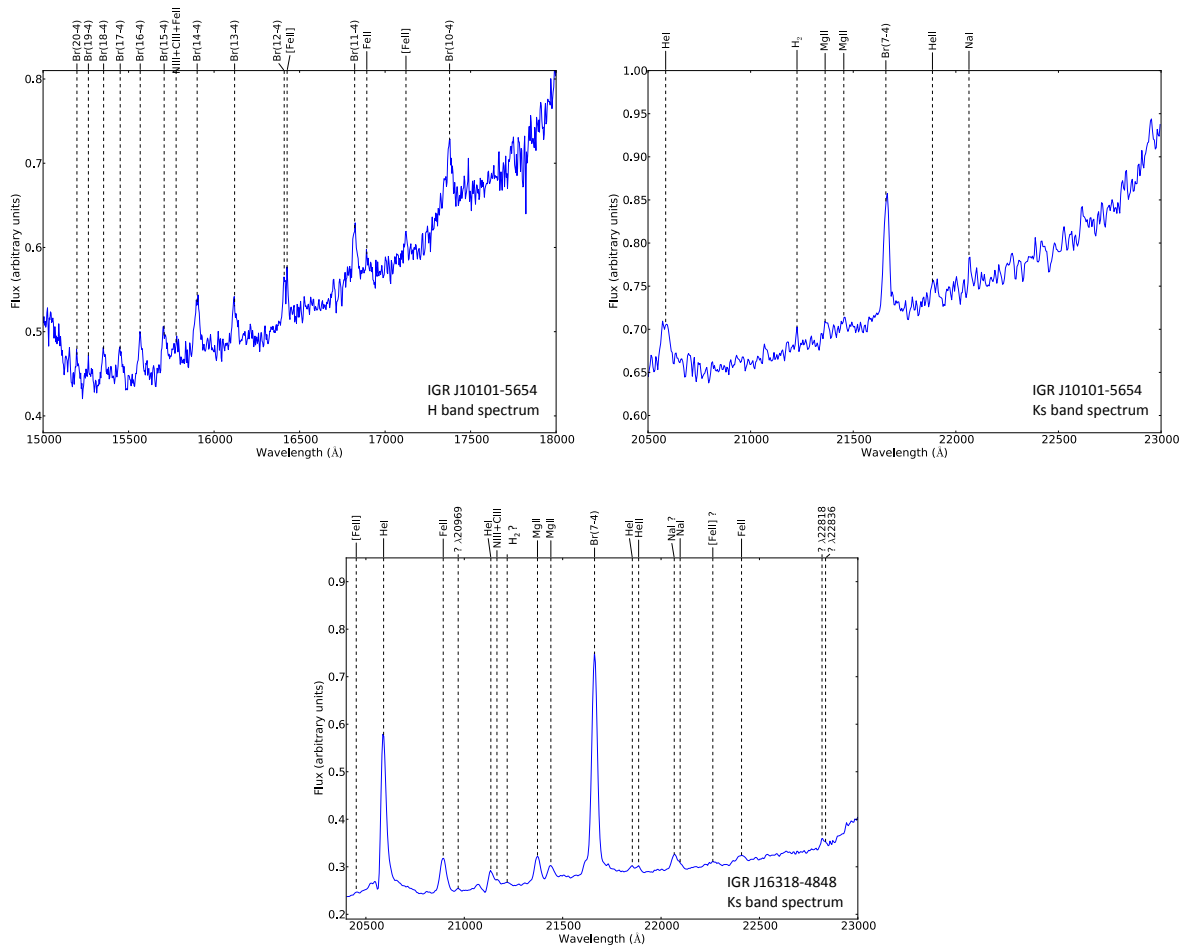


FIGURE 9.6 – Spectres de IGR J10101-5654 (bande H : en haut à gauche et bande K_s : en haut à droite) et IGR J16318-4848 (en bas).

9.3 Étude de l'environnement : ajustement des Distributions Spectrales d'Énergie

Nous avons vu dans la section précédente que la spectroscopie en infrarouge proche permettait à elle seule de contraindre le type spectral et les propriétés de l'environnement proche des systèmes binaires à travers la détection de raies en émission ou en absorption, émanant de milieux différents, soumis à des conditions physiques distinctes. Toutefois, dans certains cas, cette approche ne suffit pas. En particulier le phénomène B[e] est caractérisé par la présence de raies interdites mais également par la présence d'un excès de flux en infrarouge, attribué à une composante de poussière chauffée à quelques centaines de degrés. Les étoiles Be, entourées d'un disque de décretion, possèdent également un excès d'émission en infrarouge mais plus faible, attribué cette fois ci aux processus de rayonnement *free-free* ou *free-bound*, provenant du disque. Pour tenter de mettre en évidence cet excès d'émission en infrarouge, j'ai ajusté les SEDs avec un modèle rendant compte de l'émission de l'étoile compagnon ainsi que d'une composante d'émission infrarouge supplémentaire. Cette démarche ainsi que les résultats en découlant sont présentés ici pour les sources IGR J10101-5654 et IGR J11435-6109 (dont les spectres présentent certaines similarités avec le phénomène B[e]) et pour la source IGR J17586-2129 (pour laquelle le spectre ne nous permet pas de conclure quant à la classification de l'objet).

9.3.1 Construction des SEDs

Les SEDs des trois sources étudiées ici ont été construites à partir :

- des données visibles issues du relevé USNO (voir section 4.2.4 de l'introduction) pour les filtres U , B , V , R et I (toutefois, dans certains cas, les données visibles sont à considérer avec prudence au vu de l'extinction dans le plan Galactique),
- des données en infrarouge proche issues du relevé 2MASS ou de nos observations pour les filtres J , H et K_s ,
- et des données en infrarouge moyen issues des relevés GLIMPSE ou WISE respectivement à 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm et 3.4, 4.6, 12 et 22 μm .

9.3.2 Ajustement des SEDs

Les SEDs sont ensuite ajustées par un modèle de corps noir tel que celui présenté dans la première partie, auquel nous ajoutons maintenant une composante sphérique de corps noir traduisant la présence d'un possible excès de flux en infrarouge proche et moyen. Le modèle est alors défini par l'équation :

$$\lambda F_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^4} \times 10^{-0.4A_\lambda} \left[\frac{(R/D)^2}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} + \frac{(R_d/D)^2}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_d}\right) - 1} \right] \quad (9.1)$$

où T_d et R_d correspondent respectivement à la température et au rayon de la composante sphérique additionnelle.

Par ailleurs, la loi d'absorption utilisée ici diffère de celle utilisée dans la partie précédente. En effet, les SEDs sont ici complétées par les flux en infrarouge moyen et l'excès de flux que l'on souhaite mettre en évidence s'exerce principalement à ces longueurs d'onde. Ainsi, pour obtenir une estimation non biaisée de cet excès, il est crucial de bien définir le comportement de l'extinction dans l'infrarouge moyen. Dans la première partie de cette thèse, nous avons utilisé la loi d'extinction de Cardelli (Cardelli et al., 1989) qui apparaît suffisante lorsqu'il s'agit des domaines visible et infrarouge proche. En revanche, au delà de 2.5 μm , la loi d'extinction peut varier fortement et en particulier, au delà de 8 μm , l'absorption est dominée par les raies des silicates à 9.7 μm et 18 μm . J'ai alors construit une loi d'extinction valable du visible à l'infrarouge moyen, en combinant les lois de Cardelli et al. (1989) (utilisée jusqu'à 1.25 μm), Indebetouw et al. (2005) (utilisée entre 1.25 et 8 μm) et Lutz et al. (1996) (utilisée après 8 μm). Rahoui et al. (2008) démontre que cette loi d'extinction composite permet d'estimer au mieux les propriétés d'un

Source	R/D (R_{\odot}/kpc)	A_V (mag)	T_d (K)	R_d/D (R_{\odot}/kpc)	χ^2/dof	χ^2/dof sans poussière
IGR J10101-5654	2.79 ± 0.20	13.1 ± 0.86	1016 ± 126.7	28.3 ± 4.25	2.23	23.58
IGR J11435-6109	1.33 ± 0.05	7.98 ± 0.44	925.6 ± 190.7	51.6 ± 2.97	1.14	6.81
IGR J17586-2129	5.47 ± 0.27	13.6 ± 0.68	2033 ± 304	49.01 ± 7.35	5.0	24.14

TABLE 9.6 – Résultats des ajustements des SEDs pour les trois sources étudiées. A titre de comparaison, nous présentons dans la dernière colonne, le meilleur χ^2/dof obtenu lorsque le modèle ne prend pas en compte de composante de poussière supplémentaire.

éventuel excès infrarouge.

Les SEDs sont finalement ajustées par minimisation du χ^2 , en suivant la méthode décrite dans la première partie, basée sur l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Les paramètres libres correspondent à l'extinction en bande V , A_V , le rapport R/D , la température et le rayon, T_d et R_d , de la composante sphérique de corps noir. La température de l'étoile, T , est fixée à 20 000 K. Pour les sources IGR J10101-5654 et IGR J11435-6109, les magnitudes visibles, en bandes B et R (issues du relevé USNO) n'ont pas été prises en compte car leur incertitude est trop importante.

9.3.3 Résultats et conséquences

Précisons avant tout que les SEDs construites ici l'ont été grâce à des données obtenues de manière non simultanée et avec des instruments différents ce qui, inévitablement, rend plus difficile l'ajustement des SEDs et augmente l'incertitude sur les paramètres dérivés.

Les résultats obtenus pour chacune des trois sources sont présentés dans le tableau 9.6 et sont explicités ci-dessous.

9.3.3.1 IGR J10101-5654

L'ajustement de la SED (voir figure 9.7 et tableau 9.6) montre un fort excès dans l'infrarouge moyen que l'on interprète comme la présence de poussière chauffée à ~ 1000 K. Notons également que l'extinction en bande V , A_V , dérivée de cet ajustement correspond à une densité de colonne d'hydrogène N_H donnée par la formule $N_H = \frac{5.8 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}}{3.1} A_V$ et égale à $2.45 \pm 0.15 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$. Cette valeur est proche de celle obtenue par les observations en rayons X réalisées par *Chandra* et qui donnent $N_H = 3.2_{-1.0}^{+1.2} \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ (Tomsick et al., 2008).

L'excès infrarouge détecté vient finalement corroborer l'hypothèse établit dans la section 9.2.4.1. En effet, la présence de nombreuses raies en émission mais également de raies interdites (en l'occurrence les raies de [Fe II]), ainsi que la mise en évidence d'un excès de flux en infrarouge, tendent à confirmer la classification de l'étoile compagnon en tant que sgB[e] (selon la classification établie par Lamers et al. 1998)¹⁰. Nous décrirons l'environnement des étoiles sgB[e] dans la section 10.2.1 du chapitre suivant et dans la partie IV.

9.3.3.2 IGR J11435-6109

L'ajustement de la SED (voir figure 9.7 et tableau 9.6) montre également un excès dans l'infrarouge moyen bien que plus faible que celui observé pour IGR J10101-5654. Toutefois, jusqu'à $4.6 \mu\text{m}$, la SED est bien ajustée par le modèle de photosphère stellaire et l'excès infrarouge est négligeable. À $12 \mu\text{m}$, l'excès de flux par rapport à la photosphère stellaire semble être détecté. Cependant, autour de $10 \mu\text{m}$, la loi d'extinction utilisée est un paramètre crucial et est dominée par l'absorption des silicates. Les lois d'absorptions, diffèrent à ces longueurs d'onde d'un facteur maximum de ~ 1.5 (voir Moneti et al. 2001),

10. Notons toutefois que les observations en visible de cette source (Masetti et al., 2006a) ne montrent pas de signes caractéristiques du phénomène B[e]. Ainsi, soit la source était trop faible pour détecter les raies d'émission autres que la raie de $H\alpha$, soit le rayonnement visible trace ici principalement la photosphère stellaire alors que l'environnement circumstellaire à l'origine des raies d'émission est lui détecté en infrarouge proche.

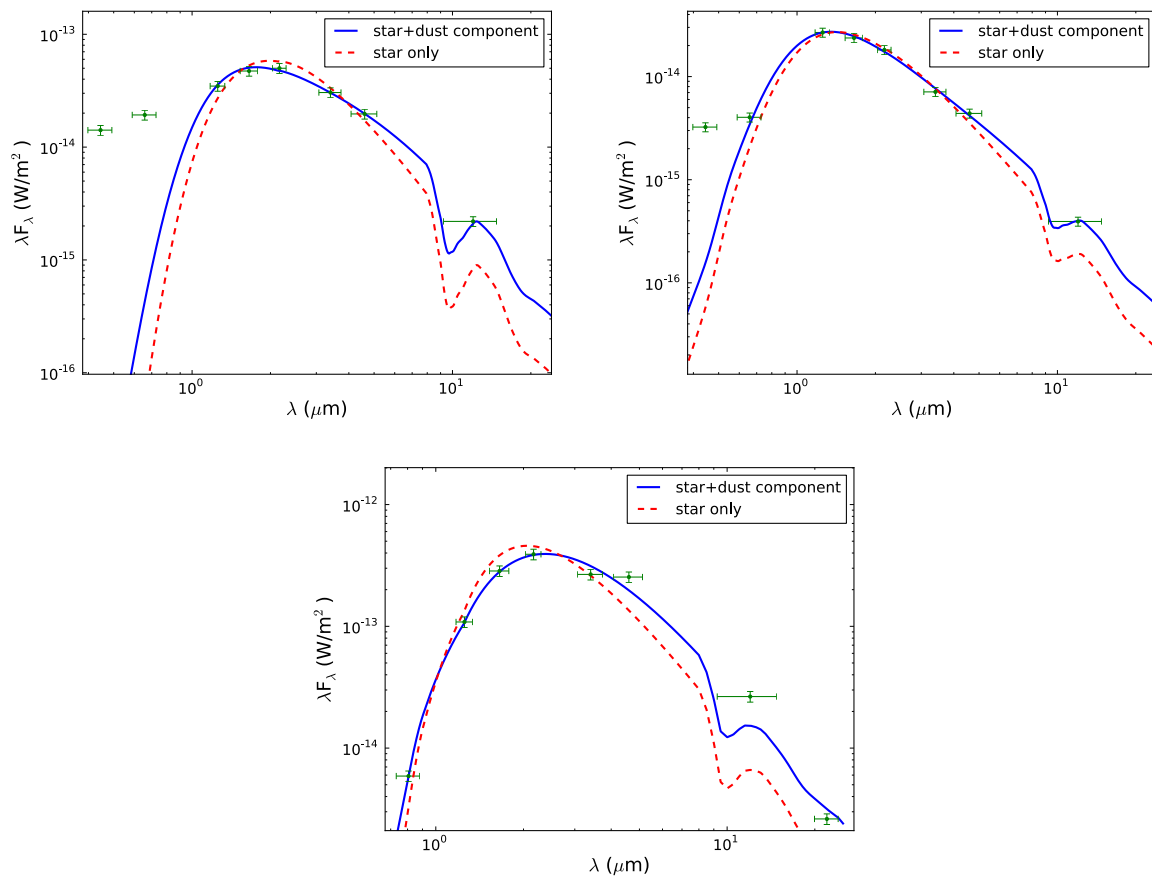


FIGURE 9.7 – Ajustement des Distributions Spectrales d'Énergie de IGR J10101-5654 (en haut à gauche), IGR J11435-6109 (en haut à droite), IGR J17586-2129 (en bas).

ce qui correspond à un rapport de flux d'environ 1.3 (tout les autres paramètres du modèle étant fixés). Le rapport entre le flux observé à 12 μm , et le flux attendu si l'émission provenait uniquement de la photosphère stellaire, est égal à ~ 2 . Par conséquent, il semblerait que l'excès infrarouge soit bien réel et ne correspond pas à un artéfact dû à la loi d'extinction utilisée.

Cet excès infrarouge reflète des processus probablement différents de ceux attribués à la source précédente. Ainsi, il pourrait être généré par le rayonnement *free-free* du disque de décrétion d'une étoile Be, hypothèse appuyée par la classification spectrale de la source établie dans la section 9.2.2.1, qui suggère un type spectral B0.5Ve.

9.3.3.3 IGR J17586-2129

Il est impossible d'ajuster la SED de IGR J17586-6109 avec la seule composante stellaire (voir figure 9.7 et tableau 9.6). Cet ajustement traduit la présence d'un excès d'émission en infrarouge. Même si l'excès est relativement faible, il pourrait provenir d'une composante de poussière située dans l'environnement circumstellaire. Alors que la SED de IGR J11435-6109 semble relater un processus d'émission *free-free* et serait donc certainement mieux ajuster par une loi de puissance en infrarouge, la SED de IGR J17586-2129 semble bien ajustée par une composante de corps noir, signature de poussière chauffée située dans l'environnement proche de l'étoile. Nous privilégierons ainsi cette dernière hypothèse qui tend à suggérer que ce système binaire est une sgHMXB. Toutefois, notons que la température de la poussière dérivée de notre ajustement ($T_d = 2033 \pm 304$ K) est proche de la température de sublimation de la poussière.

Avant de conclure ce chapitre et de discuter, dans le chapitre suivant, les résultats établis ici, soulignons deux choses. En premier lieu, nous observons que l'ajustement ne rend pas correctement compte des flux visibles de IGR J10101-5654 et du flux en bande *B* de IGR J11435-6109. Toutefois, ils proviennent du relevé USNO et il semblerait plutôt que ces sources ne soient pas détectées en lumière visible de par l'absorption importante dans ce domaine de longueur d'onde. Pour cette raison, ces flux ne sont pas utilisés lors de l'ajustement. D'autre part, le modèle d'émission décrit par l'équation 9.1, ne reproduit probablement pas la distribution de la poussière autour de IGR J10101-5654 et de IGR J17586-2129. En effet, il semblerait que celle ci soit distribuée de manière privilégiée dans un disque équatorial autour des étoiles sgB[e] (voir par exemple Zickgraf et al. 1985, Millour et al. 2011 et Chaty and Rahoui 2012). Néanmoins, le modèle simplifié que j'ai utilisé permet de mettre en évidence un excès de flux en infrarouge moyen traduisant la présence de poussière chauffée dans l'environnement proche de ces systèmes binaires. Un modèle plus pertinent est présenté dans le chapitre 11.

9.4 Conclusion

Grâce à une campagne d'observation en infrarouge proche, menée sur l'instrument Soffl, installé sur le NTT de l'observatoire de La Silla, au Chili, nous avons analysé les données photométriques et spectroscopiques de quinze candidates HMXBs. Celles ci ont été préalablement sélectionnées par la localisation suffisamment précise de leur contrepartie infrarouge et par leurs caractéristiques à haute énergie, évocatrices des propriétés spectrales et temporelles des HMXBs.

Les spectres infrarouges sont riches en raies d'émission émanant de différents milieux et générées par des processus physiques distincts. En particulier, elles sont la signature des vents stellaires, de disques de décrétion entourant les étoiles Be, de flots d'accrétion générés par le transfert de masse entre l'étoile compagnon et l'objet compact ou encore d'enveloppes de poussières entourant certaines HMXBs. La comparaison des spectres à ceux des spectres infrarouges d'étoiles massives et/ou évoluées permet ainsi de distinguer le type spectral de l'étoile compagnon (Be ou supergéante) et de contraindre les propriétés de l'environnement circumstellaire. La figure 9.8 récapitule les raies spectrales généralement détectées ainsi que les régions stellaires et circumstellaires les produisant.

Néanmoins, dans certains cas, l'analyse du spectre infrarouge ne permet pas d'établir une conclusion

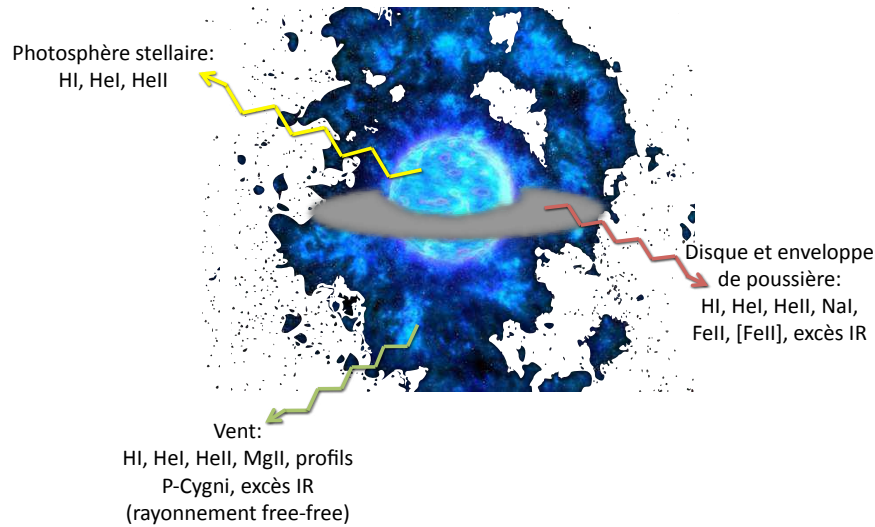


FIGURE 9.8 – Schéma récapitulatif des transitions généralement détectées en infrarouge proche dans les spectres de HMXBs. Seule l'étoile compagnon et son environnement sont représentés ici. Notons que le dessin ne reflète pas de manière exhaustive les conditions régnant dans l'environnement des HMXBs, différentes d'un système binaire à l'autre. En revanche, il essaie de refléter les principaux processus physiques observés dans ces systèmes binaires.

définitive quant à la classification de l'objet et ne reflète pas entièrement les spécificités de l'environnement des HMXBs. Par conséquent, une approche complémentaire à l'analyse spectrale est considérée : l'ajustement des SEDs avec un modèle adéquat tenant compte d'une composante d'émission de corps noir, reflétant la présence d'un potentiel excès d'émission en infrarouge. J'ai ainsi ajusté la SED de trois sources pour lesquelles des données en infrarouge moyen sont disponibles. Le relevé *WISE* (voir section 4.2.7 de l'introduction), qui donne aujourd'hui accès à ce domaine de longueurs d'onde pour l'ensemble du ciel, permet l'étude systématique de l'environnement des HMXBs détectées par *INTEGRAL*. Ainsi, l'analyse conjointe des spectres infrarouges et de la distribution spectrale d'énergie nous a permis de confirmer la détection d'une nouvelle HMXB composée d'une étoile compagnon supergéante présentant le phénomène B[e]. Ceci laisse suggérer un environnement circumstellaire complexe dont nous évoquerons les conséquences probables dans le chapitre suivant. Enfin, le tableau 9.7 résume les identifications de chacune des sources abordées dans ce chapitre.

Source	RA contrepartie nIR (J2000)	Dec contrepartie nIR (J2000)	SpT
IGR J10101-5654	10 :10 :11.87	-56 :55 :32.1	sgB[e]
IGR J11435-6109	11 :44 :00.30	-61 :07 :36.5	B0.5Ve
IGR J13020-6359	13 :01 :58.7	-63 :58 :09.0	B0.5Ve
IGR J14331-6112	14 :33 :08.33	-61 :15 :39.7	Be ?
IGR J14488-5942	14 :48 :43.33	-59 :42 :16.3	Oe/Be
IGR J16195-4945	16 :19 :32.20	-49 :44 :30.5	ON9.7Iab
IGR J16318-4848	16 :31 :48.31	-48 :49 :00.7	sgB[e]
IGR J16320-4751	16 :32 :01.75	-47 :52 :28.9	BN0.5Ia
IGR J16328-4726	16 :32 :37.91	-47 :23 :40.9	O8Iafpe
IGR J16418- 4532	16 :41 :50.79	-45 :32 :25.3	BN0.5Ia
IGR J17354-3255	17 :35 :27.60	-32 :55 :54.40	O9Iab
IGR J17404-3655	17 :40 :26.85	-36 :55 :37.6	Be ?
IGR J17586-2129	17 :58 :34.56	-21 :23 :21.53	supergiant O/B

TABLE 9.7 – Résumé des identifications des HMXBs étudiées dans ce chapitre. Les coordonnées (RA, Dec) des contreparties en infrarouge proche (nIR) sont fournies ainsi que le type spectral (SpT) déduit pour chaque source.

Discussion des résultats

Sommaire

10.1 Étude de population	153
10.2 Les sgHMXBs obscurcies et leur positionnement dans les modèles de synthèse de population	155
10.2.1 Mécanismes d'émission en infrarouge	155
10.2.2 Les sgHMXBs obscurcies dans les modèles de synthèses de population	157
10.3 Positionnement de ces sources dans les grandes familles de HMXBs	157
10.4 Conclusion	159

La classification spectrale des HMXBs étudiées dans le chapitre précédent s'intègre aux résultats relatifs aux HMXBs découvertes ces dix dernières années par le satellite *INTEGRAL*. Ces observations soulèvent de nombreuses questions quant à l'évolution de ces sources. Ainsi, nous verrons ici que le nombre de sgHMXBs est aujourd'hui nettement plus important qu'avant et remet en question la vision conventionnelle de la population de HMXBs que l'on pensait être largement dominée par les BeHMXBs (voir Liu et al. 2000). De plus, deux nouvelles classes de HMXBs émanent des observations *INTEGRAL*. L'une composée de binaires X supergéantes obscurcies, entourées de matériau absorbant à la fois le rayonnement X et le rayonnement à plus grandes longueurs d'onde (visible et infrarouge). L'autre, constituée de sources présentant périodiquement des sursauts de grande amplitude : les supergéantes transitoires rapides de rayons X (SFXT en anglais). Je commencerai donc ce chapitre par une mise à jour des statistiques concernant les différentes classes de HMXBs, en soulignant la nécessité de prendre en compte ces nouvelles statistiques dans les modèles de synthèse de population d'étoiles binaires X. Puis dans un second temps, je m'attacherai à replacer les sources classifiées ici, dans le contexte global de l'évolution des binaires X de grande masse.

10.1 Étude de population

Après avoir mis à jour les statistiques décrivant la population de HMXBs dans notre Galaxie (en tenant compte, entre autres, des sources identifiées dans le chapitre précédent), je compare ici le nombre de BeHMXBs identifiées, au nombre de sgHMXBs identifiées (en tenant compte également des HMXBs particulières, qui présentent un compagnon davantage évolué). Je m'intéresserai ici uniquement aux HMXBs pour lesquelles un type spectral a été confirmé.

Parmi les 114 candidates HMXBs listées dans le catalogue de Liu et al. (2006), 39 sont des BeHMXBs confirmées (par classification spectrale) et 18 sont des sgHMXBs confirmées (par classification spectrale). Par ailleurs, j'ai recherché dans la littérature et dans le catalogue de sources *INTEGRAL*, mis à jour par Jérôme Rodriguez et Arash Bodaghee¹, l'identification spectrale des sources non identifiées (spectralement) dans le catalogue de Liu. J'ai ensuite ajouté l'ensemble des sources *INTEGRAL* identifiées comme HMXBs depuis la parution du catalogue de Liu (année 2006), incluant les 13 sources classifiées durant notre campagne d'observation. Ainsi, un total de 44 BeHMXBs, de 37 sgHMXBs et de 8 HMXBs par-

1. Disponible à l'adresse <http://irfu.cea.fr/Sap/IGR-Sources>.

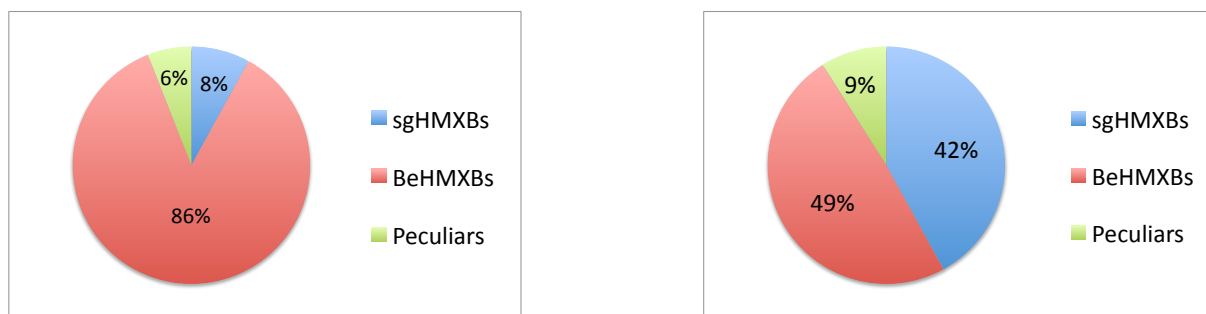


FIGURE 10.1 – Gauche : fraction (en pourcentage) de sgHMXBs, BeHMXBs et HMXBs particulières (sgB[e]HMXBs par exemple) dont le type spectral est confirmé et repertoriées dans Liu et al. (2000). Droite : fraction actuelle (en pourcentage) de sgHMXBs, BeHMXBs et HMXBs particulières (sgB[e]HMXBs par exemple) dont le type spectral est confirmé.

ticulières², toutes confirmées par identification du type spectral, est atteint. Avant l'arrivée du satellite *INTEGRAL* (voir le catalogue de Liu et al. 2000), parmi les sources dont le type spectral était confirmé, $\sim 86\%$ étaient des BeHMXBs alors que seules $\sim 8\%$ étaient des sgHMXBs (les 8% restants étant des sources particulières telles que celles citées précédemment). A titre de comparaison, aujourd'hui nous obtenons la statistique suivante : $\sim 49\%$ de BeHMXBs, $\sim 42\%$ de sgHMXBs et $\sim 9\%$ de HMXBs particulières (voir figure 10.1). Par conséquent, la proportion des sgHMXBs comparée à celle des BeHMXBs augmente.

Ce résultat semble surprenant conformément aux études de populations antérieures. Toutefois, sachant que la majorité des sgHMXBs détectées ces dernières années subissent une absorption très élevée dans le domaine des rayons X, il est facilement explicable que ces sources n'aient pas été détectées avant l'arrivée en orbite de *INTEGRAL*. En effet, l'absorption importante en rayons X empêche toute détection de ces objets dans le domaine des X mous, domaine du spectre électromagnétique couvert par la grande majorité des anciens satellites observant à haute énergie. En observant le ciel au delà de 10 keV, fenêtre dans laquelle l'absorption photo-électrique devient négligeable, *INTEGRAL* a ouvert la voie à la détection de ces sources obscurcies, permettant par la même occasion, la croissance de cette nouvelle population de HMXBs. En outre, la grande sensibilité des détecteurs de *INTEGRAL*, permettant la découverte de sources au niveau de quiescence très bas ($\sim 10^{33}$ erg s⁻¹), ajoutée au champ de vue très large du télescope, a également facilité la découverte de ces nouvelles binaires X.

À la lumière de ces résultats, il devient nécessaire de comparer la population de HMXBs telle que définie ci-dessus aux résultats prédits par les modèles de synthèse de population de systèmes binaires. Ainsi, les processus évolutifs dans lesquels la masse et le moment angulaire sont conservés pendant la majeure partie de l'évolution du système binaire, donnent naissance à des binaires BeHMXBs ou du moins à des systèmes très larges et excentriques, alors que les mécanismes non conservatifs conduisent à des HMXBs avec supergéantes ou du moins à des systèmes proches et peu excentriques. À partir des résultats issus de l'identification des sources *INTEGRAL* nous pouvons suggérer qu'aujourd'hui, ni les processus conservatifs ni les scénarii non-conservatifs ne sont privilégiés dans la formation des HMXBs. Toutefois, il est difficile de contraindre davantage les processus d'évolution des binaires sans se référer aux modèles numériques.

Généralement, ces modèles de synthèse évolutive prennent en compte l'excentricité initiale de l'orbite du système binaire, le transfert de masse et de moment angulaire entre les deux composantes du système (Portegies Zwart and Verbunt, 1996; Lommen et al., 2005), le *kick* engendré par l'explosion de la supernova ou encore la phase d'enveloppe commune (Linden et al., 2012). Cependant, la majorité des modèles de synthèse de population de HMXBs ont été réalisés avant les observations *INTEGRAL* et ne

2. Il s'agit de CI Cam (candidate HMXB avec compagnon sgB[e]), IGR J16318-4848 (sgB[e]HMXB), Cyg X-3 (HMXB avec étoile compagnon de type Wolf-Rayet), LS 5039 (binaire gamma), V4641 Sgr (microquasar), SS 433 (microquasar avec une probable étoile Wolf-Rayet) ainsi que de IGR J10101-5654 (voir section 9.2.4.1) et IGR J19113+1533, deux candidates HMXBs présentant le phénomène B[e].

prennent donc pas en considération le taux considérable de sgHMXBs confirmé ici. Pour autant que nous sachions, seuls quelques modèles de synthèse de population ont été réalisés ces dix dernières années et notamment ceux de Lommen et al. (2005), qui tente d’expliquer l’absence de HMXBs composées d’une étoile Wolf-Rayet³, et de Lü et al. (2011) qui simulent eux la période de spin des étoiles à neutron magnétisées composant les HMXBs et l’interaction avec leur environnement. Ainsi, Lommen et al. (2005) montrent que plusieurs dizaines de systèmes binaires composés d’étoiles fusionnant l’hélium dans leur cœur et d’une étoile à neutrons ou d’un trou noir devraient exister dans la Voie Lactée. Dans ces objets, l’accrétion se ferait principalement par vents stellaires, procurant une luminosité X intrinsèque $\gtrsim 10^{36}$ erg s⁻¹. Lommen et al. (2005) soulignent également que ces systèmes pourraient présenter une absorption intrinsèque importante, causée principalement par l’absorption des rayons X par le vent stellaire de l’étoile compagnon. Ainsi, pour les sources fusionnant l’hélium dans leur cœur, dont la masse vérifie $M_{He} > 4M_{\odot}$, la densité de colonne est $\gtrsim 10$ g cm⁻², les rendant indétectables à des énergies plus faibles que 20 keV. Elles devraient, par conséquent, être détectées par *INTEGRAL*. Dans la section suivante, nous tenterons d’établir un lien entre ce résultat et l’observation de HMXBs obscurcies. Par ailleurs, Lü et al. (2011) comparent les périodes orbitales et les périodes de spin déduites des modèles évolutifs aux valeurs observées dans le diagramme de Corbet pour les sources du catalogue de Liu (Liu et al., 2006). Bien qu’il soit capable d’expliquer la distribution des BeHMXBs dans le diagramme de Corbet, leur modèle ne permet pas d’expliquer les positions des sgHMXBs (ni celles accrétant par vent ni celles accrétant par disque) : il semble ainsi difficile de faire évoluer une étoile en supergéante avec une période orbitale très faible. Toutefois, les auteurs soulignent que la structure du vent stellaire utilisée dans leur étude est trop simplifiée pour rendre compte correctement des processus de transfert de matière à l’oeuvre dans les sgHMXBs. Par conséquent, ce résultat met en exergue la nécessité, et surtout la difficulté, de traiter correctement les phénomènes de transfert de matière, principalement par vent, entre l’étoile compagnon et l’objet compact, alors qu’il semblerait que ce processus soit fondamental dans la compréhension de l’évolution des binaires X de grande masse, en particulier celles composées d’une étoile supergéante⁴.

Ainsi, les campagnes d’observations multi-longueurs d’onde et en l’occurrence, celle présentée ici, ont mis en évidence, ces dix dernières années, un nombre de HMXBs composées d’une étoile compagnon supergéante toujours plus important. Les statistiques décrites ici montrent même que cette population tend à rattraper celle des BeHMXBs, largement majoritaires jusqu’alors. Il devient donc nécessaire de confronter ces observations nouvelles aux modèles de synthèse de population de binaires massives. En particulier, une question fondamentale consiste à comprendre comment les sgHMXBs obscurcies par leur environnement poussiéreux, se positionnent dans le contexte global des sgHMXBs. Lommen et al. (2005) ouvre une piste que j’ai décrite ci-dessus et que je discute ci-après à la lumière des résultats observationnels.

10.2 Les sgHMXBs obscurcies et leur positionnement dans les modèles de synthèse de population

10.2.1 Mécanismes d’émission en infrarouge

L’absorption intense subie par certaines sgHMXBs, des rayons X au domaine visible, contribue également à l’émission de l’objet à des longueurs d’onde plus grandes, en infrarouge proche et moyen. Ces processus peuvent être attribués à trois mécanismes. Ainsi, dans un premier temps, le rayonnement X peut subir une absorption photo-électrique générée par le vent stellaire issu de l’étoile compagnon. De

3. Dans la Voie Lactée, seule Cygnus X-3 est connue pour abriter une étoile Wolf-Rayet. Cette problématique a également été discutée récemment par (voir section 3.2.2 de l’introduction et Linden et al. 2012) qui expliquent le faible nombre de HMXBs avec Wolf-Rayet par le fait que durant la phase d’enveloppe commune, un nombre important de tels systèmes devraient fusionner.

4. De plus, le comportement du vent issu des étoiles massives dépend *a priori* d’autres paramètres tels que la métallicité. Suivant l’environnement du système binaire, le transfert de masse par vent pourrait ainsi se comporter différemment, entraînant par la même une évolution distincte du système binaire (voir par exemple Dray 2006 pour une étude précise de l’influence de la métallicité sur l’évolution des HMXBs).

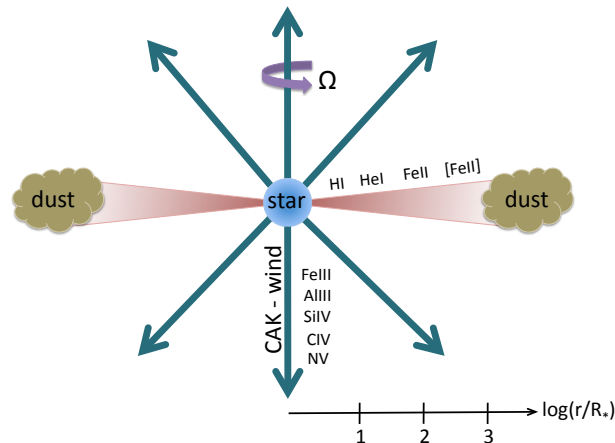


FIGURE 10.2 – Schéma récapitulatif des processus à l'oeuvre dans l'environnement proche des étoiles sgB[e]. Le vent polaire est représenté par les flèches bleues. Les transitions des ions détectées dans le disque équatorial (en infrarouge et en visible) sont indiquées en fonction de la largeur des raies observées dans les spectres de sgB[e] alors que les transitions émanant du vent polaire (principalement détectées en UV) sont indiquées suivant la vitesse d'expansion déterminée à partir des raies. La condensation de la poussière est supposée avoir lieu dans les régions les plus externes du disque, dans lesquelles la température est suffisamment faible. *Schéma inspiré de Zickgraf et al. (1985).*

plus, dans un second temps, ce vent est photoionisé par le rayonnement X de l'objet compact. Cette photoionisation tend à détruire les éléments responsables de l'accélération du vent stellaire et entraîne donc une baisse de sa vitesse terminale et une augmentation de sa densité (voir Hatchett and McCray 1977 et Rahoui et al. 2008).

Dans un troisième temps, il a été observé autour de certaines sources un environnement encore plus complexe, composé non seulement d'un vent stellaire intense mais également d'un disque responsable de la production de poussière obscurcissant le système binaire et provoquant un excès d'émission en infrarouge moyen (voir section 9.2.4). Dans ce dernier cas, il s'avère que les étoiles compagnons sont généralement à un stade avancé de leur évolution (sgB[e], LBV ou Wolf-Rayet) et pourraient ainsi refléter la population de sources brûlant l'hélium dans leur cœur, suggérée par les modèles de synthèse évolutive de Lommen et al. (2005) (voir section 10.2.2).

Contrairement aux étoiles Be, dont le disque de décrétion provoque un excès de flux en infrarouge dû aux rayonnements *free-free* et *free-bound*, et aux étoiles supergéantes "normales" dont le vent émet également du rayonnement *free-free* et *free-bound*, l'excès en infrarouge détecté autour des objets B[e] provient principalement d'une composante de poussière les entourant⁵.

L'observation spectroscopique des étoiles sgB[e] HMXBs, montre généralement un spectre hybride caractérisé à la fois par des raies larges en absorption visibles dans le domaine UV et par des raies en émission d'éléments faiblement ionisés, plus étroites. Ce spectre hybride est expliqué par la présence simultanée d'une étoile supergéante de laquelle s'échappe un vent polaire à haute vitesse ($V_{max} \sim 1800 \text{ km s}^{-1}$) chaud et d'un vent équatorial, dense, froid et lent ($\sim 40 \text{ km s}^{-1}$) prenant la forme d'un disque de décrétion. Ce dernier est à l'origine des transitions interdites de [Fe II] et de l'excès d'émission infrarouge, dû à l'émission thermique de la poussière présente dans ce disque (Zickgraf et al., 1985).

L'explication complète des mécanismes à l'origine de l'environnement complexe décrit par la figure 10.2 sort du cadre de ce manuscrit. Toutefois, nous les résumons ici et renvoyons le lecteur intéressé à

5. Nous ne pouvons toutefois pas exclure qu'une partie de ce rayonnement en infrarouge soit provoqué par le rayonnement *free-free* et *free-bound* du disque (voir par exemple Wheelwright et al. 2012b).

Lamers and Cassinelli (1999) qui décrit de manière très complète ces processus.

Deux modèles tentent d'expliquer la densité de matière élevée que l'on observe dans le plan équatorial. Le premier est le *Rotationally Induced Bi-stability model* (ou modèle RIB), détaillé par Lamers and Pauldrach (1991). Ce modèle explique la présence d'un vent équatorial dont la densité est plus importante ou la vitesse est plus faible que dans les régions polaires. Le second modèle décrit la compression d'un vent stellaire dans lequel les lignes de courant du gaz, émanant des deux hémisphères d'une étoile en rotation rapide, sont courbées en direction du plan équatorial. Il en résulte une diminution de la densité du vent dans les régions polaires et une augmentation de la densité de matière dans le plan équatorial. Ce modèle, décrit par Bjorkman and Cassinelli (1993), est nommé *Wind Compressed Disk model* (ou modèle WCD). La combinaison de ces deux mécanismes entraîne le développement d'un disque dense, situé dans le plan équatorial de l'étoile. En outre, Bjorkman and Cassinelli (1993) ont montré l'existence d'une région du disque (à une distance d'environ 50 ou 60 rayons stellaires de l'étoile) dans laquelle la température est inférieure à la température de sublimation de la poussière et où la densité est suffisamment grande pour permettre la création de poussière, responsable de l'excès en infrarouge détecté dans ces objets.

10.2.2 Les sgHMXBs obscurcies dans les modèles de synthèses de population

Les sgHMXBs obscurcies, qui présentent des environnements complexes comme nous venons de le voir, sont des étoiles évoluées de type sgB[e] (IGR J16318-4848, IGR J10101-5654, voir sections 9.2.3.3 et 9.2.4.1), de type LBV (GX 301-2, voir partie IV) ou encore de type Of (telle que IGR J16328-4726, voir section 9.2.3.3). Ces objets ont un lien évolutif que nous tentons d'expliquer ici. Ainsi, le spectre en infrarouge proche (et principalement en bande K_s) de ces objets montrent de fortes similarités (Morris et al., 1996). En particulier, les étoiles sgB[e] sont considérées comme une sous-classe des étoiles LBVs (Kogure and Leung, 2007) de par leurs similarités spectrales et leur luminosité analogue.

Les travaux théoriques de Maeder (1980) et de Schaller et al. (1992) mettent en évidence l'évolution des étoiles massives principalement déterminée par la masse, l'abondance en éléments chimiques, le taux de perte de masse des étoiles voire le champ magnétique et la vitesse de rotation. Lorsqu'elles quittent la séquence principale, le taux d'hydrogène en surface diminue via le taux de perte de masse important et leur température décroît. Le spectre commence alors à montrer la présence d'hélium et d'éléments lourds amenés vers la surface stellaire par convection. L'évolution de ces étoiles est alors représentée par la chronologie suivante (Crowther, 2007) et (Kogure and Leung, 2007) :

$O \rightarrow Of \rightarrow WN$ (riche en hydrogène) \rightarrow LBV \rightarrow WN (pauvre en hydrogène) \rightarrow WC \rightarrow SN
pour des étoiles de masse initiale supérieure à $\sim 75 M_{\odot}$, et

$O \rightarrow Of \rightarrow LBV \rightarrow WN$ (pauvre en hydrogène) \rightarrow WC \rightarrow SN
pour des étoiles de masse initiale comprise entre ~ 40 et $75 M_{\odot}$.

WN correspond à une étoile Wolf-Rayet riche en azote, WC à une étoile Wolf-Rayet riche en carbone et SN à l'explosion de la supernova. Nous voyons ainsi que les binaires composées d'une supergéante B[e] ou d'une LBV s'approprient à devenir des étoiles Wolf-Rayet et sont donc à l'interface entre la combustion de l'hydrogène et de l'hélium en leur cœur. Par conséquent, certaines de ces étoiles pourraient avoir initié la combustion de l'hélium en leur cœur et refléter la population de sources décrites dans les modèles de synthèse évolutive de Lommen et al. (2005) (voir figure 10.3).

10.3 Positionnement de ces sources dans les grandes familles de HMXBs

Les résultats de notre campagne d'observation, intégrés à l'ensemble des résultats obtenus ces dernières années posent une question fondamentale : où se placent les HMXBs étudiées ici, dans le schéma général de l'évolution des systèmes binaires ?

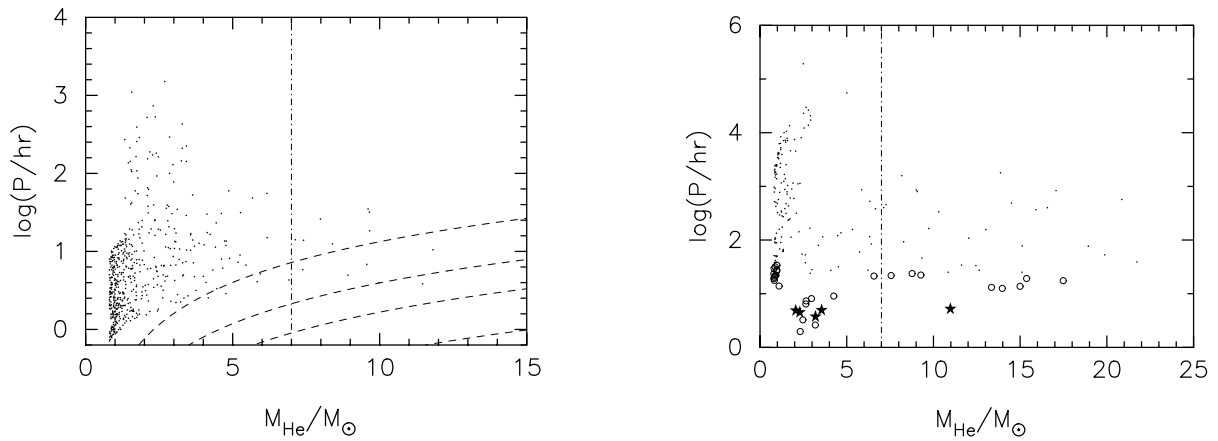


FIGURE 10.3 – Résultats des modèles de synthèse évolutive de Lommen et al. (2005). Gauche : Période orbitale P en fonction de la masse de l'étoile compagne M_{He} pour la population Galactique de systèmes binaires comportant une étoile brûlant l'hélium en son cœur et une étoile à neutrons. La ligne en tirets-pointillés représente la masse inférieure d'une étoile Wolf Rayet. Les quatre lignes en tirets représentent les périodes critiques en dessous desquelles la formation d'un disque via l'accrétion par vent devient possible, si $V = 1000, 1500, 2000$ et 3000 km s^{-1} où V correspond à la vitesse radiale du vent au voisinage de l'objet compact. Droite : Période orbitale P en fonction de la masse de l'étoile compagne M_{He} pour la population Galactique de systèmes binaires comportant une étoile brûlant l'hélium en son cœur et un trou noir. La ligne en tirets-pointillés représente la masse inférieure d'une étoile Wolf Rayet. Les systèmes binaires satisfaisant le critère de formation d'un disque par accrétion de vent stellaire sont indiqués par un cercle ouvert. Ceux répondant à ce premier critère et pour lesquels $3.6 \leq P/hr \leq 6.0$ sont indiqués par une étoile noire. *figure extraite de Lommen et al. (2005).*

Nous avons vu que les sgHMXBs composées d'étoiles évoluées (sgB[e], LBV ou Wolf-Rayet) s'intègrent correctement dans l'évolution des étoiles massives et la figure 10.4 représente cette conclusion. En effet, différents types de HMXBs comportant une étoile compagne supergéante émanent des observations *INTEGRAL* et correspondent à des étoiles plus ou moins évoluées. Par conséquent, l'existence de binaires massives obscurcies par la présence de poussière ou bien par le vent intense issu de l'étoile supergéante peut être correctement décrite par l'évolution des étoiles massives. En revanche, les observations *INTEGRAL* ont également dévoilé des HMXBs supergéantes présentant des sursauts intenses et périodiques : les SFXTs. La nature transitoire (dans le cas des SFXTs) ou persistante (dans le cas des sources obscurcies) en rayons X de ces astres semble être reliée à leurs propriétés orbitales (Negueruela et al., 2008b). Toutefois, leur lien héréditaire avec les sgHMXBs obscurcies reste inconnu.

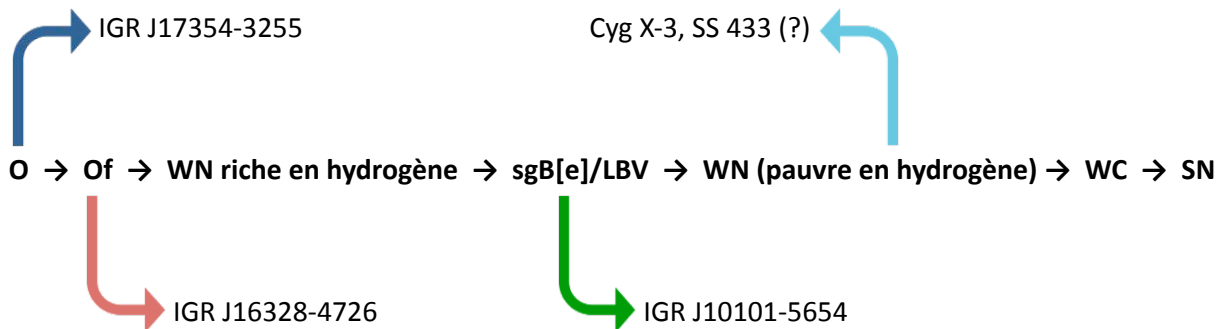


FIGURE 10.4 – Schéma représentant le lien évolutif entre chaque type d'étoile massive discuté précédemment. Un exemple de HMXB associé à chaque type (si existant) est également fourni. Le type spectral de Cyg X-3 et de SS 433 sont issus respectivement de Koch-Miramond et al. (2002) et Fuchs et al. (2002). Les types spectraux des sources *INTEGRAL* sont fournies dans l'étude décrite au chapitre 9. Nous supposons ici que les étoiles sgB[e] sont à un stade évolutif proche de celui des étoiles LBVs.

10.4 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre, que la population de HMXBs composées d'une étoile supergéante, comporte aujourd'hui presque autant de membres que la population de BeHMXB. Ce résultat tout à fait inattendu au vu des observations passées, doit aujourd'hui être confronté aux modèles de synthèse de population d'étoiles binaires, tout en essayant d'y intégrer également les objets particuliers mis en évidence par les observations du satellite *INTEGRAL* : SFXTs et HMXBs obscurcies principalement. Certaines d'entre elles pourraient ainsi refléter une population de sources à un stade évolutif avancé, et en particulier la population suggérée par les modèles de Lommen et al. (2005). Enfin, en ce qui concerne l'évolution des SFXTs, beaucoup de questions subsistent. En particulier, ont-elles une évolution tout à fait distincte des HMXBs obscurcies ou bien s'agit-il de sources aux propriétés orbitales actuellement différentes mais qui pourraient devenir des sgHMXBs obscurcies comme cela semble être le cas de certaines SFXTs dites intermédiaires ?

Conclusion de la troisième partie et perspectives

L'étude multi-longueurs d'onde, menées sur la base des observations à haute énergie, est une démarche décisive vers une meilleure compréhension des binaires X de grande masse peuplant notre Galaxie. Lorsque la position de la source est connue avec une précision suffisante (grâce aux observations dans le domaine des X mous), il devient possible de déclencher des observations en infrarouge proche. Celles-ci présentent l'avantage d'être très peu sensibles à l'extinction du plan Galactique, dans lequel est située la majorité des HMXBs.

J'ai présenté dans cette partie une campagne d'observations en infrarouge proche visant à caractériser quinze HMXBs découvertes par le satellite *INTEGRAL*. Celle-ci m'a permis de contraindre le type spectral de treize d'entre-elles et de confirmer ainsi la prédominance des HMXBs composées d'une étoile supergéante parmi les HMXBs découvertes ces dix dernières années. En outre, j'ai mis en évidence une source, IGR J10101-5654, présentant des caractéristiques particulières et appartenant probablement aux HMXBs composées d'une étoile compagnon de type sgB[e], à l'environnement complexe.

À l'heure actuelle, la population des HMXBs de la Voie Lactée est constituée d'environ 49% de BeHMXBs, d'environ 42 % de sgHMXBs, et enfin d'environ 9% de sources particulières (telles que les HMXBs composées d'étoiles sgB[e] ou Wolf-Rayet). L'accroissement significatif du nombre de sgHMXBs comparé au nombre de BeHMXBs remet en question la vision traditionnelle des HMXBs selon laquelle la très grande majorité des HMXBs devrait-être des BeHMXBs. Il sera ainsi nécessaire de prendre en compte ce résultat dans les futurs modèles de synthèse de population de binaires X.

Par ailleurs, les observations *INTEGRAL* ont montré que les sgHMXBs sont constituées de deux nouvelles sous-familles comportant des sources aux caractéristiques nouvelles. D'une part, les SFXTs, caractérisées par des sursauts rapides d'activité dans les rayons X dont les propriétés semblent pouvoir être expliquées par une grande excentricité de l'orbite de l'objet compact autour de l'étoile supergéante. D'autre part, les HMXBs obscurcies, qui présentent une absorption conséquente, à haute énergie jusqu'en rayonnement visible et un excès de flux en infrarouge dû à leur environnement. Cet environnement circumstellaire inhabituel est probablement dû à l'évolution stellaire de l'étoile compagnon mais l'influence de l'objet compact et de la binarité reste encore à préciser. En outre, certaines de ces sources pourraient constituer une population de sources observées dans un stade avancé de leur évolution, brulant l'hélium en leur cœur et pourraient ainsi refléter une sous-population d'objets suggérée par certains modèles de synthèse évolutive tels que ceux de Lommen et al. (2005).

Annexes

Raies identifiées dans chaque spectre

Source	Transition	λ (μm)	λ_{fit} (μm)	Flux (unités arbitraires)	EW (\AA)	FWHM (\AA)
IGR J10101-5654						
			H band			
	Br(20-4)	1.519	1.5198	455.8	-1.383	19.87
	Br(19-4)	1.525	1.5265	93.22	-0.279	4.304
	Br(18-4)	1.534	1.5354	555.4	-1.662	23.57
	Br(17-4)	1.543	1.5451	634.1	-1.905	24.53
	Br(16-4)	1.555	1.5568	901.8	-2.692	24.88
	Br(15-4)	1.569	1.5708	707.6	-2.031	25.34
	N III + C III	1.575	1.5778	841.4	-2.439	44.81
	+ Fe II	1.576				
	Br(14-4)	1.588	1.5901	1481	-4.134	32.46
	Br(13-4)	1.611	1.6120	1151	-3.167	31.88
	Br(12-4)	1.641	1.6410	634.9	-1.649	15.93
	[Fe II]	1.643	1.6427	572	-1.488	12.58
	Br(11-4)	1.681	1.6822	1121	-2.645	25.33
	Fe II	1.688	1.6893	154.5	-0.363	7.551
	[Fe II]	1.711	1.7122	362.5	-0.824	15.66
	Br(10-4)	1.736	1.7377	1032	-2.062	24.4
			K_s band			
	He I	2.058	2.0586	1537	-4.47	57.47
	H ₂	2.1218	2.1226	269.1	-0.491	10.59
	Mg II	2.138	2.1363	326.9	-0.901	35.5
	Mg II	2.144	2.1454	344.9	-0.941	24.12
	Br(7-4)	2.166	2.1659	2249	-5.952	29.98
	He II	2.1891	2.1886	334.1	-0.872	20.2
	Na I	2.206	2.2064	328.2	-0.833	15.24
IGR J11435-6109						
			H band			
	Br(21-4)	1.513	1.5137	310.8	-1.285	24.42
	Br(20-4)	1.519	1.5200	316.3	-1.323	23.2
	Br(19-4)	1.525	1.5260	512.6	-2.178	31.92
	Br(18-4)	1.534	1.5349	652.3	-2.799	26.48
	Br(17-4)	1.543	1.5441	571.6	-2.458	28.05
	Br(16-4)	1.555	1.5568	472.2	-1.993	28.01
	Br(15-4)	1.569	1.5707	528.9	-2.205	24.76
	N III + C III	1.575	1.5772	344.1	-1.43	22.46
	+ Fe II	1.576				
	Br(14-4)	1.588	1.5895	1013	-4.158	31.53
	Br(13-4)	1.611	1.6119	957.2	-3.896	43.94
	Br(12-4)	1.641	1.6414	894.7	-3.508	38.21
	Br(11-4)	1.681	1.6813	1032	-3.8	36.15
	He I	1.700	1.7014	53.19	-0.19	4.389
	[Fe II] ?	1.711	1.7120	306.2	-1.101	20.43
	Br(10-4)	1.736	1.7364	973.4	-3.225	27.62
			K_s band			
	He I	2.058	2.0590	384.9	-2.788	33.86
	Mg II	2.138	2.1385	193.8	-1.367	33.36
	Mg II	2.144	2.1444	91.25	-0.637	8.416
	Br(7-4)	2.166	2.1664	273.9	-1.805	16.35
	He II	2.1891	2.1893	125.7	-0.83	20.09
IGR J13020-6359						
			K_s band			
	He I	2.058	2.0594	714.3	-2.734	25.74
	Br(7-4)	2.166	2.1663	2962	-9.986	29.09
IGR J14331-6112						
			K_s band			
	Br(7-4)	2.166	2.1657	184.3	-4.148	34.54
IGR J14488-5942						
			K_s band			
	He I	2.058	2.0590	446.6	-9.32	39.86
	Br(7-4)	2.166	2.1665	357.5	-5.722	35.7
IGR J16195-4945						
			H band			
	Br(19-4)	1.525	1.5251	113.2	-1.134	7.221
	Br(18-4)	1.534	1.5339	177.4	-1.808	11.44
	Br(16-4)	1.555	1.5566	137.5	-1.422	10.83

[Fe II] ?	1.599	1.5975	337.4	-3.148	16.79
Br(13-4)	1.611	1.6129	213.4	-1.852	14.22
He I	1.700	1.6998	-731.6	3.87	41.00
K_s band					
He I	2.058	2.0577	-359.4	0.9498	11.37
He I	2.112	2.1120	-534.9	1.367	16.17
He I	2.150	2.1510	-400.4	1.008	18.73
Br(7-4)	2.166	2.1672	1629	-4.005	37.3
Na I	2.209	2.2091	497	-1.129	30.87
		2.2218	-353	0.7856	10.02
IGR J16318-4848					
K_s band					
[Fe II]	2.046	2.0451	4853	-0.427	20.54
He I	2.058	2.0590	470387	-38.38	29.34
Fe II	2.089	2.0893	127073	-10.89	36.01
		2.0969	7202	-0.618	21.75
He I	2.1126	2.1135	45194	-3.756	25.47
N III + C III	2.116	2.1166	22009	-1.813	30.62
H ₂ ?	2.1218	2.1218	7961	-0.646	30.69
Mg II	2.138	2.1372	78531	-6.139	30.58
Mg II	2.144	2.1440	42806	-3.293	32.4
Br(7-4)	2.1661	2.1662	729029	-52.55	32.28
He I	2.1847	2.1854	19165	-1.411	30.17
He II	2.189	2.1886	8241	-0.599	18.66
Na I ?	2.2056	2.2067	48686	-3.526	31.06
Na I	2.209	2.2097	18470	-1.337	30.35
[Fe II] ?	2.224	2.2263	27940	-1.974	64.4
Fe II	2.240	2.2409	26749	-1.827	41.35
		2.2818	16748	-1.051	17.12
		2.2836	7622	-0.474	15.83
IGR J16320-4751					
K_s band					
He I	2.058	2.0586	711.3	-1.719	21.02
C IV ?	2.078	2.0790	-66.08	0.1536	2.884
He I	2.112	2.1127	-251.6	0.5491	6.609
Mg II	2.138	2.1371	590.4	-1.229	26.38
Br(7-4)	2.1661	2.1668	2587	-4.965	37.95
IGR J16328-4726					
K_s band					
He I	2.058	2.0579	-552.6	1.844	17.11
C IV	2.069	2.0687	134	-0.438	7.924
He I	2.112 - 2.113	2.1114	-234.1	0.7032	15.94
N III/C III	2.1155	2.1155	896.4	-2.662	33.52
Br(7-4)	2.1661	2.1661	4195	-11.61	55.84
He II	2.189	2.1898	-173.4	0.4762	11.37
Na I	2.206	2.2072	589.9	-1.591	40.87
IGR J16418-4532					
K_s band					
He I	2.058	2.0580	340.2	-1.079	50.27
He I	2.112	2.1124	-337.6	1.017	18.15
Br(7-4)	2.1661	2.1672	1470	-4.233	53.47
IGR J17354-3255					
K_s band					
He I	2.058	2.0614	-770	0.767	18.01
He I	2.112	2.1138	-1549	1.524	18.87
Na I	2.206	2.2065	698.9	-0.635	14.06
Na I	2.209	2.2080	1639	-1.483	33.41
IGR J17404-3655					
K_s band					
Br(7-4)	2.1661	2.1668	581.2	-26.67	36.44
IGR J17586-2129					
K_s band					
Br(7-4)	2.1661	2.1659	1231	-5.965	46.87

TABLE 10.1 – Raies détectées pour chaque source. Nous considérons généralement qu’une raie est détectée lorsque l’intensité du signal est au moins égal à 3 fois l’écart-type σ du bruit, évalué localement, et que la largeur de raie est plus grande que la largeur instrumentale. Nous indiquons dans ce tableau : la transition, sa longueur d’onde en laboratoire λ (en μm), la longueur d’onde centrale de la raie détectée λ_{fit} (en μm), le flux (en unités arbitraires), la largeur équivalente, EW, en \AA (les valeurs négatives indiquent une raie en émission), et la largeur à mi-hauteur, FWHM (en \AA).

L'article publié dans *Astronomy &
Astrophysics*

Infrared identification of high-mass X-ray binaries discovered by INTEGRAL[★]

A. Coleiro¹, S. Chaty^{1,2}, J. A. Zurita Heras³, F. Rahoui^{4,5}, and J. A. Tomsick⁶

¹ Laboratoire AIM (UMR-E 9005 CEA/DSM – CNRS – Université Paris Diderot), Irfu/Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

e-mail: alexis.coleiro@cea.fr

² Institut Universitaire de France, 103 Boulevard Saint Michel, 75006 Paris, France

³ François Arago Centre, APC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris Cité, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France

⁴ European Southern Observatory, Karl Schwarzschild-Strasse 2, 85748 Garching bei München, Germany

⁵ Department of Astronomy, Harvard University, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

⁶ Space Science Laboratory, 7 Gauss Way, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA

Received 27 July 2013 / Accepted 13 September 2013

ABSTRACT

Context. Since it started observing the sky, the INTEGRAL satellite has discovered new categories of high mass X-ray binaries (HMXB) in our Galaxy. These observations raise important questions on the formation and evolution of these rare and short-lived objects.

Aims. We present here new infrared observations from which to reveal or constrain the nature of 15 INTEGRAL sources, which allow us to update and discuss the Galactic HMXB population statistics.

Methods. After previous photometric and spectroscopic observing campaigns in the optical and near-infrared, new photometry and spectroscopy was performed in the near-infrared with the SofI instrument on the ESO/NTT telescope in 2008 and 2010 on a sample of INTEGRAL sources. These observations, and specifically the detection of certain features in the spectra, allow the identification of these high-energy objects by comparison with published NIR spectral atlases of O and B stars.

Results. We present photometric data of nine sources (IGR J10101-5654, IGR J11187-5438, IGR J11435-6109, IGR J14331-6112, IGR J16328-4726, IGR J17200-3116, IGR J17354-3255, IGR J17404-3655, and IGR J17586-2129) and spectroscopic observations of 13 sources (IGR J10101-5654, IGR J11435-6109, IGR J13020-6359, IGR J14331-6112, IGR J14488-5942, IGR J16195-4945, IGR J16318-4848, IGR J16320-4751, IGR J16328-4726, IGR J16418-4532, IGR J17354-3255, IGR J17404-3655, and IGR J17586-2129). Our spectroscopic measurements indicate that: five of these objects are Oe/Be high-mass X-ray binaries (BeHMXB), six are supergiant high-mass X-ray binaries (sgHMXB), and two are sgB[e]. From a statistical point of view, we estimate the proportion of confirmed sgHMXB to be 42% and that of the confirmed BeHMXB to be 49%. The remaining 9% are peculiar HMXB.

Key words. supergiants – stars: fundamental parameters – X-rays: binaries – infrared: stars – binaries: general

1. Introduction

The INTEGRAL observatory has been observing the sky for ten years. By performing a detailed survey of the Galactic plane, it has discovered numerous new hard X-ray binary candidates that need to be identified. Of these, numerous high-mass X-ray binaries (HMXB) have been identified previously.

HMXB are interacting binary systems composed of a compact object orbiting around an O/B high-mass star. They are mainly located close to their formation sites in the Galactic plane (see e.g. Bodaghee et al. 2012; Coleiro & Chaty 2013). These sources are typically separated into two principal families: Be X-ray binaries (BeHMXB) which consist of a neutron star that accretes matter when it moves through the equatorial decretion disk of a Be star, and supergiant X-ray binaries (sgHMXB), for which the donor object is an O/B supergiant star that feeds the compact object via its intense stellar wind. In this last

category, studied by Lutovinov et al. (2013), appear two subclasses of binary systems that were previously undetected. The first one consists in intrinsically highly obscured (with column densities N_{H} higher than about 10^{23} cm⁻²) hard X-ray sources, the most extreme example of which is the source IGR J16318-4848 (Chaty & Rahoui 2012). The second one is composed of compact objects associated with a supergiant donor that undergo fast and transient outbursts in the X-ray domain of the electromagnetic spectrum. These latter sources are called supergiant fast X-ray transients (SFXT; Negueruela et al. 2006), which represented by their archetype, IGR J17544-2619 (Pellizza et al. 2006).

Owing to their high intrinsic extinction and to interstellar absorption in the Galactic plane, detecting HMXB in longer wavelengths is challenging but crucial for any further study of their nature. In this context, near-infrared (NIR) observations appear to be very efficient in determining the nature of these HMXB by constraining the spectral type of the companion star.

In this article, we present results of an intensive NIR study of a sample of candidate HMXB for which an accurate X-ray

[★] Based on observations carried out at the European Southern Observatory (La Silla, Chile) under program IDs 080.D-0864(A) and 084.D-0535(A).

A&A 560, A108 (2013)

Table 1. X-ray position, uncertainty for the observed X-ray sources, and galactic longitude (l), and latitude (b).

Source	RA	Dec	Unc.	l	b	Photometry	Spectroscopy
IGR J10101-5654	10:10:11.87	-56:55:32.1	0''64 (<i>Chandra</i>)	282.2568	-00.6721	yes	yes
IGR J11187-5438	11:18:21.1	-54:37:32.0	3''7 (<i>Swift</i>)	289.6400	5.8260	yes	no
IGR J11435-6109	11:44:00.31	-61:07:36.5	0''64 (<i>Chandra</i>)	294.8815	0.6865	yes	yes
IGR J13020-6359	13:01:59.2	-63:58:06.0	3''5 (<i>Swift</i>)	304.0892	-1.1203	yes	yes
IGR J14331-6112	14:33:08.33	-61:15:39.9	0''64 (<i>Chandra</i>)	314.8463	-0.7642	yes	yes
IGR J14488-5942	14:48:43.3	-59:42:16.3	3''7 (<i>Swift</i>)	317.2340	-0.1298	yes	yes
IGR J16195-4945	16:19:32.20	-49:44:30.7	0''6 (<i>Chandra</i>)	333.5570	0.3390	yes	yes
IGR J16318-4848	16:31:48.6	-48:49:00	4'' (XMM)	335.6167	-0.4482	yes	yes
IGR J16320-4751	16:32:01.9	-47:52:27	3'' (XMM)	336.3300	0.1689	yes	yes
IGR J16328-4726	16:32:37.88	-47:23:42.3	1''7 (<i>Swift</i>)	336.7491	0.4220	yes	yes
IGR J16418-4532	16:41:50.65	-45:32:27.3	1''9 (<i>Swift</i>)	339.1883	0.4889	yes	yes
IGR J17200-3116	17:20:05.92	-31:16:59.4	0''64 (<i>Chandra</i>)	355.0222	3.3474	yes	no
IGR J17354-3255	17:35:27.59	-32:55:54.4	0''64 (<i>Chandra</i>)	355.4576	-0.2730	yes	yes
IGR J17404-3655	17:40:26.86	-36:55:37.4	0''64 (<i>Chandra</i>)	352.6259	-3.2725	yes	yes
IGR J17586-2129	17:58:34.56	-21:23:21.6	0''64 (<i>Chandra</i>)	7.9862	1.3266	yes	yes

Notes. Observing mode(s) (photometry and/or spectroscopy) are also given for each source.

Table 2. Counterpart position and photometry results from this study.

Source	RA	Dec	Obs. date	AM	ET	J mag.	H mag.	K_s mag.
2008 Run								
IGR J11187-5438	11:18:21.21	-54:37:28.6	2008-03-09T07:08:39.930	1.2	10.0	15.66 ± 0.04	14.99 ± 0.02	14.68 ± 0.02
IGR J11435-6109	11:44:00.3	-61:07:36.5	2008-03-09T05:54:12.202	1.2	10.0	12.90 ± 0.02	12.23 ± 0.02	11.77 ± 0.02
IGR J17200-3116	17:20:06.1	-31:17:02.0	2008-03-09T08:35:06.750	1.1	10.0	13.50 ± 0.02	12.48 ± 0.02	12.04 ± 0.02
2010 Run								
IGR J10101-5654	10:10:11.87	-56:55:32.1	2010-03-29T01:17:11.318	1.2	2.0	–	–	10.742 ± 0.02
IGR J14331-6112	14:33:08.33	-61:15:39.7	2010-03-28T04:53:33.431	1.3	10.0	–	–	13.691 ± 0.02
IGR J16328-4726	16:32:37.91	-47:23:40.9	2010-03-29T07:45:12.428	1.1	10.0	–	–	11.309 ± 0.02
IGR J17354-3255	17:35:27.60	-32:55:54.40	2010-03-30T06:51:03.000	1.3	10.0	–	–	10.395 ± 0.02
IGR J17404-3655	17:40:26.85	-36:55:37.6	2010-03-30T08:10:58.684	1.1	10.0	–	–	14.370 ± 0.02
IGR J17586-2129	17:58:34.56	-21:23:21.53	2010-03-30T07:44:31.981	1.2	2.0	–	–	9.4

Notes. We point out that the K_s -band magnitude of IGR J17586-2129 is not accurate since photometric data of this source were saturated. Airmass (AM) and single exposure time in seconds (ET) are also given for each source.

localization is available. In Sect. 2 we describe the ESO NIR photometric and spectroscopic observations along with our data reduction strategy. In Sect. 3 we review previously published properties of each source before reporting the results of our NIR observations. Finally, we discuss the results of the observations and implications in Sect. 4 before concluding.

2. Observations and analysis

The observations are based on astrometry, photometry, and spectroscopy of the 15 INTEGRAL sources listed in Table 1. They were carried out on 2008 March 07–09 and 2010 March 27–29 at the European Southern Observatory (ESO, Chile), in NIR (1–2.5 μm) using the SofI instrument installed on the 3.5 m New Technology Telescope (NTT) at the La Silla observatory. These observations were performed through ESO programs ID 080.D-0864(A) and 084.D-0535 (PI Chaty), in visitor mode.

2.1. Photometry

We performed NIR photometry in the J -, H -, and K_s -bands of the sources listed in Table 2. We used the large field of SofI's detector, giving an image scale of 0''288/pixel and a field of view of $4'92 \times 4'92$. The photometric observations were obtained by repeating a set of images for each filter with nine different 30'' offset positions including the targets, following the standard jitter procedure, which enabled us to cleanly subtract the sky emission in NIR. Each individual frame has an integration time of 10 s, giving a total exposure time of 90 s in each energy band. Moreover, three photometric standard stars chosen in Persson's catalog (Persson et al. 1998) were observed in the three bands with a total integration time of 10 s for each target in each band.

We used the Image Reduction and Analysis Facility (IRAF) suite¹ to perform data reduction and carry out standard proce-

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

A. Coleiro et al.: Identification of HMXB discovered by INTEGRAL

Table 3. Log of NIR spectra.

Source	Obs. date	AM	ET	Filter	Slit width
IGR J10101-5654	2010-03-28T00:21:11.7584	1.2	60.0	K_s	0'6
"	2010-03-30T00:22:04.8787	1.2	60.0	H	1'0
IGR J11435-6109	2010-03-29T02:37:37.6419	1.2	60.0	K_s	0'6
"	2010-03-30T02:37:54.2772	1.2	60.0	H	1'0
IGR J13020-6359	2010-03-29T03:35:41.7071	1.3	60.0	K_s	1'0
IGR J14331-6112	2010-03-28T05:08:59.2288	1.2	60.0	K_s	1'0
IGR J14488-5942	2010-03-29T05:56:02.3304	1.2	60.0	K_s	1'0
IGR J16195-4945	2010-03-30T04:42:57.4456	1.5	60.0	K_s	1'0
"	2010-03-30T03:59:32.1327	1.7	60.0	H	1'0
IGR J16318-4848	2010-03-28T05:51:33.3738	1.3	60.0	K_s	0'6
IGR J16320-4751	2010-03-28T06:37:01.7617	1.2	60.0	K_s	1'0
IGR J16328-4726	2010-03-29T08:03:29.7491	1.1	60.0	K_s	1'0
IGR J16418-4751	2010-03-28T07:31:53.0447	1.1	60.0	K_s	1'0
IGR J17354-3255	2010-03-30T07:05:38.8785	1.2	60.0	K_s	1'0
IGR J17404-3655	2010-03-30T08:31:51.5539	1.1	60.0	K_s	1'0
IGR J17586-2129	2010-03-30T07:56:13.1784	1.2	5.0	K_s	1'0

Notes. The name of the source, the date and UT time of the observations, the airmass (AM), the exposure time in seconds (ET), the filter and the slit width are indicated. All spectra were obtained at ESO/NTT with SofI instrument.

dures of NIR image reduction, including flat-fielding and NIR sky subtraction.

We performed accurate astrometry on each entire SofI $4:92 \times 4:92$ field, using all stars from the 2MASS catalog in this field. The rms of the astrometry fit was always lower than 0'6.

We carried out aperture photometry on photometric standard stars and computed the zero-point value for each energy band knowing the instrumental magnitudes and the apparent magnitudes (given in Persson's catalog) and using the standard relation $\text{mag}_{\text{app}} = \text{mag}_{\text{inst}} - Z_p$, where mag_{app} and mag_{inst} are the apparent and instrumental magnitudes, respectively, and Z_p is the zero-point, including the extinction and airmass terms. After computing the zero-point value for each filter, we performed PSF-fitting photometry on the crowded fields that contained the six sources under study following the standard utilization of the IRAF *noao.digiphot.daophot* package. After evaluating an aperture correction for each filter and each object (due to the difference of aperture radius used to perform photometry on standard stars and targets) and knowing the zero-point values, we derived the apparent magnitude of the targets in the three NIR filters. The results are given in Table 2.

2.2. Spectroscopy

We also carried out NIR spectroscopy with SofI. In 2008, low-resolution spectra were obtained between 1.53 and 2.52 μm , but, spectra are not presented in this paper because of the low signal-to-noise ratio (S/N) that was caused by bad weather which prevented us from extracting any useful data. In 2010, we used the medium-resolution grism with H and K_s filters (properties of the grisms are given in Table 4). For each source, eight spectra were taken with both filters, half of them with the 1'0 (or 0'6) slit on the source and the other half with an offset of 30'', in order to subtract the NIR sky emission. Each individual spectrum has an exposure time of 60 s, giving a total integration time of 480 s. Furthermore, four telluric standards were observed immediately after each target with the same instrument set-up and a total inte-

gration time of 8 s. A summary of the spectroscopic observations is provided in Table 3.

We analyzed the NIR spectra using standard IRAF tasks, correcting for flat field, removing the crosstalk, correcting the geometrical distortion, combining the images and finally extracting the spectra and performing wavelength calibration using the IRAF *noao.twodspec* package. Wavelength calibration was made with a Xenon lamp which presents a good distribution of lines and is sufficient to calibrate data taken with the low-resolution grisms of the SofI instrument. The target spectra were then corrected for the telluric lines using the standard stars observed with the same configuration.

3. Results

All sources studied in this paper were discovered with the IBIS/ISGRI detector onboard the INTEGRAL observatory. Furthermore, they were all observed with other X-ray facilities to provide an accurate localization, which allowed us to determine the optical/NIR counterpart. The sample of 15 sources is given in Table 1. We present below our results on each source, for which we followed the same strategy. We first observed the field in NIR, performed accurate astrometry, and derived the photometry of the counterpart candidate for most of them. We then analyzed the NIR spectrum.

We also underline that the low S/N and the medium-resolution of the spectra prevent a quantitative study. Moreover, important lines such as He I at 2.058 μm and Br γ at 2.1661 μm are often subject to difficulties because of the strong telluric absorption present at these wavelengths. Thus, considering these issues, we mostly conducted a qualitative analysis based on a comparison of our NIR spectra with available NIR spectral atlases (Hanson et al. 1996, 2005; Morris et al. 1996; McGregor et al. 1988; Clark et al. 1999; Steele & Clark 2001). In general, we considered as a stellar line (and not a spurious feature) each line detected at least at 3σ of the noise estimated locally, that had a width broader than the instrumental width of 20 Å for the H filter and 18 Å for the K_s filter with the 1'0 slit.

Table 4. Wavelength range and resolution for each grism.

Filter name	Wavelength range (microns)	Slit width	Resolving power	Dispersion ($\text{\AA}/\text{pixel}$)
<i>H</i>	1.50–1.80	1''0	900	3.43
<i>H</i>	1.50–1.80	0''6	1500	3.43
<i>K_s</i>	2.00–2.30	1''0	1320	4.62
<i>K_s</i>	2.00–2.30	0''6	2200	4.62

Notes. The resolution is given for the 1''0 and 0''6 slit respectively.

Each detected line was fitted by a Gaussian profile using the IRAF *splot* task. We list its fitted position λ_{fit} , its equivalent width (EW), its full width at half maximum (FWHM), and its flux in Table 5. We estimate the average error on these parameters to be 20% because of the noise and localization of the continuum. Finally, according to the resolution of the instrument, we considered that a feature can be offset from its laboratory rest wavelength. This offset $\Delta\lambda$ (computed for the 1''0 slit and approximated by $\Delta\lambda = \lambda/R$, where R is the resolving power given in Table 4) can be as large as 20 \AA for the *H* filter and 18 \AA for the *K_s* filter.

3.1. IGR J10101-5654

IGR J10101-5654 was discovered on 2006 January by Kuiper et al. (2006) with the instrument IBIS ISGRI at the position RA = $10^{\text{h}}10^{\text{m}}07^{\text{s}}.8$, Dec = $-56^{\circ}54'46''.4$ (equinox J2000.0; uncertainty 2''). Masetti et al. (2006a) localized an optical counterpart at RA = $10^{\text{h}}10^{\text{m}}11^{\text{s}}.866$, Dec = $-56^{\circ}55'32''.06$ (equinox J2000.0; accuracy better than 0''.1) and the optical spectrum is typical of an HMXB optical counterpart, showing strong narrow $H\alpha$ emission superimposed on a reddened continuum. The lack of reliable optical photometry for this counterpart prevented them from deriving a spectral type for this object. Nevertheless, the $H\alpha$ EW value appears too high for a supergiant star. Thus, the authors suggest that this HMXB hosts a secondary star of intermediate luminosity class (early giant). Tomsick et al. (2008) confirmed the counterpart suggested by Masetti et al. (2006a). Their *Chandra* spectrum also gives a column density of $N_{\text{H}} = 3.2^{+1.2}_{-1.0} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and does not indicate a high level of local absorption. The *Chandra* flux, extrapolated into the 20–40 keV INTEGRAL band, appears to be significantly lower than the flux measured by INTEGRAL (flux ratio of 0.05 ± 0.04). This indicates an important change in mass accretion rate onto the compact object and could be explained by an eccentric binary orbit (Tomsick et al. 2008). *Swift* observations analyzed by Rodriguez et al. (2009) finally confirmed the previously suggested association for this object, that it is very likely an HMXB and also the possible substantial variation of the mass accretion rate.

NIR spectra of the source are shown in Fig. 1. We report the detected lines in Table 5. The *H*-band spectrum exhibits the Brackett series from Br(20–4) line at $1.5198 \mu\text{m}$ to the Br(10–4) transition at $1.7377 \mu\text{m}$. Two lines could match the position of [Fe II] lines at $1.6427 \mu\text{m}$ and $1.7122 \mu\text{m}$ (this hypothesis is discussed at the end of the paragraph). The *K_s*-band spectrum clearly shows He I at $2.0586 \mu\text{m}$ and Br(7–4) at $2.1659 \mu\text{m}$. Mg II, He II, Na I, and Fe II emission lines are also detected in this spectrum. The NIR spectra are typical of a Be companion star and the intensity ratio of the Br(7–4) and He I (at $2.0586 \mu\text{m}$) lines suggests a B0.5Ve or a B0Ivpe type (Hanson et al. 1996). However, the [Fe II] emission lines are confusing. Indeed, these forbidden lines are typical of the B[e] phenomenon and are trac-

ers of recombination in a dense stellar wind (Clark et al. 1999). The Na I emission line suggests the presence of a low-excitation region that is not directly exposed to the radiation of the star or the compact object. It is probably the signature of an extended circumbinary envelope (McGregor et al. 1988). A feature at $2.1226 \mu\text{m}$ might be associated with the molecular hydrogen H_2 ro-vibrational $v = 1-0$, $J = 3-1$ S(1) emission line. If this feature is real, its presence and that of [Fe II] lines could trace supersonic shocks that heat the gas (see e.g. Clark et al. 1999; Chen et al. 1998). These processes are very similar to those generally observed in the close environment of young stellar objects (YSOs; see e.g. Chen et al. 1998). Finally, the He I line at $2.058 \mu\text{m}$ shows a double-peaked shape. The separation is $c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 290 \text{ km s}^{-1}$, larger than the resolution of the instrument, $c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 260 \text{ km s}^{-1}$. While this double-peak structure could be the signature of a circumstellar disk, this result remains uncertain. Then we suggest that this source is surrounded by a highly stratified environment composed of regions shielded from the direct stellar radiation.

Moreover, we fitted the spectral energy distribution (SED) from optical to mid-infrared (MIR) wavelengths² with a model that combines two absorbed blackbodies (see Fig. 5), one representing the companion star emission and another one representing a possible MIR excess due to absorbing material that enshrouds the companion star (see e.g. Rahoui et al. 2008). The free parameters of the fits are the absorption in *V* band, A_V , the radius-to-distance ratio R_s/D , the additional blackbody component temperature T_d , and its radius R_d . The stellar blackbody temperature is fixed to 20 000 K. The best-fitting parameters are $A_V = 13.1 \pm 0.86 \text{ mag}$, $R/D = 2.79 \pm 0.20 R_{\odot}/\text{kpc}$, $T_d = 1016 \text{ K} \pm 127$, $R_d/D = 28.3 \pm 4.25 R_{\odot}/\text{kpc}$, and $\chi^2/\text{d.o.f.} = 2.23$. For comparison, the best-fitting parameters without the additional component are $A_V = 17.01 \pm 0.46 \text{ mag}$, $R/D = 3.86 \pm 0.09 R_{\odot}/\text{kpc}$, and $\chi^2/\text{d.o.f.} = 23.58$.

To conclude, SED fitting shows a clear MIR excess, most likely caused by the presence of warm dust around the system. Moreover, NIR spectra of IGR J10101-5654 present many similarities with stars that show the B[e] phenomenon, even though the optical spectrum of this source, published by Masetti et al. (2006a), appears to be very different from the optical spectrum expected for a B[e] phenomenon. Indeed, we can reasonably assume that in the optical spectrum, one mainly detects radiation from the stellar photosphere whereas the NIR spectra mostly probes the circumstellar environment, which is characterized by a B[e] phenomenon. We suggest that IGR J10101-5654 is a supergiant B[e]. Figure 6 compares the *K_s* spectrum of the source with *K_s* spectra of IGR J11435-6109 and IGR J13020-6359.

² We note that *B* and *R* magnitudes, coming from the USNO survey seem to be unreliable. Because of the faintness of the source in the optical, we did not take optical magnitudes into account in the fitting procedure.

A. Coleiro et al.: Identification of HMXB discovered by INTEGRAL

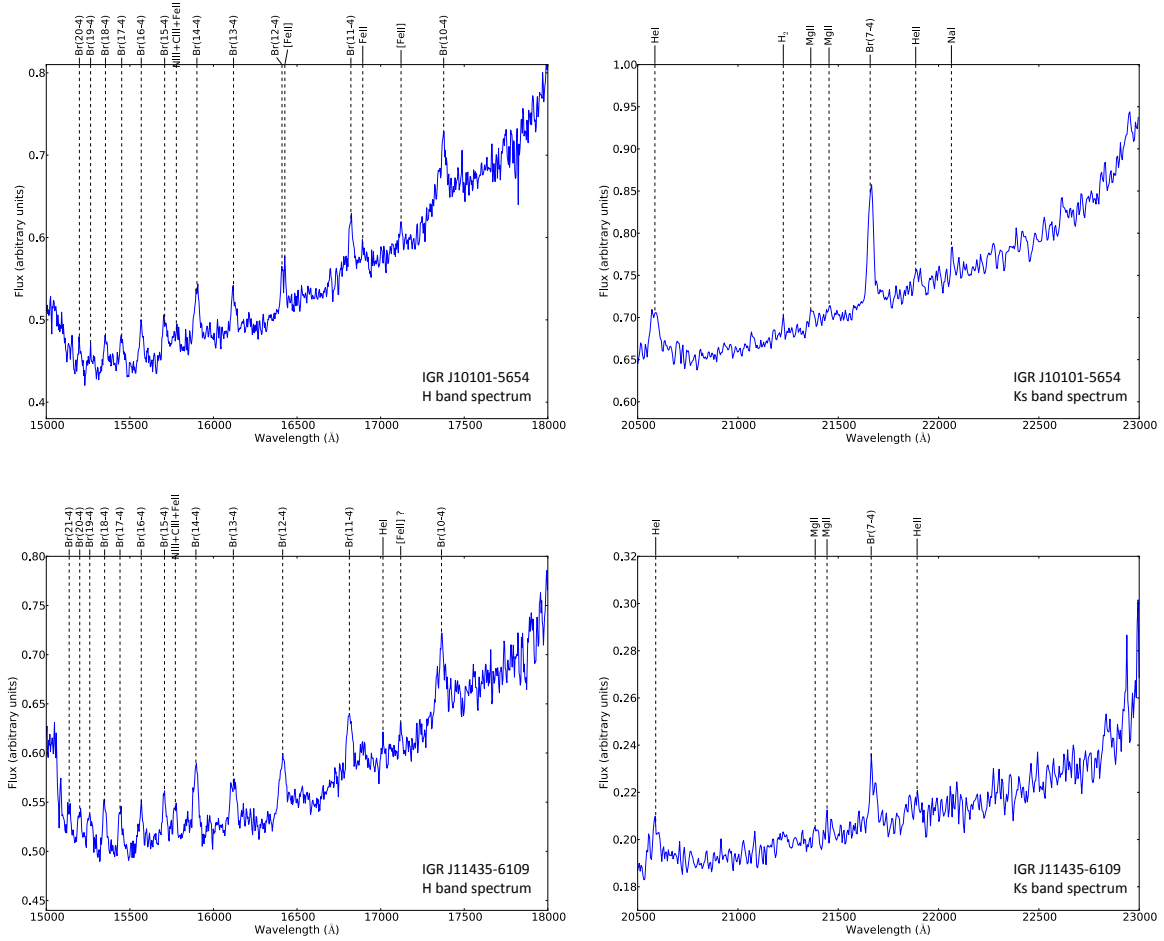


Fig. 1. Spectra of IGR J10101-5654 (*H*-band: *top left* and *K_s*-band: *top right*), and IGR J11435-6109 (*H*-band: *bottom left* and *K_s*-band: *bottom right*).

These spectra seem very similar but the Br γ emission line of IGR J10101-5654 looks broader than those of the last two.

3.2. IGR J11187-5438

IGR J11187-5438 was discovered by Bird et al. (2007) at the position RA = 11^h18^m21^s.1, Dec = -54°37'32" (equinox J2000.0; uncertainty 4'). Rodriguez et al. (2008) conducting *Swift* observations refined the position of the source and found a single source in the 2MASS catalog (2MASS J11182121-5437286) that is also visible in the DSS II catalog. The 0.5–9 keV spectrum is well fitted by an absorbed power law with $\Gamma = 1.5$ and $N_{\text{H}} = 0.28 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ similar to the Galactic absorption along the line of sight meaning that the source is not intrinsically absorbed.

We fitted the SED, constituted by the *I*, *J*, *H*, *K_s*, WISE 3.4, and WISE 4.6 band magnitudes (see Table 8), with a stellar blackbody model with three free parameters: the companion star temperature *T*, the ratio radius of the companion star over the distance, *R/D*, and the extinction in the *V* band *A_V*. The retrieved parameters are not consistent with early star parameter values: $A_{\text{V}} = 3.9 \pm 0.4 \text{ mag}$, $T = 6000 \text{ K}$, $R/D = 0.60 \pm 0.03 R_{\odot}/\text{kpc}$, and

$\chi^2/\text{d.o.f.} = 3.45$ (see Fig. 5). Thus, this source is probably not an HMXB but it might be a low mass X-ray binary (LMXB).

3.3. IGR J11435-6109

IGR J11435-6109 was discovered by Grebenev et al. (2004) at the position RA = 11^h43^m52^s, Dec = -61°09'00", (equinox J2000.0; uncertainty 2'5). The optical and infrared counterparts were discovered by Tomsick et al. (2007) and confirmed by Negueruela et al. (2007) as 2MASS J11440030-6107364 = USNO-B1.0 0288-0337502. *BeppoSAX*-WFC observations carried out by in't Zand & Heise (2004) and Swank & Markwardt (2004) suggested a column density of $N_{\text{H}} \sim 9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and a Γ value of ~ 1.9 –2.3. These values were confirmed by Tomsick et al. (2008) who fitted the *Chandra*/ACIS spectrum with a power-law and found an N_{H} value of $15 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and a Γ value of ~ 1.1 . in't Zand & Heise (2004) detected a pulsation of $161.76 \pm 0.01 \text{ s}$ and a possible orbital period of 52.5 days which was confirmed by Corbet & Remillard (2005) and Wen et al. (2006) with *RXTE*/*ASM* observations that gave an orbital period of $52.46 \pm 0.06 \text{ days}$ and 52.36 days respectively. Tomsick et al. (2007), thanks to *Chandra* observations, concluded that

IGR J11435-6109 is an HMXB with a significant amount of intrinsic absorption. This result was confirmed by optical observations of the source, conducted by Negueruela & Schurch (2007): the source is not detected below 5000 Å whereas the 5000–7800 Å spectrum shows a strong H α emission line on top of a reddened continuum. The equivalent width of the H α line is equal to -26 Å, and the lack of other stellar features enabled them to classify the companion star as an obscured Be star, compatible with the position of the system in the Corbet diagram (Corbet & Remillard 2005). Finally, the spectral type was constrained by Masetti et al. (2009) who suggested a B2III or B0V counterpart with an extinction A_V of 5.7.

The NIR spectra of the source are shown in Fig. 1. We report the detected lines in Table 5. The H -band spectrum exhibits the Brackett series from the Br(21–4) line at 1.5137 μm to the Br(10–4) transition at 1.7364 μm . An additional line may match with the position of [Fe II] line at 1.7120 μm and another one, located at 1.7014 μm , may match with an He I line. N III, C III and Fe II may also be detected around 1.5772 μm . The K_s band spectrum clearly shows He I at 2.0590 μm and Br(7–4) at 2.1664 μm . Mg II and He II emission lines are also present in this spectrum. The NIR spectra are pretty similar to those of IGR J10101-5654 but fewer lines are detected. Especially some typical lines of stars that exhibit B[e] phenomenon are not observed. Thus, we consider these spectra typical of a Be companion star and the intensity ratio of the Br(7–4) and He I (at 2.0590 μm) lines suggests a B0.5Ve (Hanson et al. 1996) (see comparison spectra in Fig. 6, left panel). Moreover, we fitted the SED from optical to MIR wavelengths³ with a model that combines two absorbed blackbodies (see Fig. 5), one representing the companion star emission and another one representing a possible MIR excess due to absorbing material enshrouding the companion star (see e.g. Rahoui et al. 2008). The free parameters of the fits are the absorption in V band, A_V , the radius-to-distance ratio R_*/D , the additional blackbody component temperature T_d and its radius R_d . The stellar blackbody temperature was fixed to 20 000 K. The best-fitting parameters are $A_V = 7.98 \pm 0.44$ mag, $R/D = 1.33 \pm 0.05 R_\odot/\text{kpc}$, $T_d = 925.6 \text{ K} \pm 190.7$, $R_d/D = 51.6 \pm 2.97 R_\odot/\text{kpc}$, $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.14$. For comparison, the best-fitting parameters without the additional component are $A_V = 8.98 \pm 0.18$ mag, $R/D = 1.46 \pm 0.03 R_\odot/\text{kpc}$, and $\chi^2/\text{d.o.f.} = 6.81$. Thus SED fitting shows a relatively weak MIR excess, which we consider to be probably due to bremsstrahlung emission coming from the decretion disk of a Be star. Thus, we confirm the Be type of this HMXB and constrain its spectral type to B0.5Ve.

3.4. IGR J13020-6359

IGR J13020-6359 was discovered in 2006 by Bird et al. (2006) and was classified as a pulsar/HMXB in Bird et al. (2007) based on its position coinciding with 2RXP J130159.6–635806 studied by Chernyakova et al. (2005) who conducted multi-epoch ASCA, *BeppoSAX*, *XMM-Newton* and INTEGRAL observations. The observed long term behaviour and the spectral and timing properties tend to indicate a HMXB with Be companion. These authors identified a probable 2MASS infrared counterpart at (RA, Dec J2000.0) = (13^h01^m58^s.7, $-63^\circ 58' 09''$). The *Swift* spectrum, well fitted with a power law, shows some slight vari-

³ We note that B and R magnitudes, coming from the USNO survey seem to be unreliable. Because of the faintness of the source in the optical, we did not take optical magnitudes into account in the fitting procedure.

ability as expected for an accreting pulsar (Rodriguez et al. 2009) optical spectroscopy carried out by Masetti et al. (2006b), constrained the spectral type of the companion star to B1III or O9V.

The K_s -band spectrum of the source is shown in Fig. 2. We report the detected lines in Table 5. This spectrum clearly shows the He I at 2.0594 μm and Br(7–4) at 2.1663 μm . Even though no other lines are detected, the NIR spectrum is typical of a Be companion star and the intensity ratio of the Br(7–4) and He I (at 2.0594 μm) lines suggests a B0.5Ve or a B0Ive type (Hanson et al. 1996), similar to IGR J10101-5654 and IGR J11435-6109 (see Fig. 6, left panel). We therefore confirm the Be type of this HMXB and constrain its spectral type to B0.5Ve.

3.5. IGR J14331-6112

IGR J14331-6112 was discovered in 2006 by Keek et al. (2006) at the position (RA, Dec J2000.0) = (14^h33^m06^s.2, $-61^\circ 12' 23''$, 3'9 uncertainty). Landi et al. (2007) obtained a *Swift* position and detected a possible USNO-B1.0 counterpart, allowing Masetti et al. (2008) to carry out optical spectroscopy. From this, the authors suggested the source to be an HMXB hosting a companion star with a BIII or a BV spectral type. Finally, *Chandra* observations conducted by Tomsick et al. (2009) confirmed the identification of the system and showed that the *Chandra* energy spectrum is well fitted with an absorbed power law with a column density value $N_H = 2.2^{+0.9}_{-0.8} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and a photon index $\Gamma = 0.34^{+0.37}_{-0.33}$. Moreover, a very strong iron $K\alpha$ -emission line is detected with an equivalent width of ~ 945 eV. A possible existence of a soft excess is related.

The K_s band spectrum of the source is shown in Fig. 2. We report the detected lines in Table 5. Even though the S/N of this spectrum is low, it shows the Br(7–4) emission line at 2.1657 μm . Moreover, assuming that the Br γ emission line is mainly detected in supergiant and Be stars (hardly ever in main-sequence stars), and knowing that in supergiant star spectra, He I at 2.058 μm in emission is generally detected as well, we argue that IGR J14331-6112 could be a Be star, since we do not detect this emission line. Thus, while we cannot conclude definitively on the spectral type of the companion star of IGR J14331-6112, it is probably a Be star, according to the presence of the Br(7–4) emission line.

3.6. IGR J14488-5942

IGR J14488-5942 was first mentioned by Bird et al. (2010) as a transient source. Two X-ray sources are detected in the INTEGRAL/IBIS error circle by Landi et al. (2009) and during *Swift* observations by Rodriguez et al. (2010). Both seem to be Galactic sources but the authors were unable to further confirm which of these two sources was the true counterpart of the INTEGRAL detection. Both Landi et al. (2009) and Rodriguez et al. (2010) suggest that *Swift* J144843.3-594216 is the true INTEGRAL/IBIS counterpart. 2MASS J14484322-5942137 seems to be the NIR counterpart with $J = 15.46$, $H = 13.53$ and $K_s = 12.43$. Its *Swift*/XRT spectrum is well fitted with an absorbed power law spectrum, with N_H value of $1.3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, a photon index of ~ 3 according to Landi et al. (2009) and Rodriguez et al. (2010). Finally, Corbet et al. (2010b) analyzed the 15–100 keV light curve of this source and detected a highly significant modulation at a period near 49 days. This long term variation is interpreted as the orbital period of an HMXB (possibly a BeHMXB).

A. Coleiro et al.: Identification of HMXB discovered by INTEGRAL

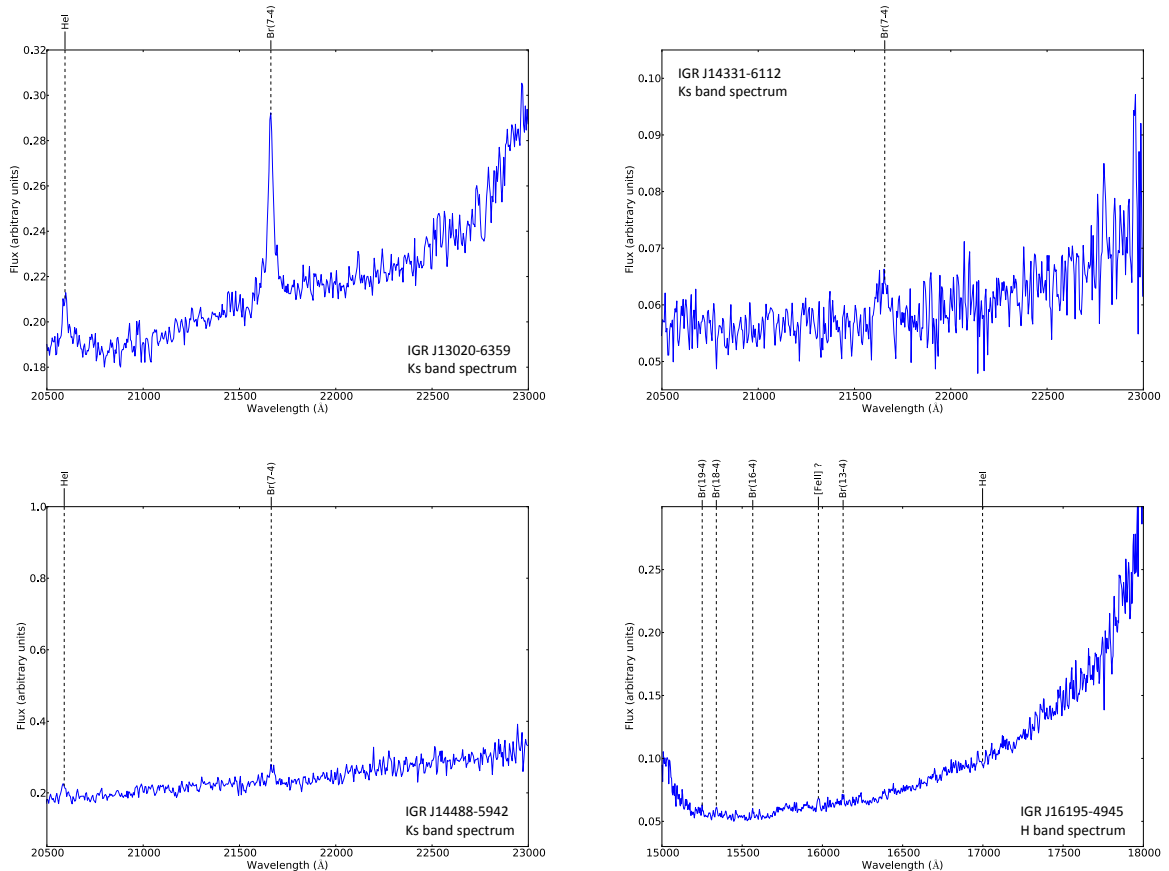


Fig. 2. Spectra of IGR J13020-6359 (*top left*), IGR J14331-6112 (*top right*), IGR J14488-5942 (*bottom left*), and IGR J16195-4945 (*bottom right*, *H*-band).

The K_s -band spectrum of the source (see Fig. 2) only shows potential emission lines of He I at $2.0590 \mu\text{m}$ and Br(7–4) at $2.1665 \mu\text{m}$. All the detected lines are reported in Table 5. We cannot strictly conclude on the spectral type of the companion star but, as far as we know, there is no supergiant star that presents both He I at $2.058 \mu\text{m}$ and Br γ in emission with the same intensity and the absence of any other feature. On the contrary, Clark et al. 1999 indicates that classical BeHMXB do not usually show evidence for emission from species other than H I and He I, and that the equivalent width of He I at $2.058 \mu\text{m}$ typically exceeds that of Br γ . Since we only detected H I and He I and because the equivalent width of He I at $2.058 \mu\text{m}$ is greater than that of Br γ , we conclude that this HMXB is more likely an Oe/Be HMXB than a supergiant one.

3.7. IGR J16195-4945

IGR J16195-4945 was detected with INTEGRAL (?). Sidoli et al. (2005), using INTEGRAL observations, derive an average flux of ~ 17 mCrab in the 20–40 keV band. Follow-up observations conducted by Sguera et al. (2006) showed that the source behaves like an SFXT and reported a peak-flux of ~ 35 mCrab in the 20–40 keV band. Tomsick et al. (2006), using *Chandra* observations refined the position of the source to $0''.6$ accuracy,

which allowed them to find the NIR and MIR counterparts in the 2MASS (2MASS J16193220- 4944305) and in the GLIMPSE (G333.5571+00.3390) catalogs. The spectrum is well fitted with an absorbed power law with $\Gamma \sim 0.5$ and $N_{\text{H}} \sim 7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. According to Tomsick et al. (2006), the SED of the companion star is compatible with an O, B or A supergiant star. A possible USNO counterpart was detected but both Tomsick et al. (2006) and Tovmassian et al. (2006) suggested that the source is blended with a foreground object. Rahoui et al. (2008) did not detect the source in 2006 with VISIR, the MIR instrument on the VLT UT3 telescope. Nevertheless, they fitted its SED using NIR data and the GLIMPSE flux values given in Tomsick et al. (2006). This study revealed that the source exhibits a MIR excess, which is needed to correctly fit the SED. However, this excess is weak and the stellar component is still consistent with an O/B massive star (Rahoui et al. 2008). Finally, Morris et al. (2009), using *Suzaku* observations, revealed a heavily absorbed HMXB and mentioned the possible presence of a disk around the donor star through models of accretion. From theoretical considerations, they can also estimated a tentative orbital period of about 16 days.

The *H*- and K_s -band spectra are shown in Figs. 2 and 3 and the detected lines are reported in Table 5. The *H*-band spectrum is rather faint and exhibits very few lines. This is consistent

with a supergiant late O-type star (see e.g. Morel & Grosdidier 2005; Hanson et al. 1998). Moreover, the equivalent width of the He I absorption at $1.700 \mu\text{m}$ is closer to the value expected for a supergiant star than for a dwarf star (Hanson et al. 1998). The K_s -band spectrum shows Br(7–4) emission and a $2.1120 \mu\text{m}$ absorption lines with large equivalent widths that are compatible with those observed in O9.7 supergiant stars (see Hanson et al. 1996). Moreover, there are two other He I absorption lines at $2.0577 \mu\text{m}$ and $2.150 \mu\text{m}$ which lead to an ON9.7Iab stellar classification (Hanson et al. 1996).

3.8. IGR J16318-4848

IGR J16318-4848 is the first source discovered with INTEGRAL by the ISGRI detector on 20 January 2003 (Courvoisier et al. 2003). ToO observations, triggered with *XMM-Newton* provided a more accurate localization (Walter et al. 2003) and showed that the source was exhibiting a strong column density $N_{\text{H}} \sim 2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ (Matt & Guainazzi 2003; Walter et al. 2003). Moreover, highly variable flux (by a factor of 20) with a time lapse of ten hours followed by two to three days of inactivity are signatures of wind accretion, reminiscent of other peculiar high energy sources such as XTE J0421+560/CI Cam and GX 301-2 (Revnivtsev et al. 2003). Using the *XMM-Newton* position, Filliatre & Chaty (2004) triggered ToO optical and NIR observations just after the detection of the source that led to the discovery of the counterpart, extremely bright in NIR and highly absorbed in the optical V-band ($A_V = 17.4 \text{ mag}$). Nevertheless, this absorption in visible is 100 times lower than the absorption in X-rays. Thus, Filliatre & Chaty (2004) suggested that the material absorbing in the X-rays had to be concentrated around the compact object, while the material absorbing in optical/NIR would extend around the whole binary system. The NIR spectrum is very rich in many strong emission lines, originating from different media, that suggests the presence of a stratified circumstellar environment. This allowed Filliatre & Chaty (2004) to suggest the companion star to be a sgB[e], which are stars with extreme environments. Its position in the Hertzsprung-Russel diagram, at the edge of the blue supergiant domain, also confirms the extreme behavior of this object. Archival MIR data from *Spitzer* GLIMPSE survey showed a long wavelength ($\lambda \geq 4 \mu\text{m}$) excess. Fitting this excess with a blackbody model, Kaplan et al. (2006) concluded that it might be due to warm circumstellar dust emission. Subsequent *Spitzer*/IRS MIR spectroscopic observations, conducted by Moon et al. (2007) confirmed the hot ($T > 700 \text{ K}$) circumstellar dust and also suggested a warm ($T \sim 190 \text{ K}$) dust component. Rahoui et al. (2008), using MIR photometric observations with VLT/VISIR, built the optical to MIR SED and suggested a cocoon of dust that is enshrouding the whole binary system. With new VISIR MIR spectroscopic observations and using archival NTT + *Spitzer* observations, Chaty & Rahoui (2012) recently excluded the spherical geometry for the dust component and the warm dust component suggested by Moon et al. (2007) by fitting broadband NIR to MIR SED. Indeed, using an emission model of intermediate mass star such as Herbig Ae/Be stars adapted for sgB[e] stars, they showed the presence of two-temperature components in a toric geometry, with an irradiated toric rim of temperature $T_{\text{rim}} \sim 3800\text{--}5500 \text{ K}$, surrounded by a hot dusty viscous disk component at $T_{\text{dust}} \sim 767\text{--}923 \text{ K}$ with a maximum extension of $r_{\text{out}} = 5.6 \text{ AU}$.

We present our K_s -band spectrum in Fig. 3 and detected lines are reported in Table 5. It exhibits many intense and broad emission lines that were identified mainly according to Morris et al. (1996) and McGregor et al. (1988). Two lines (He I

at $2.058 \mu\text{m}$ and He I at $2.1126 \mu\text{m}$) show a P-Cygni profile, confirming that there is a strong stellar wind of circumstellar material. From these lines, we derived a wind speed value of $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ consistent with the value previously derived by Filliatre & Chaty (2004). As underlined in Filliatre & Chaty (2004), many lines are common to CI Cam (Clark et al. 1999) indicating similar physical conditions. In contrast to the CI Cam and to the IGR J16318-4848 NIR spectra published by Filliatre & Chaty (2004), we detect in our K_s -band spectrum a line that could be an H_2 transition at $2.1218 \mu\text{m}$, suggesting that either shock heating is high enough in this source or that there is a region of sufficiently low temperature where molecules such as H_2 are not dissociated (see Clark et al. 1999). Table 6 compares the equivalent width (EW) and FWHM values between data of 2003 (Filliatre & Chaty 2004) and data presented in this study, obtained in 2010. Assuming 20% of uncertainty for our EW and FWHM measurements (as noted above, and estimated after repeating the measurement process with the IRAF *splot* task), no major variation is detected for the brightest lines. Other lines such as [Fe II] at $2.046 \mu\text{m}$, He I at $2.1126 \mu\text{m}$, N III + C III at $2.116 \mu\text{m}$, He I at $2.1847 \mu\text{m}$, and [Fe II] at $2.224 \mu\text{m}$, exhibit variations between 25 and 65%, but their faintness can engender more important uncertainties on EW and FWHM values, which prevents any further conclusion on these line variabilities. These observations confirm the sgB[e] nature of IGR J16318-4848.

3.9. IGR J16320-4751

IGR J16320-4751 was discovered in February 2003 by Tom-sick et al. (2003) at the position RA = $16^{\text{h}}32^{\text{m}}0$, Dec = $-47^{\circ}51'$ (equinox J2000.0; uncertainty 2'). Follow-up *XMM-Newton* observations localized the source at RA = $16^{\text{h}}32^{\text{m}}01.9$, Dec = $-47^{\circ}52'27''$ (equinox J2000.0; uncertainty 3'') (Rodríguez et al. 2003, 2006). This result agrees with Neuguera & Schurch (2007). It is a heavily absorbed variable source with $N_{\text{H}} \sim 2.1 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ and a hard X-ray spectrum fitted by an absorbed power-law, with $\Gamma \sim 1.6$ (Rodríguez et al. 2006). Soft X-ray pulsations have been detected from this source at a period of $P \sim 1309 \pm 40 \text{ s}$ with *XMM-Newton* and $P \sim 1295 \pm 50 \text{ s}$ with ASCA; these pulsations are the signature of an X-ray pulsar (Lutovinov et al. 2005). An orbital period of 8.96 ± 0.01 days was found from a *Swift*/BAT lightcurve extending from 2004 December 21 to 2005 September 17 (Corbet & Remillard 2005), and of 8.99 ± 0.05 days with INTEGRAL (Walter et al. 2006). Plotting the spin and orbital periods of this source on a Corbet diagram Corbet et al. (2005) suggests a supergiant HMXB nature. IGR J16320-4751 might have been persistent for at least eight years, since this source is the rediscovery of a previously known ASCA source AX J1631.9-4752. NIR observations of the most likely counterpart, conducted by Chaty et al. (2008), showed that the blue NIR spectrum presents only an Fe line, probably because it is very faint and absorbed. The red NIR spectrum exhibits a very red continuum and the presence of absorption and emission lines: the Pa(7–3) emission line, the Brackett series with P-Cygni profiles between 1.5 and $2.17 \mu\text{m}$ and He I at $2.166 \mu\text{m}$ (perhaps with P-Cygni profile). According to Chaty et al. (2008), these narrow and deep Paschen and He I lines, associated with P-Cygni profiles, are typical of early-type stars, and more precisely of luminous supergiant OB stars, which is therefore the most likely spectral type of the companion star. The wide Br γ line would constrain the spectral type to an O supergiant or even O hypergiant. SED fitting computed in Rahoui et al. (2008) and observations of Chaty et al. (2008) finally state

that this source belongs to the very obscured supergiant HMXB class, hosting a neutron star.

In our K_s -band spectrum (see Fig. 4 and the detected lines in Table 5), the emission line of Br(7–4) is clearly detected at $2.1668 \mu\text{m}$ with possibly a P-Cygni profile. The He I emission line at $2.0586 \mu\text{m}$ is weak but quite broad, whereas another He I absorption line is detected at $2.1127 \mu\text{m}$. These lines lead to a classification of the companion star as a BNO.5Ia according to Hanson et al. (2005), confirming the supergiant type of this HMXB. We point out that the spectrum exhibits numerous absorption lines that we were unable to associate with physical transitions, although we checked that these features do not come from a poor telluric correction.

3.10. IGR J16328-4726

IGR J16328-4726 was discovered with INTEGRAL by Bird et al. (2007). A flare, observed by Grupe et al. (2009), was detected with *Swift*/XRT on 2009 June 10 at the coordinates $\text{RA} = 16^{\text{h}}32^{\text{m}}37^{\text{s}}.88$, $\text{Dec} = -47^{\circ}23'42''.4$, (equinox J2000.0; uncertainty $1''.7$). The XRT light curve shows that the source brightness is steadily decaying. Moreover, the X-ray spectrum in the XRT waveband can be fitted by an absorbed power law model with $\Gamma = 0.56^{+0.75}_{-0.68}$ and an absorption column density $N_{\text{H}} = 8.1^{+5.7}_{-4.9} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ which tends to show an absorption excess in comparison with the expected galactic value. Because of this high absorption, Grupe et al. (2009) were unable to identify an optical counterpart. However, a 2MASS counterpart candidate is suggested at $\text{RA} = 16^{\text{h}}32^{\text{m}}37^{\text{s}}.91$, $\text{Dec} = -47^{\circ}23'40''.9$ (equinox J2000) with $J = 14.631$, $H = 12.423$, $K = 11.275$ mag. Corbet et al. (2010a) reported the analysis of the *Swift*/BAT 58-month survey light curve of the source in the energy range 15–100 keV that reveals highly significant modulation at a period near 10-days. The mean flux is approximatively of 1.3 mCrab. The 10 day period suggests that the source is an HMXB, in particular one powered by accretion from the wind of a supergiant companion star. According to Corbet et al. (2010a), this classification would be consistent with the high level of absorption found by Grupe et al. (2009). Fiocchi et al. (2010) used the INTEGRAL/IBIS-JEM-X public database and XRT observations performed during a flare of the source. Both spectral and timing properties observed during outburst, its Galactic plane location and the presence of an IR star in the *Swift*/XRT error circle suggest that this source is an SFXT. According to Fiocchi et al. (2010), the source 2MASS J16323791-4723409 is the most likely candidate IR counterpart. XMM-Newton observations, conducted by Bozzo et al. (2012), revealed a variability on timescales of hundreds of seconds, typical of SFXT prototypes. Finally, Fiocchi et al. (2013) identified the counterpart as a high-mass OB type star, classifying this source as a firm HMXB.

Our K_s -band spectrum (see Fig. 3 and Table 5) shows that the Br(7–4) emission line at $2.1661 \mu\text{m}$ is clearly detected. Moreover, He I at $2.0579 \mu\text{m}$ and at $2.1114 \mu\text{m}$ are detected in absorption, together with N III/C III emission around $2.116 \mu\text{m}$. According to Hanson et al. (1996), it can be an O8Iaf or more probably an O8Iafpe, taking into account the He I/Br(7–4) line ratio and the N III/C III emission, which are typically observed in supergiant star spectra. Moreover, the C IV line also strengthens the supergiant classification of this system. This classification agrees with previous publications which suggested this source is an sgHMXB/SFXT.

3.11. IGR J16418-4532

IGR J16418-4532 was discovered in 2004 by Tomsick et al. (2004) with INTEGRAL at the position $\text{RA} = 16^{\text{h}}41^{\text{m}}8$, $\text{Dec} = -45^{\circ}32'$ (equinox J2000.0; uncertainty $2''.0$). *XMM-Newton* localized the source at $\text{RA} = 16^{\text{h}}41^{\text{m}}51^{\text{s}}.0$, $\text{Dec} = -45^{\circ}32'25''$ (equinox J2000.0; uncertainty $4''$) (Walter et al. 2006). These observations have shown that it is a heavily absorbed X-ray pulsar exhibiting a column density of $N_{\text{H}} \sim 1.0 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, a peak-flux of ~ 80 mCrab in the 20–30 keV band, and a pulse period of 1246 ± 100 s (Walter et al. 2006). Sguera et al. (2006), using INTEGRAL observations, suggested that this source is an SFXT candidate. A 3.75 day modulation was found in the *Rossi-XTE*/ASM and *Swift*/BAT lightcurves, with a possible total eclipse, which would suggest either a high binary inclination, or a supergiant companion star (Corbet et al. 2006). The latter case would be consistent with the position of the object in the Corbet diagram (Chaty et al. 2008). NIR observations conducted by Chaty et al. (2008) proposed four NIR candidate counterparts and the brightest one, 2MASS J16415078-4532253, is favored to be the candidate counterpart. SED fitting carried out by Chaty et al. (2008) suggested an OB spectral type companion star and the source would be a supergiant HMXB. But its X-ray behavior may rule out that this source belongs to the SFXT class. Rahoui et al. (2008) carried out SED fitting using NIR and MIR observations which gave an absorption in the V-band value of $A_V = 14.5$ even though the enshrouding material marginally contributes to its MIR emission. In February 2011, Romano et al. (2012) performed *Swift*/XRT observations confirming that the spectrum is well fitted by an absorbed power law. The source is quite bright, with maybe the signature of a flare characteristic of SFXT (see e.g. Romano et al. 2013). The 40 ks *XMM-Newton* observations carried out in February 2011 by Sidoli et al. (2012) show strong variability of two orders of magnitude with several bright flares. The type of X-ray variability displayed by IGR J16418-4532, its dynamic range and timescale, and the quasi-periodic flaring are all suggestive of a transitional accretion regime between pure wind accretion and full Roche lobe overflow according to Sidoli et al. (2012). Finally, Drave et al. (2013) used combined INTEGRAL and *XMM-Newton* observations to reveal an X-ray intensity dip in this pulsating SFXT, which may be explained by a highly magnetized neutron star.

The NIR K_s -band spectrum is presented in Fig. 3 and Table 5. It shows a wide emission line at $2.1672 \mu\text{m}$ that corresponds to the Br(7–4) line and a weak emission line of He I at $2.0580 \mu\text{m}$. Moreover, we observed an absorption line of He I at $2.1124 \mu\text{m}$. These detections point toward a BNO.5Ia spectral type⁴ (see Fig. 6, right panel, for a comparison with the spectrum of IGR J16320-4751).

3.12. IGR J17200-3116

IGR J17200-3116 was discovered with INTEGRAL by ?. *ROSAT* observations carried out by Stephen et al. (2005) refined the source coordinates and localized a possible USNO B1 counterpart with $B \sim 19$. The optical spectrum obtained by Masetti et al. (2006a) is typical of the HMXB class, clearly showing a narrow $H\alpha$ line and a strongly reddened continuum. Moreover, Tomsick et al. (2008), using *Chandra* observations confirm the counterpart candidate suggested by Masetti et al. (2006a). The

⁴ We point out that X-shooter observations (see Goldoni et al. 2013) show Br(7–4) line in absorption and then lead to an O9.5I spectral classification. Nevertheless, this result confirms the supergiant classification that we propose for this HMXB.

A&A 560, A108 (2013)

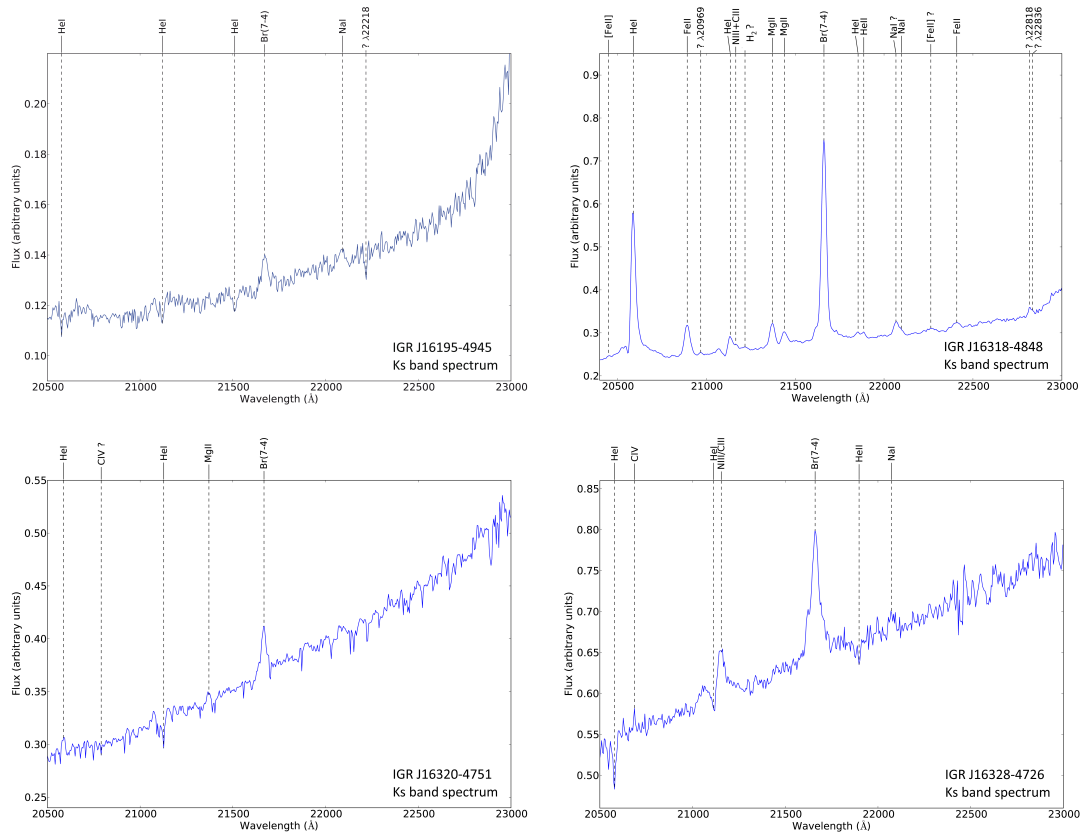


Fig. 3. Spectra of IGR J16195-4945 (top left, K_S -band), IGR J16318-4848 (top right), IGR J16320-4751 (bottom left), and IGR J16328-4726 (bottom right).

Chandra spectrum was fitted by an absorbed power law with $\Gamma = 0.8$ and $N_{\text{H}} = 1.9 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. This column density does not require local absorption. Finally, Nichelli et al. (2011), thanks to *Swift*/XRT X-ray light curves, detected coherent pulsations at a period of 328.182(3) s. This periodicity is confirmed in the 18–30 keV range by INTEGRAL/ISGRI archival observations from 2003 to 2006. All these results confirm the HMXB type of IGR J17200-3116.

The lack of optical photometry of this source prevents us from fitting the SED. In addition, due to bad weather, the NIR spectra are not useful. Thus, more observations are required to determine the spectral type of this HMXB.

3.13. IGR J17354-3255

IGR J17354-3255 was discovered with INTEGRAL by Bird et al. (2007). The *Swift* and *Chandra* observations carried out by Vercellone et al. (2009) and Tomsick et al. (2009) allowed the authors to locate the counterpart (2MASS J17352760-3255544) and show that the source is well fitted by an absorbed power law in the 0.3–10 keV range. Tomsick et al. (2009) suggest that the source is an HMXB. Moreover, D’Aì et al. (2011), using the *Swift*/BAT instrument, unveiled an 8.448 ± 0.002 days periodicity that is identified with the orbital period of the system, typical of a wind accretor X-ray binary. They also confirmed that the X-ray spectrum of the source is compatible with an HMXB X-ray spectral emission. Carrying out a long-term INTEGRAL

monitoring of the source and using *Swift* archival observations, Sguera et al. (2011) showed that IGR J17354-3255 is a weak and persistent source that emits occasional X-ray flares. They also confirmed the orbital period of 8.4 days and claim that the spectral and temporal characteristics of the source are indicative of an sgHMXB, whereas the dynamic ranges at soft and hard X-rays tend to be typical of intermediate SFXT. Finally, Bozzo et al. (2012), using *XMM-Newton* spectra, claimed the source to be an SFXT.

The NIR K_S -band spectrum, presented in Fig. 4 and Table 5, shows a clear He I absorption at $2.1134 \mu\text{m}$. A weak absorption is detected around $2.06 \mu\text{m}$ that could be an He I absorption. Thus, this spectrum points toward an O8.5Iab(f) (see Hanson et al. 1996) or an O9Iab (see Hanson et al. 2005) spectral type and confirms the sgHMXB/SFXT classification of the binary source.

3.14. IGR J17404-3655

IGR J17404-3655 was first mentioned by Bird et al. (2007). Landi et al. (2008), with a series of X-ray follow-up observations performed with *Swift*/XRT, determined an USNO and 2MASS counterpart. Moreover, Masetti et al. (2008), by carrying out spectroscopic observations, showed that the counterpart (USNO-A2.0.0525_28851523) presents a red continuum and a single narrow emission line consistent with the $H\alpha$ line with an equivalent width of $\sim 17 \text{ \AA}$. They concluded that the source is a

A. Coleiro et al.: Identification of HMXB discovered by INTEGRAL

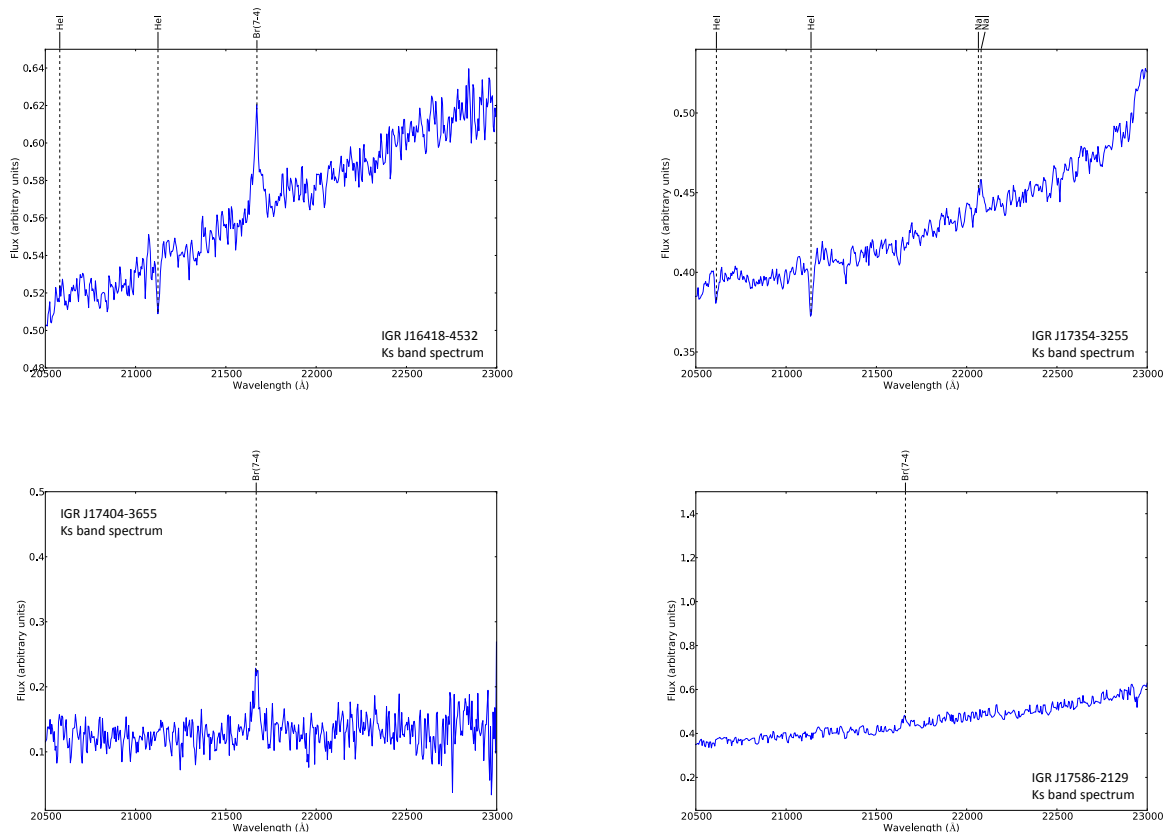


Fig. 4. Spectra of IGR J16418-4532 (*top left*), IGR J17354-3255 (*top right*), IGR J17404-3655 (*bottom left*), and IGR J17586-2129 (*bottom right*).

Galactic X-ray source, most likely a low-mass X-ray binary at a distance of 9.1 kpc (Masetti et al. 2009). Masetti et al. (2009) ruled out an HMXB nature for this source because the optical magnitudes do not fit any early spectral type. However, *Chandra* observations led by Tomsick et al. (2009) show that the spectrum is well fitted by an absorbed power law with a power-law index $\Gamma \sim -0.30^{+0.30}_{-0.24}$ which would be very unusual for an LMXB. Instead, these authors suggested that this source is an HMXB.

Only the Br(7–4) line is detected in emission in our NIR K_s -band spectrum (see Fig. 4 and Table 5). As for IGR J14331-6112 (see Sect. 3.5), assuming that the Br γ line is mainly detected in supergiant and Be stars (hardly ever in main-sequence stars), and knowing that in supergiant star spectra, He I at 2.058 μm in emission is generally detected as well, we argue that IGR J17404-3655 could be a Be star, since we do not detect any He I emission line at 2.058 μm . The low S/N prevents any firm classification, but if the source is an HMXB, it would probably be a BeHMXB. However, we cannot rule out the LMXB classification yet.

3.15. IGR J17586-2129

IGR J17586-2129 was discovered by Bird et al. (2007). Tomsick et al. (2009) localized the infrared 2MASS counterpart thanks to *Chandra* observations. The X-ray spectrum is well

fitted by a power-law with $N_{\text{H}} = 15.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and $\Gamma \sim 0.23$. The authors stated that the source is a candidate absorbed HMXB. *Swift* observations conducted by Krimm et al. (2009) during an outburst confirmed the association proposed by Tomsick et al. (2009). They fitted the data with a power-law with $N_{\text{H}} = 1.11 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ and $\Gamma \sim 1.14$. Finally, Sanchez-Fernandez et al. (2009), using INTEGRAL and *Swift*/BAT observations, derived an average flux over seven days of 11.2 mCrab fitted by a power-law with $\Gamma = 3.0$. Finally, if the spectrum remains unchanged, Sanchez-Fernandez et al. (2009) suggest that there is a cut-off in the 10–20 keV spectrum range.

Only the Br(7–4) line is detected in emission in our NIR K_s -band spectrum (see Fig. 4). Moreover, the SED ($I, J, H, K_s, 3.4 \mu\text{m}, 4.6 \mu\text{m}, 12 \mu\text{m}, 22 \mu\text{m}$ photometry points) is well fitted ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 5.0$, see Fig. 5) with a model that combines two absorbed blackbodies: one representing the companion star emission, and another one representing a possible MIR excess due to absorbing material that enshrouds the companion star (see e.g. Rahoui et al. 2008). The free parameters of the fits are the absorption in V band, A_V , the radius to distance ratio R_*/D , the additional blackbody component temperature T_d and its radius R_d . The stellar blackbody temperature was fixed to 20 000 K. The best-fitting parameters are stellar radius over distance $R_*/D = 5.47 \pm 0.27 R_{\odot}/\text{kpc}$, along with a dust component: dust temperature $T_d = 2033 \pm 304 \text{ K}$, and spatial extension

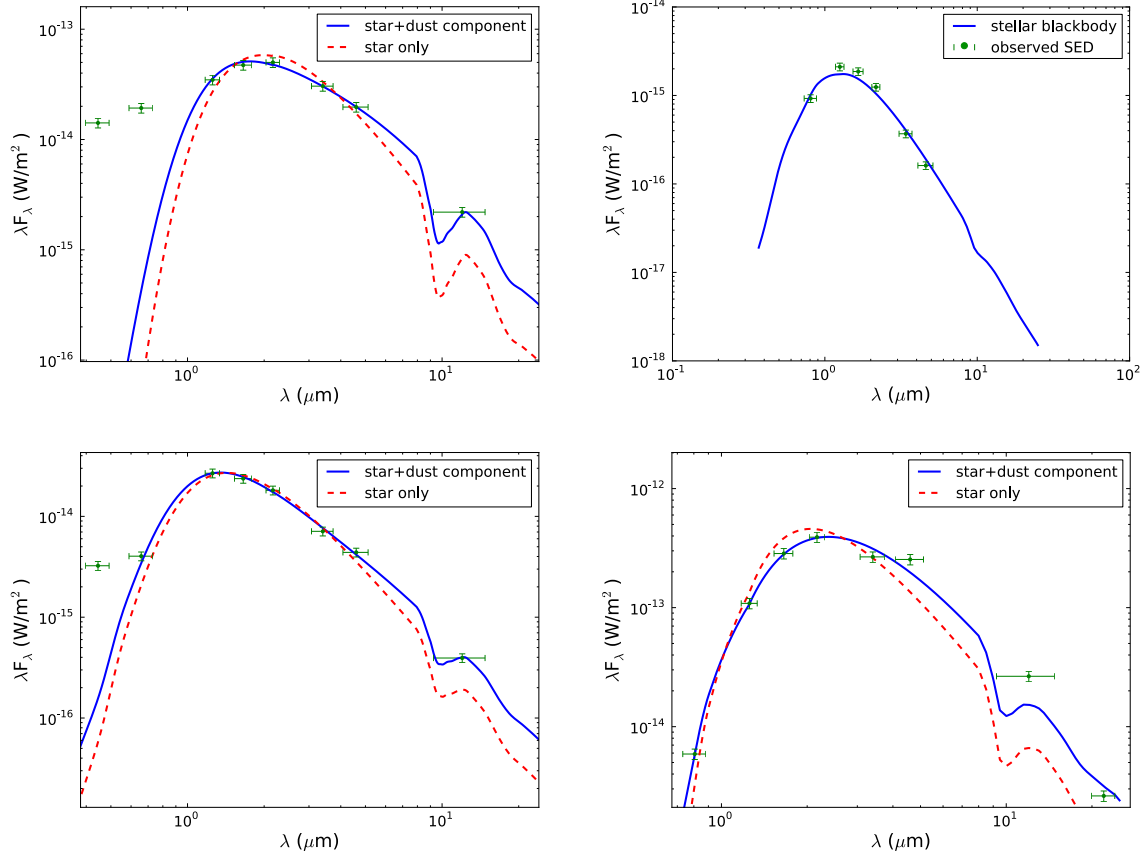


Fig. 5. Best fit of IGR J10101-5654 (*top left*), IGR J11187-5438 (*top right*), IGR 11435-6109 (*bottom left*), and IGR J17586-2129 (*bottom right*). Derived parameters are given in Table 7.

$R_d/D = 49.01 \pm 7.35 R_\odot/\text{kpc}$. The retrieved extinction value is equal to $A_V = 13.6 \pm 0.68$ mag. For comparison, the best-fitting parameters without the additional component are $A_V = 17.0 \pm 0.34$ mag; $R/D = 10.53 \pm 0.21 R_\odot/\text{kpc}$, and $\chi^2/\text{d.o.f.} = 24.14$. Thus, the SED fitting points toward a supergiant companion star.

3.16. Search for counterparts and study of the environment with WISE data

With the aim of studying the close environment of HMXB, we carried out a systematic search for counterparts in the WISE or GLIMPSE (when the source is blended) catalogs. This allows us to detect a MIR excess around the HMXB due to circumbinary dust (see the discussion for IGR J10101-5654, IGR J11435-6109, IGR J17586-2129), and examine the larger scale structures that probe the feedback of the source on its environment as well as the impact of the environment on the HMXB (see Fig. 7).

We present in Table 8 the fluxes in the four WISE filters for each detected source. Fluxes F_ν (in Jansky) were derived from the Vega magnitude m_{Vega} , using the formula

$$F_\nu[\text{Jy}] = F_{\nu 0} \times 10^{(-m_{\text{Vega}}/2.5)}, \quad (1)$$

where $F_{\nu 0}$ is the zero-magnitude flux density derived for sources with power-law spectra $F_\nu \propto \nu^{-2}$ and listed in the WISE user

manual⁵ for each filter band. When the source was blended in the WISE data, we used the *Spitzer*/GLIMPSE data (see Table 9). GLIMPSE fluxes were directly imported from the GLIMPSE archive. We point out that IGR J14331-6112, and IGR J17404-3655 are not detected neither in WISE or GLIMPSE catalogs whereas IGR J14488-5942 and IGR J17354-3255 are blended both in the GLIMPSE and WISE catalogs.

Most of the sources studied here were detected at $3.4 \mu\text{m}$ and $4.6 \mu\text{m}$ (see Table 8) or at 3.6 and $4.5 \mu\text{m}$ (when *Spitzer*/IRAC data were used instead). Two sources (IGR J16318-4848 and IGR J17586-2129) were detected even at $22 \mu\text{m}$ which can be explained by a substantial quantity of circumstellar dust, consistent with previous observations of these two sources (see Sects. 3.8 and 3.15).

We also examined the close environment of the sources and searched for cavity-shaped-structures around the sources that might trace an interaction with the close environment. We only detected a cloud with a cavity surrounding IGR J11435-6109 (see Fig. 7). This structure may be associated with the HMXB. A more detailed and comprehensive investigation of this aspect will be the topic of a forthcoming paper.

⁵ Available at this address: <http://WISE2.ipac.caltech.edu>

A. Coleiro et al.: Identification of HMXB discovered by INTEGRAL

Table 5. Spectroscopy results for all the sources.

Source	Line	λ (μm)	λ_{fit} (μm)	Flux (arbitrary units)	EW (\AA)	$FWHM$ (\AA)
IGR J10101-5654						
			<i>H</i> band			
	Br(20-4)	1.519	1.5198	455.8	-1.383	19.87
	Br(19-4)	1.525	1.5265	93.22	-0.279	4.304
	Br(18-4)	1.534	1.5354	555.4	-1.662	23.57
	Br(17-4)	1.543	1.5451	634.1	-1.905	24.53
	Br(16-4)	1.555	1.5568	901.8	-2.692	24.88
	Br(15-4)	1.569	1.5708	707.6	-2.031	25.34
	N III + C III	1.575	1.5778	841.4	-2.439	44.81
	+ Fe II	1.576				
	Br(14-4)	1.588	1.5901	1481	-4.134	32.46
	Br(13-4)	1.611	1.6120	1151	-3.167	31.88
	Br(12-4)	1.641	1.6410	634.9	-1.649	15.93
	[Fe II]	1.643	1.6427	572	-1.488	12.58
	Br(11-4)	1.681	1.6822	1121	-2.645	25.33
	Fe II	1.688	1.6893	154.5	-0.363	7.551
	[Fe II]	1.711	1.7122	362.5	-0.824	15.66
	Br(10-4)	1.736	1.7377	1032	-2.062	24.4
			<i>K_s</i> band			
	He I	2.058	2.0586	1537	-4.47	57.47
	H ₂	2.1218	2.1226	269.1	-0.491	10.59
	Mg II	2.138	2.1363	326.9	-0.901	35.5
	Mg II	2.144	2.1454	344.9	-0.941	24.12
	Br(7-4)	2.166	2.1659	2249	-5.952	29.98
	He II	2.1891	2.1886	334.1	-0.872	20.2
	Na I	2.206	2.2064	328.2	-0.833	15.24
IGR J11435-6109						
			<i>H</i> band			
	Br(21-4)	1.513	1.5137	310.8	-1.285	24.42
	Br(20-4)	1.519	1.5200	316.3	-1.323	23.2
	Br(19-4)	1.525	1.5260	512.6	-2.178	31.92
	Br(18-4)	1.534	1.5349	652.3	-2.799	26.48
	Br(17-4)	1.543	1.5441	571.6	-2.458	28.05
	Br(16-4)	1.555	1.5568	472.2	-1.993	28.01
	Br(15-4)	1.569	1.5707	528.9	-2.205	24.76
	N III + C III	1.575	1.5772	344.1	-1.43	22.46
	+ Fe II	1.576				
	Br(14-4)	1.588	1.5895	1013	-4.158	31.53
	Br(13-4)	1.611	1.6119	957.2	-3.896	43.94
	Br(12-4)	1.641	1.6414	894.7	-3.508	38.21
	Br(11-4)	1.681	1.6813	1032	-3.8	36.15
	He I	1.700	1.7014	53.19	-0.19	4.389
	[Fe II] ?	1.711	1.7120	306.2	-1.101	20.43
	Br(10-4)	1.736	1.7364	973.4	-3.225	27.62
			<i>K_s</i> band			
	He I	2.058	2.0590	384.9	-2.788	33.86
	Mg II	2.138	2.1385	193.8	-1.367	33.36
	Mg II	2.144	2.1444	91.25	-0.637	8.416
	Br(7-4)	2.166	2.1664	273.9	-1.805	16.35
	He II	2.1891	2.1893	125.7	-0.83	20.09
IGR J13020-6359						
			<i>K_s</i> band			
	He I	2.058	2.0594	714.3	-2.734	25.74
	Br(7-4)	2.166	2.1663	2962	-9.986	29.09
IGR J14331-6112						
			<i>K_s</i> band			
	Br(7-4)	2.166	2.1657	184.3	-4.148	34.54
IGR J14488-5942						
			<i>K_s</i> band			
	He I	2.058	2.0590	446.6	-9.32	39.86
	Br(7-4)	2.166	2.1665	357.5	-5.722	35.7
IGR J16195-4945						
			<i>H</i> band			
	Br(19-4)	1.525	1.5251	113.2	-1.134	7.221
	Br(18-4)	1.534	1.5339	177.4	-1.808	11.44
	Br(16-4)	1.555	1.5566	137.5	-1.422	10.83
	[Fe II] ?	1.599	1.5975	337.4	-3.148	16.79
	Br(13-4)	1.611	1.6129	213.4	-1.852	14.22
	He I	1 700	1 6998	-731 6	3 87	41 00

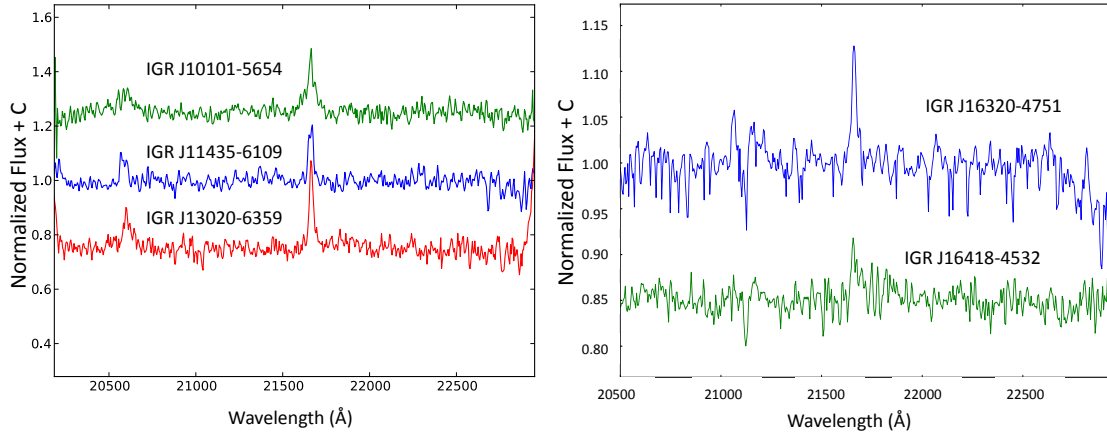
Table 6. Equivalent width and FWHM values of IGR J16318-4848.

Line	λ (μm)	EW (\AA) – 2010 data	EW (\AA) – 2003 data	$FWHM$ (\AA) – 2010 data	$FWHM$ (\AA) – 2003 data
[Fe II]	2.046	-0.427	-1	20.54	26
He I	2.058	-38.38	-42	29.34	35
Fe II	2.089	-10.89	-13	36.01	36
He I	2.1126	-3.756	-5	25.47	43
N III + C III	2.116	-1.813	-4 (?)	30.62	44 (?)
Mg II	2.138	-6.139	-8	30.58	35
Br(7-4)	2.1661	-52.55	-45	32.28	36
He I	2.1847	-1.411	-7 (?)	30.17	50
Na I ?	2.2056	-3.526	-3	31.06	40
Na I	2.209	-1.337	blended	30.35	blended
[Fe II]	2.224	-1.974	-0	64.4	21
Fe II	2.240	-1.827	-2	41.35	40

Notes. Comparison of our data with those of Filliatre & Chaty (2004). No major variation are detected for the brightest lines. Other lines exhibit variations between 25% and 65%, but their faintness prevents any further conclusion on their variabilities.

Table 7. Parameters derived from SED fitting.

Source	A_V (mag)	T_* (K)	R/D (R_\odot/kpc)	T_d (K)	R_d/D (R_\odot/kpc)	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	d.o.f.
IGR J10101-5654	13.1 ± 0.86	20 000	2.79 ± 0.20	1016 ± 127	28.3 ± 4.25	2.23	2
IGR J11187-5438	3.9 ± 0.40	6000	0.60 ± 0.03	–	–	3.45	3
IGR J11435-6109	7.98 ± 0.44	20 000	1.33 ± 0.050	925.6 ± 190.7	51.6 ± 2.97	1.14	2
IGR J17586-2129	13.6 ± 0.68	20 000	5.47 ± 0.27	2033 ± 3045	49.01 ± 7.35	5.0	4

**Fig. 6.** Left panel: comparison of the K_s -band spectra of IGR J10101-5654, IGR J11435-6109, and IGR J13020-6359 (spectra are normalized and offset). Right panel: comparison of the K_s -band spectra of IGR J16320-4751, and IGR J16418-4532 (spectra are normalized and offset).**Table 8.** WISE counterpart magnitudes.

Source name	$3.4 \mu\text{m}$ flux (mJy)	$4.6 \mu\text{m}$ flux (mJy)	$12 \mu\text{m}$ flux (mJy)	$22 \mu\text{m}$ flux (mJy)
IGR J10101-5654	36.07 ± 0.764	29.14 ± 0.564	8.788 ± 0.364	<5.227
IGR J11187-5438	0.437 ± 0.024	0.239 ± 0.018	<0.877	<5.227
IGR J11435-6109	8.416 ± 0.217	6.506 ± 0.174	1.576 ± 0.128	<5.227
IGR J16195-4945	23.07 ± 0.638	17.19 ± 0.490	<0.877	<5.227
IGR J16318-4848	1001 ± 47	1135 ± 25	310 ± 5.4	297 ± 7.7
IGR J17586-2129	316 ± 9.3	376 ± 7.3	116 ± 1.8	46.97 ± 2.163

A. Coleiro et al.: Identification of HMXB discovered by INTEGRAL

Table 9. *Spitzer*/GLIMPSE counterpart magnitudes for the blended or undetected sources in the WISE point source catalog.

Source name	3.6 μm flux (mJy)	4.5 μm flux (mJy)	5.8 μm flux (mJy)	8.0 μm flux (mJy)
IGR J13020-6359	11.57 ± 0.673	9.157 ± 1.025	7.269 ± 0.559	4.690 ± 0.455
IGR J16320-4751	42.04 ± 1.814	42.89 ± 2.010	36.20 ± 1.553	17.76 ± 0.951
IGR J16328-4726	23.14 ± 1.052	21.40 ± 1.140	16.22 ± 0.754	10.01 ± 0.405
IGR J16418-4532	11.81 ± 0.642	9.352 ± 0.566	5.855 ± 0.463	3.394 ± 0.218

4. Discussion

In this section we discuss the number of BeHMXB versus the number of sgHMXB currently identified and the implications of this ratio. We focus only on the HMXB for which a spectral type has been derived.

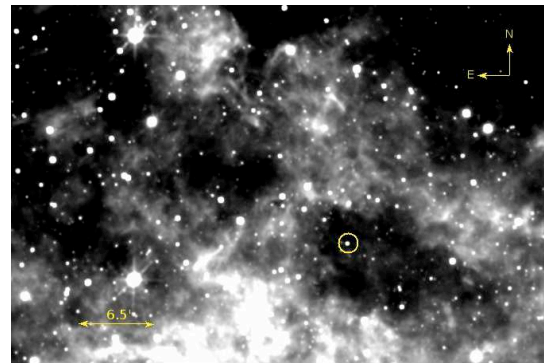
Of the 114 HMXB candidates listed in the Liu catalog of HMXB (Liu et al. 2006), 39 are confirmed as BeHMXB and 18 as sgHMXB (see Liu et al. 2006). We therefore considered all INTEGRAL source HMXB candidates contained in the Liu catalog and not confirmed yet. For these objects, we retrieved the identification (when available) in the INTEGRAL source catalog maintained by J. Rodriguez and A. Bodaghee⁶. We added to these sources all the other INTEGRAL sources identified since 2006 and the 13 sources identified in the present article (see Table 10). This left us with 44 confirmed BeHMXB and 37 confirmed sgHMXB. Six sources are mentioned to have peculiar features in the Liu catalog: CI Cam, IGR J16318-4848, Cyg X-3, LS 5039, V4641 Sgr, and SS 433. We add two objects to this list: IGR J10101-5654 and IGR J19113+1533 which seem to show the B[e] phenomenon (see Sect. 3.1 for IGR J10101-5654 and Masetti et al. 2010 for IGR J19113+1533).

Before INTEGRAL, there were 42% confirmed BeHMXB and only 4% confirmed sgHMXB out of the total number of HMXB cataloged in Liu et al. (2000). The INTEGRAL observations have led to the discovery of a significant number of sgHMXB, causing a dramatic increase in the fraction of HMXB that are sgHMXB. Indeed, based on this study, we reach the following statistics for the HMXB confirmed by spectral type: 49% BeHMXB, 42% sgHMXB and 9% peculiar HMXB (see Fig. 8).

The majority of sgHMXB currently discovered suffers from huge X-ray absorption that explains why these sources were not detected before the INTEGRAL launch. Because of this substantial absorption they were not detected in the soft X-ray domain, which was well covered by the previous high-energy instruments. By observing the sky beyond 10 keV, where the photoelectric absorption becomes negligible, INTEGRAL enabled to discover these obscured sources, making their population rapidly growing over the last ten years. Moreover, the high sensitivity of the INTEGRAL detectors, which enables one to discover sources with a very low quiescent level ($\sim 10^{33}$ erg s⁻¹), and their large field of view also facilitated detecting new obscured sgHMXB.

Finally, the number of HMXB discovered with INTEGRAL and identified thanks to infrared observations is now high enough to carry out a population study of this family of high-energy sources and to accurately study their formation and evolution.

We now would like to place these source-type statistics into the context of HXMB evolution. HMXB are divided into two classes: sgHMXB and BeHMXB. In both classes, the X-ray source is generally a neutron star powered by accretion of matter coming from the companion star. Accretion in sgHMXB can be driven by Roche lobe overflow or a stellar wind, whereas in

**Fig. 7.** WISE 12 μm image of the region around IGR J1435-6109.

BeHMXB, the companion star is not filling its Roche-lobe and the neutron star generally accretes matter when passing through the decretion disk located around the companion. Formation of BeHMXB and sgHMXB is explained by two different scenarios, principally controlled by physical parameters such as the transfer of mass and angular momentum, the spin and metallicity of the stars, or the kick experienced during the supernova event. BeHMXB are formed following the rejuvenation model of Rappaport et al. (1982), in which the mass transfer engenders the formation of a decretion disk around the companion star. These systems, showing wide orbital eccentricities, are the result of massive binaries that undergo a semi-conservative mass transfer evolution. On the other hand, sgHMXB evolution is driven by the common-envelope phenomenon, during which the compact object enters inside the envelope of the companion star. Thus, its orbital period is rapidly decreasing via a significant loss of orbital angular momentum (see e.g. Chaty 2011).

INTEGRAL observations have raised new questions about HMXB evolution, particularly by discovering two new classes of sgHMXB that were previously undetected. The first one is composed of very obscured sgHMXB, exhibiting huge local extinction, and the others are sgHMXB showing fast and transient outbursts, called SFXTs (Negueruela et al. 2006, 2008). Obscured HMXB are exhibiting complex and stratified circumstellar material. Some of these sgHMXB present the B[e] phenomenon (such as IGR J10101-5654 or IGR J16318-4848, see Sects. 3.8 and 3.1). Lamers et al. (1998) defined these sources as stars that i. emit forbidden lines of [Fe II] and [O I]; ii. exhibit a strong MIR excess due to hot circumstellar dust; iii. present P-Cygni line profiles, which are characteristic of huge mass-loss. The peculiarities of these objects may be explained by ejections of matter during phases of interaction with the compact object (see e.g. Kraus et al. 2010; Wheelwright et al. 2012). Indeed, according to Wheelwright et al. (2012), at least 50% of the sgB[e] stars observed at high spatial resolution may be interacting binaries, which raises the possibility that binary plays an important role in this process. Observing these obscured sgB[e] HMXB sources, which seem to be composed of a dusty disk (see e.g.

⁶ <http://irfu.cea.fr/Sap/IGR-Sources>

A&A 560, A108 (2013)

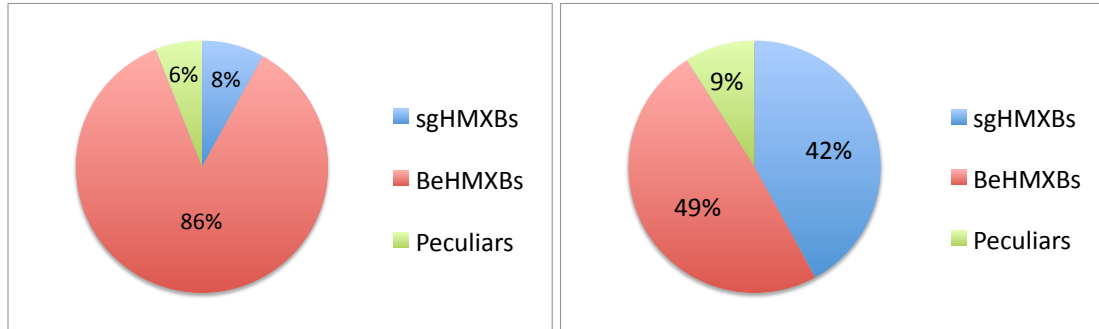


Fig. 8. *Left panel:* fraction (in percents) of confirmed (with spectral type) sgHMXB, BeHMXB and peculiar HMXB (such as B[e]HMXB) in Liu et al. (2000) catalog. *Right panel:* fraction (in percents) of confirmed (with spectral type) sgHMXB, BeHMXB and peculiar HMXB (such as B[e]HMXB) to date.

Table 10. Summary of results on HMXB spectral type (SpT) presented in this study.

Source	NIR Counterpart RA (J2000)	NIR Counterpart Dec (J2000)	Previous identification	Derived SpT (this paper)
IGR J10101-5654	10:10:11.87	-56:55:32.1	HMXB ? (1,2)	sgB[e]
IGR J11187-5438	11:18:21.21	-54:37:28.6	?	LMXB ?
IGR J11435-6109	11:44:00.30	-61:07:36.5	B2III or B0V (3)	B0.5Ve
IGR J13020-6359	13:01:58.7	-63:58:09.0	Be (4)	B0.5Ve
IGR J14331-6112	14:33:08.33	-61:15:39.7	BIII or BV, Be ? (5)	Be ?
IGR J14488-5942	14:48:43.33	-59:42:16.3	Be ? (6)	Oe/Be
IGR J16195-4945	16:19:32.20	-49:44:30.5	O/B supergiant (7)	ON9.7Iab
IGR J16318-4848	16:31:48.31	-48:49:00.7	sgB[e] (8)	sgB[e]
IGR J16320-4751	16:32:01.75	-47:52:28.9	O supergiant ? (9,10)	BN0.5Ia
IGR J16328-4726	16:32:37.91	-47:23:40.9	O/B supergiant ? (11)	O8Iafpe
IGR J16418-4532	16:41:50.79	-45:32:25.3	O/B supergiant (12)	BN0.5Ia
IGR J17200-3116	17:20:06.1	-31:17:02.0	HMXB ? (2)	?
IGR J17354-3255	17:35:27.60	-32:55:54.40	sgHMXB ? (13)	O9Iab
IGR J17404-3655	17:40:26.85	-36:55:37.6	LMXB ? / HMXB ? (3,14)	Be ?
IGR J17586-2129	17:58:34.56	-21:23:21.53	HMXB ? (14)	supergiant O/B

Reference. (1) Tomsick et al. (2008); (2) Masetti et al. (2006a); (3) Masetti et al. (2009); (4) Chernyakova et al. (2005); (5) Masetti et al. (2008); (6) Corbet et al. (2010a); (7) Tomsick et al. (2006); (8) Filliatre & Chaty (2004); (9) Corbet et al. (2005); (10) Chaty et al. (2008); (11) Fiocchi et al. (2013); (12) Sguera et al. (2006); (13) Sguera et al. (2011); (14) Tomsick et al. (2009).

Chaty & Rahoui 2012 and Servillat et al., in prep.), is a step forward in the understanding of circumstellar environment of evolved massive stars. Other sgB[e], at a different evolutionary stage, also exhibit a disk probably formed after an efficient mass-transfer (see e.g. Millour et al. 2011) and the link with these objects should be investigated.

All these results about sgHMXBs can be combined to explain the observed differences by different orbital configurations (see e.g. Chaty 2011): obscured sgHMXB are composed of a neutron star orbiting a supergiant star at a few stellar radii that emits persistent X-ray emission, whereas in SFXTs, a neutron star is orbiting the supergiant in a large and eccentric orbit, accreting clumps of matter when it comes close to the companion star. This scenario describes the properties currently observed in HMXB quite well, even though some questions still remain open. For example, no purely wind accreting sgHMXB with a black hole has been detected yet (Cygnus X-1 is accreting both wind and disk matter), probably because massive stars lose too much mass to finish their life as a black hole. Likewise, the rarity of HMXB that host a companion Wolf-Rayet star (only Cygnus X-3 is known) was underlined over the years and places constraints on evolution of HMXB (see Linden et al. 2012; Lommen et al. 2005). Lommen et al. (2005) also suggested that sev-

eral X-ray binaries with core helium-burning companions should be observed in the Milky Way. They are expected to exhibit high intrinsic absorption mainly due to X-ray absorption by stellar wind. Companion stars of these obscured sgHMXB could evolve as follows (Kogure & Leung 2007): O \rightarrow Of \rightarrow WN (hydrogen-rich) \rightarrow LBV \rightarrow WN (hydrogen-poor) \rightarrow WC \rightarrow SN: starting their life as an O star on the main-sequence, then evolving as an LBV star, and finally finishing their life as a Wolf-Rayet star. sgB[e] and LBV companions are probably at the interface between hydrogen- and helium-burning core and could then partly explain the expected population described by Lommen et al. (2005).

Finally, studying HMXB is of interest for a wide range of astrophysics subjects. Indeed, it has been shown by Mirabel et al. (2011) that black hole HMXB could have determined the early thermal history of the Universe and contributed to its reionization, between 380 000 and 1 billion years after the Big Bang. Moreover, HMXB act as a good tracer of recent star formation in galaxies because of their short lives (see e.g. Mineo et al. 2011; Bodaghee et al. 2012; Coleiro & Chaty 2013). It has been shown by Sana et al. (2012) that almost three quarters of the very bright high-mass stars do not live alone, most of them experience interactions such as mass transfer during their life, which makes

A. Coleiro et al.: Identification of HMXB discovered by INTEGRAL

them an interesting bridge between HMXB and stellar evolution investigations.

5. Conclusion

We have presented results of a large NIR observing campaign carried out in 2008 and 2010 using ESO/NTT facilities. These photometric and spectroscopic data allowed us to constrain and/or confirm the spectral type of 13 HMXB in the Milky Way reported in Table 10. The proportion of confirmed sgHMXB is now 42%, 49% are confirmed BeHMXB, and 9% are peculiar sources. Moreover, we conducted a systematic search of MIR counterparts in the WISE data release to detect any MIR excess due to hypothetical circumstellar dust, but also with the aim of examining the larger-scale environment that presents possible interaction and feedback. Finally, we recommend additional investigations of the three sources that have a MIR excess (IGR J10101-5654, IGR J11435-6109, and IGR J17586-2129) to assess the physical conditions in their close environment.

Acknowledgements. We warmly thank the anonymous referee for constructive comments that allowed us to improve the manuscript. This work was supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES), based on observations obtained with MINE – the Multi-wavelength INTEGRAL Network –. JAT acknowledges partial support from NASA through *Chandra* Award Number GO1-12046X issued by the *Chandra* X-ray Observatory Center, which is operated by the Smithsonian Astrophysical Observatory under NASA contract NAS8-03060. This research has made use of the IGR Sources page maintained by J. Rodriguez & A. Bodaghee (<http://irfu.cea.fr/Sap/IGR-Sources>); of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation; of the SIMBAD database and the VizieR catalog access tool, operated at CDS, Strasbourg, France; of NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services as well as of the NASA/IPAC Infrared Science Archive, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

References

- Bird, A. J., Barlow, E. J., Bassani, L., et al. 2006, *ApJ*, 636, 765
 Bird, A. J., Malizia, A., Bazzano, A., et al. 2007, *ApJS*, 170, 175
 Bird, A. J., Bazzano, A., Bassani, L., et al. 2010, *ApJS*, 186, 1
 Bodaghee, A., Tomsick, J. A., Rodriguez, J., & James, J. B. 2012, *ApJ*, 744, 108
 Bozzo, E., Pavan, L., Ferrigno, C., et al. 2012, *A&A*, 544, A118
 Chaty, S. 2011, in *Evolution of Compact Binaries*, eds. L. Schmidtobreick, M. R. Schreiber, & C. Tappert, ASP Conf. Ser., 447, 29
 Chaty, S., & Rahoui, F. 2012, *ApJ*, 751, 150
 Chaty, S., Rahoui, F., Foellmi, C., et al. 2008, *A&A*, 484, 783
 Chen, H., Bally, J., O'dell, C. R., et al. 1998, *ApJ*, 492, L173
 Chernyakova, M., Lutovinov, A., Rodriguez, J., & Revnivtsev, M. 2005, *MNRAS*, 364, 455
 Clark, J. S., Steele, I. A., Fender, R. P., & Coe, M. J. 1999, *A&A*, 348, 888
 Coleiro, A., & Chaty, S. 2013, *ApJ*, 764, 185
 Corbet, R. H. D., & Remillard, R. 2005, *ATel*, 377, 1
 Corbet, R., Barbier, L., Barthelmy, S., et al. 2005, *ATel*, 649, 1
 Corbet, R., Barbier, L., Barthelmy, S., et al. 2006, *ATel*, 779, 1
 Corbet, R. H. D., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2010a, *ATel*, 2588, 1
 Corbet, R. H. D., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2010b, *ATel*, 2598, 1
 Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Rodriguez, J., Bouchet, L., & Lutovinov, A. A. 2003, *IAU Circ.*, 8063, 3
 D'Al, A., La Parola, V., Cusumano, G., et al. 2011, *A&A*, 529, A30
 Drave, S. P., Bird, A. J., Sidoli, L., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 528
 Filliatre, P., & Chaty, S. 2004, *ApJ*, 616, 469
 Fiacchi, M., Sguera, V., Bazzano, A., et al. 2010, *ApJ*, 725, L68
 Fiacchi, M., Bazzano, A., Bird, A. J., et al. 2013, *ApJ*, 762, 19
 Goldoni, P., Chaty, S., Goldwurm, A., & Coleiro, A. 2013 [arXiv:1302.0714]
 Grebenev, S. A., Ubertini, P., Chenevez, J., et al. 2004, *ATel*, 350, 1
 Grupe, D., Kennea, J., Evans, P., et al. 2009, *ATel*, 2075, 1
 Hanson, M. M., Conti, P. S., & Rieke, M. J. 1996, *ApJS*, 107, 281

- Hanson, M. M., Rieke, G. H., & Luhman, K. L. 1998, *AJ*, 116, 1915
 Hanson, M. M., Förster Schreiber, N. M., Cresci, G., et al. 2005, *ApJS*, 161, 154
 in't Zand, J., & Heise, J. 2004, *ATel*, 362, 1
 Kaplan, D. L., Moon, D.-S., & Reach, W. T. 2006, *ApJ*, 649, L107
 Keek, S., Kuiper, L., & Hermsen, W. 2006, *ATel*, 810, 1
 Kogure, T., & Leung, K.-C. 2007, *The Astrophysics of Emission-Line Stars*, *Astrophys. Space Sci. Lib.*, 342
 Kraus, M., Borges Fernandes, M., & Chesneau, O. 2010, in *Binaries – Key to Comprehension of the Universe*, eds. A. Prša, & M. Zejda, ASP Conf. Ser., 435, 395
 Krimm, H. A., Kennea, J. A., Barthelmy, S. D., et al. 2009, *ATel*, 2156, 1
 Kuiper, L., Keek, S., Hermsen, W., Jonker, P. G., & Steeghs, D. 2006, *ATel*, 684, 1
 Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F.-J., de Winter, D., Houziaux, L., & Zorec, J. 1998, *A&A*, 340, 117
 Landi, R., Masetti, N., Bassani, L., et al. 2007, *ATel*, 1273, 1
 Landi, R., Masetti, N., Malizia, A., et al. 2008, *ATel*, 1539, 1
 Landi, R., Masetti, N., Capitanio, F., Fiacchi, M., & Bird, A. J. 2009, *ATel*, 2355, 1

A&A 560, A108 (2013)

- Linden, T., Valsecchi, F., & Kalogera, V. 2012, *ApJ*, 748, 114
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2000, *A&AS*, 147, 25
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *A&A*, 455, 1165
- Lommen, D., Yungelson, L., van den Heuvel, E., Nelemans, G., & Portegies Zwart, S. 2005, *A&A*, 443, 231
- Lutovinov, A., Rodriguez, J., Revnivtsev, M., & Shtykovskiy, P. 2005, *A&A*, 433, L41
- Lutovinov, A. A., Revnivtsev, M. G., & Tsygankov, S. S., & Krivonos, R. A. 2013, *MNRAS*, 431, 327
- Masetti, N., Morelli, L., Palazzi, E., et al. 2006a, *A&A*, 459, 21
- Masetti, N., Bassani, L., Bazzano, A., et al. 2006b, *A&A*, 455, 11
- Masetti, N., Mason, E., Morelli, L., et al. 2008, *A&A*, 482, 113
- Masetti, N., Parisi, P., Palazzi, E., et al. 2009, *A&A*, 495, 121
- Masetti, N., Parisi, P., Palazzi, E., et al. 2010, *A&A*, 519, A96
- Matt, G., & Guainazzi, M. 2003, *MNRAS*, 341, L13
- McGregor, P. J., Hyland, A. R., & Hillier, D. J. 1988, *ApJ*, 324, 1071
- Millour, F., Meilland, A., Chesneau, O., et al. 2011, *A&A*, 526, A107
- Mineo, S., Gilfanov, M., & Sunyaev, R. 2011, *Astron. Nachr.*, 332, 349
- Mirabel, I. F., Dijkstra, M., Laurent, P., Loeb, A., & Pritchard, J. R. 2011, *A&A*, 528, A149
- Moon, D.-S., Kaplan, D. L., Reach, W. T., et al. 2007, *ApJ*, 671, L53
- Morel, T., & Grosdidier, Y. 2005, *MNRAS*, 356, 665
- Morris, P. W., Eenens, P. R. J., Hanson, M. M., Conti, P. S., & Blum, R. D. 1996, *ApJ*, 470, 597
- Morris, D. C., Smith, R. K., Markwardt, C. B., et al. 2009, *ApJ*, 699, 892
- Negueruela, I., & Schurch, M. P. E. 2007, *A&A*, 461, 631
- Negueruela, I., Smith, D. M., Reig, P., Chaty, S., & Torrejón, J. M. 2006, in *The X-ray Universe 2005*, ed. A. Wilson, ESA SP, 604, 165
- Negueruela, I., Torrejón, J. M., & McBride, V. 2007, *ATel*, 1239, 1
- Negueruela, I., Torrejón, J. M., Reig, P., Ribó, M., & Smith, D. M. 2008, in *A Population Explosion: The Nature & Evolution of X-ray Binaries in Diverse Environments*, eds. R. M. Bandyopadhyay, S. Wachter, D. Gelino, & C. R. Gelino, AIP Conf. Ser., 1010, 252
- Nichelli, E., Israel, G. L., Moretti, A., et al. 2011, *ATel*, 3205, 1
- Pellizza, L. J., Chaty, S., & Negueruela, I. 2006, *A&A*, 455, 653
- Persson, S. E., Murphy, D. C., Krzeminski, W., Roth, M., & Rieke, M. J. 1998, *AJ*, 116, 2475
- Rahoui, F., Chaty, S., Lagage, P.-O., & Pantin, E. 2008, *A&A*, 484, 801
- Rappaport, S., Joss, P. C., & Webbink, R. F. 1982, *ApJ*, 254, 616
- Revnivtsev, M. G., Sazonov, S. Y., Gilfanov, M. R., & Sunyaev, R. A. 2003, *Astron. Lett.*, 29, 587
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., Foschini, L., et al. 2003, *A&A*, 407, L41
- Rodriguez, J., Bodaghee, A., Kaaret, P., et al. 2006, *MNRAS*, 366, 274
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., & Chaty, S. 2008, *A&A*, 482, 731
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., & Chaty, S. 2009, *A&A*, 494, 417
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., & Bodaghee, A. 2010, *A&A*, 517, A14
- Romano, P., Mangano, V., Ducci, L., et al. 2012, *MNRAS*, 419, 2695
- Romano, P., Barthelmy, S. D., D'Elia, V., et al. 2013, *ATel*, 4939, 1
- Sana, H., de Mink, S. E., de Koter, A., et al. 2012, *Science*, 337, 444
- Sanchez-Fernandez, C., Kuulkers, E., Bird, A. J., et al. 2009, *ATel*, 2194, 1
- Sguera, V., Bazzano, A., Bird, A. J., et al. 2006, *ApJ*, 646, 452
- Sguera, V., Drave, S. P., Bird, A. J., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 573
- Sidoli, L., Vercellone, S., Mereghetti, S., & Tavani, M. 2005, *A&A*, 429, L47
- Sidoli, L., Mereghetti, S., Sguera, V., & Pizzolato, F. 2012, *MNRAS*, 420, 554
- Steele, I. A., & Clark, J. S. 2001, *A&A*, 371, 643
- Stephen, J. B., Bassani, L., Molina, M., et al. 2005, *A&A*, 432, L49
- Swank, J. H., & Markwardt, C. B. 2004, *ATel*, 359, 1
- Tomsick, J. A., Lingenfelter, R., Walter, R., et al. 2003, *IAU Circ.*, 8076, 1
- Tomsick, J. A., Lingenfelter, R., Corbel, S., Goldwurm, A., & Kaaret, P. 2004, *ATel*, 224, 1
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., et al. 2006, *ApJ*, 647, 1309
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., Walter, R., & Kaaret, P. 2007, *ATel*, 1231, 1
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., Walter, R., & Kaaret, P. 2008, *ApJ*, 685, 1143
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., Walter, R., & Kaaret, P. 2009, *ApJ*, 701, 811
- Tovmassian, G., Tomsick, J. A., & Mennickent, R. 2006, *ATel*, 804, 1
- Vercellone, S., D'Ammando, F., Striani, E., et al. 2009, *ATel*, 2019, 1
- Walter, R., Rodriguez, J., Foschini, L., et al. 2003, *A&A*, 411, L427
- Walter, R., Bodaghee, A., Barlow, E. J., et al. 2004, *ATel*, 229, 1
- Walter, R., Zurita Heras, J., Bassani, L., et al. 2006, *A&A*, 453, 133
- Wen, L., Levine, A. M., Corbet, R. H. D., & Bradt, H. V. 2006, *ApJS*, 163, 372
- Wheelwright, H. E., de Wit, W. J., Oudmajer, R. D., & Vink, J. S. 2012, *A&A*, 538, A6

Quatrième partie

Interaction de GX 301-2 avec son
environnement

Introduction à la quatrième partie

GX 301-2 est une binaire X de grande masse constituée d'une étoile hypergéante (plus lumineuse et de rayon plus important qu'une étoile supergéante) de type spectral B0.5Ia+⁶ (Kaper et al., 1995) et localisée dans le plan Galactique, aux coordonnées Galactiques $l=300.1$; $b=0.0$ (voir Figure ??). Il s'agit de l'une des HMXB les plus massives connues jusqu'alors (Nagase, 1989; Bildsten et al., 1997). Le spectre de l'étoile compagnon (également connue sous le nom Wray 977), dans le domaine visible, suggère une masse de $43 \pm 10 M_{\odot}$ (Kaper et al., 2006). L'objet compact orbitant autour de l'étoile hypergéante est une étoile à neutrons accrétant la matière issue du vent intense de Wray 977. La période orbitale du système est de 41.5 jours (Watson et al., 1982) et une éruption observée en rayonnement X est détectée deux jours avant le passage au périastre (voir par exemple White and Swank 1984)⁷. Haberl (1991) et Leahy (1991) proposent que le sursaut X détecté deux jours avant le passage de l'étoile à neutron au périastre, soit dû à l'augmentation du taux d'accrétion sur l'objet compact, lui-même provoqué par son passage à travers un flot de gaz issu du vent stellaire. Finalement, Pravdo et al. (1995) suggère que le vent stellaire issu de l'étoile hypergéante est asymétrique avec une densité plus importante dans le plan équatorial ou bien qu'il existe un disque circumstellaire autour de Wray 977. En outre, nous savons aujourd'hui que l'objet compact constituant cette binaire X est une étoile à neutrons (White et al., 1976). Or, le progéniteur de l'étoile à neutrons devait être encore plus massif que Wray 977 puisque celui-ci a évolué plus rapidement. Ainsi, cette HMXB est un cas d'étude idéal pour contraindre la masse inférieure initiale des étoiles formant des trous noirs. Dans cette perspective, comprendre l'influence de l'environnement sur l'évolution du système binaire est crucial.

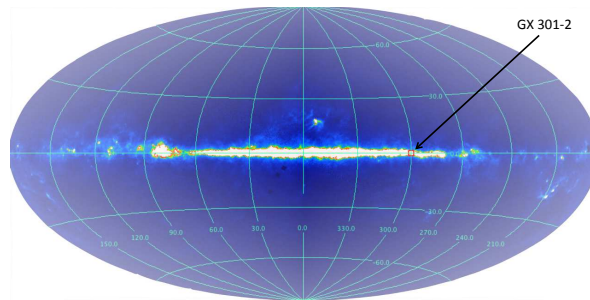


Image représentant la position de GX 301-2 (coordonnées Galactiques $l=300.1$; $b=0.0$) dans le ciel. L'image infrarouge du plan Galactique provient de l'instrument DIRBE à bord du satellite COBE.

Ainsi, GX 301-2 fait partie d'un ensemble de six HMXBs que nous avons observé avec l'instrument PACS installé à bord du satellite *Herschel* et observant le ciel entre 70 et 160 μm . Ce domaine du spectre électromagnétique, jamais exploré auparavant dans l'étude des binaires X massives, est tout à fait approprié pour mener une étude de l'environnement proche de ces objets. Ainsi, dans un premier temps, je décrirai l'analyse conduite par Mathieu Servillat et à laquelle j'ai activement participé, consistant à contraindre l'environnement circumstellaire proche de GX 301-2, en construisant sa Distribution Spectrale d'Énergie, du domaine visible au domaine radio, puis en l'ajustant à l'aide d'un modèle adéquat. Dans un second temps j'exposerai le travail que j'ai mené au sujet de l'interaction de GX 301-2 avec son environnement. Ce travail a été réalisé grâce aux observations conduites avec le satellite *Herschel* d'une part puis grâce à des données d'archive, de l'infrarouge proche au domaine radio qui révèlent la présence d'une cavité autour de la HMXB. Finalement, la présence de cette cavité et ses caractéristiques physiques permettent de contraindre l'énergie libérée par la HMXB et l'évolution de ce système binaire si particulier. C'est ce que je présente dans le dernier chapitre de cette partie.

6. Le '+' fait référence au type hypergéante.

7. Ce comportement à haute énergie est similaire à celui observé dans les BeHMXBs.

Herschel : une nouvelle fenêtre ouverte sur l'étude de GX 301-2

Sommaire

11.1 Enjeux et importance de cette nouvelle fenêtre d'observation	189
11.2 Observations <i>Herschel</i> et traitement des données	190
11.2.1 Observations	190
11.2.2 Traitement des données	191
11.2.3 Photométrie	191
11.3 Construction et ajustement de la SED	192
11.3.1 Les données utilisées	192
11.3.2 Le modèle utilisé	193
11.3.3 Ajustement de la SED	194
11.4 Discussion des résultats	195
11.4.1 Ajustement des paramètres	195
11.4.2 Environnement et disque circumstellaire	195
11.4.3 Émission détectée par l'instrument <i>Herschel</i> /PACS	197
11.5 Conclusion	197

Les travaux que je présente dans ce chapitre ont été réalisés en collaboration avec Mathieu Servillat et concernent l'étude de la contrepartie en infrarouge lointain de GX 301-2, détectée par la caméra PACS à bord du satellite *Herschel*. Je me suis particulièrement intéressé à la réduction des données et à la définition du modèle utilisé pour ajuster les observations.

11.1 Enjeux et importance de cette nouvelle fenêtre d'observation

Nous l'avons vu dans l'introduction de ce manuscrit mais également dans la partie précédente, certaines HMXBs, observées à un stade avancé de leur évolution, présentent un excès de flux en infrarouge, que l'on peut attribuer dans certains cas, à la présence de poussière dans leur environnement proche, ou bien, dans d'autres cas, à un rayonnement *free-free* ou *free-bound* issu d'un disque de décréation et/ou des vents stellaires d'une étoile supergéante chaude. Les données *Herschel* complètent ainsi l'étude de ces sources absorbées. Couplées à des données d'archive, du domaine visible à la radio, ces observations nous permettent de construire la Distribution Spectrale d'Énergie (SED) sur une large étendue du spectre électromagnétique. Son ajustement à l'aide de modèles adéquats contraint en outre les propriétés physiques de l'environnement proche (température, composition, géométrie, extension spatiale, etc). Nous verrons dans le chapitre suivant, que les observations *Herschel* sont également à l'origine d'une étude de l'interaction et de la rétroaction de GX 301-2 avec le milieu interstellaire environnant. L'ensemble de ces résultats permet alors une meilleure appréhension de l'évolution des HMXBs et du rôle de l'environnement dans cette évolution.

11.2 Observations *Herschel* et traitement des données

11.2.1 Observations

Les observations ont été réalisées avec l'instrument PACS en mode imageur (voir section 4.2.3 de l'introduction), dans les trois bandes d'énergie disponibles (bande bleue entre 60 et 85 μm , bande verte entre 85 et 130 μm et bande rouge entre 130 et 210 μm). Elles ont eu lieu le 02 août 2011 sous les identifications 1342225124, 1342225125, 1342225126 et 1342225127. Nous avons utilisé le mode « mini-scan », adéquat pour imager une petite région autour d'une source ponctuelle. Ce mode permet d'obtenir une meilleure sensibilité pour la source ponctuelle¹, une meilleure caractérisation des structures à grande échelle et une meilleure couverture de la région considérée. Le temps d'intégration total sur la source s'élève à 800 secondes en bande bleue, 1600 secondes en bande verte et 2400 secondes en bande rouge², pour un temps total d'observation (temps de calibrage et de lecture des détecteurs compris) de 2.4 heures. Pour couvrir l'ensemble de la zone présentée sur la figure 11.1, le satellite balaye le ciel avec une vitesse de 20 secondes d'arc/seconde en effectuant 10 passages de 2'5 de long, décalés les uns des autres de 2''0. De plus, ce balayage est répété cinq fois en bande bleue et dix fois en bande verte afin d'obtenir le temps d'intégration total souhaité. Enfin, l'ensemble de cette procédure est réalisé une seconde fois avec un angle d'observation du détecteur dans le ciel différent (ces passages sont matérialisés par les traits roses sur la figure 11.1).

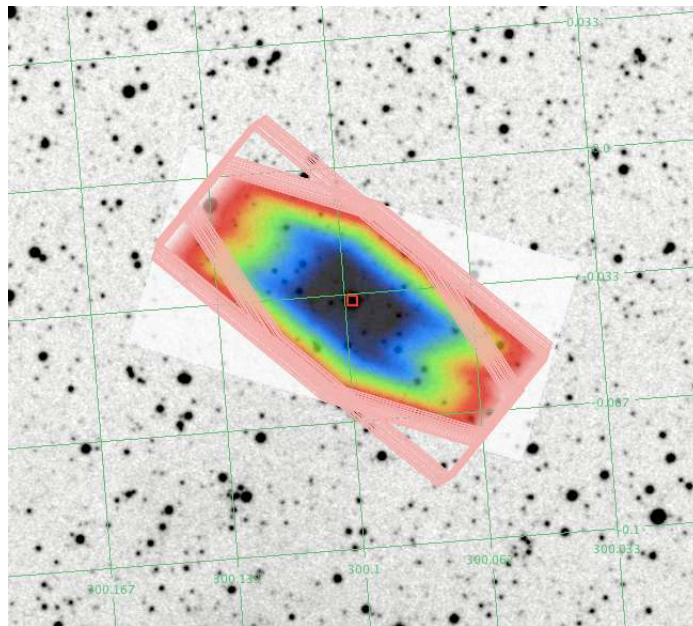


FIGURE 11.1 – Image représentant la couverture de la région autour de GX 301-2 par les observations *Herschel*. Les zones bénéficiant du temps d'intégration maximum sont en noir sur l'image. Celles pour lesquelles le temps d'intégration est minimal apparaissent en rouge. Les tracés roses indiquent le parcours du satellite sur le ciel. GX 301-2 est indiqué par le carré rouge au centre de l'image. L'image du fond correspond aux données DSS en bande R. Le Nord est situé en haut de l'image et l'Est à gauche.

1. Ceci est dû au fait qu'un filtre passe-haut peut être utilisé lors de la réduction des données de ce mode d'observation, pour éliminer le bruit en $1/f$ aux hautes fréquences.

2. Le temps d'intégration en bande rouge correspond à la somme des temps d'intégration en bandes bleue et verte car le détecteur PACS est constitué de deux détecteurs fonctionnant en parallèle : l'un servant à imager en bande bleue ou verte et l'autre en bande rouge (voir section 4.2.3 de l'introduction).

11.2.2 Traitement des données

Les données ont été traitées en utilisant le logiciel HIPE et le script associé à la réduction des données de l'instrument PACS en mode imageur / « mini-scan ». Les étapes de la réduction des données sont classées du niveau 0 (données brutes) au niveau 2 (données finales, utilisables sur un plan scientifique).

Niveau 0 à Niveau 0.5 La première étape du traitement consiste à masquer les mauvais pixels du détecteur à partir d'un masque préalablement généré ainsi que les pixels saturés, et à convertir les unités de chaque pixel en unités physiques (Volts). Cette étape permet également de déterminer les coordonnées du pixel de référence.

Niveau 0.5 à Niveau 1 Cette étape consiste principalement à corriger les données par la plage de lumière uniforme (*flat* en anglais) et à convertir les Volts/pixel en Jansky/pixel. Enfin, il faut corriger la non-linéarité du détecteur en appliquant un facteur de correction aux pixels dont le flux est supérieur à ~ 100 Jy.

Niveau 1 à Niveau 2 L'un des points cruciaux de cette étape du traitement consiste à filtrer le signal pour éliminer le bruit en $1/f$ inhérent au détecteur. Cependant, avant de réaliser ce filtrage, il faut masquer la source pour ne pas affecter sa photométrie finale. On réalise pour cela un masque en définissant un seuil de flux au-dessus duquel le signal est considéré comme appartenant à la source. Le masque défini, le filtre passe-haut peut alors être appliqué aux données. Il faut ensuite supprimer les « glitches » dus à l'interaction des rayons cosmiques avec le détecteur en utilisant une méthode de réjection de type « sigma-clipping ». Ainsi, un pixel qui dévie de la médiane de l'intensité des pixels de l'image d'une quantité supérieure au seuil fixé est masqué. Les données ainsi traitées constituent une matrice d'informations relatives au signal acquis sur le détecteur en fonction du pointé du télescope sur le ciel et de la date d'observation. Il faut maintenant, à partir de cette matrice, construire une image (aussi appelée « carte ») de la partie du ciel observée. Différents algorithmes de projection sont disponibles pour construire les cartes issues des observations PACS. Nous en avons utilisé deux : l'algorithme *PhotProject* et l'algorithme *MadMap*. Les résultats photométriques issus de ces deux algorithmes sont sensiblement égaux et nous utiliserons par la suite les données traitées avec l'algorithme *MadMap* (voir figure 11.2).

11.2.3 Photométrie

La photométrie a été extraite grâce au logiciel `getsources`³ développé par A. Men'shchikov (Men'shchikov et al., 2012). A la différence des algorithmes habituels d'extraction de sources, `getsources` utilise une approche multi-longueurs d'onde et multi-échelles. L'idée générale consiste à analyser les décompositions spatiales d'une image (à différentes longueurs d'onde, ici 70, 100 et 160 μm). Chaque décomposition est ensuite nettoyée des contributions dues au bruit et au fond de ciel (*background*). Celles-ci sont finalement combinées sur l'ensemble des longueurs d'onde pour constituer un catalogue de sources détectées, dont le flux et la taille sont déterminés à chaque longueur d'onde.

Un point source situé à la position de GX 301-2 est détecté à 70 et 100 μm . Les flux correspondant sont donnés dans le tableau 11.1.

$F_{70\mu\text{m}}$ (mJy)	$F_{100\mu\text{m}}$ (mJy)	$F_{160\mu\text{m}}$ (mJy)
61 ± 7	61 ± 15	< 33

TABLE 11.1 – Flux de la contrepartie de GX 301-2 détectée avec l'instrument PACS. La source est détectée à 70 et 100 μm , mais ne l'est pas à 160 μm . Le flux fourni dans la bande rouge constitue une limite supérieure due à la confusion avec le fond de ciel.

3. Ce logiciel a été développé au sein du Service d'Astrophysique du CEA, mais il n'a pas encore été mis à disposition de l'ensemble de la communauté. Voir <http://www.herschel.fr/cea/gouldbelt/en/getsources/pourplusd'informations>.

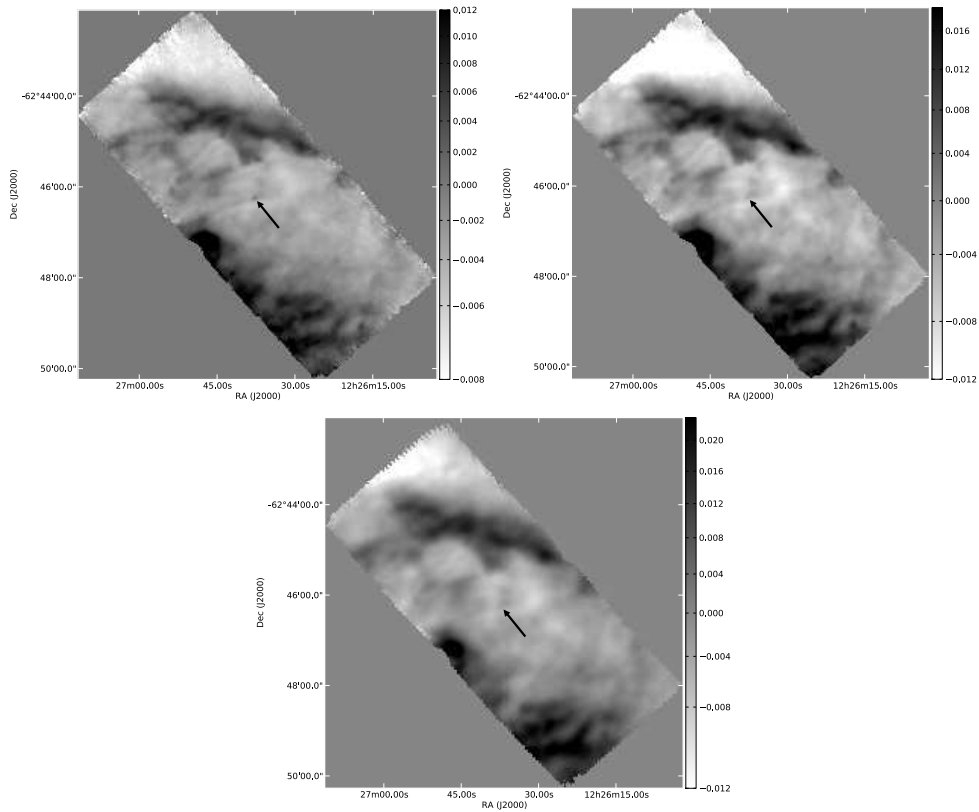


FIGURE 11.2 – Cartes *Herschel*/PACS de GX 301-2. En haut à gauche : carte à $70 \mu\text{m}$. En haut à droite : carte à $100 \mu\text{m}$. En bas : carte à $160 \mu\text{m}$. La flèche indique la position de GX 301-2. Le Nord est situé en haut de l'image et l'Est à gauche.

11.3 Construction et ajustement de la SED

11.3.1 Les données utilisées

Pour construire la SED de GX 301-2 du visible à la radio, nous avons ajouté aux flux extraits des données PACS, différentes données d'archive.

Les flux visibles, en bande B (445 nm) et V (551 nm) sont issus du catalogue Tycho-2 (Høg et al., 2000). Les flux J ($1.235 \mu\text{m}$), H ($1.662 \mu\text{m}$) et K_s ($2.159 \mu\text{m}$) sont issus du relevé 2MASS (voir section 4.2.5 de l'introduction).

Les flux à 3.6 , 4.5 , 5.8 et $8.0 \mu\text{m}$ proviennent du relevé GLIMPSE effectué avec l'instrument IRAC à bord du satellite *Spitzer* (voir section 4.2.6 de l'introduction). Notons que Kaplan et al. (2006) soulignent que les pixels centraux de la source sont saturés à 3.6 et $4.5 \mu\text{m}$, et par conséquent, ré-évaluent les flux à ces deux longueurs d'onde. Nous utiliserons donc leurs valeurs qui semblent plus précises.

Par ailleurs, nous avons utilisé les flux à 12 et $22 \mu\text{m}$ obtenus par le satellite *WISE* (voir section 4.2.7 de l'introduction), ainsi que les flux à 8.28 , 12.13 et $14.65 \mu\text{m}$ récoltés par le satellite MSX (*Midcourse Space Experiment*).

Enfin, le flux radio à 8.6 GHz provient de Pestalozzi et al. (2009). Les auteurs détectent la contrepartie de GX 301-2 dans les bandes radio à 4.8 et 8.6 GHz à différentes époques, correspondant à des états distincts de la source. Lorsque la source présente des sursauts en rayonnement X, l'indice spectral⁴ est négatif, ce que Pestalozzi et al. 2009 attribuent à la possible détection d'une composante d'émission transitoire et non thermique (peut-être sous la forme d'un jet ou bien d'un choc provoqué dans le vent stellaire par l'étoile à neutrons). Juste après les sursauts d'émission X, l'indice spectral issu des observations en radio

4. Défini par $\alpha = \log(F_{8.6}/F_{4.8})/\log(\nu_{8.6}/\nu_{4.8})$

devient positif et émane probablement du vent stellaire sphérique. Nos observations *Herschel*/PACS ont été effectuées juste après un sursaut, si l'on se réfère à la courbe de lumière obtenue avec l'instrument *Swift*/BAT. À ce stade d'activité de la source, l'indice spectral observé par Pestalozzi et al. (2009) est positif et vaut $+0.53^{+1.14}_{-0.07}$. Le flux à 8.6 GHz est de 0.72 ± 0.13 mJy. Nous utiliserons cette valeur dans la construction de la SED.

11.3.2 Le modèle utilisé

La SED de GX 301-2, du domaine visible à l'infrarouge moyen a été ajustée par Kaplan et al. (2006) et par Moon et al. (2007) en utilisant un modèle de corps noir sphérique entourant le système binaire ajouté à l'émission de l'étoile hypergéante. Ce modèle permet d'expliquer l'excès infrarouge observé en invoquant la présence d'une composante de poussière sphérique chauffée à ~ 740 K avec une extension spatiale de $\sim 9 R_*$. Néanmoins, ce modèle paraît trop simpliste pour deux raisons principales. D'une part parce qu'il fait intervenir une seconde composante de poussière, chauffée aux alentours de 170 K, et rarement observée dans les étoiles massives et évoluées telles que GX 301-2 (Moon et al., 2007), d'autre part parce qu'une telle géométrie de la distribution de poussière semble étonnante dans l'environnement d'une étoile (Lamers et al., 1998) de ce type.

Par ailleurs, Revnivtsev et al. (2003), Kaplan et al. (2006) et Moon et al. (2007) soutiennent, sur la base des observations à haute énergie et en infrarouge, que GX 301-2 a un comportement et une évolution similaire à IGR J16318-4848, source obscurcie détectée par *INTEGRAL* (voir section 9.2.4.2 du chapitre 9). Dans ces circonstances, nous avons utilisé dans cette étude, un modèle d'émission qui a été développé initialement pour étudier les composantes d'émission de IGR J16318-4848 (Chaty and Rahoui, 2012).

Il est basé sur différentes composantes d'émission décrites ci-après et positionnées dans le plan équatorial de l'étoile compagnon, supergéante. Celui-ci est composé d'une part d'une cavité interne dans laquelle se situe du gaz ionisé, optiquement mince. D'autre part, d'un anneau (d'épaisseur H_{rim}) constitué de poussière sublimée par le rayonnement UV de l'étoile, de température T_{rim} , et responsable de l'excès de flux en infrarouge proche. Et enfin, d'un disque de poussière chaude, de rayon interne R_{in} , de rayon externe R_{out} et de température $T(R)$ dépendant du rayon R . Ce disque de poussière est lui responsable de l'excès de flux en infrarouge moyen.

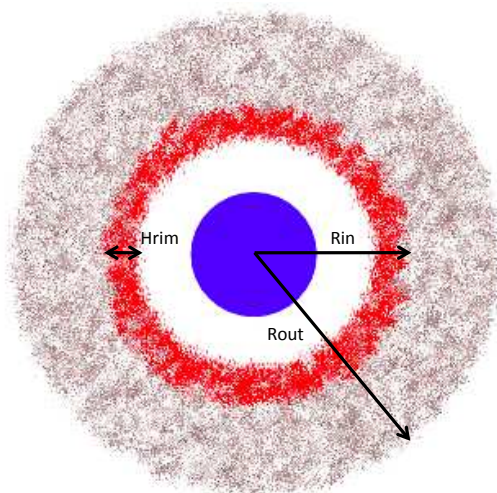


FIGURE 11.3 – Représentation polaire des différentes composantes du modèle d'émission utilisé pour ajuster la SED de GX 301-2 (ce schéma n'est pas à l'échelle). L'étoile est représentée en bleu, l'anneau en rouge et le disque en brun.

Ce modèle est alors résumé par l'équation :

$$F_\nu = \underbrace{\left(\frac{R_*}{D_*}\right)^2 \times B(\nu, T_*)}_{\text{Photosphère stellaire}} + \underbrace{2\pi \frac{H_{\text{rim}} R_{\text{in}}}{D_*^2} \cos(i) B(\nu, T_{\text{rim}})}_{\text{Émission de l'anneau}} + \underbrace{2\pi \frac{\cos(i)}{D_*^2} \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} RB(\nu, T(R)) dR}_{\text{Émission du disque}} \quad (11.1)$$

avec $T(R) = T_{\text{in}} (R/R_{\text{in}})^{-q}$ et B la fonction de Planck à la fréquence ν . T_* , R_* et D_* , correspondent respectivement à la température, au rayon et la distance de l'étoile compagnon. i , T_{in} , R_{out} et q sont respectivement l'inclinaison du disque, la température interne du disque au rayon R_{in} , le rayon externe et l'indice de température respectivement. T et R sont les température et rayon à un point quelconque du disque.

Le modèle d'émission de la photosphère stellaire provient des modèles de Castelli and Kurucz (2004) pour une étoile supergéante de type spectral B0I, avec une température $T_* = 19\,000$ K et une gravité de surface, $\log(g)=2.5$, correspondant aux valeurs déterminées par Kaper et al. (2006).

Le flux total est par ailleurs modulé par une loi d'extinction construite à partir des lois de Cardelli et al. (1989) pour le visible, Indebetouw et al. (2005) entre 1.25 et 8 μm , Lutz et al. (1996) entre 8 et 24 μm et Moneti et al. (2001) au-delà de 24 μm .

11.3.3 Ajustement de la SED

L'ajustement des données au modèle a été réalisé par étapes.

Dans un premier temps, nous avons déterminé la distance D_* et l'extinction $E(B-V)$ en ajustant le modèle d'émission de la photosphère aux flux dans les bandes B , V et J (les flux à plus grande longueur d'onde n'ont pas été pris en compte puisque l'excès infrarouge contribue fortement à l'émission à partir de la bande H). Le rayon stellaire est fixé à $R_* = 62 R_\odot$. Nous obtenons alors $D_* = 2750$ pc et $E(B-V) = 1.96$ (en supposant $R_V = \frac{A_V}{E(B-V)} = 3.1$ selon Fitzpatrick 1999) pour un $\chi_{\text{min}}^2/dof = 1.12$ avec dof le nombre de degrés de liberté, égal à 2 ici (voir figure 11.4, en haut à gauche). Ces paramètres seront ensuite fixés dans les autres étapes de l'ajustement.

Dans un second temps, nous avons tenté d'ajuster l'excès de flux infrarouge, mis en évidence de l'infrarouge proche (bande H) à l'infrarouge lointain (100 μm), par une composante de poussière sphérique, modélisée par une émission de corps noir analogue aux modèles utilisés dans la partie III (voir aussi Kaplan et al. 2006 et Rahoui et al. 2008). Les paramètres libres correspondent à la température de la poussière T_d et au rayon de cette composante R_d . Ce meilleur ajustement est obtenu pour un $\chi_{\text{min}}^2/dof = 10.62$ (avec 14 degrés de liberté). En outre, nous obtenons $T_d = 520 \pm 113$ K et $R_d = 982 \pm 255 R_\odot$. Cet ajustement ne semble toutefois pas satisfaisant. En particulier, les données PACS sont très mal intégrées à l'émission totale issue de ce modèle (voir figure 11.4, en haut à droite).

Dans un troisième temps, nous avons ajusté la SED (jusqu'à 100 μm seulement) à l'aide du modèle défini par l'équation 11.1 (voir figure 11.4, en bas à gauche). Les paramètres de la composante d'émission de la photosphère stellaire sont fixés. La température de l'anneau est fixée à $T_{\text{rim}} = 4000$ K (en cohérence avec la valeur déterminée par Chaty and Rahoui 2012). De même, nous fixons la largeur de l'anneau, H_{rim} , à 15 R_\odot et nous considérons le cas d'une inclinaison du disque $i=60^\circ$ (d'après le résultat obtenu par Kaper et al. 2006). Enfin, l'indice de température du disque, q , est pris égal à 0.75, ce qui correspond à un disque visqueux (Shakura and Sunyaev, 1973; Chaty and Rahoui, 2012). Dans ce contexte, nous obtenons le rayon externe de l'anneau, R_{in} , égal à $352 \pm 26 R_\odot$, la température de la région interne du disque, T_{in} égale à 706 ± 87 K et une extension spatiale du disque de poussière R_{out} de $1898 \pm 356 R_\odot$. Cet ajustement est obtenu pour un $\chi_{\text{min}}^2/dof = 2.50$ (avec 13 degrés de liberté). Toutefois, il est difficile d'ajuster correctement le flux à 100 μm avec ce modèle et il est également clair que le flux à 8.6 GHz (bien que non pris en compte dans la procédure d'ajustement), ne peut être expliqué grâce à ce modèle.

Wright and Barlow (1975) et Panagia and Felli (1975) décrivent l'émission radio du vent issu d'une étoile O ou B par un modèle d'émission *free-free* donné par :

$$S_\nu \propto \nu^{0.6} \quad (11.2)$$

où S_ν correspond à la densité de flux à la fréquence ν . Cette loi est valable du domaine radio jusqu'au domaine proche infrarouge où l'émission *free-free* commence à dévier de cette loi (voir Lamers and Cassinelli 1999 pour une démonstration détaillée). Dans notre étude, la composante d'émission *free-free* est coupée pour les longueurs d'onde inférieures à $\sim 1 \mu\text{m}$. Ce rayonnement *free-free* (ou rayonnement Bremsstrahlung thermique) est dû au freinage des électrons passant au voisinage de protons ou d'ions.

Finalement, nous avons ajouté cette composante de rayonnement *free-free* donnée par l'équation 11.2 au modèle donné par l'équation 11.1, et nous avons ajusté l'ensemble de la SED (du flux en bande B au flux radio à 8.6 GHz). Il en ressort (voir figure 11.4, en bas à droite) que le rayon interne de l'anneau, R_{in} , est égal à $335 \pm 21 R_\odot$, que la température de la région interne du disque, T_{in} est égale à $742 \pm 93 \text{ K}$ et que l'extension spatiale du disque de poussière R_{out} est égale à $1097 \pm 171 R_\odot$. Cet ajustement est obtenu pour un $\chi_{\text{min}}^2/\text{dof} = 1.49$ (avec 13 degrés de liberté). Ce modèle ajuste correctement le flux à 8.6 GHz et le flux détecté à $100 \mu\text{m}$ avec l'instrument PACS semble mieux expliqué qu'avec le modèle précédent.

11.4 Discussion des résultats

11.4.1 Ajustement des paramètres

De par le grand nombre de paramètres et de flux à ajuster, nous avons procédé par étapes. Dans un premier temps, nous avons déterminé les paramètres stellaires (distance et extinction) à partir de l'ajustement des flux visibles et du flux infrarouge en bande J . La distance obtenue de cette manière est dépendante du rayon stellaire considéré. Toutefois, la valeur estimée par l'ajustement est cohérente avec les distances obtenues par d'autres méthodes (voir section 12.2.1 dans le chapitre suivant). De même, le paramètre d'extinction $E(B - V)$ obtenu correspond à celui déterminé par Kaper et al. (2006).

Tous les paramètres stellaires ont ensuite été fixés et nous nous sommes concentrés sur la détermination des paramètres du modèle d'émission (composante sphérique ou disque). Par ailleurs, il s'avère difficile d'ajuster la SED au modèle de disque donné par l'équation 11.1, en laissant libres la température T_{rim} et l'épaisseur H_{rim} de l'anneau. Pour faciliter l'ajustement, nous les avons fixées et avons testé différentes valeurs raisonnables (évaluées à partir des valeurs fournies dans Chaty and Rahoui 2012). Les valeurs que l'on a choisi de conserver ($T_{\text{rim}} = 4000 \text{ K}$ et $H_{\text{rim}} = 15 R_\odot$), sont celles qui rendent le mieux compte des flux en bandes J et H .

11.4.2 Environnement et disque circumstellaire

Les résultats détaillés ci-dessous semblent exclure la géométrie sphérique pour la composante d'émission expliquant l'excès de flux en infrarouge. En effet, l'ajustement de la SED par un modèle de corps noir sphérique donne lieu à un $\chi_{\text{min}}^2/\text{dof}$ de 10.62 alors que le modèle décrivant cette composante sous la forme d'un disque aboutit à un $\chi_{\text{min}}^2/\text{dof} = 2.5$. La présence d'un disque circumstellaire autour de l'étoile hypergéante a par ailleurs été suggérée par Pravdo et al. (1995) qui évoquent la présence d'une sur-densité du vent ou bien la présence d'un disque dans le plan équatorial de Wray 977 afin d'expliquer les sursauts détectés en rayonnement X, lorsque l'étoile à neutron passe au périastre et à l'apoastre.

Deux principaux mécanismes peuvent expliquer la formation d'un disque circumstellaire autour d'étoiles massives évoluées comme Wray 977. Ils ont été évoqués dans la section 10.2.1 du chapitre 10. Toutefois, il n'est pas exclu que, dans le cas des étoiles binaires et plus particulièrement dans le cas des HMXBs, l'objet compact orbitant autour de l'étoile supergéante, puisse également jouer un rôle dans le façonnement du disque équatorial. Dans ce contexte, Plets et al. (1995) proposent un modèle décrivant l'influence de

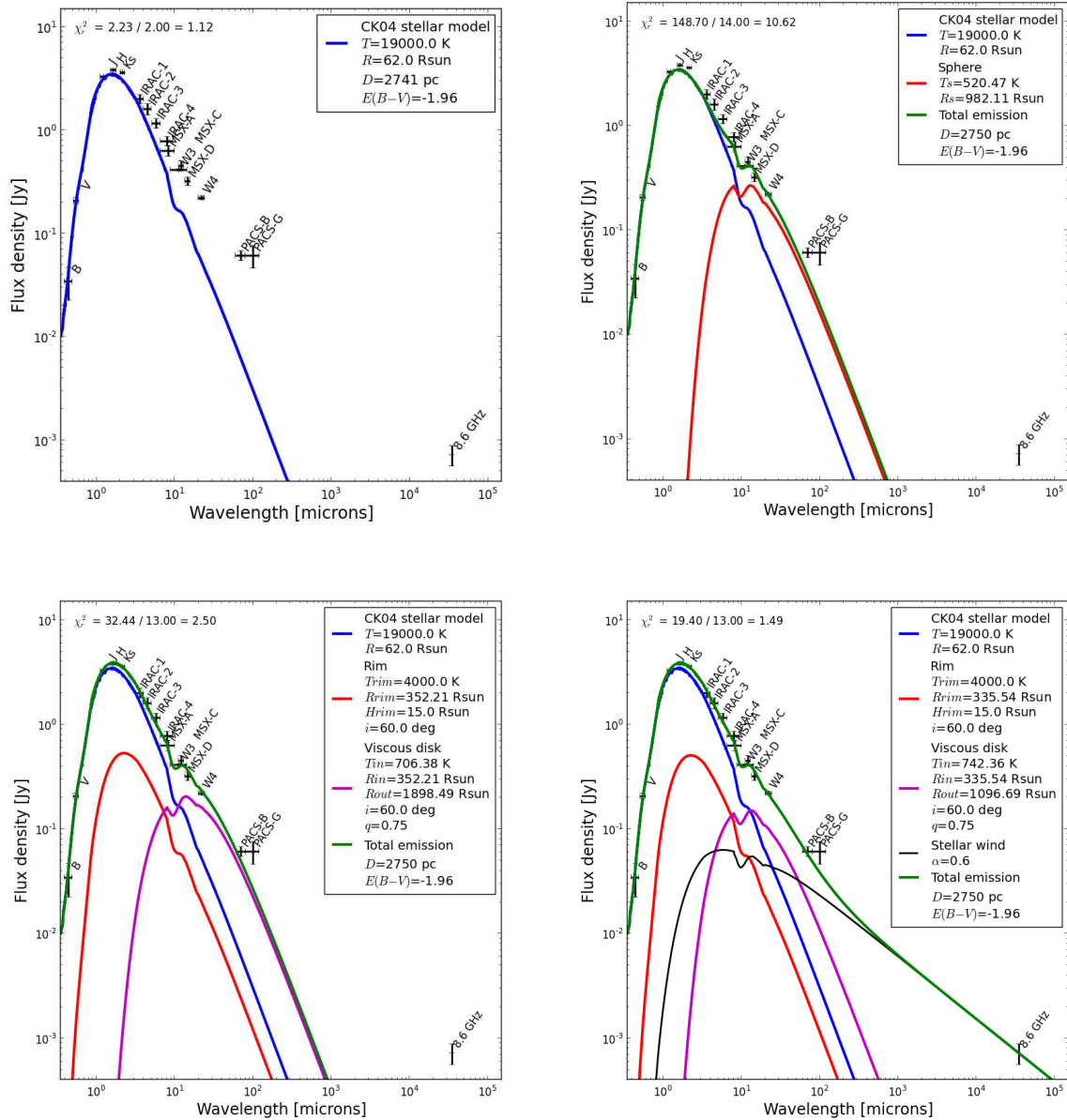


FIGURE 11.4 – Ajustement de la SED de GX 301-2 par différents modèles. En haut à gauche : modèle de photosphère stellaire. En haut à droite : modèle de photosphère stellaire + composante sphérique de corps noir. En bas à gauche : modèle de photosphère stellaire + anneau chauffé (« rim » + disque visqueux). En bas à droite : modèle de photosphère stellaire + anneau chauffé (« rim » + disque visqueux + émission *free-free* du vent stellaire.

l'objet secondaire sur le vent stellaire de la supergéante, menant à la formation d'un disque entourant l'ensemble du système binaire. En effet, les forces de marées engendrées par la présence de l'objet secondaire, en orbite autour de l'étoile supergéante, entraînent la corotation du système binaire. La présence de l'objet secondaire freine le vent stellaire qui ne peut s'échapper du système, alimentant ainsi le disque de matière entourant les deux objets.

Nous avons utilisé dans cet ajustement, un modèle de disque visqueux pour lequel l'indice de température q vaut 0.75. Toutefois, d'autres modèles de disques, présentant des profils de température différents devraient être testés (voir par exemple Porter 2003). En effet, dans le cas des étoiles Be par exemple,

le modèle de disque visqueux reproduit correctement les observations de la dynamique du disque de création mais sa formation est mal expliquée (Carciofi et al., 2009). Le but initial étant ici avant tout de discriminer les différents types d’environnements possibles (structure sphérique, disque, vent stellaire, etc), d’autres modèles de dynamique du disques seront testés par la suite.

11.4.3 Émission détectée par l’instrument *Herschel*/PACS

Enfin, en considérant le modèle final composé de l’émission stellaire, de l’émission d’un disque circumstellaire, d’un anneau central chauffé à ~ 4000 K et d’une composante d’émission *free-free* issue du vent de l’étoile hypergéante, le flux à $100 \mu\text{m}$ détecté par l’instrument PACS est expliqué à $\sim 60\%$ par la contribution du vent stellaire. À $70 \mu\text{m}$, la contribution du disque visqueux et celle du vent stellaire sont quasiment égales.

11.5 Conclusion

Nous ne prétendons pas avoir identifié la structure complète de l’environnement entourant GX 301-2 mais en revanche, nous montrons que le modèle exposé ici (composé d’un disque circumstellaire visqueux associé à un anneau central chauffé par Wray 977, et d’une composante d’émission du vent de l’étoile hypergéante) ajuste correctement la SED, du domaine visible à la radio. Un modèle similaire a été ajusté à la SED de IGR J16318-4848, qui est une sgHMXB comportant une étoile compagnon de type sgB[e] (Chaty and Rahoui, 2012). Toutefois, les données *Herschel* n’étaient pas encore disponibles et la composante d’émission *free-free* issue du vent stellaire n’était pas nécessaire pour ajuster correctement les données. Des données acquises avec l’instrument PACS seront analysées prochainement et permettront de confirmer ou non la contribution du vent stellaire dans l’excès infrarouge détecté pour cette seconde source. Toutefois, la similarité entre les modèles utilisés pour ces deux sources semble révéler un environnement circumstellaire analogue probablement révélateur d’un stade d’évolution stellaire proche. L’influence de l’objet compact sur la structure de cet environnement reste à étudier. Alors que pour GX 301-2 l’orbite de l’étoile à neutrons est très excentrique ($e = 0.462 \pm 0.014$, voir Kaper et al. 2006), il semblerait que celle de IGR J16318-4848 le soit beaucoup moins. Cette différence concernant les paramètres orbitaux devra être considérée pour rendre compte de l’interaction de l’étoile à neutrons avec l’environnement proche de l’étoile compagnon et d’autre part pour évaluer quelles sont les différences évolutives de ces systèmes, menant à des environnements circumstellaires similaires mais à des propriétés orbitales bien distinctes. En outre, si la présence d’un disque circumstellaire est confirmé autour de ces deux sources, il faudra alors étudier sa dynamique, via d’autres ajustements de SED (comme l’a fait Porter 2003 pour des étoiles individuelles) ou bien via la spectro-astrométrie, qui permet d’étudier la dynamique des disques circumstellaires avec une précision inégalée (voir par exemple Wheelwright et al. 2012a).

Finalement, les données obtenues avec l’instrument PACS montrent la présence d’une cavité dans le milieu interstellaire à plus grande échelle, entourant GX 301-2. L’étude multi-longueurs d’onde que j’ai menée afin d’évaluer l’interaction de la HMXB avec son environnement est présentée dans le chapitre suivant.

Étude multi-longueurs d'onde de l'environnement proche de GX 301-2

Sommaire

12.1 Images infrarouges de l'environnement proche de GX 301-2	199
12.1.1 Mécanismes d'émission en infrarouge proche et moyen	199
12.1.2 Données <i>Herschel</i> , GLIMPSE et MIPS GAL	200
12.2 Distance des structures et interaction de la source avec son environnement	203
12.2.1 Distance de GX 301-2	203
12.2.2 Mesure des distances : la théorie	204
12.2.3 Cavité et interaction de la HMXB avec son environnement	205
12.3 PAHs, H₂ et autres traceurs de l'ionisation du milieu	210
12.3.1 Intérêt des données IRAC	210
12.3.2 Détection des PAHs	210
12.3.3 Autres traceurs	212
12.4 Cartes de température et de densité de colonne	212
12.4.1 Température de la poussière	212
12.4.2 Densité de colonne d'hydrogène	215
12.5 Formation stellaire : présence de YSOs	217
12.5.1 Critères de sélection	218
12.5.2 Ajustement des Distributions Spectrales d'Énergie	221
12.5.3 Déclenchement de formation stellaire ?	224
12.6 Population stellaire	227
12.6.1 Sources particulières	227
12.6.2 Y a-t-il d'autres sources ionisantes dans le champ ?	227
12.7 Bilan des résultats et conclusion	229

J'aborderai dans ce chapitre les différents résultats extraits de l'étude multi-longueurs d'onde de l'environnement proche de GX 301-2. Je m'attacherai à montrer l'importance et la complémentarité de chacune des données dans la compréhension de l'interaction de la binaire X avec son environnement. Nous verrons dans un premier temps comment GX 301-2 a structuré le milieu interstellaire environnant et dans un second temps quelle peut-être la contribution de cette source dans le déclenchement de formation stellaire autour d'elle.

12.1 Images infrarouges de l'environnement proche de GX 301-2

12.1.1 Mécanismes d'émission en infrarouge proche et moyen

Avant d'aborder l'analyse des données infrarouge, je rappelle ici les principaux mécanismes d'émission à ces longueurs d'onde. Ils résultent principalement de composantes de poussières, de raies d'émission atomiques ou moléculaires, des hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAHs), voire même d'émission synchrotron (détectée par exemple dans les restes de supernova, voir Pinheiro Gonçalves et al. 2011). Pour

illustrer ce propos, nous supposons ici que l'émission infrarouge résulte principalement de l'interaction d'une ou de plusieurs étoiles massives avec l'environnement proche.

12.1.1.1 Émission thermique de la poussière

L'émission UV issue de l'étoile massive contribue à ioniser le milieu interstellaire, formant ainsi une région HII en expansion délimitée par un front d'ionisation entre le gaz ionisé et le gaz neutre qui l'entoure. Au cours du temps, une couche de gaz moléculaire s'accumule autour du front d'ionisation. L'énergie absorbée par la poussière est ré-émise à plus grande longueur d'onde, du domaine infrarouge au domaine submillimétrique. La longueur d'onde de ré-émission dépendra essentiellement de la taille des grains de poussières, comme nous l'observons sur la distribution spectrale d'énergie de la poussière du Grand Nuage de Magellan (voir figure 12.1).

- Les gros grains sont à l'équilibre thermique et possèdent une température de 10-20 K. Ils émettent dans l'infrarouge lointain, submillimétrique et millimétrique. On leur attribue la majorité de l'émission au-delà de 60 μm .
- Les petits grains, quant à eux, de par leur capacité calorifique faible, subissent une élévation importante de température en absorbant un photon. Celle-ci est suivie d'un refroidissement lui aussi rapide. Ainsi, ce type de grain n'est pas à l'équilibre thermique. Le chauffage est dit stochastique et l'émission se produit principalement dans l'infrarouge moyen.
- Les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (PAHs) sont des molécules constituées d'atomes de carbone et d'hydrogène, comprenant au moins deux cycles aromatiques liés à des atomes d'hydrogène. Ils pourraient constituer la troisième espèce moléculaire la plus abondante du milieu interstellaire. Nous reviendrons sur la détection des PAHs dans la section 12.3. D'ores et déjà, il convient de souligner que les PAHs sont de bons traceurs des régions de photo-dissociation (PDRs), interface entre un milieu composé d'hydrogène moléculaire et un milieu composé lui d'hydrogène neutre. Ils marquent également la présence de fronts d'ionisation.

12.1.1.2 Émission engendrée par les chocs

Par ailleurs, l'intense vent stellaire généré par les étoiles massives ainsi que leur explosion en supernova sont générateurs d'onde de choc. L'interaction de cette onde de choc avec le milieu interstellaire neutre provoque alors le chauffage de la poussière préalablement formée par la condensation des éléments lourds synthétisés au sein de l'étoile. Cette poussière chauffée est alors source de rayonnement infrarouge. De plus, le refroidissement du gaz en interaction avec l'onde de choc génère des raies d'émission, provenant entre autre du fer ionisé et de l'hydrogène moléculaire, détectées en infrarouge. Nous reviendrons sur cet aspect dans la section 12.3.

L'ensemble de ces processus a probablement un rôle dans l'émission infrarouge détectée autour de GX 301-2 et nous allons tenter de les distinguer dans les sections suivantes.

12.1.2 Données *Herschel*, GLIMPSE et MIPS GAL

Les observations réalisées avec le satellite *Herschel* et sa caméra PACS (voir section 4.2.3 de l'introduction) couvrent un champ de vue relativement faible ($1'75 \times 3'5$), laissant tout juste entrevoir la présence d'une cavité autour de la HMXB, entourée d'une surdensité de poussière froide, située à environ 1 minute d'arc, dont certaines structures plus étroites semblent orientées en direction de GX 301-2 (voir figure 12.2).

Afin de mieux comprendre la distribution de la matière autour de la binaire X, j'ai réuni les données d'archives obtenues avec les relevés du plan Galactique, GLIMPSE et MIPS GAL, réalisés par le satellite *Spitzer* avec les instruments infrarouges IRAC et MIPS (voir la section 4.2.6, dans l'introduction). Les données GLIMPSE, couvrant le domaine de longueurs d'onde entre 3.6 μm et 8.0 μm ¹, tout comme les

1. Les quatre filtres de l'instrument IRAC sont notés CH1, CH2, CH3 et CH4 et correspondent à une longueur d'onde centrale respectivement égale à 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm .

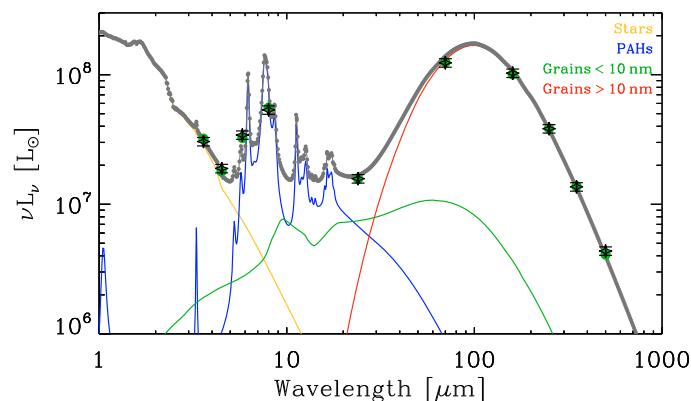


FIGURE 12.1 – Distribution Spectrale d'Énergie de la poussière du Grand Nuage de Magellan. *Figure extraite de Meixner et al. (2010).*

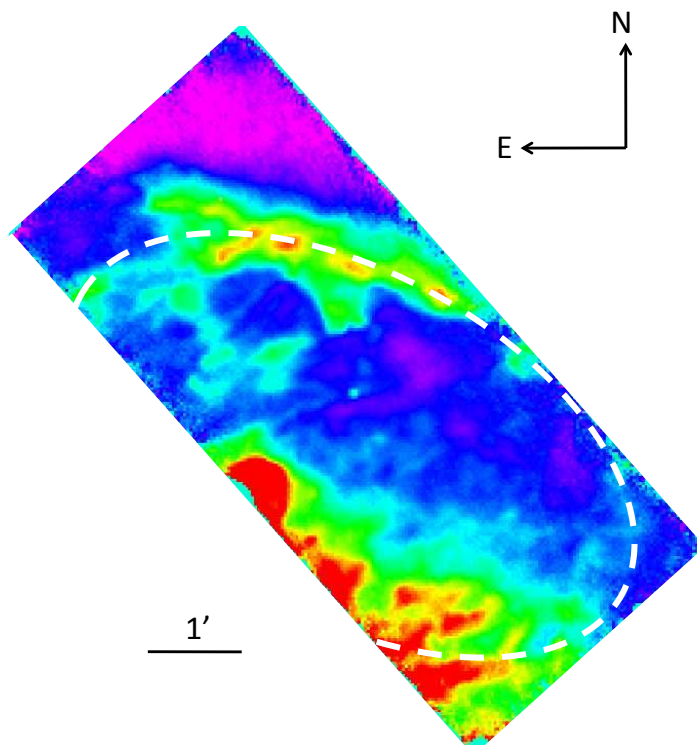


FIGURE 12.2 – Carte *Herschel*/PACS à 70 μm , de GX 301-2 et de son environnement proche. La cavité entrevue par les données *Herschel* est matérialisée par l'ellipse en tirets blancs.

observations MIPS GAL à 24 μm , donnent à voir une structure complexe s'étendant sur plusieurs minutes d'arc autour de la binaire X et concentrées autour d'une masse de gaz de quelques minutes d'arc de diamètre.

La structure diffuse entourant la binaire est clairement observée à 5.8 μm et 8.0 μm (voir figures 12.3 et 12.4). Cependant, à 3.6 μm ainsi qu'à 4.5 μm , l'émission étendue entourant GX 301-2 est faible par rapport à l'émission des étoiles du champ, encore très intense à ces longueurs d'onde. J'ai alors soustrait l'émission des étoiles afin de mettre en évidence le flux émis par les structures diffuses, en utilisant la fonc-

tion `daophot/subtract` implémentée sous IRAF, et après avoir caractérisé la PSF de l'instrument à l'aide d'étoiles brillantes et isolées du champ. Les images ont ensuite été soumises à un filtre médian appliqué sur 10 pixels et à un lissage réalisé à l'aide de l'algorithme `boxcar` sur des régions de 3×3 pixels (voir figure 12.3). Le nombre d'étoiles détectées dans les filtres CH1 et CH2 étant important, cette soustraction se révèle délicate à ces longueurs d'onde, mais elle devient beaucoup plus fiable pour les filtres CH3 et CH4, à $5.8 \mu\text{m}$ et $8.0 \mu\text{m}$. Toutefois, la structure diffuse s'avère détectée dans les quatre filtres (voir figure 12.3).

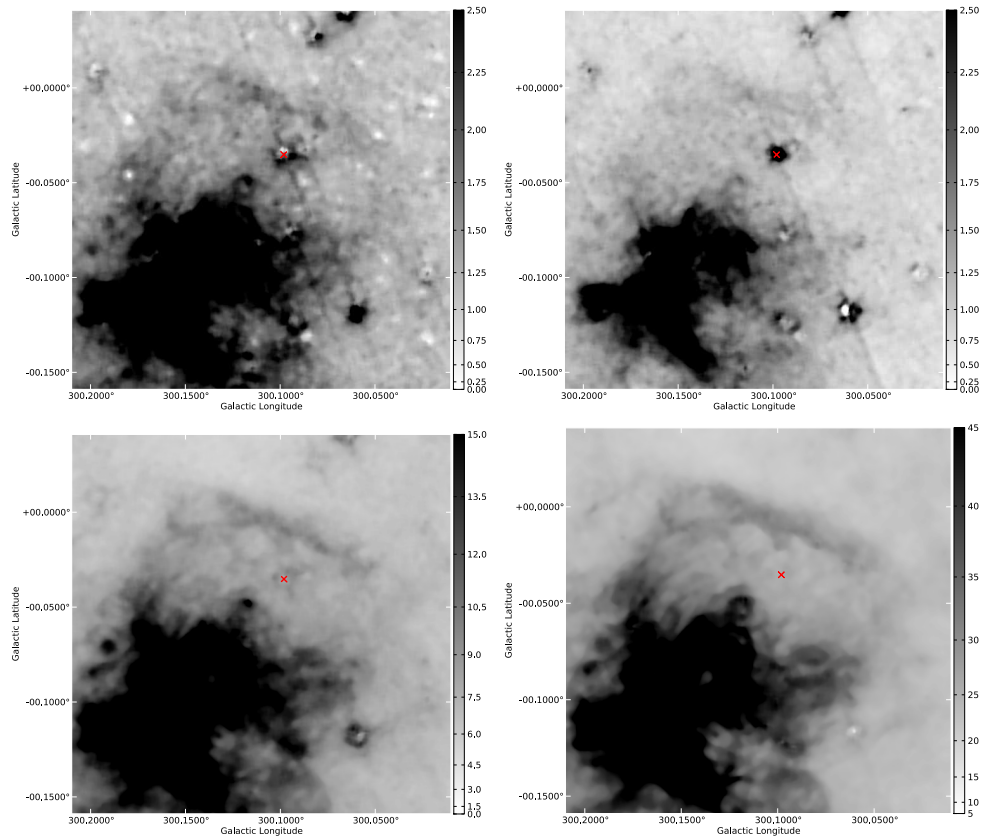


FIGURE 12.3 – Images GLIMPSE soustraites de l'émission des étoiles (en haut à gauche IRAC CH1 ($3.6 \mu\text{m}$); en haut à droite : IRAC CH2 ($4.5 \mu\text{m}$), en bas à gauche : IRAC CH3 ($5.8 \mu\text{m}$), en bas à droite : IRAC CH4 ($8.0 \mu\text{m}$). La croix rouge est située à la position de GX 301-2. Le nord est orienté verticalement vers le haut et l'est horizontalement vers la gauche. L'échelle de couleurs représente la densité de flux (en MJy/sr). Le filtre CH2 trace principalement le continuum de la poussière. Les trois autres bandes d'énergie tracent le même continuum de la poussière ainsi qu'une contribution majeure des PAHs.

À $24 \mu\text{m}$, la structure diffuse est toujours clairement visible (voir figure 12.4). A ces longueurs d'onde, nous percevons principalement l'émission des poussières chaudes.

La morphologie des structures diffuses observées de l'infrarouge moyen avec *Spitzer*, à l'infrarouge lointain avec *Herschel* autour de la HMXB GX 301-2, suggèrent que :

- la poussière est chauffée par le rayonnement d'une ou de plusieurs étoiles ;
- une cavité s'est formée autour de GX 301-2, laissant supposer une évacuation de la matière par vents stellaires ou explosion d'une supernova ;
- la présence de PAHs (émettant entre 3.6 et $8.0 \mu\text{m}$) pourrait être la signature d'un front d'ionisation formé autour de cette cavité ;
- GX 301-2 pourrait avoir été formée dans le nuage de gaz situé au sud de sa position actuelle.

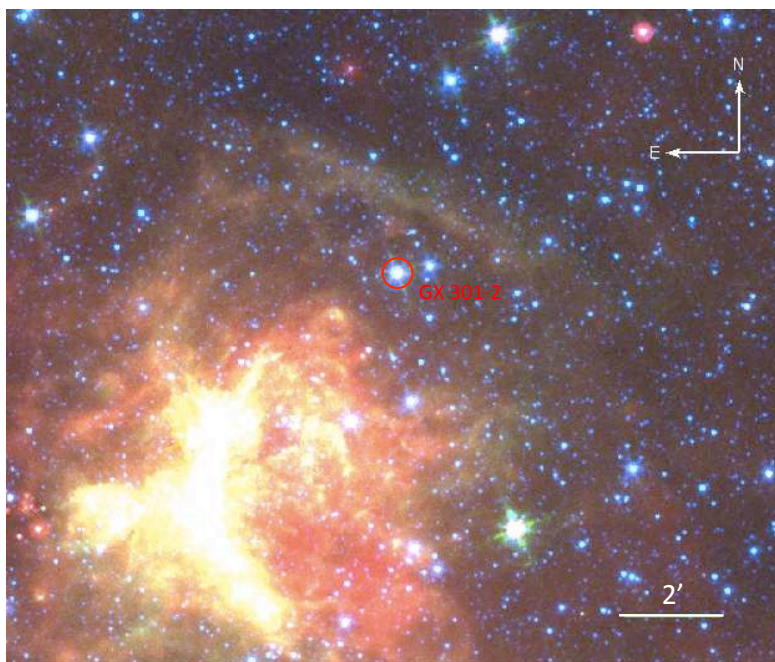


FIGURE 12.4 – Image 3 couleurs (bleu : GLIMPSE 3.6 μm , vert : GLIMPSE 5.8 μm et rouge : MIPSGAL 24 μm) de la région de $10' \times 10'$ centrée sur GX 301-2.

Ces quatre hypothèses laissent entrevoir un lien physique et une interaction entre la binaire X et l'émission diffuse observée dans son environnement proche.

12.2 Distance des structures et interaction de la source avec son environnement

J'ai montré dans la section précédente qu'il pourrait y avoir un lien physique entre la binaire X et l'émission étendue observée à proximité. Ceci demande à être confirmé, en premier lieu grâce à une étude approfondie de la distance de ces structures. Dans cette optique, j'ai analysé des observations de l'hydrogène neutre et plus particulièrement de la raie à 21 cm, détectable en ondes radio.

12.2.1 Distance de GX 301-2

La distance de GX 301-2 a été déterminée grâce à deux approches différentes basées sur des observations optiques et infrarouges. Kaper et al. (2006) a utilisé les raies interstellaires du sodium, situées respectivement à 5889.950 Å et 5895.924 Å pour évaluer la distance de GX 301-2. Ils dérivent alors une distance minimale de 2.5 kpc. En considérant les excès de couleur $E(B - V)$ importants (van Genderen and Sterken, 1996) et l'intensité de l'absorption de ces deux raies, ils suggèrent par ailleurs que GX 301-2 est située dans le bras Norma-Centaurus de notre Galaxie, voire derrière celui-ci, c'est-à-dire à une distance comprise entre 3 et 4 kpc. Finalement, l'ajustement de la Distribution Spectrale d'Énergie de l'infrarouge au visible leur fournit une valeur de 3.04 kpc. D'autre part, dans notre étude de la distribution des HMXBs dans la Voie Lactée (voir partie II et Coleiro and Chaty 2013), j'ai évalué la distance de GX 301-2 à 3.1 ± 0.64 kpc. Ces deux valeurs sont concordantes et nous supposons dès lors une distance de 3.1 kpc pour la HMXB, avec une borne inférieure de 2.5 kpc et une borne supérieure de 4 kpc.

12.2.2 Mesure des distances : la théorie

12.2.2.1 La raie à 21 cm

97% de l'hydrogène présent dans le milieu interstellaire l'est sous forme d'hydrogène neutre alors que les 3% restant sont constitués d'hydrogène ionisé. Les molécules de dihydrogène, H_2 , représentent quant à elles 50% de ce gaz neutre, principalement situées dans les nuages moléculaires denses. La transition atomique entre les deux sous-niveaux de la structure hyperfine du niveau fondamental de l'atome d'hydrogène constitue la signature la plus probante de l'hydrogène neutre et atomique, dans le milieu interstellaire. Le proton et l'électron possèdent tous les deux un moment cinétique quantique nommé *spin* ainsi qu'un moment magnétique qui lui est associé. Dans l'état fondamental ($n = 1$) de l'atome d'hydrogène, le spin de l'électron peut être soit parallèle soit anti-parallèle au spin du proton. Lorsque les deux particules présentent des spins parallèles (et donc des moments magnétiques anti-parallèles), l'énergie de l'électron est très légèrement supérieure à l'énergie qu'il possède lorsque les deux spins sont anti-parallèles (dans ce cas, les moments magnétiques sont parallèles). La variation d'énergie entre les deux états s'élève à $\Delta E = 6 \times 10^{-6}$ eV et lorsque l'électron passe du niveau le plus haut, instable, au niveau le plus bas, stable, il restitue l'énergie ΔE sous forme d'un photon rayonnant à une longueur d'onde $\lambda = 21$ cm soit une fréquence $\nu = 1420.4$ MHz, se situant dans les micro-ondes (voir figure 12.5). Bien que la probabilité d'observer cette transition soit extrêmement faible, le grand nombre d'atomes d'hydrogène constituant le milieu interstellaire d'une part et les collisions entre eux d'autre part favorisent sa détection.

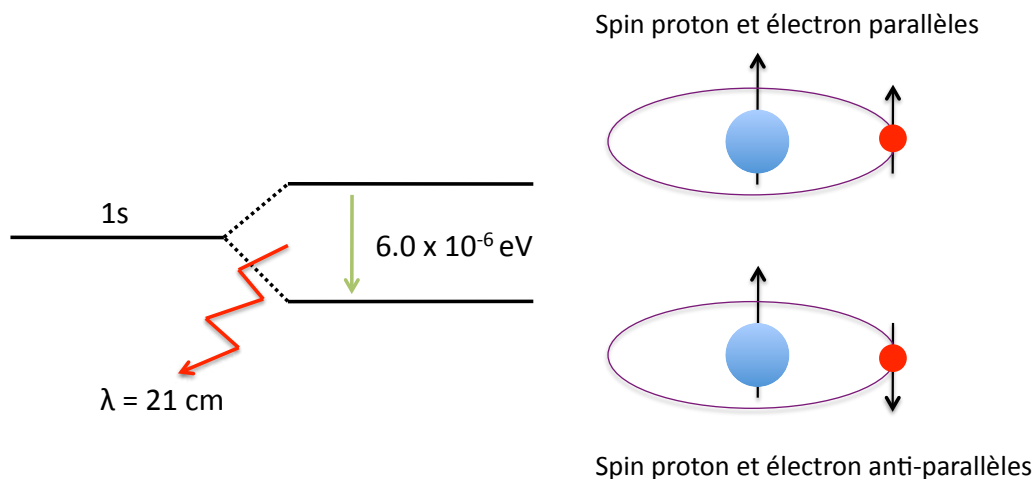


FIGURE 12.5 – Schéma explicatif de la transition hyperfine de l'atome d'hydrogène. La raie d'émission à 21 cm en découle.

12.2.2.2 Modèle de rotation galactique et distance

Globalement, la Galaxie est optiquement mince à la fréquence de la transition hyperfine. Ainsi, la détection de cette raie constitue une bonne approximation de la mesure de la densité de colonne d'hydrogène neutre sur la ligne de visée et de la position des masses de gaz neutres dans la Voie Lactée. De plus, les étoiles et les nuages de gaz présents dans la Galaxie décrivent une rotation quasi-circulaire dont l'axe de rotation correspond au centre de la Voie Lactée. Ainsi, il a été montré que la vitesse de rotation du Soleil et de son voisinage immédiat, que l'on qualifie de *référentiel standard local* (LSR ou *Local Standard of Rest* en anglais) est de l'ordre de 220 km s^{-1} .

Vue de la tranche, la matière présente d'un côté du disque s'approche de nous et en conséquence la raie à 21 cm émise par les atomes d'hydrogène possède, par effet Doppler-Fizeau, une fréquence plus grande que

sa fréquence au repos. À l'inverse, la matière située de l'autre côté du disque s'éloigne de nous et la fréquence de la transition hyperfine est maintenant décalée vers les fréquences plus faibles. Par conséquent, en mesurant la fréquence d'émission de la raie à 21 cm pour une masse de gaz donnée, il est possible de remonter à sa distance à condition de supposer un modèle de rotation de la matière en fonction du rayon galactique. Nous utiliserons ici le modèle défini par Brand and Blitz (1993) qui exprime la vitesse de rotation V de la matière située à un rayon r du centre de la Galaxie comme suit :

$$V/V_0 = a_1(r/r_0)^{a_2} + a_3, \quad (12.1)$$

avec $a_1=1.00767$, $a_2=0.0394$, $a_3=0.00712$, $r_0 = 8.5$ kpc (distance du Soleil au centre de la Galaxie) et $V_0 = 220$ km s⁻¹, correspondant à la vitesse de rotation du Soleil dans la Voie Lactée. Il s'ensuit que la vitesse radiale V_{LSR} d'un point situé à une distance r , et aux coordonnées galactiques l et b s'exprime :

$$V_{LSR} = \left(\frac{V r_0}{r} \right) \sin(l) \cos(b) \quad (12.2)$$

Ainsi, nous voyons immédiatement que connaissant la vitesse radiale dans le référentiel standard local, V_{LSR} , d'une masse de gaz située aux coordonnées galactiques (l, b) et supposant une vitesse de rotation V issue d'un modèle de rotation de la matière dans la Galaxie, nous obtenons une estimation de la distance de cette masse de gaz. Notons toutefois qu'une dégénérescence sur la distance apparaît pour certaines vitesses radiales.

De même, il est donc possible d'inverser cette relation et ainsi, de déterminer la vitesse radiale dans le référentiel standard local, V_{LSR} , connaissant la distance de la source observée. La figure 12.6, adaptée de Kaper et al. (2006) représente l'évolution de la vitesse radiale de la matière dans le référentiel standard local en fonction de la distance au Soleil dans la direction de GX 301-2. Cette courbe est issue du modèle de rotation galactique de Brand and Blitz (1993), présenté ci-dessus. Nous voyons qu'un objet situé à 3.1 kpc du Soleil, à une longitude galactique $l = 300^\circ.1$ et à une latitude galactique $b = 0^\circ.0$, devrait avoir, en négligeant les phénomènes locaux, une vitesse radiale dans le référentiel standard local, $V_{LSR} \sim -29$ km s⁻¹. Ainsi, c'est autour de cette vitesse que nous rechercherons une signature des masses de gaz observées à proximité de la binaire X d'une part et d'une possible interaction de cette dernière avec son environnement d'autre part. En pratique, cependant, il conviendra de rester prudent quant aux distances déduites de ces observations. En effet, dans le plan Galactique, les explosions de supernova tout comme la rétroaction des étoiles massives peuvent perturber le milieu interstellaire en lui fournissant une quantité d'énergie non négligeable. Dans ce cas, les vitesses des masses gazeuses observées peuvent être largement différentes des vitesses attendues à une distance donnée, supposant le modèle de rotation galactique de Brand and Blitz (1993). Enfin, précisons que toutes les vitesses que nous évoquerons dans cette partie correspondent à des vitesses dans le référentiel standard local (LSR).

12.2.3 Cavité et interaction de la HMXB avec son environnement

12.2.3.1 Les données radio

J'ai utilisé, dans cette étude, les données du SGPS (*Southern Galactic Plane Survey*, McClure-Griffiths et al. 2005). Ces observations réalisées avec le réseau interférométrique australien *ATCA* (pour *Australia Telescope Compact Array*) et l'antenne unique du radiotélescope Parkes atteignent une résolution angulaire d'environ 2 minutes d'arc et une sensibilité rms de 1.6 K (voir section 4.2.8 de l'Introduction). Le principal avantage des observations de l'hydrogène neutre dans le domaine des ondes radio réside dans le fait qu'elles possèdent une troisième composante, de vitesse, en plus des deux composantes spatiales. Nous avons vu, dans la section 12.2.2, que cette composante de vitesse peut alors être transformée en une troisième composante spatiale (composante de distance), moyennant l'utilisation d'un modèle de rotation galactique.

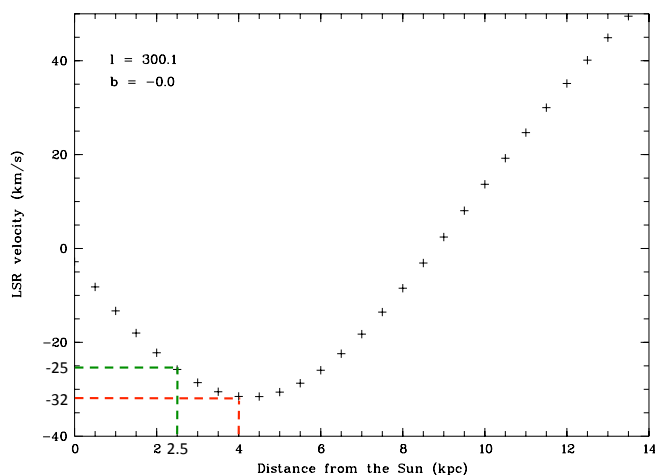


FIGURE 12.6 – Évolution de la vitesse radiale LSR due à la rotation Galactique, en fonction de la distance au Soleil dans la direction de GX 301-2, issue du modèle de rotation galactique proposé par Brand and Blitz (1993). Adapté de Kaper et al. (2006).

12.2.3.2 Mise en évidence de l'interaction de GX 301-2 avec le milieu interstellaire

J'ai examiné attentivement le cube de données des observations à 21 cm obtenues par le SGPS afin de rechercher des preuves de l'interaction de GX 301-2 avec son environnement et/ou de mettre en évidence les masses de gaz visibles en infrarouge. Je suivrai ici les critères définis par Giacani and Dubner (2004) pour distinguer les structures potentiellement associées à la binaire X des autres structures émettrices :

- les structures doivent être visibles sur plusieurs canaux de vitesse consécutives (nous rappelons qu'un canal de vitesse du SGPS couvre 0.8 km s^{-1}) ;
- si une cavité est observée, alors la HMXB doit être située à l'intérieur de celle-ci (mais pas forcément au centre, nous reviendrons sur ce point plus tard) ;
- la distance cinématique dérivée de la vitesse radiale doit être cohérente avec la distance de GX 301-2.

Au vu des vitesses radiales LSR attendues pour GX 301-2, je concentrerai mon attention sur les vitesses comprises entre -60 km s^{-1} et 0.0 km s^{-1} (voir figure 12.6), détectées du canal 88 au canal 162.

J'ai étudié une région de $6' \times 6'$ autour des coordonnées galactiques ($l = 300.11$, $b = -00.059$) avec une résolution de deux minutes d'arc. Bien que la confusion avec des masses gazeuses situées en avant ou en arrière-plan soit probable au vu de la position de cette région dans le plan galactique, je tenterai ici de mettre en évidence certaines structures répondant aux critères mentionnés plus haut.

En examinant le cube de données, nous parvenons à observer une cavité autour de GX 301-2 pour certaines vitesses. Les figures 12.19, 12.20 et 12.21 (situées en annexe de ce chapitre) représentent l'émission de l'hydrogène atomique neutre aux vitesses auxquelles cette cavité se distingue. J'ai superposé à ces images, les contours de l'émission à $8 \mu\text{m}$ issues des données GLIMPSE en infrarouge proche. Aux autres vitesses, aucune structure claire ne se dégage au voisinage de la HMXB.

La présence d'une cavité est particulièrement visible entre -32.4 km s^{-1} et -30.8 km s^{-1} et ses contours coïncident correctement avec les contours infrarouges, principalement au nord de la binaire X. Elle se matérialise par un anneau constitué de gaz neutre, apparaissant moins dense dans la partie sud-est et à l'intérieur duquel l'émission à 21 cm est nettement plus faible. Son centre est situé autour des coordonnées galactiques ($l = 300.105$, $b = -0.068$), avec un rayon de ~ 3 minutes d'arc dans le canal centré

sur -32.4 km s^{-1} , vitesse à laquelle elle est le mieux définie. Cette cavité semble se refermer progressivement jusqu'à une vitesse de -39.0 km s^{-1} . Toutefois, elle devient peu visible autour de -36.5 km s^{-1} (seules certaines parties de son contour subsistent alors) et il convient donc d'être prudent quant à cette vitesse de disparition, à -39.0 km s^{-1} . De même, elle est visible jusqu'à -29.9 km s^{-1} avant de disparaître complètement. A -26.7 km s^{-1} et jusqu'à -23.4 km s^{-1} , une nouvelle cavité apparaît mais un possible lien avec GX 301-2 semble moins évident, notamment au vu de sa forme et de la position de la HMXB par rapport à la cavité. Finalement, entre -3.62 km s^{-1} et -0.33 km s^{-1} , une dernière cavité est détectée. Cependant, les vitesses cinématiques auxquelles elle apparaît ne laissent entrevoir aucun lien avec la HMXB. En effet, selon la figure 12.6, une masse gazeuse dont la vitesse radiale dans le référentiel standard local vaut $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$, devrait être située soit à proximité immédiate du Soleil, soit au-delà de 8 kpc !

Finalement, la masse de gaz détectée en infrarouge moyen au sud de GX 301-2 n'est pas détectée entre -39.0 et -23.4 km s^{-1} . J'ai recherché dans les données à 21 cm une potentielle signature de cette région mais aucun résultat fiable n'en ressort. Cela peut signifier que soit la région HII ne dispose pas d'hydrogène neutre en quantité suffisante pour être détectée grâce à la raie à 21 cm (ce qui toutefois semble peu probable, puisqu'une bulle de HI est souvent observée autour des régions HII), soit que son émission est noyée dans des contributions d'avant ou d'arrière plan, soit que la dynamique interne à cette région implique qu'elle ne soit pas détectée à la même vitesse que la cavité entourant GX 301-2 : les effets locaux sont alors prépondérants et le modèle de rotation galactique n'est plus vérifié.

12.2.3.3 Caractéristiques physiques de la cavité

Les figures 12.7 et 12.8 correspondent à la moyenne du flux, respectivement sur 19 et 12 canaux, soit entre -39 km s^{-1} et -23.4 km s^{-1} et entre -39 km s^{-1} et -29.9 km s^{-1} . Dans les deux cas, une cavité, entourée d'une coquille de gaz neutre est visible. Par conséquent, la morphologie des masses d'hydrogène neutre entourant GX 301-2, bien qu'à interpréter avec prudence au vu de la localisation de la HMXB dans le plan galactique, fournit des preuves de l'interaction de cette source avec le milieu interstellaire. Je m'attacherai dans la suite de cette section à quantifier un certain nombre de paramètres physiques liés à cette interaction.

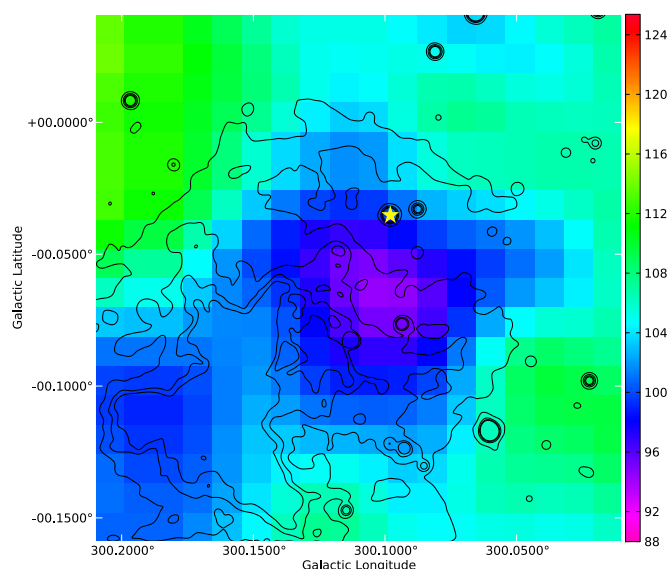


FIGURE 12.7 – Moyenne de l'émission à 21 cm sur 19 canaux (vitesse comprise entre -39 km s^{-1} et -23.4 km s^{-1}). L'étoile jaune correspond à la position de GX 301-2. Les contours correspondent aux flux à $8.0 \mu\text{m}$: 18, 29, 39, 50, 60 MJy/sr .

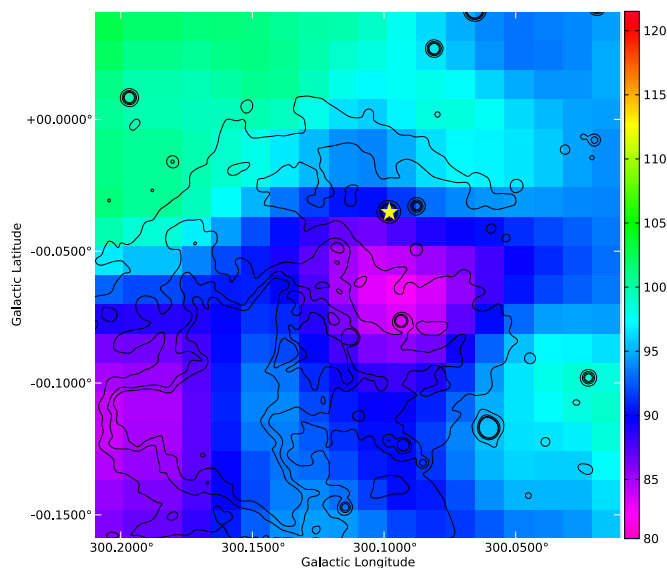


FIGURE 12.8 – Moyenne de l'émission à 21 cm sur 12 canaux (vitesse comprise entre -39.0 km s^{-1} et -29.9 km s^{-1}). L'étoile jaune correspond à la position de GX 301-2. Les contours correspondent aux flux à $8.0 \mu\text{m}$: 18, 29, 39, 50, 60 MJy/sr.

La cavité observée autour de GX 301-2 en infrarouge concorde avec la cavité détectée par émission de la raie à 21 cm. C'est à une vitesse de -32.4 km s^{-1} qu'elle paraît la mieux définie et la plus étendue. A cette vitesse, correspond une distance cinématique d'environ 4 kpc, cohérente avec la distance supposée de GX 301-2. Son rayon angulaire maximum est de $3.2'$. A une distance de 4 kpc, cela correspond à un rayon de 3.7 pc (l'erreur sur le rayon est estimée à 30%). Par ailleurs, le fait que la cavité disparaisse progressivement jusqu'à une vitesse de -39.0 km s^{-1} peut-être interprété comme la signature observationnelle de l'expansion d'une bulle de gaz définie par la cavité, dont on observerait la partie s'approchant de nous. Sous cette hypothèse, sa vitesse d'expansion serait de l'ordre de 6.6 km s^{-1} (avec une erreur évaluée à 20%). En outre, si la cavité s'avère être une bulle de gaz en expansion, nous devrions également observer la partie s'éloignant de nous. Par conséquent, la structure visible entre -26.7 km s^{-1} et jusqu'à -23.4 km s^{-1} pourrait être cette partie de la bulle, en récession vis-à-vis de l'observateur. Ceci semble soutenu par le fait que le diamètre angulaire de la cavité diminue progressivement, jusqu'à sa disparition totale après -23.4 km s^{-1} .

Par ailleurs, la HMXB ne se situe pas au centre de la cavité. Ce cas de figure, assez courant, a été observé dans le cas, notamment, de cavités présentes autour d'étoiles Wolf-Rayet (Arnal, 1992; Cazzolato and Pineault, 2000) et peut s'expliquer facilement en invoquant un gradient de densité du milieu interstellaire environnant. Ainsi, il est plus facile d'évacuer un gaz de faible densité par vents stellaires qu'un gaz plus dense. Ce décalage de la source par rapport au centre de la cavité pourrait également être expliqué par une anisotropie du vent stellaire, engendrée par exemple par l'objet compact, mais cette hypothèse semble moins plausible. De plus, le fait que la couronne de gaz entourant la cavité soit rompue, particulièrement sur son côté orienté sud-est, peut également s'expliquer par une inhomogénéité du milieu interstellaire à cette position.

En supposant que les structures d'hydrogène observées ici sont optiquement minces, il est possible de déterminer les masses impliquées : masse manquante dans la cavité et masse présente dans la couronne, en périphérie de la cavité. J'utilise ici l'approche développée par Pineault (1998) et Cazzolato and Pineault (2000) qui exprime la masse d'hydrogène atomique manquante, M_{HI}^{manq} , dans une cavité de taille angulaire

$\Omega_{\text{cavité}}$ minutes d'arc carrées, située à une distance d kpc, comme suit :

$$M_{HI}^{\text{manq}} \sim 1.3 \times 10^{-3} d^2 \left[\int \int \Delta T_B dv d\Omega_{\text{cavité}} \right] M_{\odot} \quad (12.3)$$

où ΔT_B correspond à l'excès de température de brillance dans la couronne de gaz en périphérie de la cavité par rapport à la cavité elle-même. En intégrant sur la gamme de vitesses sur laquelle la cavité est détectée, on obtient :

$$\frac{M_{HI}^{\text{manq}}}{M_{\odot}} \sim 1.3 \times 10^{-3} d^2 \Delta v \left[\int \Delta T_B d\Omega_{\text{cavité}} \right] \quad (12.4)$$

avec Δv , la gamme de vitesse sur laquelle l'intégration est effectuée.

Je considère ici que le flux médian détecté à l'intérieur de la cavité correspond au flux du fond du ciel, noté en terme de température de brillance, T_B^{fond} . Ceci est confirmé par le fait que la température de brillance médiane dans une zone dénuée d'émission importante est sensiblement égale à celle évaluée à l'intérieur de la cavité. Ainsi, en considérant la température de brillance médiane dans la couronne périphérique T_B^{couronne} et en affectant cette température médiane soustraite de la température de brillance du fond de ciel aux $n_{\text{cavité}}$ pixels constituant la cavité, nous obtenons une approximation correcte de la masse de gaz manquante dans la cavité. Ainsi, l'excès de température de brillance intégré sur l'ensemble des pixels composant la cavité $\Delta T_{B,TOT}$ s'écrit ici :

$$\Delta T_{B,TOT} = n_{\text{cavité}} \times (T_B^{\text{couronne}} - T_B^{\text{fond}}) = 45 \times (105 - 98) = 315 \text{ K} \quad (12.5)$$

et on obtient finalement,

$$M_{HI}^{\text{manq}} \sim 1.3 \times 10^{-3} d^2 \Delta v \left[\int \Delta T_B d\Omega_{\text{cavité}} \right] = 16 \pm 7 M_{\odot} \quad (12.6)$$

en considérant $d = 3.1$ kpc, $\Delta v = 9.1 \text{ km s}^{-1}$ (calculé entre -39.0 et -29.9 km s^{-1}) et $d\Omega_{\text{cavité}} = n_{\text{cavité}} \times d\Omega_{\text{pixel}}$ avec $d\Omega_{\text{pixel}}$, la taille angulaire d'un pixel égale à $0.66' \times 0.66'$ dans le SGPS. Les incertitudes sont déterminées en tenant compte de l'incertitude sur la distance, sur l'évaluation de la température de brillance du fond de ciel et sur la gamme de vitesse utilisée.

De manière analogue, il est possible de déterminer la masse de gaz située en périphérie de la cavité, $M_{HI}^{\text{périph}}$. Cette fois-ci la taille angulaire à considérer est celle de la couronne de gaz entourant la cavité et nous faisons toujours l'approximation que le flux détecté à l'intérieur de la cavité correspond à l'émission du fond. Nous pouvons ainsi écrire l'excès de température de brillance intégré sur l'ensemble des pixels composant la couronne périphérique de la façon suivante :

$$\Delta T_{B,TOT} = \sum_{i_{\text{périph}}}^{n_{\text{périph}}} T_{B,i_{\text{périph}}} - (T_B^{\text{fond}} \times n_{\text{périph}}) = 16998 - 98 \times 162 = 1122 \text{ K} \quad (12.7)$$

avec $n_{\text{périph}}$, le nombre de pixels dans la couronne de gaz périphérique et $T_{B,i_{\text{périph}}}$, la température de brillance sur le pixel $i_{\text{périph}}$ de la couronne. Finalement, la masse de gaz entourant la cavité vaut :

$$M_{HI}^{\text{périph}} \sim 1.3 \times 10^{-3} d^2 \Delta v \left[\int \Delta T_B d\Omega_{\text{périph}} \right] = 56 \pm 35 M_{\odot} \quad (12.8)$$

en considérant $d = 3.1$ kpc, $\Delta v = 9.1 \text{ km s}^{-1}$ et $d\Omega_{\text{périph}} = n_{\text{périph}} \times d\Omega_{\text{pixel}}$ avec $d\Omega_{\text{pixel}}$, la taille angulaire d'un pixel égale à $0.66' \times 0.66'$ dans le SGPS. De même, les incertitudes sont déterminées en tenant compte de l'incertitude sur la distance, sur l'évaluation de la température de brillance du fond de ciel, sur la gamme de vitesse utilisée et sur le rayon extérieur de la couronne de gaz.

Nous verrons l'implication de ces résultats dans le chapitre 13, dans lequel nous comparerons l'énergie

Gamme de vitesse (km s^{-1})	[-39.0; -29.9]
Vitesse cinématique (km s^{-1})	-32.4
Distance cinématique (kpc)	4
Vitesse d'expansion (km s^{-1})	6.6
Rayon angulaire (minutes d'arc)	3.2
Rayon physique (pc)	3.7
Masse de HI manquante dans la cavité (M_{\odot})	16 ± 7
Masse de HI présente dans la couronne (M_{\odot})	56 ± 35

TABLE 12.1 – Résumé des caractéristiques de la cavité observée autour de GX 301-2, dérivées des observations de la raie à 21 cm.

cinétique de cette bulle d'hydrogène entourant GX 301-2 à l'énergie libérée par la HMXB. Dans l'immédiat, j'exposerai dans la section suivante, l'étude de cette bulle d'hydrogène atomique et plus généralement l'interaction de GX 301-2 avec le milieu interstellaire, grâce à différents jeux d'observations.

12.3 PAHs, H_2 et autres traceurs de l'ionisation du milieu

12.3.1 Intérêt des données IRAC

Chacune des quatre bandes de l'instrument IRAC à bord du satellite *Spitzer* est dominée par différents processus d'émission retrouvés au voisinage d'étoiles chaudes et massives (voir Watson et al. 2008; Draine 2003; Peeters et al. 2003). Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'émission des étoiles domine à $3.6 \mu\text{m}$ (CH1) même si une raie d'émission des PAHs située à $3.3 \mu\text{m}$ contribue également. La seconde bande, CH2, centrée sur $4.5 \mu\text{m}$, inclue à la fois l'émission stellaire et l'émission diffuse des transitions $\text{Br}\alpha$ et $\text{P}\beta$ provenant des régions HII, les raies rovibrationnelles du dihydrogène, H_2 , $v = 0 - 0$, $S(9)$, $S(10)$, et $S(11)$ et du monoxyde de carbone, CO , $v = 1 - 0$, issues du gaz moléculaire choqué. Cependant, la bande CH2 ne contient aucune émission de PAH. Nous utiliserons cette caractéristique du filtre CH2 pour rechercher la présence de PAHs dans l'environnement proche de GX 301-2. L'émission thermique et/ou stochastique de la poussière, domine dans la bande CH3, centrée sur $5.8 \mu\text{m}$. Elle contient également la raie d'émission des PAHs située à $6.2 \mu\text{m}$ qui peut dominer, à condition de ne pas être au voisinage direct d'une étoile O dont le rayonnement UV détruit les PAHs (voir Voit 1992). Enfin, la dernière bande, CH4, centrée sur $8 \mu\text{m}$, contient deux raies intenses des PAHs à 7.7 et $8.6 \mu\text{m}$ qui dominent l'émission sauf dans l'environnement proche des étoiles massives où l'émission est alors dominée par la poussière chauffée.

12.3.2 Détection des PAHs

Les bandes d'émission citées préalablement et émanant des PAHs sont associées aux modes de vibration des liaisons C-H et C-C. Elles sont émises par rayonnement infrarouge suite à l'excitation des PAHs par les rayons UV d'une ou de plusieurs étoiles massives.

Les données issues du relevé GLIMPSE ne montrent pas directement la présence de PAHs mais plutôt l'émission totale, somme des différents processus d'émission en infrarouge moyen qui ont été développés dans la section 12.1.1 (émission thermique et stochastique de la poussière, raies d'émission du gaz choqué et composantes d'émission des PAHs).

Notons toutefois qu'un examen rapide de l'image à $4.5 \mu\text{m}$, soustraite de l'émission stellaire (voir figure 12.3), révèle que l'émission diffuse entourant GX 301-2 est plus faible, voire moins étendue que dans les trois autres bandes d'énergie. Puisque le filtre CH2 de la caméra IRAC est le seul à ne pas contenir de bande d'émission des PAHs, cela semble indiquer à première vue que l'émission diffuse est dominée par les PAHs.

Povich et al. (2007) a suggéré une méthode visant à mettre en valeur l'émission des PAHs. Ainsi, puisque la bande centrée sur $4.5 \mu\text{m}$ ne contient pas d'émission de PAH, les rapports de flux $\text{CH4}/\text{CH2}$,

CH₃/CH₂ et CH₁/CH₂ devraient révéler leur présence. J'ai donc utilisé les images IRAC soustraites de l'émission stellaire, présentées dans la section 12.1.2. J'ai ensuite divisé ces images résiduelles entre-elles pour générer les rapports de flux présentés en figure 12.9. Les rapports de flux significatifs minimums ont été déterminés en calculant la médiane de chaque image et valent 1.32 pour le rapport CH₁/CH₂, 7.87 pour le rapport CH₃/CH₂ et 26.1 pour le rapport CH₄/CH₂. Toutefois, l'interprétation des résultats présentés ci-dessus est soumise à précaution pour deux raisons : d'une part, la soustraction approximative des étoiles brillantes (voire saturées en bandes CH₁ et CH₂) complique l'interprétation des rapports obtenus. De plus, les variations de rapports de flux obtenues sont le plus souvent faibles et il s'avère difficile de discriminer les régions contenant des PAHs des autres zones de l'image. Dans une phase future de cette étude, il sera nécessaire de confirmer ces résultats par des observations infrarouges en bande étroite, notamment avec l'instrument VISIR installé sur le VLT.

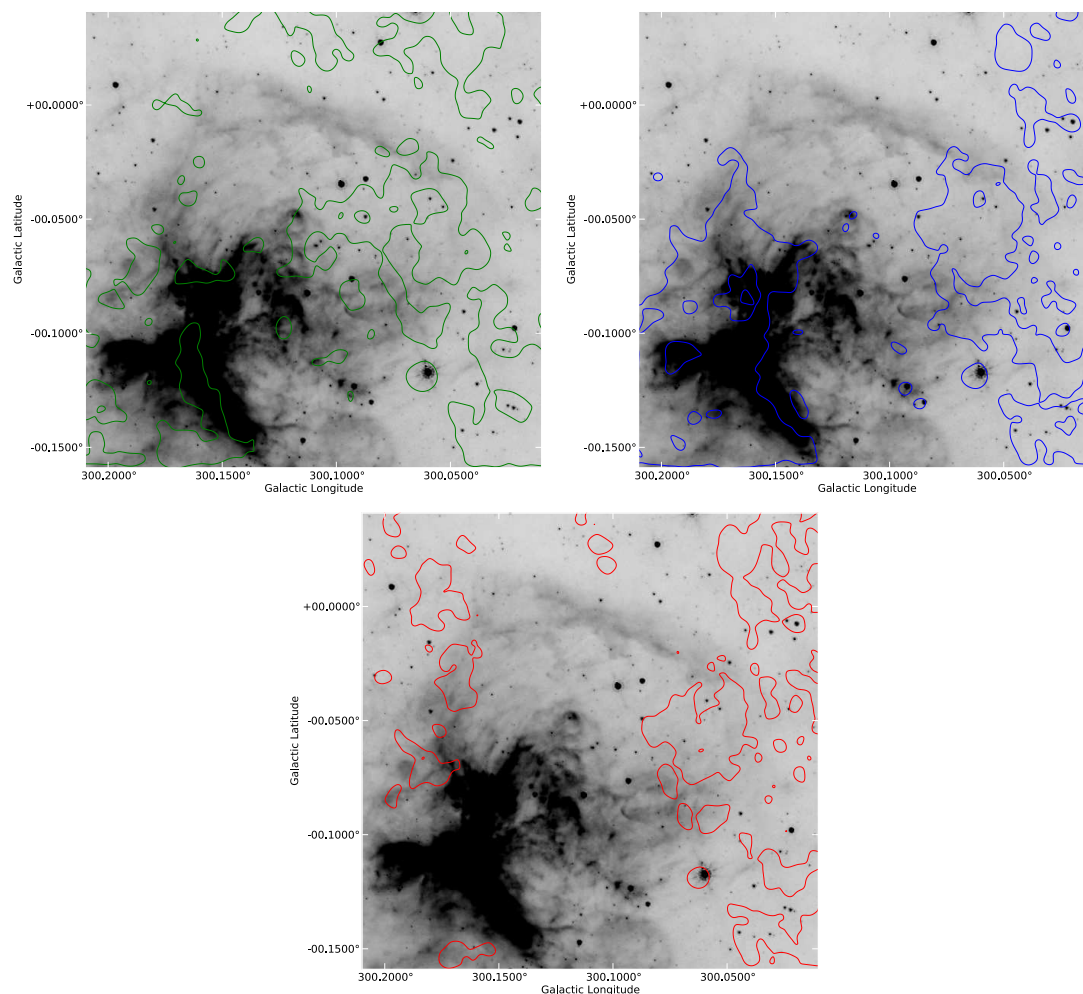


FIGURE 12.9 – Rapports de flux IRAC révélant la présence des PAHs. En haut à gauche : CH₁/CH₂, contour à 1.4. En haut à droite : CH₃/CH₂, contour à 8.5. En bas : CH₄/CH₂, contour à 28.5. Les images ont été lissées avec une fonction gaussienne. Les contours sont superposés à l'image GLIMPSE 8.0 μm. Les contours ont été lissés pour une meilleure visibilité.

Les pics d'intensité dans les rapports de flux se concentrent principalement en bordure de la masse de gaz présente au sud de GX 301-2. Dans l'environnement proche de GX 301-2, l'intensité des différents rapports de flux diminue, suggérant ainsi une destruction des PAHs à proximité de la HMXB. Il est intéressant de noter que les PAHs semblent présents en bordure de cavité, à l'est et à l'ouest de la binaire X sauf dans le bras diffus au nord de GX 301-2, où ils ne sont quasiment pas détectés. Cela pourrait pro-

venir d'une destruction des PAHs par ionisation ou par choc mais le mécanisme exact à l'oeuvre ici reste inconnu. Povich et al. 2007 montre qu'au voisinage direct d'une étoile massive, les PAHs sont détruits pas intense rayonnement ionisant. Cela insinue donc une atténuation du rayonnement ionisant sur les côtés est et ouest de la cavité par rapport à la bordure nord, suggérant ainsi que GX 301-2 soit plus proche de la périphérie nord de la cavité que de ses côtés est et ouest. Enfin, les pics d'intensité dans les rapports de flux (en particulier CH3/CH2 et CH4/CH2) détectés à l'extrême droite des images de la figure 12.9, semblent être des artéfacts provenant de la soustraction délicate des étoiles en bande CH2.

La détection de PAHs dans cette région entourant GX 301-2 tend à confirmer ainsi la présence d'un environnement ionisé par le rayonnement UV d'une ou plusieurs étoiles massives du champ, qui lui même excite les PAHs, voire les détruit en leur voisinage immédiat. À plus petite échelle, Rahoui et al. (2008, 2009) a révélé leur présence dans l'environnement proche de certaines binaires X de grande masse mais aussi dans l'environnement du magnétar SGR 1806-20. Il reste donc à déterminer quel est le rôle de la binaire X dans cette ionisation et quels sont les autres objets pouvant jouer un rôle dans ce processus.

12.3.3 Autres traceurs

D'autres molécules, traceurs d'interactions avec l'environnement, émettent en infrarouge proche et moyen. En particulier, la bande CH2, dénuée d'émission de PAH, contient la raie Br α du HI située à 4.05 μm (Dewangan and Anandarao, 2011) et il a été montré par Smith and Rosen (2005) que l'émission H $_2$ la plus intense, principalement générée par chocs dans le milieu interstellaire, se situe également dans la bande CH2. Ainsi, le rapport des flux en bande CH2 et en bande CH4, CH2/CH4, devrait mettre en évidence ces émissions. La valeur significative minimale de ce rapport a été évaluée à partir du rapport médian à 0.038. Le rapport des deux flux est présenté figure 12.10 ainsi que les contours à 0.043. Une région de taille importante, située à l'intérieure de la masse de gaz, au sud de GX 301-2, présente un rapport de flux élevé. Cette émission pourrait être due à la raie Br α et ainsi marquer la présence d'une région HII². Par ailleurs, la région située à l'extrême sud-est de l'image, présente une émission significative en bande 2 par rapport à la bande 4. Nous verrons dans la section 12.5 que plusieurs proto-étoiles sont présentes dans cette région. Ces sources jeunes sont probablement en train d'accréter de la matière et peuvent donc également être associées à des éjections de matière. L'émission détectée pourrait ainsi provenir de l'hydrogène moléculaire, H $_2$, excité par des chocs générés dans le milieu interstellaire par cette éjection de matière. De même, d'autres régions, notamment au voisinage de GX 301-2, présentent des excès d'émission en bande CH2 qui peuvent probablement être traduits par la présence de chocs.

Les résultats explicités ici, issus des rapports de flux IRAC, sont indicatifs et à prendre avec précaution. Ils devront être confirmés par observations photométriques en bande étroite et spectroscopiques. Des demandes de temps de télescope ont été formulées dans ce sens.

12.4 Cartes de température et de densité de colonne

12.4.1 Température de la poussière

J'ai ensuite utilisé les données *Herschel*/PACS que nous avons obtenues (voir chapitre 11, deuxième section) pour évaluer la température locale des nuages de poussière détectés en infrarouge lointain (entre 70 et 160 μm).

En utilisant la loi du déplacement de Wien, nous constatons facilement qu'un corps noir avec un maximum d'émission lumineuse situé dans le filtre centré sur 70 μm , a une température de l'ordre de 50 K alors que dans le cas où le pic d'émission se situe à l'intérieur du filtre centré sur 160 μm , la température approche 18 K. Par conséquent, il est clair que les structures de poussière détectées dans les deux filtres ne sont pas exactement à la même température. La gamme de températures sondée par les observations

2. Les raies de recombinaison de l'hydrogène constituent l'un des meilleurs traceurs des propriétés physiques des régions HII, à l'équilibre entre photoionisation et recombinaison des atomes.

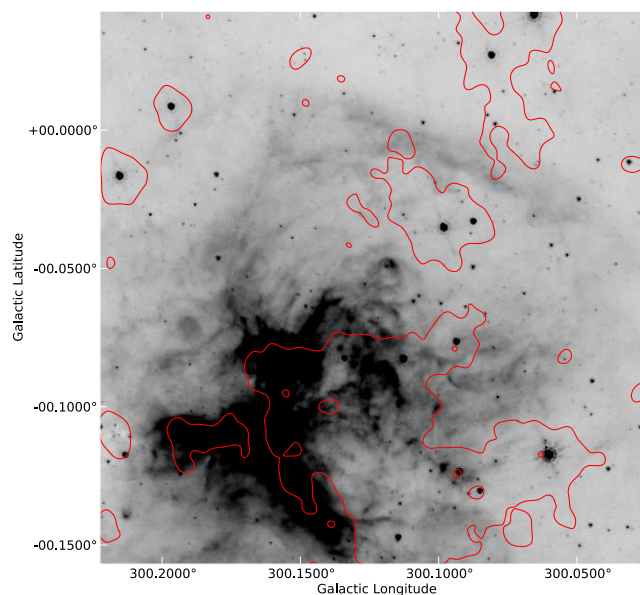


FIGURE 12.10 – Rapport de flux IRAC CH₂/CH₄, contour à 0.043. Les contours ont été lissés pour une meilleure visibilité.

FWHM PSF 70 μm	5.6''
FWHM PSF 160 μm	11.31 ''
Taille des pixels à 70 μm	3.2 ''/pixel
Taille des pixels à 160 μm	6.4 ''/pixel

TABLE 12.2 – Paramètres de la caméra PACS, à 70 et 160 μm , utilisés pour établir la carte de température. Ces paramètres sont issus du Guide d'Utilisation de la caméra PACS, disponible à l'adresse http://herschel.esac.esa.int/Docs/PACS/pdf/pacs_om.pdf.

Herschel/PACS devrait inclure les températures de la poussière entourant GX 301-2, chauffée par le rayonnement stellaire voisin. Ainsi, en calculant, pour chaque pixel, le rapport du flux à 70 μm par le flux à 160 μm , j'obtiens un paramètre fonction uniquement de la température de la structure émettant à ces longueurs d'onde (Preibisch et al., 2012). C'est cette méthode que je développe ici.

Afin de construire une carte des rapports de flux, j'ai tout d'abord dégradé la résolution de la carte à 70 μm de manière à atteindre celle de la carte à 160 μm . Cela a été réalisé grâce à la fonction `gauss`, disponible sous IRAF, qui permet de convoluer la carte à 70 μm par une fonction gaussienne à deux dimensions. Je supposerai ici que les écart-types selon les deux dimensions spatiales sont égaux : dans ce cas, la gaussienne est circulaire et j'utiliserai les paramètres fournis dans le tableau 12.2 pour réaliser les calculs. Les Fonctions d'Etalement du Point (PSFs) de la caméra PACS seront considérées gaussiennes. De plus, les largeurs à mi-hauteur (FWHMs) des PSFs données dans le tableau 12.2 correspondent à une moyenne sur les deux axes de la gaussienne, évaluées pour une vitesse d'observation de 20 secondes d'arc par seconde, vitesse choisie pour l'observation du champ autour de GX 301-2.

Dans ces conditions, l'écart-type σ_{conv} de la gaussienne, par laquelle la carte à 70 μm est convoluée, est donné par

$$\sigma_{160} = \sqrt{\sigma_{70}^2 + \sigma_{conv}^2} \quad (12.9)$$

où σ_{70} et σ_{160} correspondent à l'écart-type de la PSF des observations à 70 et à 160 μm respective-

ment. Ces écarts-types sont calculés à partir des largeurs à mi-hauteur par la relation $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$. Par conséquent, l'écart-type de la gaussienne qui est utilisée comme fonction de convolution vaut $\sigma_{conv} = 4,2''$, soit 1.3 pixel.

Les deux cartes, ayant maintenant la même résolution angulaire, il reste à y apporter une correction de flux, en les divisant par 1.05 pour la carte à 70 μm et par 1.29 pour la carte à 160 μm , corrections recommandées par Bernard et al. (2010) après comparaison avec des données du satellite Planck.

En supposant que les structures de poussières détectées sont optiquement minces, le rapport de flux, $\frac{I_\nu(70\mu\text{m})}{I_\nu(160\mu\text{m})}$ est lié à la température de la poussière par la relation suivante :

$$\frac{I_\nu(70\mu\text{m})}{I_\nu(160\mu\text{m})} \propto \frac{B_\nu(T)(70\mu\text{m})\kappa_\nu(70\mu\text{m})}{B_\nu(T)(160\mu\text{m})\kappa_\nu(160\mu\text{m})} = f(T) \quad (12.10)$$

avec $B_\nu(T)$ la fonction de Planck et κ_ν , l'opacité de la poussière.

L'approximation courante consiste en effet à considérer que la distribution spectrale d'énergie de la poussière est décrite par un modèle de corps noir modulé par une loi de puissance de la fréquence ν (Hildebrand, 1983). Si l'émission de la poussière est optiquement mince, la densité de flux, S_ν , prend la forme

$$S_\nu = \Omega B_\nu(T) \kappa_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta N \quad (12.11)$$

avec $B_\nu(T)$, la fonction de Planck, N , la densité de colonne de poussière et $\kappa_\nu = \kappa_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta$, l'opacité de la poussière. La poussière située dans le milieu interstellaire est généralement caractérisée par $1 \lesssim \beta \lesssim 2$ (Draine and Lee, 1984; Mathis, 1990). Dans les nuages relativement chauds ($T \gtrsim 20\text{K}$), constitutifs des régions III, il a été montré (voir par exemple Anderson et al. 2010) que β est proche de 2. J'utiliserai cette valeur par la suite.

En comparant le résultat de l'équation 12.10, obtenu pour chacun des pixels des cartes *Herschel*, à une grille théorique générée en calculant le rapport $\frac{I_\nu(70\mu\text{m})}{I_\nu(160\mu\text{m})}$ pour différentes températures comprises entre 10 et 85 K (avec une résolution de 0.1 K), nous obtenons la carte de température de la poussière (voir figure 12.11).

Certaines régions, pour lesquelles le flux détecté par *Herschel* est très faible (et est dominé par l'émission du fond galactique), comportent des valeurs négatives engendrés par les fluctuations statistiques du bruit. Ces pixels ont été ignorés lors de la création de la carte de température et apparaissent en blanc sur la carte finale. Ceci n'est toutefois pas dommageable puisque nous sommes ici principalement intéressés par l'étude des processus physiques qui régissent la couronne de gaz et de poussière, détectée de l'infrarouge proche à l'infrarouge lointain et qui interagit (ou a interagi) probablement avec GX 301-2. Par ailleurs, Preibisch et al. (2012) note que les très petits grains présents dans la poussière, ne sont pas à l'équilibre thermique (voir section 12.1.1) et peuvent générer un excès d'émission dans l'infrarouge moyen. Ainsi, dans le cas d'un rayonnement stellaire 100 fois plus intense que celui observé au voisinage du Soleil, une abondance 10 fois plus importante des très petits grains peut mener à une variation d'émissivité de l'ordre de 17% à 70 μm et de 7% à 160 μm . Preibisch et al. (2012) calcule ainsi qu'une erreur de 20 % sur l'intensité observée à 70 μm peut engendrer une variation de température d'environ 5% sur la carte de température déduite par les rapports de flux. Nous considérerons cette limite comme une borne supérieure à la précision de cette approche. Par ailleurs, en estimant une incertitude maximale sur la calibration des flux observés par l'instrument PACS de l'ordre de 10%³, j'ai évalué l'erreur sur la température à ~ 1.5 K. Selon Preibisch et al. (2012), une incertitude liée aux corrections photométriques de PACS advient pour les températures inférieures à ~ 20 K. La grande majorité des pixels de notre carte ayant

3. D'après le guide d'utilisation de la caméra, il semblerait que cette incertitude soit plus faible : $\sim 5\%$.

une température supérieure, nous négligerons cette source d'erreur. Enfin, les mêmes auteurs soulignent le fait qu'une carte de température élaborée grâce aux observations *Herschel* aux longueurs d'onde les plus faibles (c'est-à-dire sans utilisation de données submillimétriques par exemple), pourraient biaiser le résultat dans le sens des températures les plus importantes. Il semblerait toutefois que ce comportement soit négligeable. Par conséquent, nous estimons l'incertitude sur les températures déterminées à ~ 3.5 K, soit $\sim 5 - 15$ %, suivant la température.

L'histogramme présenté sur la figure 12.11 représente la distribution des valeurs de température de la poussière attribuées à chaque pixel. La valeur minimale est de 14.1 K et la valeur maximale de 81.0 K. La température médiane est quant à elle de 35.1 K. Cette température est proche des températures observées notamment dans les environnements d'étoiles OB (van Buren and McCray, 1988) et Wolf-Rayet (voir par exemple Giacani and Dubner 2004; Arnal and Mirabel 1991; Arnal 2001). En effet, van Buren and McCray (1988) exprime la température à une distance r_{pc} d'une étoile, en fonction de sa luminosité UV, $L_{*,38}$, comme suit (en considérant que l'émissivité de la poussière prend la forme $\nu B_\nu(T)$) :

$$T_d = 27 a_{\mu m}^{-1/6} L_{*,38}^{1/6} r_{pc}^{-1/3} \text{ K} \quad (12.12)$$

avec $a_{\mu m}$, le rayon des grains de poussière. Nous utiliserons ici $a_{\mu m} = 0.2 \mu m$ (van Buren and McCray, 1988) et $L_{*,38} \equiv L_* / 10^{38}$ avec $L_* = 1 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (voir Moon et al. 2007). Nous considérons ici que la distance entre GX 301-2 et la masse de poussière détectée au nord de la HMXB vaut $r_{pc} \sim 1.5$ pc. Il s'agit d'une valeur approchée déterminée en prenant en compte l'incertitude sur la distance de la source et le possible effet de projection tendant à ramener la source et la masse de poussière dans le même plan. Finalement, la température de la poussière est ainsi évaluée à ~ 45 K, ce qui est cohérent avec la température typique de la poussière présente en bordure de cavité (voir van Buren and McCray 1988; Arnal and Mirabel 1991).

De plus, la carte de température, représentée sur la figure 12.11, révèle un gradient de température, principalement visible sur le nuage situé au nord de GX 301-2. La poussière semble plus chaude en bordure des deux masses de poussière qu'à l'intérieur. Cependant, cet effet pourrait également résulter du filtrage gaussien employé pour dégrader la résolution de la carte à $70 \mu m$, en particulier sur la bordure extérieure de la cavité.

12.4.2 Densité de colonne d'hydrogène

À partir de la carte de température, j'ai obtenu la densité de colonne d'hydrogène des nuages. Ainsi, la densité de flux sur chaque pixel est reliée à la densité de colonne d'hydrogène locale par :

$$N_H = 2N_{H_2} = 2 \frac{F_\nu R}{B_\nu(T_d) \Omega \kappa_\nu \mu m_H} \quad (12.13)$$

où Ω correspond à l'angle solide vu par l'instrument, R est la proportion de gaz par rapport à la proportion de poussière (habituellement supposée égale à 100), $B_\nu(T_d)$, la fonction de Planck, κ_ν , l'opacité de la poussière, m_H , la masse de l'atome d'hydrogène ($m_H \sim 1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$) et μ , la masse moléculaire moyenne égale à 2.8. Par ailleurs, l'angle solide, Ω , vu par l'instrument peut être approximé par :

$$\Omega = \frac{\pi}{4 \ln(2)} \theta_{FWHM}^2 \quad (12.14)$$

avec θ_{FWHM}^2 , la largeur à mi-hauteur de la PSF de l'instrument égale à $5.46'' \times 5.76''$ pour le filtre centré sur $70 \mu m$ de PACS, avec une vitesse d'observation de 20 secondes d'arc / seconde.

Enfin, l'opacité de la poussière, κ_ν , dépend de la composition chimique et de la taille des grains. Ainsi, la poussière interstellaire est correctement décrite par un mélange de silicates (dont le squelette est

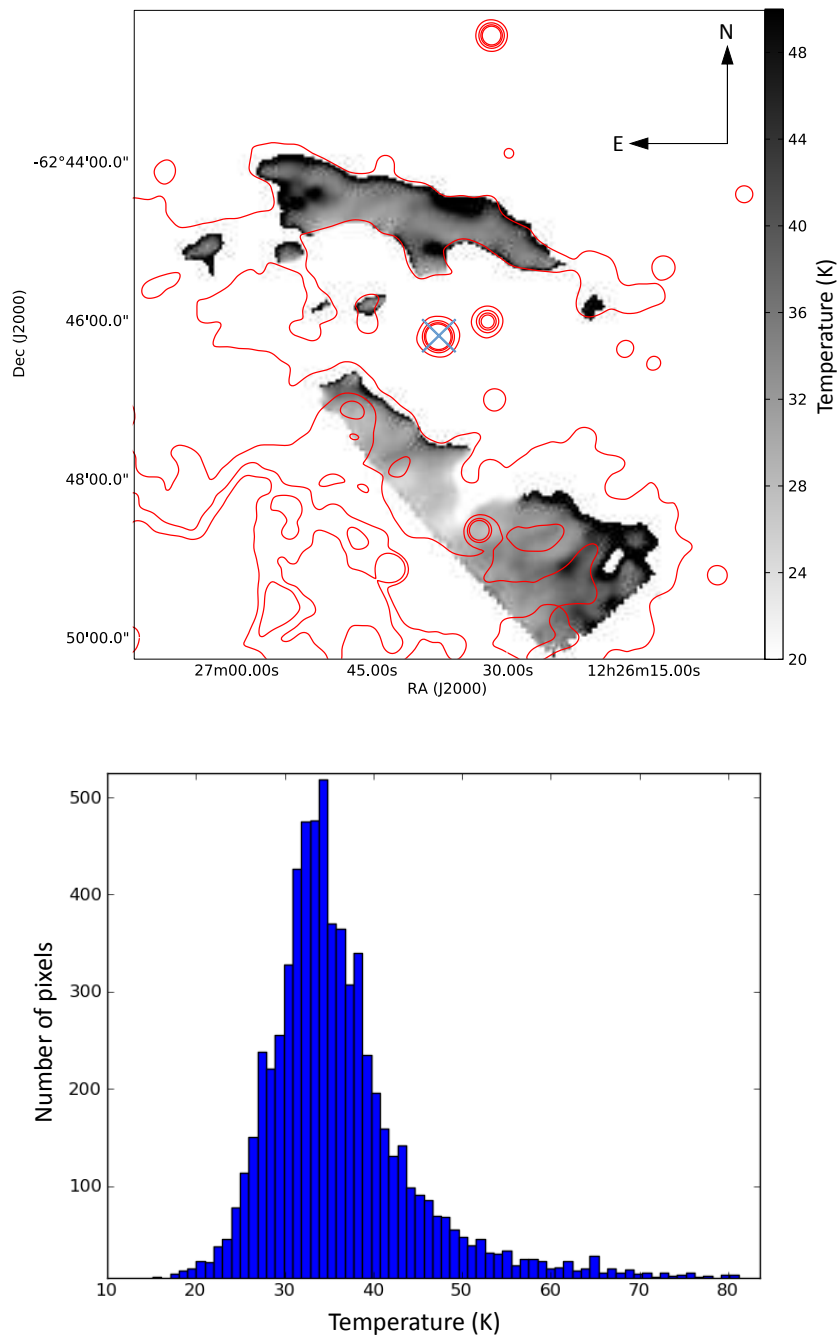


FIGURE 12.11 – Figure du haut : carte de température de la poussière dérivée des données *Herschel*. La croix bleue correspond à la position de GX 301-2. Les contours correspondent aux flux à $8.0 \mu\text{m}$: 18, 29, 39, 50, 60 MJy/sr. Figure du bas : histogramme des températures dérivées du rapport des flux *Herschel*/PACS 70 et $160 \mu\text{m}$.

essentiellement formé par des tétraèdres d'atomes de silicium et d'oxygène associés à des atomes d'aluminium, de magnésium, de fer, de calcium, ...) et de graphite (allotrope du carbone). J'utiliserai ici la valeur d'opacité donnée par Draine and Li (2001) et Johansson et al. (2013), soit $\kappa_{\nu} \sim 67.0 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, à $70 \mu\text{m}$. Toutefois, nous garderons à l'esprit que la composition et la taille des grains de poussière peuvent varier suivant les conditions physiques auxquelles est soumis le milieu interstellaire, engendrant ainsi une incertitude sur l'opacité de la poussière. La carte de la densité de colonne d'hydrogène est exposée figure

12.12. Les pixels laissés en blancs correspondent aux pixels pour lesquels aucune température n'avait pu être déterminée préalablement. En tenant compte du fait que l'opacité de la poussière peut varier d'un facteur deux, l'incertitude sur la densité de colonne d'hydrogène est estimée à $\sim 50\%$ (les incertitudes sur les températures et sur les flux sont ici négligeables par rapport à l'incertitude sur l'opacité).

Les densités de colonne d'hydrogène déterminées ici (médiane = $2.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, maximum = $5.7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) sont en adéquation avec les densités de colonne évaluées par van Buren (1986) dans les bulles de gaz entourant les étoiles Wolf-Rayet (voir aussi Marston and Meaburn 1988). Par ailleurs, la densité de colonne paraît plus importante dans la région située au sud de la HMXB.

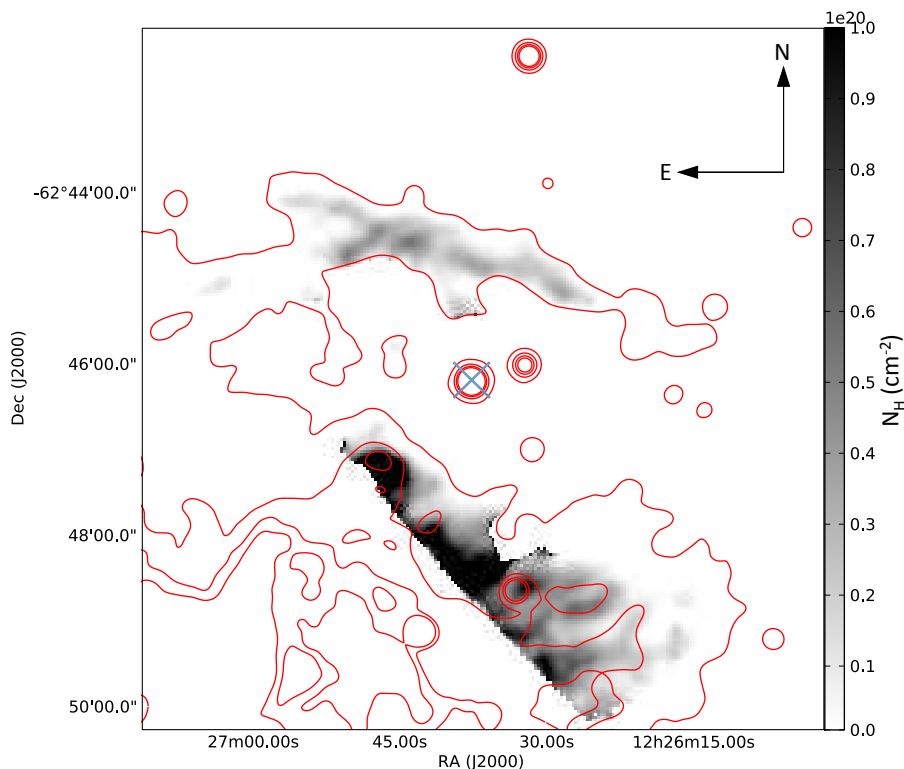


FIGURE 12.12 – Carte de la densité de colonne d'hydrogène dérivée des données *Herschel*. La croix bleue correspond à la position de GX 301-2. Les contours correspondent aux flux à $8.0 \mu\text{m}$: 18, 29, 39, 50, 60 MJy/sr.

Les résultats présentés dans cette section semblent cohérents avec les températures et densités de colonne usuellement observées au voisinage d'étoiles massives, venant ainsi apporter un argument supplémentaire en faveur de l'interaction de la HMXB avec le milieu interstellaire environnant.

De plus, la scène a lieu au coeur du plan galactique, proche d'un probable site de formation stellaire. Le contexte paraît ainsi idéal pour rechercher un possible lien entre GX 301-2 et le processus de formation stellaire. Cette analyse est décrite dans la section suivante.

12.5 Formation stellaire : présence de YSOs

Les résultats précédents : présence d'une cavité et d'une potentielle bulle de gaz en expansion autour de GX 301-2, température de la poussière et densité de colonne d'hydrogène, viennent apporter un poids supplémentaire en faveur de l'interaction de la HMXB avec son environnement. Par ailleurs, l'intense rayonnement UV pourrait déclencher de la formation stellaire dans cette région propice à ce type de processus. C'est ce qui motive l'étude présentée dans cette section.

12.5.1 Critères de sélection

Le télescope spatial *Spitzer*, de par sa grande sensibilité et ses longueurs d'onde d'observation, est bien approprié à la recherche d'objets stellaires jeunes (*Young Stellar Objects*, YSOs en anglais). En effet, l'infrarouge moyen pénètre plus efficacement les régions constituées de poussière, et d'autre part, les objets jeunes sont majoritairement entourés de cocons ou de disques de poussière, émettant en infrarouge moyen et développant ainsi un excès d'émission par rapport aux photosphères stellaires. Ainsi, en établissant des critères de sélection sur les magnitudes et couleurs⁴ en infrarouge moyen, il est possible de mettre en évidence les objets stellaires jeunes et de déterminer leur stade d'évolution (voir par exemple Allen et al. 2004; Megeath et al. 2004; Lada et al. 2006; Gutermuth et al. 2008). Nous utiliserons ici les critères de sélection établis par Gutermuth et al. (2009), basés sur la pente de la distribution spectrale d'énergie en infrarouge moyen, elle-même caractérisée par les magnitudes et couleurs IRAC. Ils seront appliqués à l'ensemble des sources détectées dans les quatre filtres (3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm) dans une région carrée de 10 minutes d'arc, centrée sur GX 301-2. Les magnitudes et couleurs utilisées sont celles du catalogue GLIMPSE qui comporte 10342 sources dans cette région.

La première étape consiste à déceler et exclure les contaminants (galaxies, AGNs, émission induite par chocs, émission contaminante des PAHs), caractérisés par un excès infrarouge et pouvant ainsi être confondus avec un YSO. Ensuite, il s'agit de sélectionner les YSOs et de les classer selon leur stade d'évolution.

12.5.1.1 Exclusion des galaxies PAH

Nous commençons donc par éliminer les galaxies à fort taux de formation stellaire, non résolues, caractérisées par la présence d'une grande quantité de PAHs, détectés principalement autour de 5.8 et de 8.0 μm . Chaque source obéissant aux critères suivants sera considérée comme étant une galaxie :

$$\begin{aligned} [4.5] - [5.8] &< \frac{1.05}{1.2} \times ([5.8] - [8.0] - 1) \\ [4.5] - [5.8] &< 1.05 \\ [5.8] - [8.0] &> 1 \\ [4.5] &> 11.5 \end{aligned}$$

ainsi que les sources obéissant aux critères suivants :

$$\begin{aligned} [3.6] - [5.8] &< \frac{1.5}{2} \times ([4.5] - [8.0] - 1) \\ [3.6] - [5.8] &< 1.5 \\ [4.5] - [8.0] &> 1 \\ [4.5] &> 11.5 \end{aligned}$$

La figure 12.13 (graphique situé en haut à gauche) présente les 2 sources obéissant à ces critères. Elles ne seront pas soumises aux critères de sélection suivants.

12.5.1.2 Exclusion des AGNs

Certains Noyaux Actifs de Galaxies (AGNs) présentent des couleurs dans l'infrarouge moyen similaires à celles des YSOs (Stern et al., 2005). Ils sont identifiés grâce aux critères suivants :

$$\begin{aligned} [4.5] - [8.0] &> 0.5 \\ [4.5] &> 13.5 + ([4.5] - [8.0] - 2.3)/0.4 \end{aligned}$$

4. Les couleurs sont l'outil idéal pour distinguer des objets de différents types, en ce sens qu'un diagramme couleur-couleur est indépendant de la distance aux objets du champ.

$$[4.5] > 13.5$$

De plus, les sources obéissant aux critères précédents, doivent respecter au moins l'une des conditions exposées ci-dessous pour être considérées comme des AGNs :

$$[4.5] > 14 + ([4.5] - [8.0] - 0.5)$$

$$[4.5] > 14.5 - ([4.5] - [8.0] - 1.2)/0.3$$

$$[4.5] > 14.5$$

La figure 12.13 (graphique situé en haut à droite) présente les 3 AGNs localisés dans le champ. Ils ne seront pas soumis aux critères de sélection suivants. Toutefois, Gutermuth et al. (2009) mentionne qu'une contamination de l'échantillon de YSOs par des AGNs relativement brillants peut subsister. Cette contamination est estimée à $\sim 7.9 \pm 1.0$ YSOs par degré carré. Dans notre champ de $100''^2 \sim 0.028^\circ^2$, il en résulte une contamination d'environ 0.22 ± 0.028 YSO.

12.5.1.3 Exclusion des émissions induites par chocs

Par ailleurs, les émissions infrarouges générées par chocs dans le milieu interstellaire sont généralement détectées en tant que sources ponctuelles entre 3.6 et 8.0 μm . Ces émissions peuvent également être confondues avec celle des YSOs. Afin de les distinguer, Gutermuth et al. (2009) suggère les critères de sélection suivants :

$$[3.6] - [4.5] > \frac{1.2}{0.55} \times (([4.5] - [5.8]) - 0.3) + 0.8$$

$$[4.5] - [5.8] \leq 0.85$$

$$[3.6] - [4.5] > 1.05$$

La figure 12.13 (graphique situé en bas à gauche) présente les 2 émissions induites par chocs localisées dans le champ (symboles '+' oranges). Ces sources ne seront pas soumises aux critères de sélection suivants.

12.5.1.4 Contamination par émission des PAHs

Finalement, l'émission des PAHs dans le milieu interstellaire altère la photométrie d'ouverture de certaines étoiles faiblement lumineuses, leur associant un excès d'émission artificiel à 5.8 et 8.0 μm . Toutes les sources répondant aux critères suivants seront considérées comme telles :

$$[3.6] - [4.5] - \sigma_2 \leq 1.4 \times (([4.5] - [5.8]) + \sigma_1 - 0.7) + 0.15$$

$$[3.6] - [4.5] - \sigma_2 \leq 1.65$$

avec $\sigma_1 = \sigma([4.5] - [5.8])$ et $\sigma_2 = \sigma([3.6] - [4.5])$.

La figure 12.13 (graphique situé en bas à gauche) présente les sources subissant cette contamination (ronds bleus clairs). Elles ne seront pas soumises aux critères de sélection suivants.

12.5.1.5 Sélection des YSOs

Parmi les sources restantes, nous pouvons distinguer les deux classes principales de YSOs (voir la section 1.1.2.1 de l'introduction pour la définition de l'évolution des objets stellaires jeunes). Ainsi, les YSOs de classe I répondent aux critères de sélection suivants (de par leur rougissement important) :

$$[4.5] - [5.8] > 0.7$$

$$[3.6] - [4.5] > 0.7$$

La figure 12.13 (graphique situé en bas à gauche) présente les YSOs de classe I détectés dans le champ. Ils ne seront pas soumis aux critères de sélection suivants. De plus, Gutermuth et al. (2009) souligne que certains YSOs de classe II, très rougis, pourraient être présents dans la sélection des YSOs de classe I. Finalement, il reste à repérer les YSOs de classe II, identifiés par les critères :

$$[4.5] - [5.8] - \sigma_3 > 0.5$$

$$[3.6] - [5.8] - \sigma_4 > 0.35$$

$$[3.6] - [5.8] + \sigma_4 \leq \frac{0.14}{0.04} \times (([4.5] - [8.0] - \sigma_3) - 0.5) + 0.5$$

$$[3.6] - [4.5] - \sigma_2 > 0.15$$

avec $\sigma_3 = \sigma([4.5] - [8.0])$ et $\sigma_4 = \sigma([3.6] - [5.8])$.

La figure 12.13 (graphique situé en bas à droite) présente les YSOs de classe II détectés dans le champ (symbolisés par les étoiles bleues).

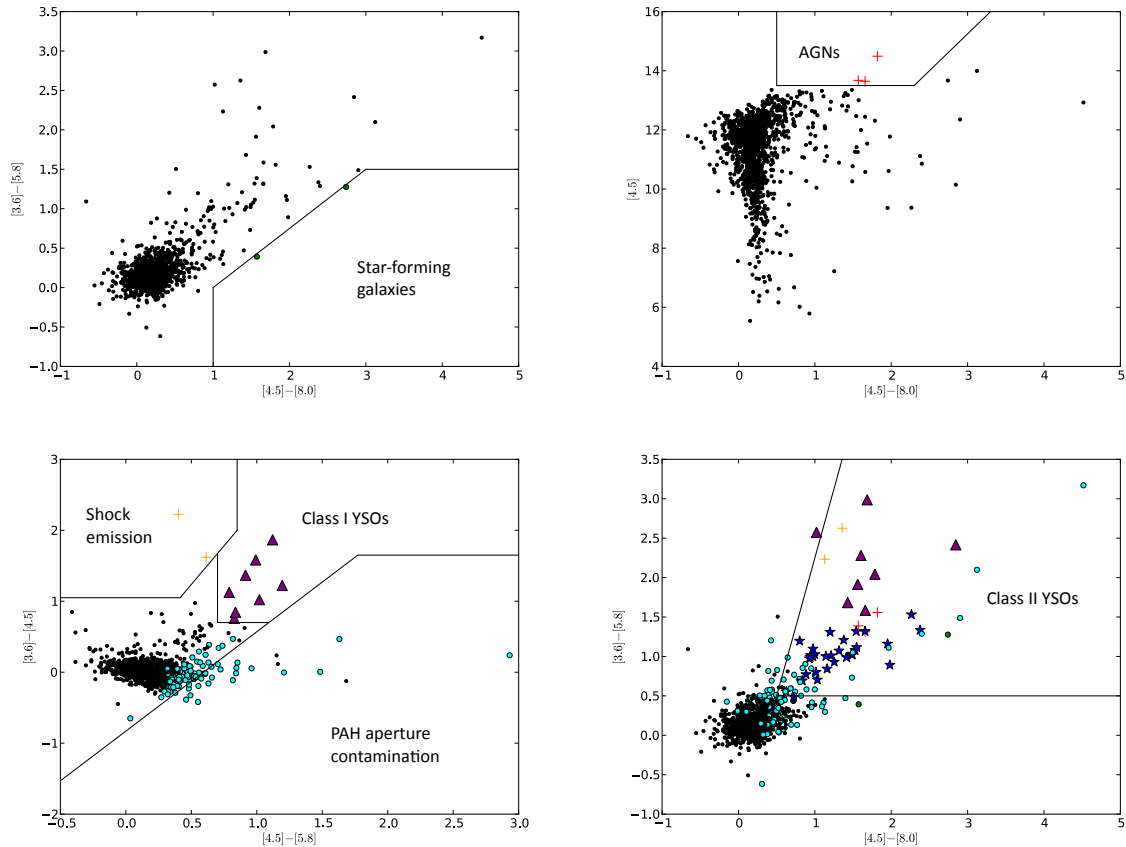


FIGURE 12.13 – Diagrammes couleur-couleur réalisés à partir des données IRAC et mettant en évidence les critères de sélection adoptés. Les ronds verts représentent les galaxies à formation stellaire, les symboles '+' rouges, représentent les AGNs, les symboles '+' oranges, les émissions induites par chocs, les points bleus clairs, les contaminations par PAHs, les triangles mauves représentent les YSOs de classe I et enfin les étoiles bleues représentent les YSOs de classe II.

Finalement, sur un total de 10342 sources présentes dans la région de $10' \times 10'$, centrée sur GX 301-2, 1303 sont détectées dans les 4 bandes d'énergie de la caméra IRAC et ont été soumises aux critères

de sélection détaillés ci-dessus. Parmi elles, deux s'avèrent être des galaxies à fort taux de formation stellaire, 3 sont des AGNs, 2 correspondent à des émissions ponctuelles induites par des chocs dans le milieu interstellaire, 139 sources ponctuelles possèdent un excès en infrarouge moyen artificiel, provenant de l'émission de PAHs, 8 sont des YSOs de classe I et enfin, 25 sont des YSOs de classe II.

Nous avons ainsi mis en évidence la présence de 33 objets jeunes dans l'environnement proche de GX 301-2. La figure 12.17 situe les YSOs dans le champ. Il convient de souligner que cette méthode n'est pas exhaustive et que d'autres critères de sélection pourraient ensuite être appliqués, basés entre autres sur les données infrarouges proches (J , H , K_s) ou MIPS ($24 \mu\text{m}$). Cela a été testé mais n'augmente pas le nombre de YSOs sélectionnés dans notre contexte.

Je reviendrai finalement sur la caractérisation de la population stellaire de cette région du ciel, dans la section 12.6.

12.5.2 Ajustement des Distributions Spectrales d'Énergie

Après avoir mis en évidence la présence de proto-étoiles dans l'environnement proche de GX 301-2, nous allons voir s'il est possible d'apporter une contrainte sur leur distance et dans un second temps, de caractériser ces objets, en précisant leur stade d'évolution et donc leur âge.

12.5.2.1 Démarche adoptée

Pour cela, j'ai construit les distributions spectrales d'énergie des 33 YSOs à partir des flux infrarouges, entre 1.25 et $8.0 \mu\text{m}$ (issus des relevés 2MASS et GLIMPSE). Seuls les flux dits photométriques (de bonne qualité) ont été utilisés ici. Les SEDs ont ensuite été ajustées par des modèles de transfert de rayonnement selon la méthode développée par Robitaille et al. (2007)⁵. Cette approche repose sur 20000 SEDs de YSOs modélisées avec 10 angles d'inclinaison différents (soit un total de 200000 modèles). Ces modèles supposent par ailleurs que les proto-étoiles soient formées par accrétion de matière via un disque et une enveloppe de poussière entourant la source centrale. Les masses stellaires couvertes se situent entre 0.1 et $50 M_{\odot}$, les âges stellaires entre 10^3 et 10^7 ans alors que les rayons et températures sont eux déduits de la masse et de l'âge via des modèles d'évolution stellaire (voir Robitaille et al. 2007). Finalement, les paramètres physiques du disque et de l'enveloppe de poussière, déduits de la procédure d'ajustement sont contraints par l'âge et la masse. Cette démarche permet d'obtenir non pas un jeu de paramètres physiques associés à l'objet étudié (déduit de la minimisation du χ^2) mais plutôt l'ensemble des jeux de paramètres cohérents avec la SED observée.

La procédure d'ajustement requiert en entrée un intervalle de distance d entre l'observateur et la source ainsi qu'un intervalle d'extinction en bande V , A_V pour chaque proto-étoile. J'ai fixé respectivement ces deux intervalles à $d \in [0.1; 20]$ kpc et à $A_V \in [0; 25]$ magnitudes.

Cependant, évaluer la distance des sources à partir d'un large éventail de distances possibles n'est pas le but initial de l'algorithme qui prétend avant tout contraindre les paramètres physiques des YSOs connaissant a priori leur distance. Ainsi, je montre par la suite qu'il est difficile de dégager dans cette région du ciel des groupes de proto-étoiles situés à la même distance. En effet, bien qu'il soit raisonnable de supposer que les proto-étoiles observées dans ce champ aient une origine commune, et donc situés à la même distance, les ajustements de leur SED aboutissent parfois à des distances tout à fait différentes (tout du moins si l'on considère uniquement les résultats issus des meilleurs ajustements). Ainsi, il conviendra d'être très prudent sur l'interprétation des ajustements et nous nous contenterons de vérifier que la distance de GX 301-2 est bien incluse dans les distances résultant des ajustements pour lesquels $\chi^2 - \chi_{best}^2 < 3$ où χ^2 correspond à la valeur du χ^2 d'un ajustement donné et χ_{best}^2 à la valeur minimale du χ^2 obtenue pour la source considérée. Par ailleurs, des données photométriques après $10 \mu\text{m}$ permettent dans la plupart des cas de contraindre plus précisément les paramètres physiques de l'objet. J'ai ainsi ajouté les flux issus du relevé *WISE* pour les sources détectées par ce satellite à 12 et $22 \mu\text{m}$ (YSOs de

5. Routine disponible à l'adresse suivante <http://caravan.astro.wisc.edu/protostars>.

classe II numéros 1, 4, 10, 11, 12 et 13, d'après la notation utilisée sur la figure 12.17).

12.5.2.2 Résultats

Il en ressort que pour 27 des 33 proto-étoiles figurant sur la figure 12.17, une distance $d \in [2.5; 4.0]$ kpc est vraisemblable puisqu'il existe toujours un nombre important d'ajustements (répondant au critère $\chi^2 - \chi_{best}^2 < 3$) pour lesquels la distance déterminée est incluse dans cet intervalle. Par ailleurs, les sources 4, 8 et 25 de la liste des YSOs de classe II ne sont probablement pas des proto-étoiles. En effet, leurs SEDs sont relativement bien ajustées par un modèle de photosphère stellaire et le sont beaucoup moins par les modèles de proto-étoiles. De plus, une recherche dans la base de données SIMBAD⁶ révèle que la source 4 est classée comme étant une étoile Wolf-Rayet (WRAY 15-975, voir Gómez and Mendoza 1976) et que la source 25 est cataloguée comme étant une étoile géante qui a atteint la branche asymptotique (IRAS 12232-6224). Aucune information n'est disponible sur la source 8 mais son flux dans les filtres IRAC se situe à la limite de saturation. Enfin, les SEDs des sources 10, 11 et 13 ne présentent aucun ajustement dont le résultat aboutit à une distance proche de celle de GX 301-2. De plus, les magnitudes de la source 10 se situent à la limite de saturation entre 3.6 et 8.0 μm et sont donc à considérer avec prudence.

Nous allons maintenant nous concentrer sur les proto-étoiles situées à des positions « stratégiques » dans le champ : YSOs de classe II n° 1, 2, 3, 5, 6 et 7 situées sur la périphérie de la cavité entourant GX 301-2 (voir figure 12.17).

La figure 12.14 présente les SEDs de chaque source ainsi que les ajustements répondant au critère $\chi^2 - \chi_{best}^2 < 3$ (courbes grises). La courbe noire correspond elle au meilleur ajustement, minimisant le χ^2 . Les histogrammes situés dans la colonne de droite représentent la distribution des valeurs de distance d , dérivées de chaque ajustement et répondant au critère $\chi^2 - \chi_{best}^2 < 3$. C'est pour la source 1 que la distance est la mieux contrainte. Il apparaît en effet que dans plus de 70% des ajustements, la distance vaut entre 3.2 et 4.0 kpc, ce qui correspond bien à la distance estimée de la binaire X. Pour les 5 autres sources, il est plus délicat de définir leur distance mais les valeurs situées entre 2.5 et 4.0 kpc restent valables, avec une probabilité plus ou moins importante, visible sur les histogrammes de la figure 12.14. Les principaux paramètres physiques de chaque YSO, de son disque et de son enveloppe de poussière ont été déterminés en supposant cette fois-ci que les sources aient une distance comprise entre 2.5 et 4.0 kpc (voir tableau 12.3). Ils correspondent aux moyennes pondérées par les valeurs de χ^2 de tous les ajustements répondant au critère $\chi^2 - \chi_{best}^2 < 3$ et les incertitudes correspondent à la dispersion de ces valeurs. Il apparaît que ces proto-étoiles sont toutes des YSOs de classe II, c'est-à-dire à un stade relativement avancé de leur évolution. Leur âge, déduit de l'ajustement des SEDs, est en moyenne de 2.2×10^6 années. La masse stellaire moyenne vaut $2.5 M_{\odot}$ et la température stellaire moyenne est de 8354 K. Les taux d'accrétion de matière issue du disque, \dot{M}_{disque} , et de l'enveloppe, \dot{M}_{env} , s'avèrent très faibles confirmant ainsi qu'il s'agit de sources déjà évoluées.

Par ailleurs, un amas d'objets beaucoup plus jeunes, âgés en moyenne de $\sim 10^4$ ans, est situé à l'extrême sud-est de l'image (YSOs de classe II n° 20 à 24 et YSOs de classe I n° 5 à 7). Malheureusement, il n'est pas possible à l'heure actuelle de préciser de manière probante la distance de ces objets. Toutefois, l'ajustement des SEDs n'infirme pas la possibilité que ces objets soient situés entre 2.5 et 4 kpc, à la distance de GX 301-2. Il en va de même pour les objets visibles à l'intérieur du nuage de gaz située entre l'amas de proto-étoiles jeunes et la binaire X (exceptés les YSOs de classe II n° 10, 11 et 13 que nous avons exclus de l'échantillon précédemment). Cependant, on s'attend à observer les proto-étoiles, objets par définition très jeunes relativement à la durée de vie d'une étoile, au voisinage de leur site de formation. Il est donc pertinent d'imaginer que l'ensemble des YSOs observés dans cette région soient situés à la même distance et liés à la masse de gaz centrale; bien que l'ajustement des SEDs ne permette pas de confirmer cet argument de manière définitive.

6. disponible à l'adresse <http://simbad.u-strasbg.fr>.

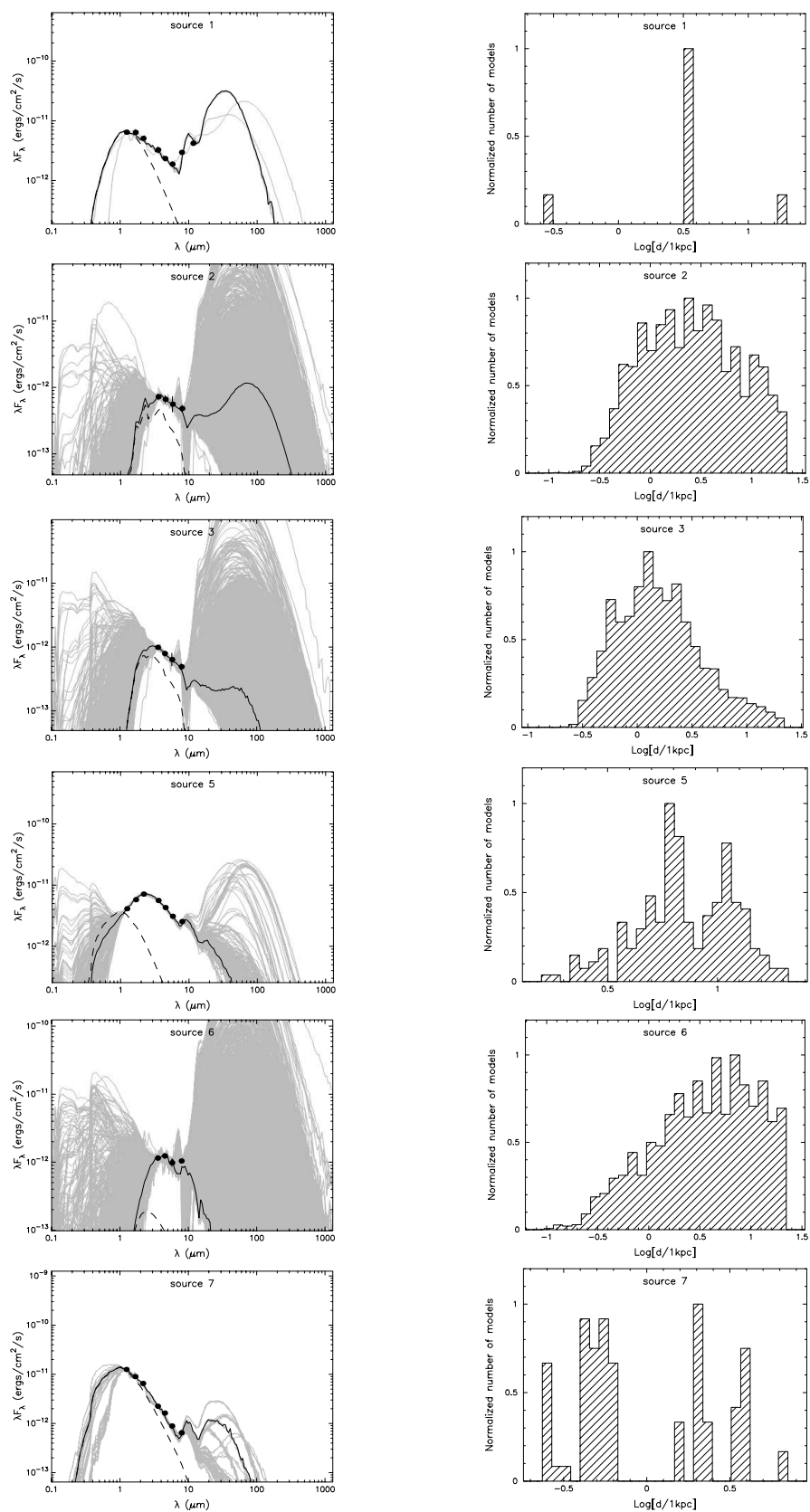


FIGURE 12.14 – Ajustement des SEDs des YSOs de classe II numéros 1, 2, 3, 5, 6 et 7. Les cercles noirs correspondent aux flux observés issus des relevés 2MASS, GLIMPSE et *WISE* (pour la source 1). Les courbes grises correspondent aux ajustements répondant au critère $\chi^2 - \chi_{best}^2 < 3$ et la courbe noire correspond au meilleur ajustement. La courbe en pointillés correspond à la contribution énergétique de la photosphère stellaire.

Num. source	Age log(ans)	M_* (M_\odot)	T_* log(T(K))	L_* log(L_\odot)	\dot{M}_{disque} log($M_\odot \text{ an}^{-1}$)	\dot{M}_{env} log($M_\odot \text{ an}^{-1}$)
1	6.6	4.3	4.2	2.5	-12.7	–
2	5.5 ± 0.4	1.6 ± 0.5	3.7 ± 0.1	0.9 ± 0.2	-9.1 ± 0.8	-4.4 ± 1.3
3	5.6 ± 0.3	1.5 ± 0.5	3.7 ± 0.1	0.8 ± 0.2	-9.3 ± 0.8	-4.4 ± 1.3
5	6.7 ± 0.1	2.8 ± 0.1	4.0 ± 0.1	1.7 ± 0.1	-9.5 ± 0.5	–
6	5.9 ± 0.4	2.2 ± 0.5	3.8 ± 0.1	1.3 ± 0.2	-9.2 ± 0.9	-3.0 ± 1.4
7	6.5 ± 0.1	2.8 ± 0.2	3.9 ± 0.1	1.8 ± 0.2	-12.7 ± 0.5	–

TABLE 12.3 – Paramètres physiques principaux des proto-étoiles entourant la cavité déduits de l’ajustement des SEDs. Aucune incertitude n’est affichée pour la source 1 car tous les ajustements vérifiant le critère $\chi^2 - \chi_{best}^2 < 3$ convergent vers les même valeurs de paramètres : seule l’extinction sur la ligne de visée, A_V , et l’inclinaison du disque varient. M_* correspond à la masse de la proto-étoile, T_* à sa température, L_* à sa luminosité alors que \dot{M}_{disque} et \dot{M}_{env} correspondent au taux d’accrétion de matière issue respectivement du disque et de l’enveloppe.

12.5.3 Déclenchement de formation stellaire ?

Comme mentionné précédemment, une demi-douzaine de proto-étoiles ont été identifiées en bordure de la cavité entourant GX 301-2. Ces objets correspondent à des YSOs de classe II, étoiles âgées en moyenne de 2 millions d’années. Leur position périphérique à la cavité et leur éloignement relatif aux autres « groupes » de proto-étoiles interroge : dans quelle mesure la binaire X a pu jouer un rôle dans leur formation ?

Deux mécanismes décrivent le déclenchement de formation stellaire par l’interaction d’étoiles massives⁷, avec le milieu interstellaire : le modèle dit « d’accumulation et d’effondrement », plus connu sous le nom de « *collect and collapse* » (Elmegreen and Lada, 1977; Whitworth et al., 1994) et le mécanisme « d’implosion d’un globule pré-existant sous l’effet d’un rayonnement ionisant » (RDI pour « *radiation-driven implosion* », en anglais), décrit et simulé par exemple par Lefloch and Lazareff (1994). Dans le premier modèle, l’expansion d’une région HII, due à la grande différence de température entre l’intérieur et l’extérieur de la zone ionisée, balaie la matière environnante. Celle ci s’accumule alors, formant une couche dense de matériau neutre, comprimée entre le front d’ionisation et une onde de choc qui le précède dans le milieu interstellaire de densité uniforme. Une fois la coquille suffisamment massive, elle peut se fragmenter sous l’effet de la gravitation. Lorsque ces fragments atteignent le seuil critique de densité, ils s’effondrent sur eux-même pour former de nouvelles étoiles. Ce mécanisme est décrit sur la figure 12.15.

Par ailleurs, si un globule de matière dense, pré-existant, se situe à proximité d’une étoile massive et de son intense rayonnement UV, le second mécanisme RDI peut entrer en oeuvre (voir figure 12.16). La pression exercée par le gaz ionisé va déformer le globule et le compresser. La matière s’effondre sur elle-même, déclenchant ainsi la formation de nouvelles étoiles. Ce mécanisme se produit principalement sur des échelles spatiales de l’ordre du parsec et durant un laps de temps assez restreint (~ 0.5 millions d’années) alors que le mécanisme « d’accumulation et d’effondrement » a lieu à plus grande échelle (~ 10 pc) sur quelques millions d’années (Liu et al., 2012).

Les deux mécanismes exposés ici peuvent-ils expliquer la formation des proto-étoiles entourant GX 301-2 ?

Je m’intéresse tout d’abord aux YSOs de classe II n° 1 et 2 (voir figure 12.17), situés à proximité immédiate de GX 301-2. En négligeant les effets de projection, leur distance à la binaire X est évaluée à ~ 0.9 pc. De plus, ils apparaissent en bordure d’un globule de gaz et de poussière se détachant de la couronne de matière et allongé en direction de GX 301-2. Ce tableau est en accord avec le mécanisme RDI qui décrit la formation d’étoiles à partir de l’effondrement d’un globule dense sous l’effet du rayonnement ionisant d’une ou de plusieurs étoile(s) massive(s). Les simulations menées par Bisbas et al. (2011) ont

7. Étoiles de masse supérieure à huit masses solaires et de type spectral compris entre O et B.

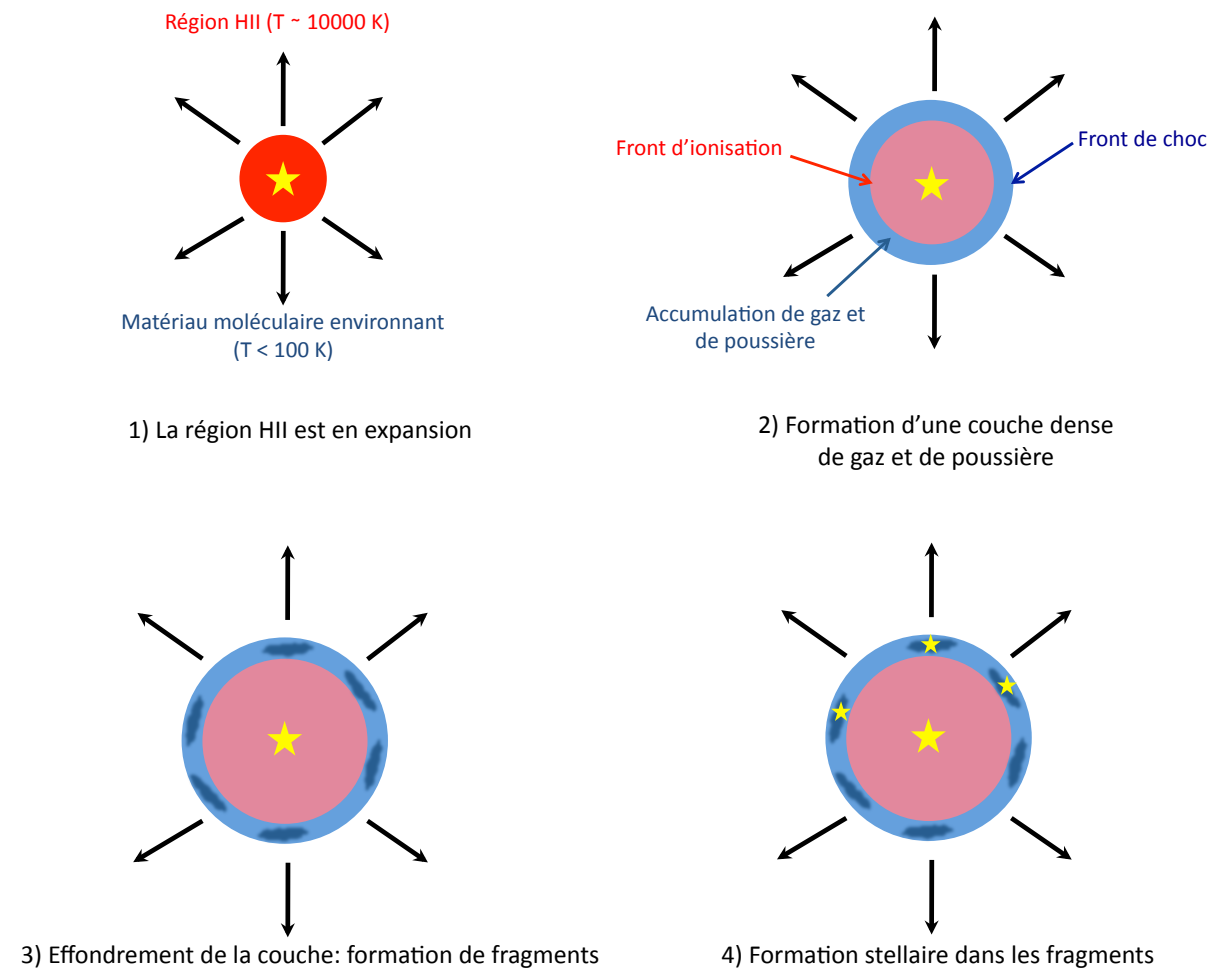


FIGURE 12.15 – Schéma explicatif du mécanisme « d'accumulation et d'effondrement » conduisant à la formation de nouvelles étoiles par expansion d'une région HII entourant une étoile massive.

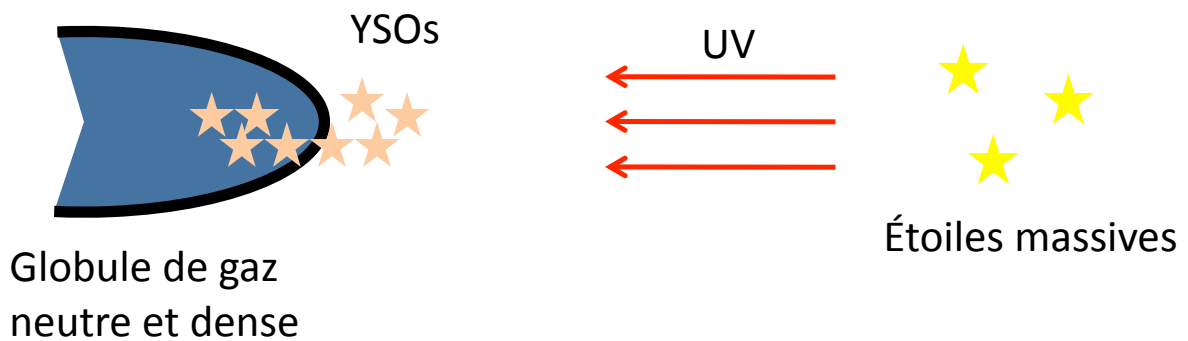


FIGURE 12.16 – Schéma explicatif du mécanisme « d'implosion d'un globule pré-existant sous l'effet d'un rayonnement ionisant » conduisant à la formation de nouvelles étoiles par pression du gaz ionisé sur un globule dense. Inspiré de Ogura (2006).

récemment mis en évidence que le paramètre critique permettant le déclenchement du mécanisme RDI et décrivant l'évolution du globule initial est le flux ionisant incident. Ainsi, pour des flux ionisants, Φ_{Ly} , compris dans l'intervalle $10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \lesssim \Phi_{Ly} \lesssim 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, une grande partie de la masse du globule pré-existant est convertie en étoiles alors qu'un flux ionisant supérieur à $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ peut facilement disperser le nuage initial empêchant toute formation stellaire. Dans le cas de GX 301-2, il est possible de définir une valeur approchée du flux ionisant. Ceci en considérant comme borne inférieure, la valeur de flux ionisant attribuée par Panagia (1973) aux étoiles supergéantes de type spectral B1I, rapportée à une distance de 0.9 pc de la source ionisante :

$$\Phi_{Ly,min} = \frac{6 \times 10^{46}}{4\pi (0.9 \times 3.08 \times 10^{18})^2} = 6.2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (12.15)$$

et comme borne supérieure, le flux ionisant moyen d'une étoile Wolf-Rayet, donné par Law et al. (2002) et valant

$$\Phi_{Ly,max} = \frac{10^{48}}{4\pi (0.9 \times 3.08 \times 10^{18})^2} = 1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (12.16)$$

Par conséquent, ces limites inférieure et supérieure au flux ionisant sont en adéquation avec le flux requis pour initier le mécanisme RDI et viennent apporter un argument supplémentaire en sa faveur. Cependant, le mécanisme « d'accumulation et d'effondrement » n'est pas pour autant exclu.

En effet, la présence de masses de gaz et de poussière entourant la binaire X sous forme de couronne, associée à l'observation d'une cavité à l'intérieur de laquelle le milieu interstellaire semble avoir été ionisé, sont des signatures habituelles du régime « d'accumulation et d'effondrement » (voir par exemple Liu et al. 2012; Deharveng et al. 2005; Vasquez et al. 2010). Un autre indice vient plaider en faveur de ce mécanisme : la présence de sur-densités de matière à l'intérieur de la couronne entourant la cavité et visibles sur la carte de la densité de colonne d'hydrogène (voir figure 12.12). Toutefois ces sur-densités sont faibles. Elles pourraient correspondre à des résidus de ce mécanisme, aujourd'hui interrompu. Enfin, plusieurs proto-étoiles (YSOs de classe II n° 3, 5, 6 et 7 notamment) sont présentes dans cette couronne de matière, résultant peut-être de ce mécanisme de formation.

A l'heure actuelle il n'est donc pas possible de discriminer entre les deux phénomènes à l'origine de cette formation stellaire. Cependant, des indices suggérant la présence des deux mécanismes ont été mis en évidence. Liu et al. (2012), en étudiant la formation stellaire déclenchée dans l'environnement de l'étoile Wolf-Rayet HD 211853, indique que les deux mécanismes ne peuvent avoir lieu en même temps et propose, pour résoudre cette apparente contradiction, que les deux processus aient eu lieu de manière successive, à des périodes différentes. Dans un premier temps, l'expansion de la bulle de gaz entourant la binaire X balaie la matière qui s'accumule au fur et à mesure en bordure de la cavité. Sous l'effet de sa propre gravité cette couche de matière se fragmente, imitant alors le mécanisme d'accumulation et d'effondrement. Les fragments ainsi formés sont ensuite soumis au rayonnement ionisant de GX 301-2 qui initie l'effondrement du globule, aboutissant à la formation de nouvelles étoiles, comme décrit par le mécanisme RDI.

En conclusion, l'âge des proto-étoiles ainsi que la faible densité de colonne d'hydrogène observées en bordure de cavité traduisent un accès de formation stellaire suffisamment récent pour que des proto-étoiles soient observées aujourd'hui encore dans cette région mais aussi assez ancien pour que celle-ci se soit maintenant interrompue. La faible densité de matière subsistant dans la couronne entourant la cavité (évaluée entre 1 et 10 cm^{-3} d'après la densité de colonne d'hydrogène et les tailles caractéristiques des structures observées) peut ainsi s'expliquer par l'ionisation du milieu à travers l'intense rayonnement UV et la détérioration progressive des globules denses ayant donné naissance aux proto-étoiles. Ceci paraît être la preuve d'un déclenchement de formation stellaire récent mais déjà interrompu. Ainsi, GX 301-2 semble être aujourd'hui en train de balayer le milieu interstellaire, faisant disparaître ainsi les derniers vestiges de ce déclenchement de formation d'étoiles.

Nous tenterons, dans la dernière partie de ce chapitre, de caractériser la population stellaire présente dans cette région. Bien que délicate, cette démarche est nécessaire afin d'évaluer le rôle que peuvent jouer d'autres étoiles ionisantes dans la structuration du milieu interstellaire mais aussi afin de préciser l'influence de la binaire X et son interaction avec l'environnement proche.

12.6 Population stellaire

12.6.1 Sources particulières

Grâce aux critères de sélection reposant sur les flux infrarouges et aux ajustements des SEDs, nous avons procédé à une recherche détaillée des proto-étoiles présentes dans cette région (voir section 12.5). Il en résulte la détection de 31 YSOs de classes I et II; 27 d'entre eux étant potentiellement situés à la même distance que GX 301-2. Les YSOs de classe II n° 4 et n° 25, indiqués sur la figure 12.17, semblent être recensés comme étant respectivement une étoile Wolf-Rayet (voir Gómez and Mendoza 1976) et une étoile AGB. De plus, la figure 12.17 recense trois autres sources notables : 2 sources détectées par leur émission radio (Pestalozzi et al., 2009), localisées par les carrés bleu ciel sur la figure 12.17, ainsi qu'une source émettant en rayons X, située par la croix verte sur la figure 12.17, détectée par le satellite ASCA. Aucune information supplémentaire sur ces 3 sources n'est malheureusement disponible.

12.6.2 Y a-t-il d'autres sources ionisantes dans le champ ?

Je présente ici la méthode que j'ai employée pour tenter de mettre en évidence un certain nombre d'étoiles massives, contribuant de manière significative à l'ionisation du milieu interstellaire et au déclenchement de la formation d'étoiles mise en évidence précédemment. Toutefois, au vu du peu d'informations relatives à l'extinction dans cette région et à défaut de renseignements sur les types spectraux des étoiles du champ, nous nous contenterons ici d'une étude qualitative et préliminaire. J'exposerai en conclusion de cette partie une perspective d'étude qui permettra à moyen terme de progresser dans l'évaluation de l'extinction interstellaire dans cette région et donc par la suite dans la détection de sources ionisantes.

J'ai tout d'abord construit l'histogramme des couleurs $[J - K_s]$, suivant la méthode présentée par Kim et al. (2007) dans le but de mettre en évidence une bimodalité, signature de deux populations stellaires avec une extinction caractéristique distincte. Pour cela, j'ai utilisé un champ de référence, de même surface que la région autour de GX 301-2 ($10' \times 10'$) dont la position centrale est située aux coordonnées galactiques (longitude = 299.70, latitude = -0.769). L'histogramme des couleurs $[J - K_s]$ de ce champ a ensuite été comparé à celui du champ entourant la binaire X. Bien qu'une bimodalité soit observée dans le champ entourant GX 301-2, celle-ci l'est également dans le champ de référence, centrée sur les mêmes couleurs $[J - K_s]$. Dans ce cas de figure, il n'est malheureusement pas possible de distinguer une population stellaire située en avant plan de l'autre.

À partir du catalogue de sources issu du relevé 2MASS, j'ai construit le diagramme couleur-couleur présentant la couleur $[J - H]$ en fonction de la couleur $[H - K_s]$ pour les sources ponctuelles situées dans la région de $10' \times 10'$ autour de GX 301-2. Il est visible sur la figure 12.18. L'extinction en bande K_s , A_K , est affichée sur le diagramme pour des valeurs comprises entre 0 et 2 magnitudes (lignes en tirets). Celle-ci a été déterminée à partir de la loi de Indebetouw et al. (2005). Y sont également affichées, les couleurs intrinsèques des étoiles naines, géantes et supergéantes, représentées respectivement par les courbes rouges, vertes et bleues et données par Bessell and Brett (1988) et Koornneef (1983). La zone située entre les deux lignes en tirets correspond à la zone dans laquelle sont situées les étoiles naines, géantes et supergéantes, « rougies » par l'extinction interstellaire. Quant aux sources intrinsèquement obscurcies (proto-étoiles - symbolisées par les étoiles bleues et triangles mauves - et étoiles en fin de vie entourées de poussière circumstellaire notamment), elles sont localisées à droite de la zone délimitée par les traits en tirets (dans la partie droite du diagramme). Notons que GX 301-2, symbolisée par l'étoile

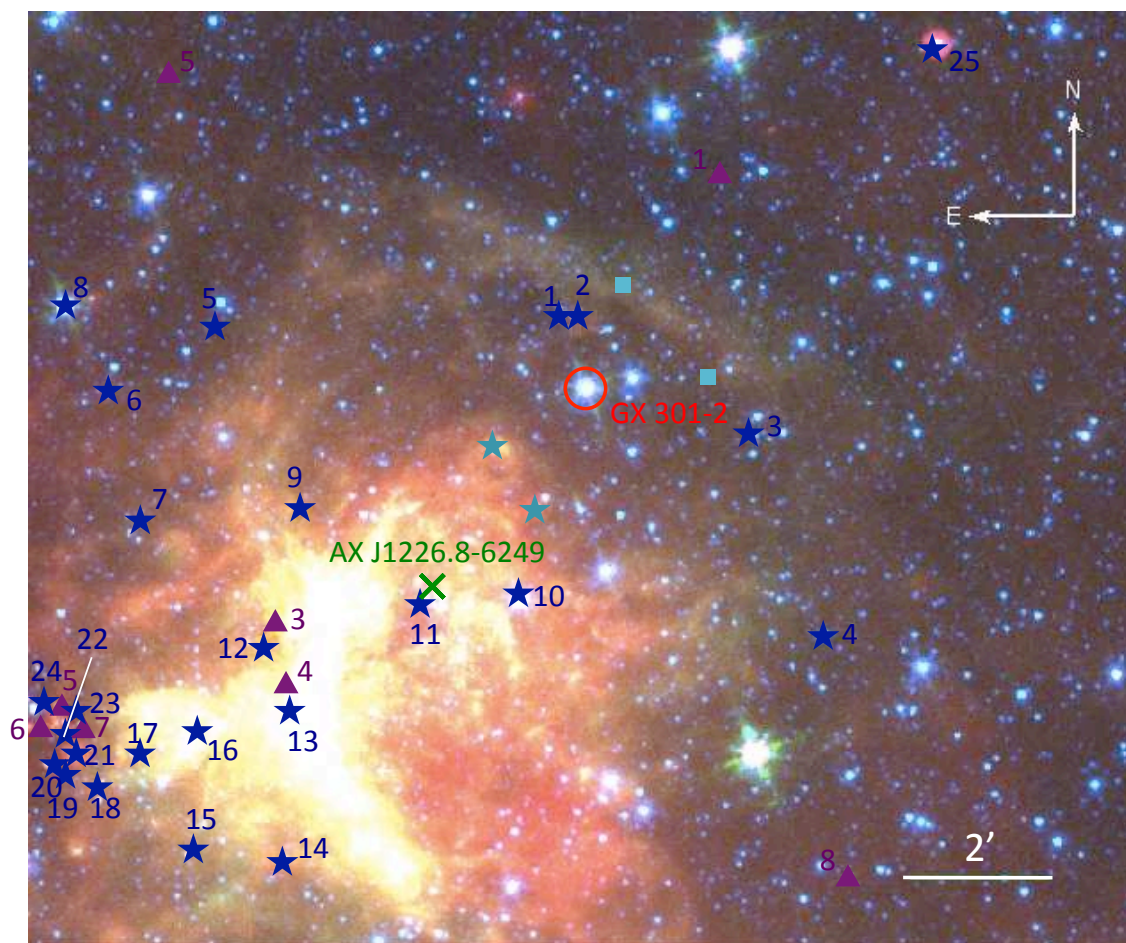


FIGURE 12.17 – Image 3 couleurs (bleu : GLIMPSE $3.6 \mu\text{m}$, vert : GLIMPSE $5.8 \mu\text{m}$ et rouge : MIPSGAL $24 \mu\text{m}$) du champ autour de GX 301-2. Les YSOs de classe I détectés grâce aux critères de sélection sont indiqués par les triangles mauves. Les YSOs de classe II sont indiqués par les étoiles bleues. Les deux étoiles oranges correspondent à des YSOs répertoriés sur SIMBAD. Les carrés bleus représentent des détections radios. La source marquée d'une croix verte (AX J1226.8-6249) correspond à une émission X.

jaune sur la figure 12.18 se situe également dans cette partie du diagramme⁸.

Identifier les étoiles massives, à fort potentiel ionisant n'est pas chose aisée. J'ai considéré, en première approximation, les sources les plus brillantes (exceptée GX 301-2) et situées à l'intérieur de la cavité comme de bonnes candidates. Ces objets sont symbolisés par les étoiles rouges situées sur le diagramme couleur-couleur. Leur localisation dans le diagramme permet de contraindre leur classe de luminosité. Ainsi, ces sources sont, semble-t-il, des étoiles non obscurcies, situées sur la séquence principale ou davantage évoluées. Positionnée sur le lieu des étoiles naines, l'une d'entre-elles paraît très faiblement atténuée par l'extinction et peut donc être éliminée des candidates potentielles. En effet, une si faible extinction repose probablement sur une distance beaucoup plus faible faisant de cette source, une source d'avant-plan. Deux autres étoiles, possédant respectivement les couleurs ($[J-H] = 1.103$, $[H-K_s] = 0.425$) et ($[J-H] = 1.252$, $[H-K_s] = 0.469$) sont situées proches de l'extension du lieu des étoiles géantes et supergéantes. Elle pourraient ainsi être considérées comme des candidates intéressantes mais elles coupent le lieu des supergéantes à la position des étoiles de type spectral K ou M, dont le pouvoir ionisant est faible com-

⁸. Ceci est compréhensible au vu des résultats obtenus dans le chapitre 11, confirmant la présence d'une composante de poussière entourant la binaire X.

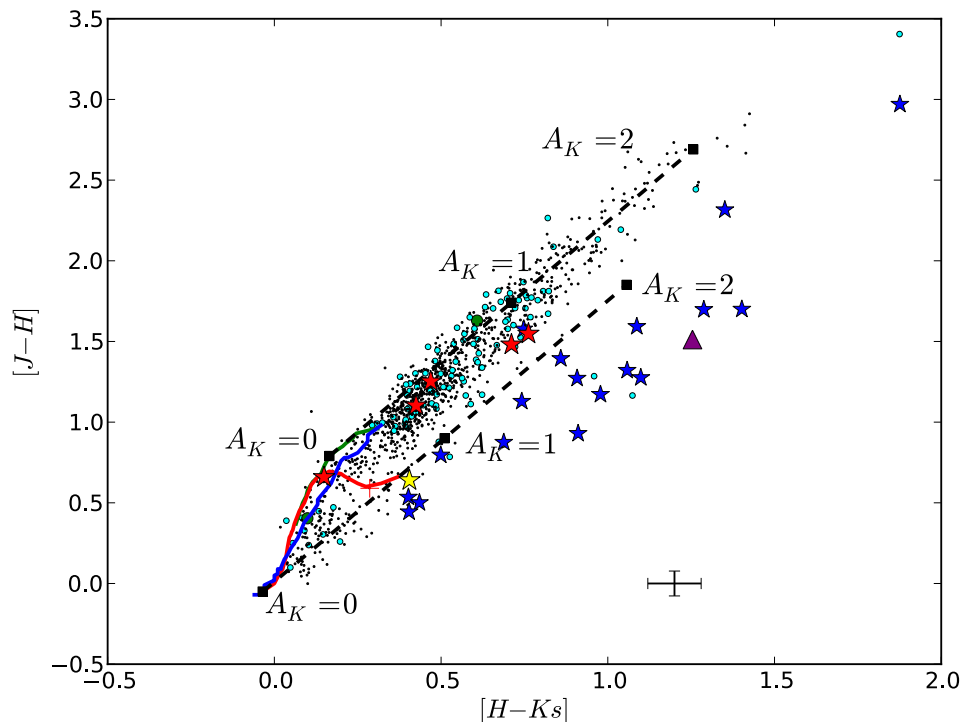


FIGURE 12.18 – Diagramme représentant la couleur $[J - H]$ en fonction de la couleur $[H - K_s]$ pour les sources ponctuelles situées dans la région de $10' \times 10'$ autour de GX 301-2. Les symboles utilisés sont identiques à ceux utilisés en figure 12.13. Les couleurs corrigées de l'extinction, des étoiles naines, géantes et supergéantes, sont représentées respectivement par les courbes rouges, vertes et bleues et données par Bessell and Brett (1988) et Koornneef (1983). L'étoile jaune correspond à GX 301-2. L'extinction en bande K_s , A_K , est matérialisée par les traits en tirets pour des valeurs comprises entre 0 et 2 magnitudes. Les barres d'erreurs ont été évaluées à partir de la médiane des erreurs sur les couleurs.

paré à celui des étoiles de type O ou B. Enfin, les deux dernières sources, de couleurs ($[J - H] = 1.418$, $[H - K_s] = 0.711$) et ($[J - H] = 1.548$, $[H - K_s] = 0.762$), sont davantage positionnées dans le prolongement du lieu des étoiles de la séquence principale, qu'elles coupent à la position des étoiles de type spectral M. Ces étoiles ne constituent donc pas de bonnes candidates à l'ionisation du milieu environnant. Bien qu'aucun objet contribuant à l'ionisation du milieu interstellaire environnant n'ait été décelé, soulignons finalement que les barres d'erreur des couleurs relatives sur le diagramme couleur-couleur sont importantes et que cette étude ne prétend pas être exhaustive.

12.7 Bilan des résultats et conclusion

Nous avons étudié, dans ce chapitre, l'environnement proche de GX 301-2, à la recherche d'interaction avec le milieu interstellaire.

Dans un premier temps, l'étude des données en infrarouge lointain obtenues avec la caméra PACS à bord du satellite *Herschel* nous a révélé la présence d'une possible cavité entourant la binaire X, elle-même définie par une masse de poussière clairement visible en son bord. L'utilisation de données d'archive, principalement issues des relevés du plan de la Galaxie, réalisés par le satellite *Spitzer* entre 3.6 et 24 μm , GLIMPSE et MIPS GAL, a d'une part confirmé la présence de cette structure particulière et d'autre part mis en évidence les différents mécanismes d'émission de rayonnement électromagnétique dans cette

région. Ainsi, il a été montré qu'outre l'émission de la poussière et du gaz, les PAHs, présents dans le milieu interstellaire contribuent certainement à l'émission entre 3.6 et 8.0 μm . Cependant, le lien entre les structures observées et GX 301-2 était incertain et seules les données d'observation de la raie à 21 cm, dans le domaine des ondes radios, sont actuellement disponibles pour préciser cette discussion. Non seulement, ces observations nous ont permis de mettre en évidence la présence d'une cavité de quelques parsecs de diamètre autour de GX 301-2 et située à une distance cinématique en accord avec la distance à la binaire X, mais elles ont également contribué à contraindre ses propriétés physiques : masse d'hydrogène en périphérie de la cavité, masse d'hydrogène manquante en son sein, rayon de la cavité et vitesse d'expansion. Nous avons ensuite calculé la température de la poussière détectée par les observations *Herschel* et nous avons vu qu'elle était de l'ordre de 30-40 K, température usuelle de la poussière rencontrée à proximité d'étoiles Wolf-Rayet. Puis, toujours grâce aux données *Herschel* nous avons pu déterminer la densité de colonne d'hydrogène en bordure de cavité.

L'interaction de la binaire X avec son environnement, par la structuration d'une cavité probablement formée par ionisation et/ou évacuation de la matière initialement présente (par le biais de vents stellaires intenses) est alors appuyée par plusieurs arguments convergents. Par ailleurs, les flux en infrarouge proche, avec l'aide de critères de sélection adéquats indiquent la présence d'une trentaine de proto-étoiles dans un champ de $10' \times 10'$ centré sur GX 301-2. Nous avons alors montré qu'un certain nombre d'entre elles pourraient être issues d'un processus de formation stellaire déclenché par GX 301-2. Finalement, une étude principalement qualitative du champ ne nous a pas permis de distinguer d'autres sources contribuant de manière significative à l'ionisation du milieu interstellaire.

Tout porte donc à croire que les structures visibles en infrarouge (masses de gaz et de poussière) et en radio (cavité entourant GX 301-2) sont des signatures de l'interaction de cette binaire X massive avec son environnement. Celle ci pourrait enfin être l'élément déclencheur d'un accès de formation stellaire ayant eu lieu il y a $10^5 - 10^6$ ans.

Nous utiliserons ces résultats dans le dernier chapitre de cette partie, qui nous permettra de faire le lien entre l'interaction du système binaire avec son environnement et son évolution.

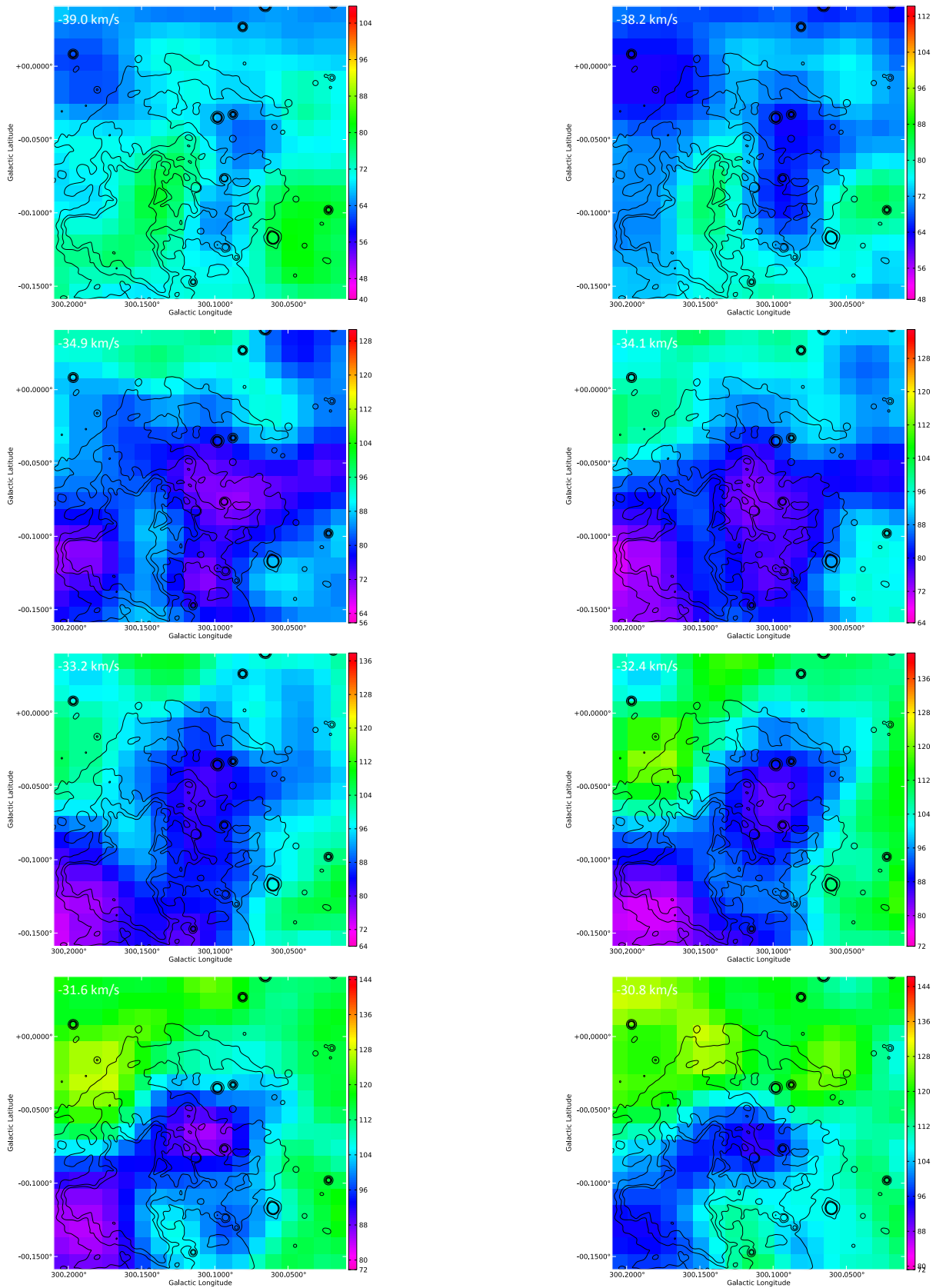


FIGURE 12.19 – Émission à 21 cm pour les vitesses LSR pour lesquelles une cavité est détectée autour de GX 301-2. Les contours correspondent aux flux à 8.0 μm : 18, 29, 39, 50, 60 MJy/sr.

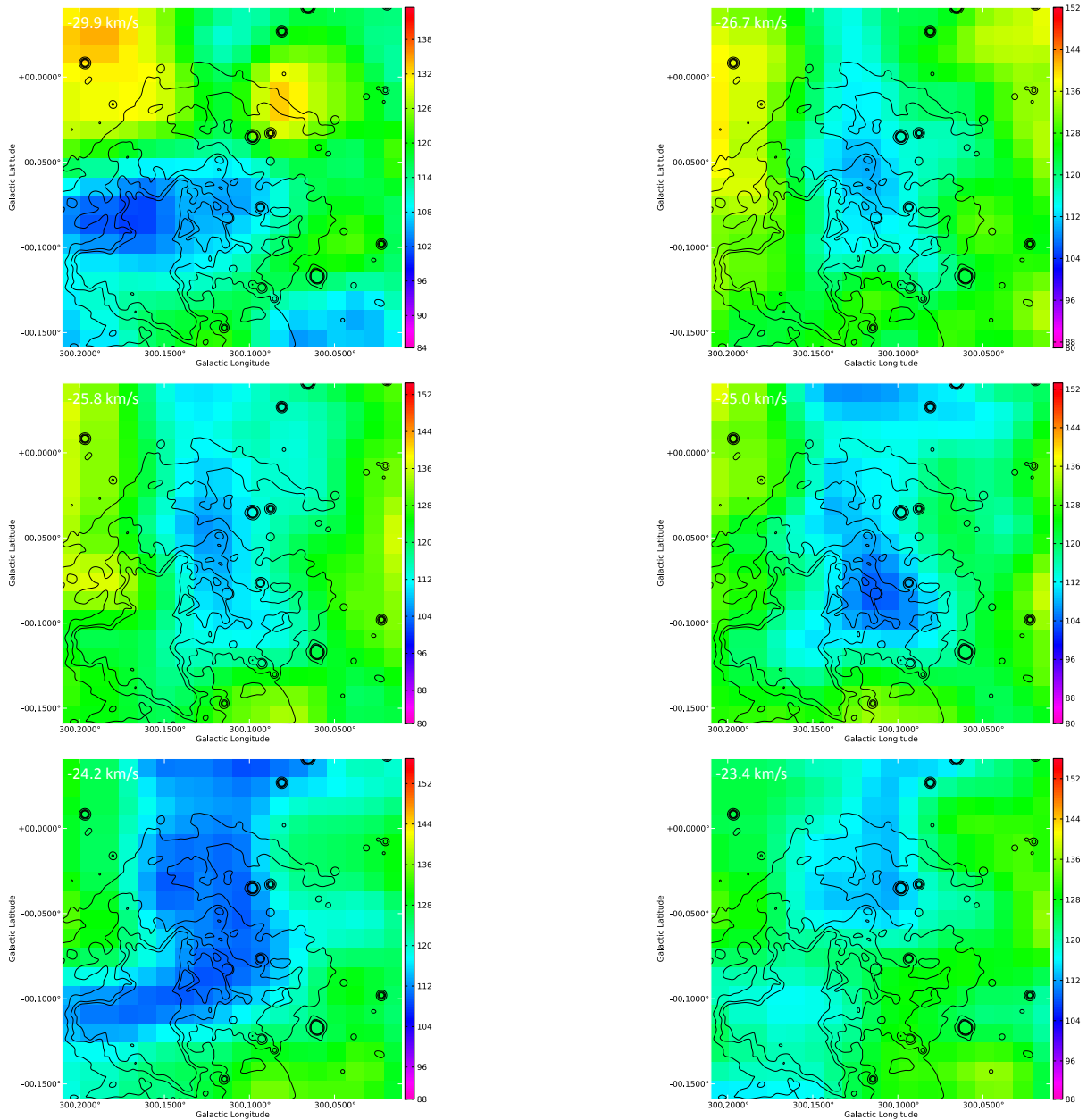


FIGURE 12.20 – Émission à 21 cm pour les vitesses LSR pour lesquelles une cavité est détectée autour de GX 301-2. Les contours correspondent aux flux à 8.0 μm : 18, 29, 39, 50, 60 MJy/sr.

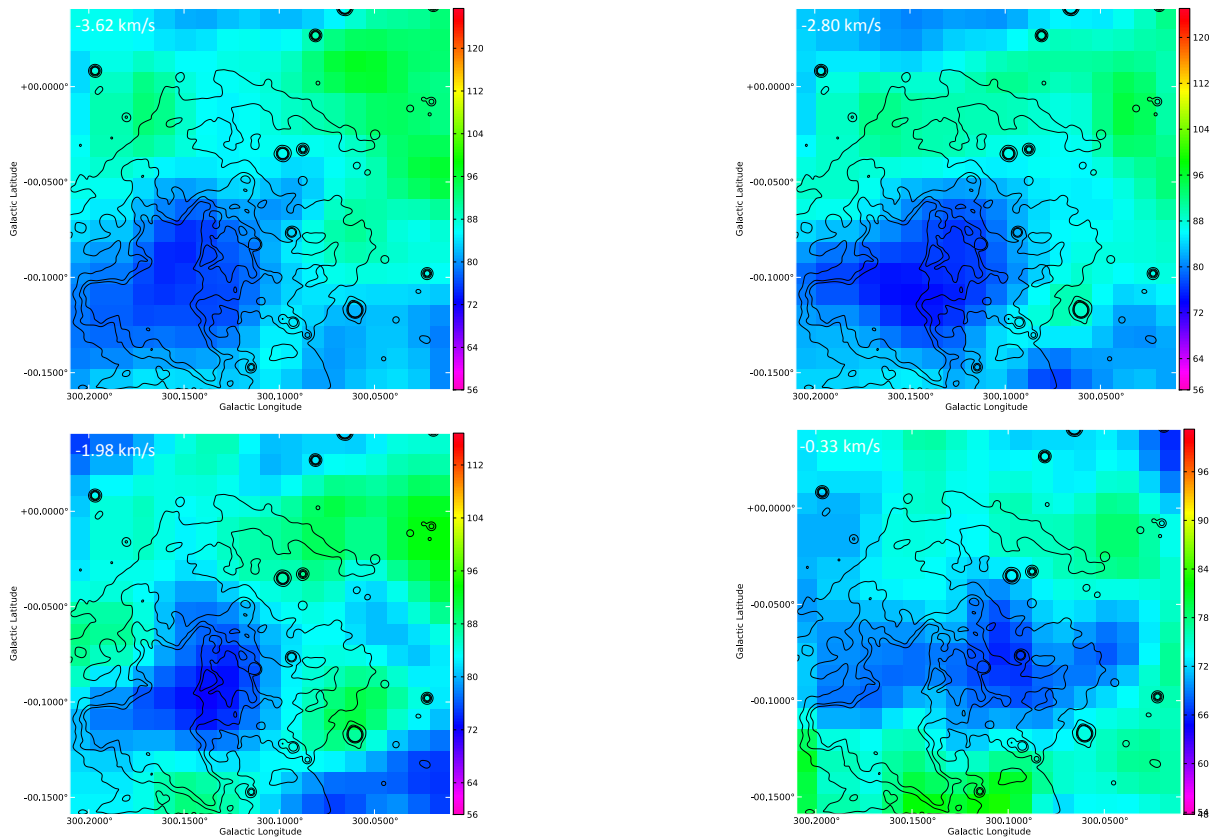


FIGURE 12.21 – Images de l'émission à 21 cm pour les vitesses LSR pour lesquelles une cavité est détectée autour de GX 301-2. Les contours correspondent aux flux à $8.0 \mu\text{m}$: 18, 29, 39, 50, 60 MJy/sr.

Modèle d'évolution de la binaire X

Sommaire

13.1 Contraintes temporelles	235
13.2 Bilan énergétique de la HMXB	236
13.3 Contraintes sur l'évolution de GX 301-2	237
13.3.1 Explosion de la supernova et vitesse de migration de la HMXB	237
13.3.2 Progéniteurs de la HMXB	238
13.4 Conclusion	240

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence un certain nombre d'indices en faveur de l'interaction de GX 301-2 avec le milieu interstellaire. Il reste maintenant à voir si l'ensemble de ces renseignements convergent vers un modèle auto-consistant décrivant l'évolution de la binaire X dans son environnement. Ainsi, dans un premier temps, j'aborderai l'étude de la quantité d'énergie délivrée par la binaire X, au vu de son interaction avec le milieu interstellaire. Dans un second temps, j'essaierai d'apporter des éléments de réponse aux questions suivantes :

- GX 301-2, dans l'état tel qu'on l'observe aujourd'hui, dispose-t-elle de suffisamment d'énergie pour former la cavité ?
- La binaire X a-t-elle toujours été située à cet endroit ?
- Quelle est l'influence des progéniteurs sur l'interaction avec le milieu interstellaire ?
- Quel est l'âge du système binaire ?

Enfin, j'essaierai de replacer ces résultats dans le contexte plus global de l'évolution de GX 301-2, avant de conclure et de proposer un certain nombre de perspectives à ce travail.

Commençons par rappeler brièvement les résultats obtenus dans le chapitre précédent, que nous utiliserons ici. Tout d'abord, nous avons vu que les observations de la transition hyperfine de l'atome d'hydrogène mettent en évidence une cavité de ~ 3.7 pc de rayon, entourée de $\sim 50 M_{\odot}$ d'hydrogène neutre. Nous avons tenté ensuite de mettre en évidence l'expansion de cette cavité. Une vitesse de 6.6 km s^{-1} a été dérivée mais ce résultat reste exploratoire et nous resterons prudents sur ses implications. Finalement, nous avons mis en évidence plusieurs proto-étoiles positionnées autour de la cavité. Ces résultats engendrent des échelles temporelles que je mets en valeur dans la section suivante.

13.1 Contraintes temporelles

Considérons dans un premier temps, que la cavité observée autour de GX 301-2, corresponde à une bulle de gaz en expansion. Nous avons évalué sa vitesse d'expansion à $\sim 6.6 \text{ km/s}$ au vu des observations radio (voir section 12.2 du chapitre 12). McCray (1983) décrit la dynamique d'une bulle de gaz générée par vents stellaires selon deux modèles. L'un considérant que l'énergie thermique du vent stellaire est conservée (cas isotherme), l'autre supposant que cette énergie est en partie transformée en rayonnement (cas adiabatique). Dans les deux cas, l'âge de la bulle de gaz peut être estimé et nous utiliserons ici le

cas intermédiaire pour lequel l'âge t_C est donné par :

$$t_C = 0.55 \frac{R}{V_{\text{exp}}} \quad (13.1)$$

avec R , le rayon de la cavité ($R = 3.7$ pc) et V_{exp} , la vitesse d'expansion ($V_{\text{exp}} = 6.6$ km s⁻¹). On obtient alors $t_C \sim 3.0 \times 10^5$ ans. En considérant 30% d'erreur sur le rayon de la cavité et 20% d'erreur sur sa vitesse d'expansion (voir section 12.2.3.3 du chapitre 12), nous évaluons l'erreur sur sa durée de vie à $\sim 34\%$ soit environ $\pm 1.0 \times 10^5$ ans.

D'autre part, Castor et al. (1975) détermine le rayon de la cavité en fonction de son âge t_C et des paramètres physiques principaux du vent stellaire : le taux de perte de masse (masse perdue par l'étoile par unité de temps), \dot{M} , et la vitesse terminale du vent (vitesse du vent à grande distance de l'étoile), V_∞ . Ce rayon R s'exprime :

$$R(t_C) = 28 \left(\frac{\dot{M}_6 V_{2000}^2}{n_0} \right)^{1/5} t_6^{3/5} \text{ pc} \quad (13.2)$$

avec $\dot{M}_6 = \dot{M} / 10^6 \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$, $V_{2000} = V_\infty / 2000 \text{ km s}^{-1}$ et $t_6 = t_C / 10^6$ ans. En inversant cette équation, cela nous donne ainsi une autre méthode d'évaluation de l'âge de la cavité, connaissant son rayon. J'utilise ici les paramètres physiques du vent stellaire de GX 301-2 dérivés par Kaper et al. (2006) à l'aide de spectres visibles haute résolution et de modèles d'atmosphères d'étoiles chaudes et massives : $\dot{M} = 10^{-5} \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$ et $V_\infty = 305 \text{ km s}^{-1}$. En utilisant $R = 3.7$ pc, et $n_0 = 4.3 \text{ cm}^{-3}$ (voir équation 13.6), on obtient, $t \approx 90\,600$ ans. Si nous considérons là encore $\sim 34\%$ d'erreur, nous obtenons $t_C \approx 100\,000 \pm 34\,000$ ans, soit un rapport 3.3 par rapport à l'âge de la cavité déduit de son expansion.

Finalement, nous avons vu dans la section 12.5 du chapitre 12 que les âges des proto-étoiles découvertes autour de la cavité varient entre 10^5 et 10^6 ans. Toutefois, il s'agit d'âges moyens dérivés des ajustements qui ne reflètent pas nécessairement la réalité.

Ainsi, cette cavité semble être relativement jeune (comparée à la durée de vie typique des étoiles massives O ou B) et son âge est cohérent avec l'ordre de grandeur des âges d'au moins certaines proto-étoiles.

13.2 Bilan énergétique de la HMXB

Les étoiles massives, et en l'occurrence, l'étoile compagnon de GX 301-2, injectent d'énormes quantités d'énergie dans le milieu interstellaire à travers leur rayonnement, leur intense vent stellaire et leur explosion, sous forme de supernova.

Si l'on exclut l'explosion de la supernova, deux phénomènes entrent en jeu : l'ionisation du milieu par le rayonnement UV de l'étoile et l'évacuation de la matière par les vents stellaires. Nous allons ici quantifier ces deux phénomènes et voir si les énergies mises en jeu sont cohérentes avec l'énergie libérée par un tel système binaire.

L'énergie délivrée par le vent stellaire de GX 301-2 depuis la formation de la cavité au temps t_C , peut être quantifiée en considérant le taux de perte de masse, \dot{M} , et la vitesse terminale du vent, V_∞ , par l'équation :

$$E_w = 0.5 \dot{M} V_\infty^2 t_C \quad (13.3)$$

Avec $\dot{M} = 10^{-5} \text{ M}_\odot \text{ an}^{-1}$, $V_\infty = 305 \text{ km s}^{-1}$ et $t_C = 200\,000$ ans (moyenne des deux âges dérivés précédemment), on obtient $E_w \sim 1.8 \times 10^{48}$ ergs.

De la même façon, la cavité en expansion possède une énergie cinétique exprimée par :

$$E_{cav} = 0.5M_S V_{exp}^2 \quad (13.4)$$

en considérant une masse de gaz évacuée de la cavité, $M_S=36 M_\odot$, égale à la moyenne entre la masse d'hydrogène manquante dans la cavité et la masse d'hydrogène visible en périphérie (évaluées dans la section 12.2.3.3 du chapitre 12), et une vitesse d'expansion, $V_{exp} = 6.6 \text{ km s}^{-1}$ on obtient $E_{cav} \sim 1.6 \times 10^{46}$ ergs. Par conséquent, puisque $E_{cav} < E_w$, l'intense vent stellaire semble disposer, à lui seul, de suffisamment d'énergie pour former la cavité observée.

L'autre possibilité serait que cette cavité soit formée uniquement par ionisation du milieu via les photons UV de l'étoile massive, à travers un processus similaire à la création d'une sphère de Strömgen. Dans ce cas, nous pouvons déterminer le flux de photons ionisants, N_{Ly} , nécessaires à l'ionisation d'une sphère de rayon R :

$$N_{Ly} = \frac{4\pi\alpha_H n_H^2 R^3}{3} \quad (13.5)$$

où $\alpha_H = 3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, le coefficient de recombinaison de l'hydrogène, et n_H , la densité d'hydrogène atomique qu'il reste à évaluer à partir de la masse d'hydrogène manquante dans la cavité, calculée dans la section 12.2.3.3 du chapitre 12) :

$$n_H = \frac{M_{HI}^{manq}/m_H}{4/3\pi R^3} = 3.1 \pm 1.4 \text{ cm}^{-3} \quad (13.6)$$

Ainsi, nous obtenons $N_{Ly} \sim 3 \times 10^{46} \text{ s}^{-1}$ alors que Panagia (1973) calcule, pour les étoiles de type spectral BII, un flux de photons ionisants de $6 \times 10^{46} \text{ s}^{-1}$. En réalité, l'action simultanée du vent stellaire tend à diminuer la densité de la cavité et ainsi augmenter son rayon. Le flux ionisant calculé ici constitue par conséquent une limite inférieure à ce paramètre.

13.3 Contraintes sur l'évolution de GX 301-2

13.3.1 Explosion de la supernova et vitesse de migration de la HMXB

Si la HMXB avait toujours été positionnée à sa position actuelle, l'action des progéniteurs et principalement du progéniteur de l'étoile à neutrons, devrait avoir évacué la matière sur une distance bien plus importante que celle observée. En effet, McKee et al. (1984), montre que la cavité entourant une étoile de type spectral B0 – O4 et formée par l'action du vent stellaire, devrait atteindre un rayon $R = 56n_0^{-0.3}$ lorsque l'étoile quitte la séquence principale, avec n_0 , la densité du milieu. En considérant $n_0 = 4.3 \text{ cm}^{-3}$, on obtient $R \sim 36 \text{ pc}$. Cette formule n'est en théorie plus valable pour les étoiles de type spectral BII car la région III est à l'équilibre avec le milieu interstellaire ambiant. Cependant, le type spectral du progéniteur de l'étoile à neutrons est inconnu et en première approximation, nous supposons que ses propriétés sont proches de celles d'une étoile B0 ou antérieur¹. Ainsi, nous devrions observer une cavité d'environ 30 pc de rayon. Il est clair, d'après les observations en radio, que la cavité détectée a une taille environ dix fois inférieure. Il en résulte sans doute que la HMXB n'a pas été positionnée à cet endroit tout au long de sa vie.

Dans ce cas, où est-elle née? Au vu des résultats obtenus dans la section 12.5 du chapitre 12, il semblerait que la masse de gaz observée au sud de GX 301-2, contienne des proto-étoiles jeunes, caractéristiques d'un site de formation stellaire. Nous supposons par la suite, que la binaire X provient de cette région. Toutefois, d'autres masses de gaz, typiques des structures observées dans les régions

1. Une étoile supergéante de type spectral B1 peut avoir évolué d'une étoile, sur la séquence principale, de type spectral antérieur.

de formation stellaire sont présentes dans un rayon de 15 pc autour de la HMXB² et j'essaierai donc de discuter les résultats suivants en gardant à l'esprit, la possibilité qu'elle provienne de ces autres régions.

Nous supposons, dans les calculs qui suivent, que la HMXB est située à une distance de 3.1 kpc. Les données en infrarouge situent la masse de gaz à $\sim 6 \pm 2$ minutes d'arc de la HMXB. En négligeant les effets de projection cela équivaut à une distance d de 5 ± 2 pc entre la masse de gaz et GX 301-2. Bien sûr, puisque nous n'avons pas la possibilité ici d'évaluer la position du nuage par rapport à la HMXB dans la troisième dimension, il s'agira d'une borne inférieure à cette distance.

De plus, dans la section 13.1, nous avons évalué l'âge moyen $\langle t_C \rangle$ de la cavité à 2.0×10^5 ans. En supposant qu'elle est uniquement formée par l'action de l'étoile hypergéante, compagnon actuel de l'objet compact, nous en déduisons que la supernova, à l'origine de l'étoile à neutrons, a explosé il y a au moins 2.0×10^5 ans. A partir de ces grandeurs, il est possible de calculer une valeur approchée de la vitesse de migration, V_* , qui anime la source, délivrée par l'explosion de la supernova :

$$V_* = d / \langle t_C \rangle = 24 \pm 9 \text{ km s}^{-1} \quad (13.7)$$

Par ailleurs, si GX 301-2 a, en réalité, été formée dans l'un des autres nuages de gaz, situés à ~ 15 pc de sa position actuelle, sa vitesse propre de migration vaut dans ce cas $V_* \sim 73 \pm 17$ km/s. Cependant, au-delà d'une certaine vitesse de migration, l'effet sur la forme de la cavité devrait être remarquable. Ainsi, Weaver et al. (1977) montre que si l'âge de la cavité, t_C , et la vitesse propre du système binaire V_* violent la relation :

$$t_C \lesssim 2 \times 10^6 n_0^{-1/2} L_{36}^{1/2} (V_*/20 \text{ km s}^{-1})^{-5/2} \text{ ans} \quad (13.8)$$

où $L_{36} \equiv L_* / 10^{36} \sim 1795$, en supposant la luminosité de l'étoile hypergéante donnée par Kaper et al. (2006), $L_* = 10^{5.67} L_\odot$, alors la cavité devrait être déformée comme décrit par le schéma b) de la figure 13.1. Le cas extrême, après un temps t très grand, est visualisé sur le schéma c) de la même figure alors que le schéma a) correspond au cas où la vitesse est suffisamment faible (ou le temps suffisamment court) pour ne pas perturber la structure de la cavité. En inversant cette relation de manière à calculer la vitesse de migration à partir de laquelle une déformation de la cavité est attendue pour un temps $t_C = 2.0 \times 10^5$ ans, on obtient $V_* \gtrsim 168 \text{ km s}^{-1}$. Aucune déformation de la cavité n'étant observée, nous en déduisons une limite supérieure à la vitesse propre de migration subie par GX 301-2 : $V_* \lesssim 168 \text{ km s}^{-1}$.

13.3.2 Progéniteurs de la HMXB

La vitesse de migration délivrée au système binaire lors de l'explosion de la supernova peut provenir de deux mécanismes distincts. Le premier, décrit par Blaauw (1961), est engendré par l'expulsion d'une partie de la masse de l'étoile. Par conservation de la quantité de mouvement, le système binaire se déplace dans la direction opposée à l'éjection de matière, avec une vitesse de migration V_* . Cependant, l'observation de la vitesse de migration des pulsars (voir par exemple Lyne and Lorimer 1994) laissent à penser que si l'explosion de la supernova est asymétrique, alors le système binaire reçoit une composante de vitesse supplémentaire importante (nommée *kick*), comme l'avait prédit Shklovskii (1970) (voir section 3.2.2 de l'introduction).

Nelemans et al. (1999) estime la masse ΔM éjectée lors de l'explosion de la supernova dans le cadre d'une explosion symétrique en fonction de la vitesse de migration du système binaire V_* observée aujourd'hui. Nous supposons ici que la période orbitale et que l'excentricité de l'orbite n'ont pas été fortement modifiées depuis l'explosion de la supernova. Dans ces conditions, la masse éjectée lors de l'explosion de

2. Cela ne semble pas étonnant vu la situation de GX 301-2, dans le plan Galactique.

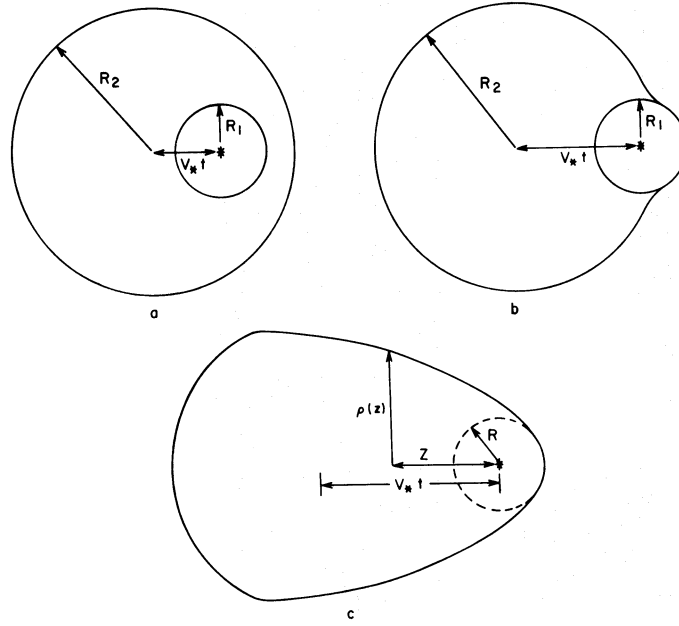


FIGURE 13.1 – Schéma illustrant l'effet de la vitesse propre du système binaire, V_* , sur la structure de la cavité. a) lorsque $V_* t < R_2 - R_1$; b) à un temps t intermédiaire pour un système binaire possédant une vitesse propre importante par rapport au milieu interstellaire environnant ; c) à un temps t très avancé. Les rayons R_1 et R_2 correspondent respectivement au rayon d'expansion adiabatique du vent stellaire et au rayon total de la cavité. *Figure extraite de Weaver et al. (1977).*

la supernova est donnée par la relation :

$$\left(\frac{\Delta M}{M_\odot}\right) = \left(\frac{V_*}{213 \text{ km s}^{-1}}\right) \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1} \left(\frac{P_{\text{re-circ}}}{\text{jours}}\right)^{1/3} \left(\frac{M+m}{M_\odot}\right)^{5/3} \quad (13.9)$$

avec M , la masse de l'étoile compagne, m , la masse de l'étoile à neutrons et $P_{\text{re-circ}}$, la période orbitale après re-circularisation. En effet, les forces de marées agissent sur le système binaire de telle manière à circulariser l'orbite de l'objet compact en rotation autour de l'étoile compagne. Cette période, $P_{\text{re-circ}}$, peut, en outre, être déterminée selon la relation :

$$P_{\text{re-circ}} = P_{\text{postSN}}(1 - e_{\text{postSN}}^2)^{3/2} \quad (13.10)$$

Dans le cas de GX 301-2, Kaper et al. (2006) donne $P_{\text{postSN}} = 41.498 \pm 0.002$ jours³, $e = 0.462 \pm 0.014$, $M = 43 \pm 10 M_\odot$, $m = 1.85 \pm 0.6 M_\odot$. Nous obtenons alors $P_{\text{re-circ}} = 28.948 \pm 0.028$ jours et il s'ensuit que la perte de masse durant l'explosion de la supernova, ΔM , vaut, en utilisant $V_* = 24 \pm 9$ km/s, $\Delta M = 4.6 \pm 2.8 M_\odot$.

van den Heuvel et al. (2000) montre par ailleurs que dans le cas d'une explosion symétrique, la masse, ΔM , éjectée d'un système binaire de masse totale $M+m$, induit une excentricité $e = \Delta M \times (M+m)^{-1}$. Dans le cas de GX 301-2, $\Delta M = 4.6 \pm 2.8 M_\odot$ et $(M+m) = 43+1.85 = 44.85 \pm 10.02 M_\odot$. Dans ce contexte, si l'explosion avait été symétrique, on devrait observer une excentricité $e = 0.10 \pm 0.065$, bien plus faible que l'excentricité relevée par Kaper et al. (2006) : $e = 0.462 \pm 0.014$! Nous en déduisons donc

3. Je suppose ici que la période orbitale de la HMXB est très proche de celle observée juste après l'explosion de la supernova. Cette hypothèse est confortée par le fait que lorsque la période orbitale de la HMXB est plus grande que 10 jours, le temps caractéristique de circularisation de l'orbite est de quelques millions d'années, bien plus grand que l'âge de la HMXB, défini à partir de l'explosion de la supernova et daté grâce à l'extension spatiale de la cavité (voir van den Heuvel et al. 2000).

que l'explosion de la supernova a été asymétrique, fournissant un *kick* supplémentaire à l'objet compact. Il en résulte, d'une part, une vitesse de migration plus faible, l'étoile à neutron devant emporter l'objet compagnon dans sa course et d'autre part, une excentricité orbitale plus importante (voir van den Heuvel et al. 2000).

Des simulations numériques Monte-Carlo ont été réalisées par Thomas Tauris sur la base de notre travail. Elles prennent en compte la période orbitale et l'excentricité de l'orbite actuelle (avec une erreur possible de 5% sur ces deux paramètres pour tenir compte d'une possible circularisation de l'orbite) et reposent sur différentes valeurs de *kick* comprises entre 100 et 600 km s⁻¹, une masse du coeur de l'étoile, composé d'Hélium, issue d'une distribution uniforme entre 3.0 et 5.0 M_{\odot} , une période orbitale avant l'explosion issue d'une distribution uniforme entre 0 et 100 jours et d'une orientation isotrope du *kick*. Ces simulations aboutissent à une vitesse de migration de 15 km s⁻¹ avec une borne supérieure de 36 km s⁻¹. Finalement, la masse éjectée, ΔM , calculée dans le cas d'une explosion symétrique de la supernova, constitue une limite supérieure à cette masse, puisque nous avons montré que l'explosion de la supernova a très certainement subi une asymétrie. Nous pouvons ainsi définir une borne supérieure à la masse M_P du progéniteur⁴ de l'étoile à neutrons, sachant que cette dernière possède une masse m de $1.85 \pm 0.06 M_{\odot}$ (Kaper et al., 2006) : $M_P \leq m + \Delta M = 7.35 \pm 3.30 M_{\odot}$. Cette masse limite semble compatible avec les résultats des derniers modèles d'évolution de GX 301-2 réalisés par Wellstein and Langer (1999).

13.4 Conclusion

J'ai tenté, dans ce chapitre, de concilier les observations détaillées dans le chapitre 12 avec les modèles d'évolution des étoiles massives d'une part, et des binaires X d'autre part. Ainsi, nous avons, dans un premier temps, défini deux temps caractéristiques, en considérant l'expansion de la cavité entourant GX 301-2 et son rayon spatial, relié à son âge. Par conséquent, un âge moyen de $\sim 170\,000$ ans a été mis en évidence ; à comparer à l'âge des proto-étoiles situées en bordure de cavité, variant entre 10^5 et 10^6 ans. Dans un second temps, j'ai comparé l'énergie libérée par le vent stellaire issu de l'étoile supergéante, compagnon du système binaire, avec l'énergie cinétique de la cavité en expansion. J'ai alors montré qu'il était tout à fait envisageable que cette étoile supergéante soit elle seule à l'origine de cette interaction avec le milieu interstellaire. De même, le nombre de photons ionisants, responsables de l'ionisation complète de la cavité, est cohérent avec le flux ionisant issu d'une étoile supergéante de type spectrale B1Ia, ce qui apporte un poids supplémentaire au rôle prépondérant de la HMXB dans la structuration de son environnement.

En m'appuyant sur le diamètre relativement faible de la cavité, j'ai suggéré que la binaire X n'a pas toujours vécu à cette position, et émis l'hypothèse qu'elle soit née au sud de sa localisation actuelle, dans une masse de gaz constituée de proto-étoiles jeunes, signe de formation stellaire à l'oeuvre aujourd'hui encore.

De plus, en supposant l'âge de la binaire X (depuis l'explosion de la supernova) égal à l'âge de la cavité, j'ai estimé la vitesse de migration de la HMXB, à 24 ± 9 km s⁻¹, compatible avec la vitesse de migration obtenue par simulations Monte-Carlo.

Cette vitesse de migration est directement reliée aux conditions physiques régnant lors de l'explosion de la supernova, ce qui nous permet d'affirmer que le système binaire a subi un *kick* lors de cette explosion, établissant ainsi une limite supérieure à la masse éjectée lors de cet événement et confirmant ainsi la masse des progéniteurs données par certaines publications antérieures (voir Wellstein and Langer 1999).

4. Masse du noyau de Carbone et d'Oxygène juste avant l'explosion

Conclusion de la quatrième partie et perspectives

Dans cette seconde partie, nous avons détaillé l'étude de la binaire X de forte masse, GX 301-2, et de l'interaction avec son environnement. Des observations en infrarouge lointain, obtenues avec la caméra PACS, à bord du satellite *Herschel*, sont au centre de ce travail et nous ont permis, dans un premier temps, de contraindre l'environnement circumstellaire au plus proche de la binaire X, à travers l'ajustement de la Distribution Spectrale d'Énergie par des modèles pertinents. Dans un second temps, l'environnement proche de GX 301-2 a été exploré par le biais de données acquises de l'infrarouge proche à la radio. Cette analyse a décelé la présence d'une cavité entourant la binaire X, signature de l'interaction entre cette dernière et le milieu interstellaire environnant. D'autre part, nous avons montré que des étoiles en formation sont présentes dans cette région, notamment en bordure de cavité. Il n'est pas exclu que leur formation ait été déclenchée par le rayonnement ionisant et les vents stellaires intenses, issus de l'étoile hypergéante, composante du système binaire. Enfin, l'âge de la cavité a été évalué. J'ai également démontré que la HMXB, dans son stade d'évolution actuel, permet à elle seule, d'expliquer la quantité d'énergie portée par la cavité en expansion. Dans ce contexte, il en résulte que la HMXB a migré au cours du temps ce qui m'a permis d'apporter une contrainte sur la date d'explosion de la supernova. En suggérant un potentiel site de formation, nous avons finalement contraint la vitesse de migration du système binaire et montré par la suite, que l'explosion de la supernova s'est opérée de manière asymétrique, permettant d'expliquer la grande excentricité de l'orbite ainsi que la vitesse de migration actuelle, relativement faible.

Un certain nombre d'objectifs restent à remplir, et ce à plus ou moins long terme. Je les détaille ici. Ainsi, nous avons obtenu des observations sur le télescope Magellan au mois de juin 2013. Celles-ci nous ont permis d'acquérir le spectre des YSOs présents en bordure de cavité. En outre, une demande de temps d'observation sur l'instrument ISAAC, installé sur le Very Large Telescope a été formulée récemment, dans le but d'observer une région de $5' \times 9'$ centrée sur GX 301-2 principalement en bandes étroites, H_2S_1 à $2.13 \mu\text{m}$ et $\text{Br}\gamma$, traceurs de chocs dans le milieu interstellaire (voir par exemple Smith 1995; Giannini et al. 2004). Cela permettra ainsi de mieux distinguer les processus physiques à l'oeuvre dans cette interaction. Par ailleurs, pour autant que je sache, il n'existe malheureusement aucune observation des transitions du monoxyde de carbone, ^{12}CO , dans le plan galactique à ces longitudes. Ces données, comparées à celles disponibles à 21 cm, issues de la transition hyperfine de l'atome d'hydrogène permettraient d'affiner les propriétés physiques (densité, masse de gaz, ...) de la cavité entourant la HMXB. Par ailleurs les observations du CO et d'autres transitions, signatures des régions de formation stellaire, avec ALMA, permettraient une plongée au coeur des processus à l'oeuvre dans cette région, au plus près de GX 301-2, en observant également l'influence des vents stellaires à grande échelle. D'autre part, nous avons mis en évidence plusieurs indices étayant le fait que le système binaire ait une vitesse propre de migration engendrée par l'explosion de la supernova. Cette vitesse de migration semble relativement faible mais le lancement prochain du satellite GAIA pourra très certainement confirmer ce mouvement propre à travers l'étude astrométrique des vitesses tangentielles et radiales. De plus, distinguer les différentes masses de gaz, leur distance et leur lien avec l'objet étudié constitue une problématique récurrente dans le plan galactique. Une méthode appropriée, élaborée par Marshall et al. (2006), consiste à corrélérer des modèles de distribution de la matière dans la Voie Lactée, aux observations photométriques en infrarouge proche (J , H , K_s) pour calculer l'extinction le long de plusieurs lignes de visées. En appliquant cette méthode dans le champ de GX 301-2 sur un grand nombre de lignes de visée, la distribution de la matière interstellaire pourra en être déduite.

Outre le fait d'apporter une nouvelle vision de l'évolution d'une binaire X particulière, GX 301-2, l'approche détaillée dans cette partie ouvre également un vaste champ d'étude des HMXBs et de l'interaction avec leur environnement, dont on dresse un panorama ci-après.

L'évolution des étoiles est, bien entendu, influencée par leur masse et, dans le cas des systèmes binaires, par les potentiels transferts de masse et de moment angulaire, les vitesses de rotation et les paramètres orbitaux du couple. Mais le rôle de l'environnement est tout aussi fondamental et intervient dans la constitution des propriétés physiques de la binaire. Ainsi, en fonction de la densité et de la métallicité du milieu, l'étoile sera plus ou moins massive, comportera un vent plus ou moins intense, qui, par exemple, structurera l'environnement circumstellaire via la constitution d'un disque, d'un cocon de poussière ou d'une cavité par exemple. Dans le cas de GX 301-2, nous avons ainsi étudié l'interaction de la binaire avec son environnement et vu que les propriétés du milieu interstellaire alentours permettaient de remonter à quelques caractéristiques du système double et de retracer son histoire, à travers l'espace et le temps. Ainsi que nous l'avons abordé dans le cas particulier de GX 301-2, grâce aux nouveaux instruments disponibles, il devient possible d'étudier l'évolution de ces systèmes binaires, depuis leur formation, au coeur des nuages moléculaires jusqu'au stade HMXB dans lequel elles sont observées actuellement. Cependant, l'influence et l'impact de l'environnement restent à approfondir. A terme, il sera alors peut-être possible, à partir de la connaissance de l'environnement d'un système binaire et de ses propriétés originelles, de savoir comment il évoluera jusqu'à son extinction.

Conclusion générale et perspectives

14.1 Conclusion des travaux présentés

Ainsi s'achève la présentation des travaux réalisés durant ces trois années de thèse. Le cœur de mon activité de recherche concernait l'étude des HMXBs et plus particulièrement le lien entre leur évolution et leur environnement. Cette étude a bénéficié de deux approches complémentaires, mises en œuvre au cours de ma thèse de doctorat. D'une part, j'ai développé une étude multi-longueurs d'onde destinée à identifier et à caractériser l'émission de certaines HMXBs, principalement en infrarouge proche et lointain. D'autre part, j'ai entrepris une étude statistique de la population de HMXBs consacrée à l'étude de leur distribution dans la Voie Lactée. À l'aide de ces deux approches, j'ai profité d'un contexte particulièrement favorable pour étudier les HMXBs sous un angle nouveau. En effet, l'apport du satellite *INTEGRAL* est conséquent puisqu'il a permis la découverte de nouvelles classes de HMXBs qui remettent largement en question la vision standard de leur évolution. De plus, l'accumulation de données depuis maintenant plus de dix ans, couplée à des campagnes d'observations multi-longueurs d'onde, a permis d'augmenter considérablement l'échantillon de HMXBs connues dans la Galaxie, permettant dès lors d'entamer une étude de population. Par ailleurs, ma thèse s'est déroulée en même temps que la mission du satellite *Herschel* observant le ciel en infrarouge lointain et submillimétrique, ce qui nous a permis d'obtenir les premières (et seules) observations de HMXBs avec l'instrument imageur PACS, sensible aux domaines de longueurs d'onde 70 – 160 μm , révélant ainsi l'environnement proche de ces sources dans un domaine de longueurs d'onde encore jamais étudié. Ceci laisse entrevoir une nouvelle approche dans l'étude de ces systèmes binaires, à l'interface entre l'astrophysique des hautes énergies, de la formation et de l'évolution stellaire et des objets compacts.

Mon travail de thèse, tel que je l'ai présenté dans ce manuscrit, s'est articulé autour de trois grands axes dont je rappelle la démarche et les résultats principaux.

Étudier la répartition spatiale des HMXBs dans la Voie Lactée représente un enjeu majeur dans l'étude de la formation de ces sources. Cependant, la position précise des HMXBs est très mal contrainte de par les méthodes d'évaluation des distances employées, différentes d'une source à l'autre. Dans ce contexte, j'ai présenté, dans la seconde partie du manuscrit, une méthode permettant pour la première fois de déterminer les distances d'un échantillon de HMXBs, de manière uniforme. Après avoir mis à jour le catalogue des HMXBs découvertes dans la Galaxie, j'ai constitué un échantillon de 46 sources pour lesquelles les données photométriques dans les domaines visible et proche infrarouge étaient disponibles, ainsi que leur type spectral. L'ajustement de la distribution spectrale d'énergie de chacune des sources m'a permis de déterminer leur distance respective et par conséquent de révéler la cartographie de ces objets, le long des bras spiraux de notre Galaxie. En outre, les HMXBs sont des objets jeunes qui n'ont pas eu le temps de migrer dans la Galaxie et qu'on s'attendait à retrouver à proximité de leur lieu de naissance. En étudiant la corrélation entre la distribution des HMXBs et celle des complexes de formation stellaire (SFCs) situés dans le plan Galactique, j'ai montré que les HMXBs et les SFCs sont réunis en amas de 0.3 ± 0.05 kpc de diamètre et distants les uns des autres de 1.7 ± 0.3 kpc. Finalement, notre Galaxie est constituée d'une onde de densité en rotation. C'est cette onde qui, en se propageant, déclenche la formation d'étoiles et donne cette forme spirale à la Voie lactée. Cependant, cette onde ne tourne pas à la même vitesse que la matière et donc des étoiles. De plus, une binaire X n'émet en rayons X qu'après plusieurs dizaines de millions d'années après la naissance du couple stellaire. Ainsi, en tenant compte de ces deux phénomènes, les HMXBs doivent être décalées par rapport aux régions de formation stellaire observables actuellement

et ce, suivant leur âge et position dans la Galaxie. J'ai ainsi contraint l'âge et la distance de migration pour 13 objets de l'échantillon étudié, fournissant une borne supérieure à l'âge caractéristique des HMXBs de la Voie Lactée, de 60 millions d'années. Avec dans le futur un lot de données plus conséquent, il sera possible, grâce à cette méthode, de contribuer à la détermination plus précise de la distribution des HMXBs et ainsi de contraindre davantage encore les paramètres évolutifs (âge, distance de migration, etc) de ces systèmes binaires.

Accroître le nombre de HMXBs découvertes dans notre Galaxie nécessite la mise en œuvre de vastes campagnes d'observation multi-longueurs d'onde, comme nous l'avons vu dans la troisième partie du manuscrit. En effet, la majorité des candidates HMXBs détectées aujourd'hui proviennent des observations du satellite *INTEGRAL*, observant le ciel à haute énergie. Cependant, ces données ne permettent pas une localisation précise des objets et d'autre part, ne laissent entrevoir que certaines composantes de leur émission globale. L'observation de ces sources en rayons X mous permet en outre d'affiner leur position dans le ciel ouvrant alors la voie aux observations à plus basse énergie. Situées principalement dans le plan de la Galaxie, les candidates HMXBs sont extrêmement absorbées et les observations en UV et en rayonnement visible s'avèrent souvent peu appropriées. En revanche, les observations en infrarouge proche trouvent ici tout leur intérêt puisqu'à ces longueurs d'onde les photons sont nettement moins diffusés par la poussière présente sur la ligne de visée. Ainsi, les spectres réalisés autour de $2\ \mu\text{m}$ présentent des caractéristiques claires permettant d'identifier le type spectral de l'étoile compagnon, principalement lorsqu'il s'agit d'une étoile massive de type spectral O ou B. Par conséquent, j'ai détaillé dans la troisième partie du manuscrit ma participation à une campagne d'observation infrarouge qui m'a amené à identifier (ou à confirmer l'identification) de treize HMXBs peuplant notre Galaxie et à distinguer leur classe (BeHMXB ou sgHMXB). Parmi elles, se trouvent une source particulière, IGR J10101-5654, dont les propriétés spectrales révèlent un environnement complexe et stratifié. Il pourrait s'agir d'une HMXB constituée d'une étoile compagnon de type sgB[e], classe d'objet rarement observée parmi la population de HMXBs. J'ai en outre confirmé ce résultat par l'étude de l'environnement de cet objet, via l'ajustement de sa distribution spectrale d'énergie, montrant clairement la présence d'un excès de flux en infrarouge que l'on attribue à une composante de poussière présente dans l'environnement circumstellaire. Ces résultats m'ont permis de mettre à jour les statistiques relatives à la population de HMXBs. Ainsi, à l'heure actuelle 49% des HMXBs dont le type spectral est confirmé correspondent à des BeHMXBs alors que 42% sont des sgHMXBs (les 9% restant sont des sources aux caractéristiques particulières, de même type que IGR J10101-5654). Ces chiffres confirment la tendance amorcée en 2006, qui voit la proportion de sgHMXBs augmenter drastiquement aux dépens des BeHMXBs. Ceci remet en question la vision traditionnelle des HMXBs selon laquelle la très grande majorité des HMXBs devrait être des BeHMXBs. Il sera nécessaire de prendre en compte ces résultats dans les futurs modèles de synthèse de population de HMXBs dont certains prévoient déjà l'existence d'une population de sources évoluées, brûlant l'hélium en leur cœur, et dont certaines des HMXBs obscurcies (telle que IGR J10101-5654) pourraient être les archétypes, comme je l'explique dans le dernier chapitre de cette troisième partie. Enfin, ce programme d'observations infrarouge est toujours d'actualité et j'ai ainsi mené, en juillet 2012, une campagne d'observations sur l'instrument ISAAC installé au foyer du VLT, qui nous a permis d'observer une soixantaine de candidates HMXBs. Les données sont actuellement en cours d'analyse et leurs résultats permettront finalement de contraindre les résultats statistiques présentés ici et de sans doute, découvrir d'autres objets davantage évolués, présentant des caractéristiques communes à IGR J10101-5654.

Nous avons vu que certaines HMXBs présentent un environnement complexe, souvent composé de différentes structures, constituées d'éléments chimiques différents, dans des états d'ionisation distincts. Comprendre la structure de l'environnement de ces sources revêt un enjeu fondamental puisque celui-ci peut jouer un rôle dans l'évolution du système binaire ou au moins refléter cette évolution et l'influence de l'objet compact. Or, la caractérisation globale de cet environnement suppose d'obtenir des données sur l'ensemble du spectre électromagnétique et principalement de l'infrarouge proche à l'infrarouge lointain, ce qui restait compliqué jusqu'à un passé relativement récent. L'avènement des relevés du ciel à grande échelle, de l'infrarouge proche (relevé GLIMPSE) à l'infrarouge moyen (relevés MIPS GAL et *WISE*)

mais également la disponibilité du satellite *Herschel* ont changé la donne. Au cours de ma thèse, je me suis intéressé à une HMXB particulière : GX 301-2, comportant une étoile à neutrons gravitant autour d'une étoile compagnon hypergéante, dans un stade avancé de son évolution. Nous avons obtenu des observations de cette source (et de cinq autres binaires X que je ne mentionne pas dans ce manuscrit) avec l'instrument imageur PACS, installé à bord du satellite *Herschel*, observant le ciel entre 70 et 160 μm . Mathieu Servillat a mené l'étude de l'émission ponctuelle de la contrepartie en infrarouge lointain de GX 301-2, à laquelle j'ai activement participé et que je présente dans le premier chapitre de la partie 4 de ce manuscrit. En particulier, nous montrons ici que l'environnement de l'étoile hypergéante est constituée d'un disque de matière à différentes températures ressemblant à ceux attendus autour des étoiles sgB[e], suggérant ainsi un lien entre ces objets, sur le plan évolutif. Dans un second temps, j'ai détaillé l'étude multi-longueurs d'onde que j'ai menée afin d'étudier l'interaction de GX 301-2 avec le milieu interstellaire. Cette analyse révèle la présence d'une cavité entourant la HMXB, visible de l'infrarouge proche jusqu'au domaine radio. Plusieurs indices que j'expose au fur et à mesure de ce chapitre tendent à montrer qu'il s'agit probablement de la signature de l'interaction de ce système binaire avec le milieu interstellaire. De surcroît, j'ai montré que des étoiles en formation sont présentes dans cette région, et notamment en bordure de cavité. Je discute alors de l'hypothèse que GX 301-2 ait pu déclencher leur formation. Dans un dernier chapitre, j'ai montré que la HMXB délivre suffisamment d'énergie au milieu interstellaire pour expliquer la géométrie (et la dynamique) de la cavité telle que nous l'observons en infrarouge. Enfin, en posant une hypothèse sur son site de formation, j'apporte des contraintes supplémentaires sur l'évolution de la binaire X et notamment l'impulsion qu'elle aurait acquise lors de l'explosion de la supernova, en adéquation avec certains modèles théoriques.

L'ensemble des travaux que je viens de résumer ici tirent finalement leur originalité de l'utilisation de trois approches différentes (étude statistique, étude -spectrale- des étoiles compagnon et étude de l'interaction avec l'environnement) dans un but commun qui est de fournir de nouvelles contraintes à l'évolution si singulière des HMXBs. En ce sens, ils suggèrent de nouvelles méthodes d'étude des HMXBs basées sur les liens forts entre évolution stellaire et astrophysique des hautes énergies, liens aujourd'hui noués en particulier par l'ouverture d'une nouvelle fenêtre d'observation des binaires X : l'infrarouge lointain. Ces ponts entre les deux disciplines sont récents et restent à renforcer. Je propose pour cela quelques perspectives d'études qui feront écho au travail que j'ai effectué ces trois dernières années.

14.2 Perspectives

Il est évident que le travail présenté ici n'est pas terminé. Certains projets sont toujours en cours et d'autres offrent de belles perspectives à plus ou moins court terme.

J'ai déjà mentionné la poursuite de nos campagnes d'observations infrarouges qui nous ont amené à observer soixante nouvelles candidates HMXBs au mois de juillet 2012, avec l'instrument ISAAC installé au foyer du VLT, au Chili. Les données spectrales acquises permettront de déterminer le type spectral de l'étoile compagnon de chacune de ces HMXBs et ainsi de préciser les statistiques relatives à la population de HMXBs Galactiques établies durant ma thèse. Bien sûr ces résultats devront alors être pris en compte dans des modèles de synthèse de population de HMXBs qui consisteront à déterminer la proportion théorique de BeHMXBs par rapport aux sgHMXBs.

Progresser dans la compréhension des phénomènes d'accrétion (principalement par vent stellaire des étoiles massives) et de transfert de matière et de moment cinétique, est un aspect fondamental dont dépend fortement la fiabilité des modèles numériques de synthèse de population. Par ailleurs, ces processus ont une influence considérable sur l'évolution des HMXBs et les appréhender correctement nécessite une étude innovante et pluridisciplinaire. En premier lieu, nous avons mené à l'été 2012, en collaboration avec le laboratoire APC, une campagne d'observations sur l'instrument X-Shooter monté sur le VLT qui permet d'acquérir le spectre d'un objet simultanément de l'UV à l'infrarouge proche. Sept HMXBs ont

été observées dans ce cadre et ces données, ajustées à des modèles spectraux d'étoiles massives permettront une meilleure perception des vents stellaires et des mécanismes d'accrétion de matière. Par ailleurs, un instrument à haute énergie tel que *Athena+* (Nandra et al., 2013), permettra d'étudier, espérons le, les vents stellaires et leur structure, via la spectroscopie X à haute résolution. De plus, un tel instrument pourra sonder les régions les plus internes des vents stellaires, en interaction avec l'objet compact (Sciortino et al., 2013). Enfin, avec *Athena+*, des progrès significatifs seront réalisés en ce qui concerne la compréhension des phénomènes d'accrétion sur les objets compacts (Motch et al., 2013). En outre, les progrès réalisés en instrumentation « Haute Résolution Angulaire » et notamment en interférométrie infrarouge, permettront, dans un futur proche, de sonder l'environnement du système binaire et de caractériser par exemple l'influence de l'objet compact sur les vents stellaires comme cela semble déjà être le cas pour la binaire X Vela X-1 (Choquet et al., 2013). Dans le même ordre d'idées, le spectroscopie haute résolution angulaire, CRIRES, installé sur le VLT, permet de sonder la dynamique des disques de matières entourant les étoiles évoluées du type sgB[e]. Comparer la dynamique d'un tel disque dans un système binaire à ceux observés autour d'étoiles uniques permettront de mettre en évidence les différences évolutives et l'influence de l'objet compact sur l'évolution des couples stellaires. J'ai soumis une demande de temps à l'ESO dans cette optique.

L'étude de l'environnement proche des HMXBs et la comparaison avec l'environnement proche des étoiles individuelles rétablit le lien déjà évoqué précédemment entre étude des binaires X et étude de l'évolution stellaire. De surcroît, les paramètres stellaires tels que la masse, la vitesse de rotation, le moment cinétique ou encore le taux de perte de masse, sont bien plus faciles à déterminer lorsque l'on étudie un couple d'étoiles au lieu d'une étoile unique. Ainsi, l'étude de l'évolution des binaires X massives, permet également des progrès majeurs dans l'étude de l'évolution des étoiles massives d'autant plus que la majorité d'entre elles ($\sim 70\%$) semble vivre en couple et subit un transfert de matière durant leur vie (Sana et al., 2012). De plus, nous avons vu que certaines HMXBs, observées à un stade avancé de leur évolution, abritent une étoile compagnon de type LBV ou Wolf-Rayet. Même si la comparaison est probablement biaisée par la présence de l'objet compact, l'étude de ces couples stellaires fournit alors de nombreux renseignements sur l'évolution de ces étoiles, parmi les plus massives.

Revenons-en à GX 301-2 dont l'étude multi-longueurs d'onde a révélé l'interaction de la HMXB avec le milieu interstellaire environnant. Plusieurs objectifs restent à remplir. Ainsi, des observations en bande étroite, centrées sur la raie $\text{Br}\gamma$ et sur la raie de H_2S_1 à $2.13 \mu\text{m}$, permettront de confirmer la présence de chocs dans le milieu interstellaire, qui viendraient confirmer l'interaction de la HMXB avec le milieu interstellaire environnant. De plus, comme je le précise dans la conclusion de la quatrième partie, des observations des transitions du ^{12}CO permettraient de confirmer également la détection de la cavité en ondes radio et de préciser sa dynamique. Enfin, nous avons obtenu des données d'imagerie larges bandes J , H et K_s avec le télescope Magellan au mois de juin 2013. Celles-ci, couplées à un modèle de distribution de la matière dans la Voie Lactée permettront de déterminer la position des différentes masses de gaz observées sur la ligne de visée (voir Marshall et al. 2006).

Finalement, l'étude de l'environnement à grande échelle, telle que je l'ai menée en déterminant la distribution des HMXBs dans la Voie Lactée, est un outil fondamental dont les bénéfices continueront de croître parallèlement à l'augmentation du nombre de HMXBs découvertes dans notre Galaxie. Afin de mieux positionner les objets compacts (trous noirs et étoiles à neutrons) dans le schéma général de l'évolution des étoiles mais aussi afin d'établir précisément leur lien avec les événements explosifs tels que les supernovae, les hypernovae ou bien les sursauts gamma, il est nécessaire de comprendre comment et où se forment ces objets. Le satellite européen *GAIA*, qui sera lancé à la fin de l'année 2013, devrait à ce titre fournir la distance et les vitesses propres d'une cinquantaine de HMXBs¹. Il deviendra ainsi nécessaire de compléter l'étude détaillée dans la seconde partie du manuscrit, de manière à étudier les sites

1. En particulier, *GAIA* devrait permettre l'évaluation du mouvement propre et de la distance des HMXBs dont la magnitude en bande V est inférieure à 20. Ainsi, il sera surtout envisageable d'étudier la position et la vitesse propre des HMXBs les moins absorbés dans le domaine visible.

de formation des HMXBs, mais aussi la distribution des BeHMXBs par rapport à celle des sgHMXBs ou bien encore la distribution des sources en fonction de leur absorption intrinsèque. Cette approche permettra ainsi de mieux appréhender l'évolution stellaire. En effet, celle-ci est fortement dépendante de l'environnement et plus particulièrement de certains paramètres tels que la densité du milieu ou bien la métallicité. D'autre part, continuer d'étudier la distribution des HMXBs dans la Voie Lactée contribuera à retracer l'histoire récente de notre Galaxie et de remonter au taux de formation stellaire, il y a quelques dizaines de millions d'années auparavant (période de formation des HMXBs). Enfin, l'ajustement des SEDs m'a permis de déterminer la distance de chaque HMXB mais également son absorption. Comparer l'absorption déduite des ajustements à l'absorption présente sur la ligne de visée permettra de préciser l'absorption intrinsèque de chacune de ces HMXBs.

Je terminerai par une question dont la réponse ne sera pas apportée ici mais qui constitue plutôt l'enjeu à long terme de l'étude des HMXBs : pourrait-on définir un modèle global d'évolution des HMXBs et serait-il possible à partir de l'étude de l'environnement d'une HMXB donnée de prédire son évolution future ? Nous avons vu ici que beaucoup d'étapes restent à franchir avant d'en arriver à une telle conclusion. Toutefois, les perspectives futures, notamment sur le plan instrumental avec les nouveaux instruments et les projets à l'étude qui couvriront l'ensemble du spectre électromagnétique, permettent d'espérer des progrès considérables concernant la physique qui régit ces couples d'étoiles extraordinaires et la physique sous-jacente à l'évolution stellaire de manière plus générale.

Bibliographie

- D. A. Allen. Near infra-red magnitudes of 248 early-type emission-line stars and related objects. *MNRAS*, 161 :145–166, 1973.
- L. E. Allen, N. Calvet, P. D’Alessio, B. Merin, L. Hartmann, S. T. Megeath, R. A. Gutermuth, J. Muzerolle, J. L. Pipher, P. C. Myers, and G. G. Fazio. Infrared Array Camera (IRAC) Colors of Young Stellar Objects. *ApJS*, 154 :363–366, September 2004. doi : 10.1086/422715.
- L. D. Anderson, A. Zavagno, J. A. Rodón, D. Russeil, A. Abergel, P. Ade, P. André, H. Arab, J.-P. Baluteau, J.-P. Bernard, K. Blagrove, S. Bontemps, F. Boulanger, M. Cohen, M. Compiègne, P. Cox, E. Dartois, G. Davis, R. Emery, T. Fulton, C. Gry, E. Habart, M. Huang, C. Joblin, S. C. Jones, J. M. Kirk, G. Lagache, T. Lim, S. Madden, G. Makiwa, P. Martin, M.-A. Miville-Deschênes, S. Molinari, H. Moseley, F. Motte, D. A. Naylor, K. Okumura, D. Pinheiro Gonçalves, E. Polehampton, P. Saraceno, M. Sauvage, S. Sidher, L. Spencer, B. Swinyard, D. Ward-Thompson, and G. J. White. The physical properties of the dust in the RCW 120 H II region as seen by Herschel. *A&A*, 518 :L99, July 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014657.
- P. Andre and T. Montmerle. From T Tauri stars to protostars : Circumstellar material and young stellar objects in the rho Ophiuchi cloud. *ApJ*, 420 :837–862, January 1994. doi : 10.1086/173608.
- A. Anay, L. Kaper, J. H. J. de Bruijne, J. Dewi, R. Hoogerwerf, and G. J. Savonije. The origin of the runaway high-mass X-ray binary HD 153919/4U1700-37. *A&A*, 370 :170–175, April 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010192.
- V. Antoniou, A. Zezas, D. Hatzidimitriou, and V. Kalogera. Star Formation History and X-ray Binary Populations : The Case of the Small Magellanic Cloud. *ApJL*, 716 :L140–L145, June 2010. doi : 10.1088/2041-8205/716/2/L140.
- E. M. Arnal. Cavities around Progenitors of Ibsne - Effelsberg HI Observations Towards Six Galactic Wolf-Rayet Stars. *A&A*, 254 :305, February 1992.
- E. M. Arnal. A High-Resolution H I Study of the Interstellar Medium Local to HD 193793. *AJ*, 121 : 413–425, January 2001. doi : 10.1086/318012.
- E. M. Arnal and I. F. Mirabel. Interstellar matter around the Wolf-Rayet star WR 125. *A&A*, 250 : 171–178, October 1991.
- P. Artymowicz and S. H. Lubow. Mass Flow through Gaps in Circumbinary Disks. *ApJL*, 467 :L77, August 1996. doi : 10.1086/310200.
- R. Barba, R. Gamen, and N. Morrell. HD 74194, a new binary supergiant fast X-ray transient ?, possible optical counterpart of INTEGRAL hard X-ray source IGR J08408-4503. *The Astronomer’s Telegram*, 819 :1, May 2006.
- E. E. Becklin, G. Neugebauer, F. J. Hawkins, K. O. Mason, P. W. Sanford, K. Matthews, and C. G. Wynn-Williams. Infrared and X-ray Variability of Cyg X-3. *Nature*, 245 :302–304, October 1973. doi : 10.1038/245302a0.
- K. Belczynski and R. E. Taam. The Most Massive Progenitors of Neutron Stars : CXO J164710.2-455216. *ApJ*, 685 :400–405, September 2008. doi : 10.1086/590551.
- K. Belczynski and J. Ziolkowski. On the Apparent Lack of Be X-Ray Binaries with Black Holes. *ApJ*, 707 :870–877, December 2009. doi : 10.1088/0004-637X/707/2/870.

- K. Belczynski, T. Bulik, and C. L. Fryer. High Mass X-ray Binaries : Future Evolution and Fate. *ArXiv e-prints*, August 2012.
- R. A. Benjamin, E. Churchwell, B. L. Babler, T. M. Bania, D. P. Clemens, M. Cohen, J. M. Dickey, R. Indebetouw, J. M. Jackson, H. A. Kobulnicky, A. Lazarian, A. P. Marston, J. S. Mathis, M. R. Meade, S. Seager, S. R. Stolovy, C. Watson, B. A. Whitney, M. J. Wolff, and M. G. Wolfire. GLIMPSE. I. An SIRTf Legacy Project to Map the Inner Galaxy. *PASP*, 115 :953–964, August 2003. doi : 10.1086/376696.
- J.-P. Bernard, D. Paradis, D. J. Marshall, L. Montier, G. Lagache, R. Paladini, M. Veneziani, C. M. Brunt, J. C. Mottram, P. Martin, I. Ristorcelli, A. Noriega-Crespo, M. Compiègne, N. Flagey, L. D. Anderson, C. C. Popescu, R. Tuffs, W. Reach, G. White, M. Benedetti, L. Calzoletti, A. M. Digiorgio, F. Faustini, M. Juvela, C. Joblin, G. Joncas, M.-A. Mivilles-Deschenes, L. Olmi, A. Traficante, F. Piacentini, A. Zavagno, and S. Molinari. Dust temperature tracing the ISRF intensity in the Galaxy. *A&A*, 518 :L88, July 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014540.
- M. S. Bessell and J. M. Brett. JHKLM photometry - Standard systems, passbands, and intrinsic colors. *PASP*, 100 :1134–1151, September 1988. doi : 10.1086/132281.
- H. A. Bethe. Energy Production in Stars. *Physical Review*, 55 :434–456, March 1939. doi : 10.1103/PhysRev.55.434.
- E. Bica, C. Bonatto, B. Barbuy, and S. Ortolani. Globular cluster system and Milky Way properties revisited. *A&A*, 450 :105–115, April 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054351.
- L. Bildsten, D. Chakrabarty, J. Chiu, M. H. Finger, D. T. Koh, R. W. Nelson, T. A. Prince, B. C. Rubin, D. M. Scott, M. Stollberg, B. A. Vaughan, C. A. Wilson, and R. B. Wilson. Observations of Accreting Pulsars. *ApJS*, 113 :367, December 1997. doi : 10.1086/313060.
- A. J. Bird, E. J. Barlow, L. Bassani, A. Bazzano, A. Bodaghee, F. Capitanio, M. Cocchi, M. Del Santo, A. J. Dean, A. B. Hill, F. Lebrun, G. Malaguti, A. Malizia, R. Much, S. E. Shaw, J. B. Stephen, R. Terrier, P. Ubertini, and R. Walter. The First IBIS/ISGRI Soft Gamma-Ray Galactic Plane Survey Catalog. *ApJL*, 607 :L33–L37, May 2004. doi : 10.1086/421772.
- A. J. Bird, E. J. Barlow, L. Bassani, A. Bazzano, G. Bélanger, A. Bodaghee, F. Capitanio, A. J. Dean, M. Fiocchi, A. B. Hill, F. Lebrun, A. Malizia, J. M. Mas-Hesse, M. Molina, L. Moran, M. Renaud, V. Sguera, S. E. Shaw, J. B. Stephen, R. Terrier, P. Ubertini, R. Walter, D. R. Willis, and C. Winkler. The Second IBIS/ISGRI Soft Gamma-Ray Survey Catalog. *ApJ*, 636 :765–776, January 2006. doi : 10.1086/498090.
- A. J. Bird, A. Malizia, A. Bazzano, E. J. Barlow, L. Bassani, A. B. Hill, G. Bélanger, F. Capitanio, D. J. Clark, A. J. Dean, M. Fiocchi, D. Götz, F. Lebrun, M. Molina, N. Produit, M. Renaud, V. Sguera, J. B. Stephen, R. Terrier, P. Ubertini, R. Walter, C. Winkler, and J. Zurita. The Third IBIS/ISGRI Soft Gamma-Ray Survey Catalog. *ApJS*, 170 :175–186, May 2007. doi : 10.1086/513148.
- A. J. Bird, A. Bazzano, L. Bassani, F. Capitanio, M. Fiocchi, A. B. Hill, A. Malizia, V. A. McBride, S. Scaringi, V. Sguera, J. B. Stephen, P. Ubertini, A. J. Dean, F. Lebrun, R. Terrier, M. Renaud, F. Mattana, D. Götz, J. Rodriguez, G. Belanger, R. Walter, and C. Winkler. The Fourth IBIS/ISGRI Soft Gamma-ray Survey Catalog. *ApJS*, 186 :1–9, January 2010. doi : 10.1088/0067-0049/186/1/1.
- T. G. Bisbas, R. Wunsch, A. P. Whitworth, D. A. Hubber, and S. Walch. Radiation-driven Implosion and Triggered Star Formation. *ApJ*, 736 :142, August 2011. doi : 10.1088/0004-637X/736/2/142.
- J. E. Bjorkman and J. P. Cassinelli. Equatorial disk formation around rotating stars due to Ram pressure confinement by the stellar wind. *ApJ*, 409 :429–449, May 1993. doi : 10.1086/172676.
- A. Blaauw. On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the "run-away" stars), and some related problems. *BAIN*, 15 :265, May 1961.

- P. Blay, I. Negueruela, P. Reig, M. J. Coe, R. H. D. Corbet, J. Fabregat, and A. E. Tarasov. Multiwavelength monitoring of +53deg2790, the optical counterpart to 4U 2206+54. *A&A*, 446 :1095–1105, February 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053951.
- A. Bodaghee, T. J.-L. Courvoisier, J. Rodriguez, V. Beckmann, N. Produit, D. Hannikainen, E. Kuulkers, D. R. Willis, and G. Wendt. A description of sources detected by INTEGRAL during the first 4 years of observations. *A&A*, 467 :585–596, May 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20077091.
- A. Bodaghee, J. A. Tomsick, J. Rodriguez, and J. B. James. Clustering between High-mass X-Ray Binaries and OB Associations in the Milky Way. *ApJ*, 744 :108, January 2012. doi : 10.1088/0004-637X/744/2/108.
- I. A. Bonnell. A New Binary Formation Mechanism. *MNRAS*, 269 :837–848, August 1994.
- J. M. Bonnet-Bidaud and M. Mouchet. The identification of the transient X-ray pulsar Cepheus X-4 with a Be/X-ray binary. *A&A*, 332 :L9–L12, April 1998.
- I. S. Bowen. Excitation by Line Coincidence. *PASP*, 59 :196–198, August 1947. doi : 10.1086/125951.
- J. Brand and L. Blitz. The Velocity Field of the Outer Galaxy. *A&A*, 275 :67, August 1993.
- J. Buff and R. McCray. Soft X-Ray Variability of Binary X-Ray Stars. *ApJL*, 188 :L37, March 1974. doi : 10.1086/181426.
- S. C. Butler, J. A. Tomsick, S. Chaty, J. A. Z. Heras, J. Rodriguez, R. Walter, P. Kaaret, E. Kalemci, and M. Özbey. Identifications of Five INTEGRAL Sources via Optical Spectroscopy. *ApJ*, 698 :502–508, June 2009. doi : 10.1088/0004-637X/698/1/502.
- A. C. Carciofi, A. T. Okazaki, J.-B. Le Bouquin, S. Štefl, T. Rivinius, D. Baade, J. E. Bjorkman, and C. A. Hummel. Cyclic variability of the circumstellar disk of the Be star ζ Tauri. II. Testing the 2D global disk oscillation model. *A&A*, 504 :915–927, September 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200810962.
- J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *ApJ*, 345 :245–256, October 1989. doi : 10.1086/167900.
- S. J. Carey. MIPS GAL : A View of the Cold and Dusty in the Inner Galactic Plane with the Spitzer Space Telescope. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #212*, volume 40 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 255, May 2008.
- F. Castelli and R. L. Kurucz. New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres. *ArXiv Astrophysics e-prints*, May 2004.
- J. Castor, R. McCray, and R. Weaver. Interstellar bubbles. *ApJL*, 200 :L107–L110, September 1975. doi : 10.1086/181908.
- F. Cazzolato and S. Pineault. The Interstellar Environment of the Wolf-Rayet Star WR 143. *AJ*, 120 : 3192–3200, December 2000. doi : 10.1086/316860.
- P. A. Charles and M. J. Coe. Optical, ultraviolet and infrared observations of X-ray binaries. In W. H. G. Lewin and M. van der Klis, editors, *Compact stellar X-ray sources*, pages 215–265, April 2006.
- S. Chaty. Nature, Formation, and Evolution of High Mass X-Ray Binaries. In L. Schmidtobreick, M. R. Schreiber, and C. Tappert, editors, *Evolution of Compact Binaries*, volume 447 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 29, September 2011.
- S. Chaty and F. Rahoui. Broadband ESO/VISIR-Spitzer Infrared Spectroscopy of the Obscured Supergiant X-Ray Binary IGR J16318-4848. *ApJ*, 751 :150, June 2012. doi : 10.1088/0004-637X/751/2/150.

- S. Chaty, F. Rahoui, C. Foellmi, J. A. Tomsick, J. Rodriguez, and R. Walter. Multi-wavelength observations of Galactic hard X-ray sources discovered by INTEGRAL. I. The nature of the companion star. *A&A*, 484 :783–800, June 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20078768.
- H. Chen, J. Bally, C. R. O’dell, M. J. McCaughrean, R. L. Thompson, M. Rieke, G. Schneider, and E. T. Young. 2.12 Micron Molecular Hydrogen Emission from Circumstellar Disks Embedded in the Orion Nebula. *ApJL*, 492 :L173, January 1998. doi : 10.1086/311098.
- M. Chernyakova, A. Lutovinov, J. Rodríguez, and M. Revnivtsev. Discovery and study of the accreting pulsar 2RXP J130159.6-635806. *MNRAS*, 364 :455–461, December 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09548.x.
- C. Chevalier and S. A. Ilovaisky. HIPPARCOS results on massive X-ray binaries. *A&A*, 330 :201–205, February 1998.
- É. Choquet, P. Kervella, J.-B. Le Bouquin, A. Mérand, X. Haubois, J.-P. Berger, G. Perrin, P.-O. Petrucci, B. Lazareff, and R. Millan-Gabet. Probing the stellar wind geometry in Vela X-1 with infrared interferometry. In C. M. Zhang, T. Belloni, M. Méndez, and S. N. Zhang, editors, *IAU Symposium*, volume 290 of *IAU Symposium*, pages 197–198, February 2013. doi : 10.1017/S174392131201959X.
- E. Churchwell, B. L. Babler, M. R. Meade, B. A. Whitney, R. Benjamin, R. Indebetouw, C. Cyganowski, T. P. Robitaille, M. Povich, C. Watson, and S. Bracker. The Spitzer/GLIMPSE Surveys : A New View of the Milky Way. *PASP*, 121 :213–230, March 2009. doi : 10.1086/597811.
- G. W. Clark. Chandra Observations and Monte Carlo Simulations of the Grain-scattered Halo of the Binary X-Ray Pulsar 4U 1538-52. *ApJ*, 610 :956–976, August 2004. doi : 10.1086/421764.
- J. S. Clark and I. A. Steele. A representative sample of Be stars. II. K band spectroscopy. *A&AS*, 141 : 65–77, January 2000. doi : 10.1051/aas:2000310.
- J. S. Clark, I. A. Steele, R. P. Fender, and M. J. Coe. Near IR spectroscopy of candidate B[e]/X-ray binaries. *A&A*, 348 :888–896, August 1999.
- P. C. Clark, I. A. Bonnell, and R. S. Klessen. The star formation efficiency and its relation to variations in the initial mass function. *MNRAS*, 386 :3–10, May 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13005.x.
- S. J. Codina, J. A. de Freitas Pacheco, D. F. Lopes, and D. Gilra. The spectrum of the Be star HD 110432. *A&AS*, 57 :239–247, August 1984.
- M. J. Coe. Be stars in X-ray binary systems. In M. A. Smith, H. F. Henrichs, and J. Fabregat, editors, *IAU Colloq. 175 : The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, volume 214 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 656, 2000.
- M. J. Coe, P. Roche, C. Everall, J. Fabregat, D. A. H. Buckley, R. C. Smith, A. P. Reynolds, I. D. Jupp, and H. T. MacGillivray. Discovery of the Optical Counterpart to the CGRO Transient GRO :J1008-57. *MNRAS*, 270 :L57, October 1994.
- A. Coleiro and S. Chaty. Distribution of High-mass X-Ray Binaries in the Milky Way. *ApJ*, 764 :185, February 2013. doi : 10.1088/0004-637X/764/2/185.
- R. Corbet, L. Barbier, S. Barthelmy, J. Cummings, E. Fenimore, N. Gehrels, D. Hullinger, H. Krimm, C. Markwardt, D. Palmer, A. Parsons, T. Sakamoto, G. Sato, J. Tueller, and Swift-Survey Team. Swift/BAT Discovery of the Orbital Period of IGR J16320-4751. *The Astronomer’s Telegram*, 649 :1, November 2005.
- R. Corbet, L. Barbier, S. Barthelmy, J. Cummings, E. Fenimore, N. Gehrels, D. Hullinger, H. Krimm, C. Markwardt, D. Palmer, A. Parsons, T. Sakamoto, G. Sato, J. Tueller, and R. Remillard. Swift/BAT and RXTE/ASM Discovery of the Orbital Period of IGR J16418-4532. *The Astronomer’s Telegram*, 779 :1, March 2006.

- R. H. D. Corbet. The three types of high-mass X-ray pulsator. *MNRAS*, 220 :1047–1056, June 1986.
- R. H. D. Corbet and R. Remillard. The Orbital Period of IGR J11435-6109. *The Astronomer's Telegram*, 377 :1, January 2005.
- R. H. D. Corbet, F. E. Marshall, A. G. Peele, and T. Takeshima. Rossi X-Ray Timing Explorer Observations of the X-Ray Pulsar XTE J1855-026 : A Possible New Supergiant System. *ApJ*, 517 :956–963, June 1999. doi : 10.1086/307235.
- R. H. D. Corbet, S. D. Barthelmy, W. H. Baumgartner, H. A. Krimm, C. B. Markwardt, G. K. Skinner, and J. Tueller. A 49 Day Period in IGR J14488-5942/Swift J1448.4-5945 from Swift/BAT Observations. *The Astronomer's Telegram*, 2598 :1, May 2010a.
- R. H. D. Corbet, S. D. Barthelmy, W. H. Baumgartner, H. A. Krimm, C. B. Markwardt, G. K. Skinner, and J. Tueller. A 10 Day Period in IGR J16328-4726 from Swift/BAT Observations. *The Astronomer's Telegram*, 2588 :1, April 2010b.
- T. J.-L. Courvoisier, R. Walter, J. Rodriguez, L. Bouchet, and A. A. Lutovinov. Igr J16318-4848. *IAU circular*, 8063 :3, February 2003.
- N. Cramer. Geneva /U,B,V/ intrinsic colors of B-type stars. *A&A*, 112 :330–336, August 1982.
- N. Cramer and A. Maeder. Luminosity and T EFF determinations for B-type stars. *A&A*, 78 :305–311, October 1979.
- D. Crampton and J. B. Hutchings. Spectroscopic observations of LS +61 303. *IAU circular*, 3180 :1, 1978.
- D. Crampton, J. B. Hutchings, and A. P. Cowley. Optical spectroscopy and system parameters for 4U 1538-52. *ApJL*, 225 :L63–L66, October 1978. doi : 10.1086/182794.
- P. A. Crowther. Physical Properties of Wolf-Rayet Stars. *ARA&A*, 45 :177–219, September 2007. doi : 10.1146/annurev.astro.45.051806.110615.
- A. D'Ai, V. La Parola, G. Cusumano, A. Segreto, P. Romano, S. Vercellone, and N. R. Robba. The Swift-BAT survey reveals the orbital period of three high-mass X-ray binaries. *A&A*, 529 :A30, May 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201016401.
- K. Davidson and J. P. Ostriker. Neutron-Star Accretion in a Stellar Wind : Model for a Pulsed X-Ray Source. *ApJ*, 179 :585–598, January 1973. doi : 10.1086/151897.
- A. J. Dean, A. Bazzano, A. B. Hill, J. B. Stephen, L. Bassani, E. J. Barlow, A. J. Bird, F. Lebrun, V. Sguera, S. E. Shaw, P. Ubertini, R. Walter, and D. R. Willis. Global characteristics of the first IBIS/ISGRI catalogue sources : unveiling a murky episode of binary star evolution. *A&A*, 443 :485–494, November 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20053513.
- L. Deharveng, A. Zavagno, and J. Caplan. Triggered massive-star formation on the borders of Galactic H II regions. I. A search for “collect and collapse” candidates. *A&A*, 433 :565–577, April 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20041946.
- R. H. Densham and P. A. Charles. Optical photometry and spectroscopy of the X-ray pulsar 1E 1145.1-6141. *MNRAS*, 201 :171–178, October 1982.
- L. K. Dewangan and B. G. Anandarao. Infrared photometric study of the massive star-forming region S235 using Spitzer-Infrared Array Camera and JHK observations. *MNRAS*, 414 :1526–1544, June 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18487.x.
- W. S. Dias and J. R. D. Lépine. Direct Determination of the Spiral Pattern Rotation Speed of the Galaxy. *ApJ*, 629 :825–831, August 2005. doi : 10.1086/431456.

- S. M. Dougherty, N. Cramer, M. H. van Kerkwijk, A. R. Taylor, and L. B. F. M. Waters. Intrinsic IR colours of normal B-type stars using the Geneva visual and ESO IR photometric systems. *A&A*, 273 : 503, June 1993.
- S. M. Dougherty, L. B. F. M. Waters, G. Burki, J. Cote, N. Cramer, M. H. van Kerkwijk, and A. R. Taylor. Near-IR excess of Be stars. *A&A*, 290 :609–622, October 1994.
- B. T. Draine. Interstellar Dust Grains. *ARA&A*, 41 :241–289, 2003. doi : 10.1146/annurev.astro.41.011802.094840.
- B. T. Draine and H. M. Lee. Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *ApJ*, 285 : 89–108, October 1984. doi : 10.1086/162480.
- B. T. Draine and A. Li. Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains. *ApJ*, 551 :807–824, April 2001. doi : 10.1086/320227.
- L. M. Dray. On the metallicity dependence of high-mass X-ray binaries. *MNRAS*, 370 :2079–2090, August 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10635.x.
- G. Dubus. The γ -ray binaries LS5039, LSI+61 303 and PSR B1259-63. In F. Giovannelli and G. Mannocchi, editors, *Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics*, page 273, 2007.
- A. S. Eddington. The Source of Stellar Energy. *Nature*, 117 :25–32, May 1926. doi : 10.1038/117025a0.
- B. G. Elmegreen and C. J. Lada. Sequential formation of subgroups in OB associations. *ApJ*, 214 : 725–741, June 1977. doi : 10.1086/155302.
- R. P. Fender, S. T. Garrington, D. J. McKay, T. W. B. Muxlow, G. G. Pooley, R. E. Spencer, A. M. Stirling, and E. B. Waltman. MERLIN observations of relativistic ejections from GRS 1915+105. *MNRAS*, 304 :865–876, April 1999. doi : 10.1046/j.1365-8711.1999.02364.x.
- P. Filliatre and S. Chaty. The Optical/Near-Infrared Counterpart of the INTEGRAL Obscured Source IGR J16318-4848 : An sgB[e] in a High-Mass X-Ray Binary ? *ApJ*, 616 :469–484, November 2004. doi : 10.1086/424869.
- M. H. Finger, L. Bildsten, D. Chakrabarty, T. A. Prince, D. M. Scott, C. A. Wilson, R. B. Wilson, and S. N. Zhang. The Outbursts and Orbit of the Accreting Pulsar GS 1843-02=2S 1845-024. *ApJ*, 517 : 449–459, May 1999. doi : 10.1086/307191.
- M. Fiocchi, V. Sguera, A. Bazzano, L. Bassani, A. J. Bird, L. Natalucci, and P. Ubertini. IGR J16328-4726 : A New Candidate Supergiant Fast X-ray Transient. *ApJL*, 725 :L68–L72, December 2010. doi : 10.1088/2041-8205/725/1/L68.
- R. T. Fisher. A Turbulent Interstellar Medium Origin of the Binary Period Distribution. *ApJ*, 600 : 769–780, January 2004. doi : 10.1086/380111.
- E. L. Fitzpatrick. Correcting for the Effects of Interstellar Extinction. *PASP*, 111 :63–75, January 1999. doi : 10.1086/316293.
- E. L. Fitzpatrick and D. Massa. An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. III - an atlas of ultraviolet extinction curves. *ApJS*, 72 :163–189, January 1990. doi : 10.1086/191413.
- J. Frank, A. R. King, and D. J. Raine. Book-Review - Accretion Power in Astrophysics. *Astronomische Nachrichten*, 316 :414, September 1995.
- Y. Fuchs, L. Koch-Miramond, and P. Abraham. A 2.4-80,um Spectrophotometric Study of SS,433 with ISO. In P. O. Slane and B. M. Gaensler, editors, *Neutron Stars in Supernova Remnants*, volume 271 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 369, 2002.

- E. Gallo, R. Fender, C. Kaiser, D. Russell, R. Morganti, T. Oosterloo, and S. Heinz. A dark jet dominates the power output of the stellar black hole Cygnus X-1. *Nature*, 436 :819–821, August 2005. doi : 10.1038/nature03879.
- R. D. Gehrz, J. A. Hackwell, and T. W. Jones. Infrared observations of Be stars from 2.3 to 19.5 microns. *ApJ*, 191 :675–684, August 1974. doi : 10.1086/153008.
- A. Geminale and P. Popowski. Total to Selective Extinction Ratios and Visual Extinctions from Ultraviolet Data. *AcA*, 54 :375–390, December 2004.
- Y. M. Georgelin and Y. P. Georgelin. The spiral structure of our Galaxy determined from H II regions. *A&A*, 49 :57–79, May 1976.
- E. Giacani and G. Dubner. The neutral gas in the environs of the Wolf Rayet stars in the Circinus OB1 association. *A&A*, 413 :225–231, January 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20034088.
- R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Physical Review Letters*, 9 :439–443, December 1962. doi : 10.1103/PhysRevLett.9.439.
- R. Giacconi, E. Kellogg, P. Gorenstein, H. Gursky, and H. Tananbaum. An X-Ray Scan of the Galactic Plane from UHURU. *ApJL*, 165 :L27, April 1971. doi : 10.1086/180711.
- A. Giangrande, F. Giovannelli, C. Bartolini, A. Guarnieri, and A. Piccioni. Optical spectra of HDE 245770 = A 0535 + 26. *A&AS*, 40 :289–294, June 1980.
- T. Giannini, C. McCoey, A. Caratti o Garatti, B. Nisini, D. Lorenzetti, and D. R. Flower. On the excitation of the infrared knots along protostellar jets. *A&A*, 419 :999–1014, June 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20040087.
- P. Goldoni, S. Chaty, A. Goldwurm, and A. Coleiro. First results of X-shooter observations of IGR sources. *ArXiv e-prints*, February 2013.
- T. Gómez and E. E. Mendoza. A finding list of Halpha -emission objects in the Coalsack direction. *RMXAA*, 1 :381–384, April 1976.
- P. S. Goraya. Variable spectral energy distribution of γ Cassiopeiae in the optical region. *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 35 :23, 2007.
- S. A. Grebenev, P. Ubertini, J. Chenevez, N. Mowlavi, J.-P. Roques, N. Gehrels, and E. Kuulkers. New X-ray transient IGR J11435-6109 discovered with INTEGRAL. *The Astronomer's Telegram*, 350 :1, November 2004.
- H.-J. Grimm, M. Gilfanov, and R. Sunyaev. The Milky Way in X-rays for an outside observer. Log(N)-Log(S) and luminosity function of X-ray binaries from RXTE/ASM data. *A&A*, 391 :923–944, September 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020826.
- J. E. Grindlay, L. D. Petro, and J. E. McClintock. Optical identification of 2S 1417-62. *ApJ*, 276 :621–624, January 1984. doi : 10.1086/161650.
- D. Grupe, J. Kennea, P. Evans, P. Romano, C. Markwardt, and M. Chester. Swift detection of a flare from IGR J16328-4726. *The Astronomer's Telegram*, 2075 :1, June 2009.
- R. A. Gutermuth, P. C. Myers, S. T. Megeath, L. E. Allen, J. L. Pipher, J. Muzerolle, A. Porras, E. Winston, and G. Fazio. Spitzer Observations of NGC 1333 : A Study of Structure and Evolution in a Nearby Embedded Cluster. *ApJ*, 674 :336–356, February 2008. doi : 10.1086/524722.
- R. A. Gutermuth, S. T. Megeath, P. C. Myers, L. E. Allen, J. L. Pipher, and G. G. Fazio. A Spitzer Survey of Young Stellar Clusters Within One Kiloparsec of the Sun : Cluster Core Extraction and Basic Structural Analysis. *ApJS*, 184 :18–83, September 2009. doi : 10.1088/0067-0049/184/1/18.

- V. V. Gvaramadze, S. Röser, R.-D. Scholz, and E. Schilbach. 4U 1907+09 : an HMXB running away from the Galactic plane. *A&A*, 529 :A14, May 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201016256.
- F. Haberl. The X-ray properties of GX 301 - 2 (4U 1223 - 62). *ApJ*, 376 :245–255, July 1991. doi : 10.1086/170273.
- F. Haberl, N. E. White, and T. R. Kallman. An EXOSAT X-ray observation of one orbital cycle of 4U 1700-37/HD 153919. *ApJ*, 343 :409–425, August 1989. doi : 10.1086/167714.
- F. Hamann and M. Simon. The infrared emission-line spectrum of Gamma Cassiopeiae. *ApJ*, 318 : 356–362, July 1987. doi : 10.1086/165372.
- G. Hammerschlag-Hensberge, E. J. Zuiderwijk, C. De Loore, and E. P. J. van den Heuvel. Spectroscopic observations of the early type B-supergiant Wray 977 /4U 1223-62/ - Description of the spectrum and classification. *A&A*, 76 :245–248, July 1979.
- M. M. Hanson, P. S. Conti, and M. J. Rieke. A Spectral Atlas of Hot, Luminous Stars at 2 Microns. *ApJS*, 107 :281, November 1996. doi : 10.1086/192366.
- M. M. Hanson, G. H. Rieke, and K. L. Luhman. Near-Infrared H-Band Features in Late O and B Stars. *AJ*, 116 :1915–1921, October 1998. doi : 10.1086/300556.
- M. M. Hanson et al. A Medium Resolution Near-Infrared Spectral Atlas of O and Early-B Stars. *ApJS*, 161 :154–170, 2005. doi : 10.1086/444363.
- S. Hatchett and R. McCray. X-ray sources in stellar winds. *ApJ*, 211 :552–561, January 1977. doi : 10.1086/154962.
- A. Herrero, R. P. Kudritzki, R. Gabler, J. M. Vilchez, and A. Gabler. Fundamental parameters of galactic luminous OB stars. II. A spectroscopic analysis of HDE 226868 and the mass of Cygnus X-1. *A&A*, 297 :556, May 1995.
- R. H. Hildebrand. The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission. *QJRAS*, 24 :267, September 1983.
- R. M. Hjellming and M. P. Rupen. Episodic ejection of relativistic jets by the X-ray transient GRO J1655 - 40. *Nature*, 375 :464–468, June 1995. doi : 10.1038/375464a0.
- E. Høg, C. Fabricius, V. V. Makarov, S. Urban, T. Corbin, G. Wycoff, U. Bastian, P. Schwekendiek, and A. Wicenec. The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars. *A&A*, 355 :L27–L30, March 2000.
- A. F. Illarionov and R. A. Sunyaev. Why the Number of Galactic X-ray Stars Is so Small? *A&A*, 39 : 185, February 1975.
- R. Indebetouw, J. S. Mathis, B. L. Babler, M. R. Meade, C. Watson, B. A. Whitney, M. J. Wolff, M. G. Wolfire, M. Cohen, T. M. Bania, R. A. Benjamin, D. P. Clemens, J. M. Dickey, J. M. Jackson, H. A. Kobulnicky, A. P. Marston, E. P. Mercer, J. R. Stauffer, S. R. Stolovy, and E. Churchwell. The Wavelength Dependence of Interstellar Extinction from 1.25 to 8.0 μm Using GLIMPSE Data. *ApJ*, 619 :931–938, February 2005. doi : 10.1086/426679.
- J. in't Zand and J. Heise. BeppoSAX-WFC observations of IGR J11435-6109 and J00291+5934. *The Astronomer's Telegram*, 362 :1, December 2004.
- G. L. Israel, S. Covino, S. Campana, V. F. Polcaro, P. Roche, L. Stella, A. Di Paola, D. Lazzati, S. Mereghetti, E. Giullongo, A. Fontana, and F. Verrecchia. The discovery of the optical/IR counterpart of the 12-s transient X-ray pulsar GS 0834-43. *MNRAS*, 314 :87–91, May 2000. doi : 10.1046/j.1365-8711.2000.03404.x.

- H.-T. Janka. Natal Kicks of Stellar-Mass Black Holes by Asymmetric Mass Ejection in Fallback Supernovae. *ArXiv e-prints*, May 2013.
- E. Janot-Pacheco, S. A. Ilovaisky, and C. Chevalier. A photometric and spectroscopic study of He 3-640 /equals A1118-61/. *A&A*, 99 :274–284, June 1981.
- M. Jaschek, A. Slettebak, and C. Jaschek. Be star terminology., 1981. Be Star Newsletter.
- Z. G. Jennings, B. F. Williams, J. W. Murphy, J. J. Dalcanton, K. M. Gilbert, A. E. Dolphin, M. Fouesneau, and D. R. Weisz. Supernova Remnant Progenitor Masses in M31. *ApJ*, 761 :26, December 2012. doi : 10.1088/0004-637X/761/1/26.
- J. Johansson, R. Amanullah, and A. Goobar. Herschel limits on far-infrared emission from circumstellar dust around three nearby Type Ia supernovae. *MNRAS*, 431 :L43–L47, April 2013. doi : 10.1093/mnrasl/slt005.
- H. L. Johnson. Infrared Emission from Circumstellar Shells. *ApJL*, 150 :L39, October 1967. doi : 10.1086/180088.
- H. L. Johnson, R. I. Mitchell, B. Iriarte, and W. Z. Wisniewski. Ubvrijkl Photometry of the Bright Stars. *Communications of the Lunar and Planetary Laboratory*, 4 :99, 1966.
- S. Johnston, R. N. Manchester, A. G. Lyne, L. Nicastro, and J. Spyromilio. Radio and Optical Observations of the PSR :B1259-63 / SS :2883 Be-Star Binary System. *MNRAS*, 268 :430, May 1994.
- P. G. Jonker and G. Nelemans. The distances to Galactic low-mass X-ray binaries : consequences for black hole luminosities and kicks. *MNRAS*, 354 :355–366, October 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08193.x.
- L. Kaper, H. J. G. L. M. Lamers, E. Ruymaekers, E. P. J. van den Heuvel, and E. J. Zuiderwijk. Wray 977 (GX 301-2) : a hypergiant with pulsar companion. *A&A*, 300 :446–452, August 1995.
- L. Kaper, A. van der Meer, and F. Najarro. VLT/UVES spectroscopy of Wray 977, the hypergiant companion to the X-ray pulsar GX301-2. *A&A*, 457 :595–610, October 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065393.
- D. L. Kaplan, D.-S. Moon, and W. T. Reach. Long-Wavelength Excesses in Two Highly Obscured High-Mass X-Ray Binaries : IGR J16318-4848 and GX 301-2. *ApJL*, 649 :L107–L110, October 2006. doi : 10.1086/508369.
- R. Kaur, B. Paul, B. Kumar, and R. Sagar. Multiwavelength study of the transient X-ray binary IGR J01583+6713. *MNRAS*, 386 :2253–2261, June 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13233.x.
- S. Keek, L. Kuiper, and W. Hermsen. The discovery of five new hard X-ray sources in the Circinus region by INTEGRAL. *The Astronomer's Telegram*, 810 :1, May 2006.
- H. Kim, Y. Nakajima, H. Sung, D.-S. Moon, and B.-C. Koo. A Near-Infrared Study of the Highly-Obscured Active Star-Forming Region W51B. *Journal of Korean Astronomical Society*, 40 :17–28, March 2007.
- L. Koch-Miramond, P. Ábrahám, Y. Fuchs, J.-M. Bonnet-Bidaud, and A. Claret. A 2.4-12 μ m spectrophotometric study with ISO of Cygnus X-3 in quiescence. *A&A*, 396 :877–884, December 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20021273.
- T. Kogure and K.-C. Leung, editors. *The Astrophysics of Emission-Line Stars*, volume 342 of *Astrophysics and Space Science Library*, 2007.
- J. Koornneef. Near-infrared photometry. II - Intrinsic colours and the absolute calibration from one to five micron. *A&A*, 128 :84–93, November 1983.

- K. Koyama, M. Kawada, H. Kunieda, Y. Tawara, and Y. Takeuchi. Is the 5-kpc Galactic arm a colony of X-ray pulsars? *Nature*, 343 :148, January 1990. doi : 10.1038/343148a0.
- K. M. Kratter. The Formation of Close Binaries. In L. Schmidtbreick, M. R. Schreiber, and C. Tappert, editors, *Evolution of Compact Binaries*, volume 447 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 47, September 2011.
- S. Kraus, K.-H. Hofmann, K. M. Menten, D. Schertl, G. Weigelt, F. Wyrowski, A. Meilland, K. Perraut, R. Petrov, S. Robbe-Dubois, P. Schilke, and L. Testi. A hot compact dust disk around a massive young stellar object. *Nature*, 466 :339–342, July 2010. doi : 10.1038/nature09174.
- L. Kuiper, S. Keek, W. Hermsen, P. G. Jonker, and D. Steeghs. Discovery of four new hard X-ray sources in the Circinus and Carina region by INTEGRAL. *The Astronomer's Telegram*, 684 :1, January 2006.
- C. J. Lada, A. A. Muench, K. L. Luhman, L. Allen, L. Hartmann, T. Megeath, P. Myers, G. Fazio, K. Wood, J. Muzerolle, G. Rieke, N. Siegler, and E. Young. Spitzer Observations of IC 348 : The Disk Population at 2-3 Million Years. *AJ*, 131 :1574–1607, March 2006. doi : 10.1086/499808.
- H. J. G. Lamers and A. W. A. Pauldrach. The formation of outflowing disks around early-type stars by bi-stable radiation-driven winds. *A&A*, 244 :L5–L8, April 1991.
- H. J. G. L. M. Lamers and J. P. Cassinelli. *Introduction to Stellar Winds*. June 1999.
- H. J. G. L. M. Lamers, F.-J. Zickgraf, D. de Winter, L. Houziaux, and J. Zorec. An improved classification of B[e]-type stars. *A&A*, 340 :117–128, December 1998.
- R. Landi, N. Masetti, L. Bassani, F. Capitanio, M. T. Fiocchi, A. J. Bird, A. B. Hill, N. Gehrels, C. B. Markwardt, and M. Perri. Swift/XRT observations of INTEGRAL sources. *The Astronomer's Telegram*, 1273 :1, November 2007.
- R. Landi, N. Masetti, A. Malizia, M. Del Santo, A. Tarana, A. J. Bird, A. J. Dean, P. Caraveo, and F. Senziani. Swift/XRT follow-up of unidentified INTEGRAL sources (4). *The Astronomer's Telegram*, 1539 :1, May 2008.
- R. Landi, N. Masetti, F. Capitanio, M. Fiocchi, and A. J. Bird. A Swift/XRT follow-up observation of the INTEGRAL source IGR J14488-5942. *The Astronomer's Telegram*, 2355 :1, December 2009.
- D. R. Law, K. DeGioia-Eastwood, and K. L. Moore. Empirical Bounds for the Ionizing Fluxes of Wolf-Rayet Stars. *ApJ*, 565 :1239–1250, February 2002. doi : 10.1086/337922.
- D. A. Leahy. Evidence for a gas stream in GX301 - 2. *MNRAS*, 250 :310–313, May 1991.
- B. Lefloch and B. Lazareff. Cometary globules. 1 : Formation, evolution and morphology. *A&A*, 289 : 559–578, September 1994.
- J.-C. Leyder, R. Walter, M. Lazos, N. Masetti, and N. Produit. Hard X-ray flares in IGR J08408-4503 unveil clumpy stellar winds. *A&A*, 465 :L35–L38, April 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066317.
- T. Linden, V. Kalogera, J. F. Sepinsky, A. Prestwich, A. Zezas, and J. S. Gallagher. The Effect of Starburst Metallicity on Bright X-ray Binary Formation Pathways. *ApJ*, 725 :1984–1994, December 2010. doi : 10.1088/0004-637X/725/2/1984.
- T. Linden, F. Valsecchi, and V. Kalogera. On the Rarity of X-Ray Binaries with Naked Helium Donors. *ApJ*, 748 :114, April 2012. doi : 10.1088/0004-637X/748/2/114.
- Q. Z. Liu, J. van Paradijs, and E. P. J. van den Heuvel. A catalogue of high-mass X-ray binaries. *A&AS*, 147 :25–49, November 2000. doi : 10.1051/aas:2000288.

- Q. Z. Liu, J. van Paradijs, and E. P. J. van den Heuvel. Catalogue of high-mass X-ray binaries in the Galaxy (4th edition). *A&A*, 455 :1165–1168, September 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20064987.
- T. Liu, Y. Wu, H. Zhang, and S.-L. Qin. Triggered Star Formation Surrounding Wolf-Rayet Star HD 211853. *ApJ*, 751 :68, May 2012. doi : 10.1088/0004-637X/751/1/68.
- D. Lommen, L. Yungelson, E. van den Heuvel, G. Nelemans, and S. Portegies Zwart. Cygnus X-3 and the problem of the missing Wolf-Rayet X-ray binaries. *A&A*, 443 :231–241, November 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20052824.
- G.-L. Lü, C.-H. Zhu, and Z.-J. Wang. Population synthesis of high mass X-ray binaries. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 11 :327–334, March 2011. doi : 10.1088/1674-4527/11/3/006.
- A. Lutovinov, M. Revnivtsev, M. Gilfanov, P. Shtykovskiy, S. Molkov, and R. Sunyaev. INTEGRAL insight into the inner parts of the Galaxy. High mass X-ray binaries. *A&A*, 444 :821–829, December 2005a. doi : 10.1051/0004-6361:20042392.
- A. Lutovinov, J. Rodriguez, M. Revnivtsev, and P. Shtykovskiy. Discovery of X-ray pulsations from IGR J16320-4751 = AX J1631.9-4752. *A&A*, 433 :L41–L44, April 2005b. doi : 10.1051/0004-6361:200500092.
- D. Lutz, H. Feuchtruber, R. Genzel, D. Kunze, D. Rigopoulou, H. W. W. Spoon, C. M. Wright, E. Egami, R. Katterloher, E. Sturm, E. Wieprecht, A. Sternberg, A. F. M. Moorwood, and T. de Graauw. SWS observations of the Galactic center. *A&A*, 315 :L269–L272, November 1996.
- A. G. Lyne and D. R. Lorimer. High birth velocities of radio pulsars. *Nature*, 369 :127–129, May 1994. doi : 10.1038/369127a0.
- L. S. Lyubimkov, S. I. Rostopchin, P. Roche, and A. E. Tarasov. Fundamental parameters, helium abundance and distance of X Persei. *MNRAS*, 286 :549–557, April 1997.
- A. Maeder. The most massive stars in the Galaxy and the LMC - Quasi-homogeneous evolution, time-averaged mass loss rates and mass limits. *A&A*, 92 :101–110, December 1980.
- A. Maeder and G. Meynet. Grids of evolutionary models of massive stars with mass loss and overshooting - Properties of Wolf-Rayet stars sensitive to overshooting. *A&A*, 182 :243–263, August 1987.
- L. Maraschi, A. Treves, and E. P. J. van den Heuvel. B-emission stars and X-ray sources. *Nature*, 259 :292, January 1976. doi : 10.1038/259292a0.
- R. A. Mardling and S. J. Aarseth. Tidal interactions in star cluster simulations. *MNRAS*, 321 :398–420, March 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.03974.x.
- B. Margon. Relativistic jets in SS 433. *Science*, 215 :247–252, January 1982. doi : 10.1126/science.215.4530.247.
- D. J. Marshall, A. C. Robin, C. Reylé, M. Schultheis, and S. Picaud. Modelling the Galactic interstellar extinction distribution in three dimensions. *A&A*, 453 :635–651, July 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053842.
- A. P. Marston and J. Meaburn. The Wolf-Rayet nebula NGC 6888 as a pressure driven bubble. *MNRAS*, 235 :391–402, November 1988.
- F. Martins and B. Plez. UBVJHK synthetic photometry of Galactic O stars. *A&A*, 457 :637–644, October 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065753.
- F. Martins, D. Schaerer, and D. J. Hillier. A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars. *A&A*, 436 :1049–1065, June 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042386.

- N. Masetti, L. Morelli, E. Palazzi, G. Galaz, L. Bassani, A. Bazzano, A. J. Bird, A. J. Dean, G. L. Israel, R. Landi, A. Malizia, D. Minniti, F. Schiavone, J. B. Stephen, P. Ubertini, and R. Walter. Unveiling the nature of INTEGRAL objects through optical spectroscopy. V. Identification and properties of 21 southern hard X-ray sources. *A&A*, 459 :21–30, November 2006a. doi : 10.1051/0004-6361:20066055.
- N. Masetti, M. L. Pretorius, E. Palazzi, L. Bassani, A. Bazzano, A. J. Bird, P. A. Charles, A. J. Dean, A. Malizia, P. Nkundabakura, J. B. Stephen, and P. Ubertini. Unveiling the nature of INTEGRAL objects through optical spectroscopy. III. Observations of seven southern sources. *A&A*, 449 :1139–1149, April 2006b. doi : 10.1051/0004-6361:20054332.
- N. Masetti, E. Mason, L. Morelli, S. A. Cellone, V. A. McBride, E. Palazzi, L. Bassani, A. Bazzano, A. J. Bird, P. A. Charles, A. J. Dean, G. Galaz, N. Gehrels, R. Landi, A. Malizia, D. Minniti, F. Panessa, G. E. Romero, J. B. Stephen, P. Ubertini, and R. Walter. Unveiling the nature of INTEGRAL objects through optical spectroscopy. VI. A multi-observatory identification campaign. *A&A*, 482 :113–132, April 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20079332.
- N. Masetti, P. Parisi, E. Palazzi, E. Jiménez-Bailón, L. Morelli, V. Chavushyan, E. Mason, V. A. McBride, L. Bassani, A. Bazzano, A. J. Bird, A. J. Dean, G. Galaz, N. Gehrels, R. Landi, A. Malizia, D. Minniti, F. Schiavone, J. B. Stephen, and P. Ubertini. Unveiling the nature of INTEGRAL objects through optical spectroscopy. VII. Identification of 20 Galactic and extragalactic hard X-ray sources. *A&A*, 495 :121–135, February 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200811322.
- A. B. Mason, J. S. Clark, A. J. Norton, P. A. Crowther, T. M. Tauris, N. Langer, I. Negueruela, and P. Roche. The evolution and masses of the neutron star and donor star in the high mass X-ray binary OAO 1657-415. *MNRAS*, 422 :199–206, May 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20596.x.
- B. D. Mason, W. I. Hartkopf, D. R. Gies, T. J. Henry, and J. W. Helsel. The High Angular Resolution Multiplicity of Massive Stars. *AJ*, 137 :3358–3377, February 2009. doi : 10.1088/0004-6256/137/2/3358.
- J. S. Mathis. Interstellar dust and extinction. *ARA&A*, 28 :37–70, 1990. doi : 10.1146/annurev.aa.28.090190.000345.
- G. Matt and M. Guainazzi. The properties of the absorbing and line-emitting material in IGR J16318 - 4848. *MNRAS*, 341 :L13–L17, May 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06658.x.
- N. M. McClure-Griffiths, J. M. Dickey, B. M. Gaensler, A. J. Green, M. Haverkorn, and S. Strasser. The Southern Galactic Plane Survey : H I Observations and Analysis. *ApJS*, 158 :178–187, June 2005. doi : 10.1086/430114.
- R. McCray. Stellar winds and the interstellar medium. *Highlights of Astronomy*, 6 :565–579, 1983.
- P. J. McGregor, A. R. Hyland, and D. J. Hillier. Atomic and molecular line emission from early-type high-luminosity stars. *ApJ*, 324 :1071–1098, January 1988. doi : 10.1086/165964.
- C. F. McKee, D. van Buren, and B. Lazareff. Photoionized stellar wind bubbles in a cloudy medium. *ApJL*, 278 :L115–L118, March 1984. doi : 10.1086/184237.
- M. V. McSwain and D. R. Gies. The Evolutionary Status of Be Stars : Results from a Photometric Study of Southern Open Clusters. *ApJS*, 161 :118–146, November 2005. doi : 10.1086/432757.
- S. T. Megeath, L. E. Allen, R. A. Gutermuth, J. L. Pipher, P. C. Myers, N. Calvet, L. Hartmann, J. Muzerolle, and G. G. Fazio. Initial Results from the Spitzer Young Stellar Cluster Survey. *ApJS*, 154 :367–373, September 2004. doi : 10.1086/422823.
- M. Meixner, F. Galliano, S. Hony, J. Roman-Duval, T. Robitaille, P. Panuzzo, M. Sauvage, K. Gordon, C. Engelbracht, K. Misselt, K. Okumura, T. Beck, J.-P. Bernard, A. Bolatto, C. Bot, M. Boyer, S. Braeker, L. R. Carlson, G. C. Clayton, C.-H. R. Chen, E. Churchwell, Y. Fukui, M. Galametz, J. L. Hora,

- A. Hughes, R. Indebetouw, F. P. Israel, A. Kawamura, F. Kemper, S. Kim, E. Kwon, B. Lawton, A. Li, K. S. Long, M. Marengo, S. C. Madden, M. Matsuura, J. M. Oliveira, T. Onishi, M. Otsuka, D. Paradis, A. Poglitsch, D. Riebel, W. T. Reach, M. Rubio, B. Sargent, M. Sewiło, J. D. Simon, R. Skibba, L. J. Smith, S. Srinivasan, A. G. G. M. Tielens, J. T. van Loon, B. Whitney, and P. M. Woods. HERschel Inventory of The Agents of Galaxy Evolution (HERITAGE) : The Large Magellanic Cloud dust. *A&A*, 518 :L71, July 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014662.
- A. Men'shchikov, P. André, P. Didelon, F. Motte, M. Hennemann, and N. Schneider. A multi-scale, multi-wavelength source extraction method : getsources. *A&A*, 542 :A81, June 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201218797.
- P. G. Mezger and A. P. Henderson. Galactic H II Regions. I. Observations of Their Continuum Radiation at the Frequency 5 GHz. *ApJ*, 147 :471, February 1967. doi : 10.1086/149030.
- F. Millour, A. Meilland, O. Chesneau, P. Stee, S. Kanaan, R. Petrov, D. Mourard, and S. Kraus. Imaging the spinning gas and dust in the disc around the supergiant A[e] star HD 62623. *A&A*, 526 :A107, February 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201016193.
- S. Mineo, M. Gilfanov, and R. Sunyaev. The collective X-ray luminosity of HMXB as a SFR indicator. *Astronomische Nachrichten*, 332 :349, May 2011. doi : 10.1002/asna.201011497.
- I. F. Mirabel. Microquasars and ULXs : Fossils of GRB Sources. In G. Tovmassian and E. Sion, editors, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 20 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pages 14–17, July 2004.
- I. F. Mirabel, L. F. Rodriguez, B. Cordier, J. Paul, and F. Lebrun. A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7 - 2942. *Nature*, 358 :215–217, July 1992. doi : 10.1038/358215a0.
- I. F. Mirabel, I. Rodrigues, and Q. Z. Liu. A microquasar shot out from its birth place. *A&A*, 422 :L29–L32, July 2004. doi : 10.1051/0004-6361:200400016.
- I. F. Mirabel, M. Dijkstra, P. Laurent, A. Loeb, and J. R. Pritchard. Stellar black holes at the dawn of the universe. *A&A*, 528 :A149, April 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201016357.
- N. Moeckel and J. Bally. Capture-formed Binaries via Encounters with Massive Protostars. *ApJ*, 656 :275–286, February 2007. doi : 10.1086/510343.
- D. G. Monet, S. E. Levine, B. Canzian, H. D. Ables, A. R. Bird, C. C. Dahn, H. H. Guetter, H. C. Harris, A. A. Henden, S. K. Leggett, H. F. Levison, C. B. Luginbuhl, J. Martini, A. K. B. Monet, J. A. Munn, J. R. Pier, A. R. Rhodes, B. Riepe, S. Sell, R. C. Stone, F. J. Vrba, R. L. Walker, G. Westerhout, R. J. Brucato, I. N. Reid, W. Schoening, M. Hartley, M. A. Read, and S. B. Tritton. The USNO-B Catalog. *AJ*, 125 :984–993, February 2003. doi : 10.1086/345888.
- A. Moneti, S. Stolovy, J. A. D. L. Blommaert, D. F. Figer, and F. Najarro. Mid-infrared imaging and spectroscopy of the enigmatic cocoon stars in the Quintuplet Cluster. *A&A*, 366 :106–120, January 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20000192.
- D.-S. Moon, D. L. Kaplan, W. T. Reach, F. A. Harrison, J.-E. Lee, and P. G. Martin. The Rich Mid-Infrared Environments of Two Highly Obscured X-Ray Binaries : Spitzer Observations of IGR J16318-4848 and GX 301-2. *ApJL*, 671 :L53–L56, December 2007. doi : 10.1086/524730.
- A. Moorwood, J.-G. Cuby, P. Biereichel, J. Brynnel, B. Delabre, N. Devillard, A. van Dijsseldonk, G. Finger, H. Gemperlein, R. Gilmozzi, T. Herlin, G. Huster, J. Knudstrup, C. Lidman, J.-L. Lizon, H. Mehrگان, M. Meyer, G. Nicolini, M. Petr, J. Spyromilio, and J. Stegmeier. ISAAC sees first light at the VLT. *The Messenger*, 94 :7–9, December 1998a.

- A. Moorwood, J.-G. Cuby, and C. Lidman. SOFI sees first light at the NTT. *The Messenger*, 91 :9–13, March 1998b.
- T. Morel and Y. Grosdidier. Near-infrared identification of the counterpart to X1908+075 : a new OB-supergiant X-ray binary. *MNRAS*, 356 :665–670, January 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08488.x.
- D. C. Morris, R. K. Smith, C. B. Markwardt, R. F. Mushotzky, J. Tueller, T. R. Kallman, and K. S. Dhuga. Suzaku Observations of Four Heavily Absorbed HMXBs. *ApJ*, 699 :892–901, July 2009. doi : 10.1088/0004-637X/699/1/892.
- P. W. Morris, P. R. J. Eenens, M. M. Hanson, P. S. Conti, and R. D. Blum. Infrared Spectra of Massive Stars in Transition : WNL, Of, Of/WN, Be, B[e], and Luminous Blue Variable Stars. *ApJ*, 470 :597, October 1996. doi : 10.1086/177892.
- D. C. Morton and T. F. Adams. Effective Temperatures and Bolometric Corrections of Early-Type Stars. *ApJ*, 151 :611–+, February 1968. doi : 10.1086/149461.
- C. Motch, F. Haberl, K. Dennerl, M. Pakull, and E. Janot-Pacheco. New massive X-ray binary candidates from the ROSAT Galactic Plane Survey. I. Results from a cross-correlation with OB star catalogues. *A&A*, 323 :853–875, July 1997.
- C. Motch, J. Wilms, D. Barret, W. Becker, S. Bogdanov, L. Boirin, S. Corbel, E. Cackett, S. Campana, D. de Martino, F. Haberl, J. in't Zand, M. Méndez, R. Mignani, J. Miller, M. Orío, D. Psaltis, N. Rea, J. Rodriguez, A. Rozanska, A. Schwöpe, A. Steiner, N. Webb, L. Zampieri, and S. Zane. The Hot and Energetic Universe : End points of stellar evolution. *ArXiv e-prints*, June 2013.
- F. Nagase. Accretion-powered X-ray pulsars. *PASJ*, 41 :1–79, 1989.
- K. Nandra, D. Barret, X. Barcons, A. Fabian, J.-W. den Herder, L. Piro, M. Watson, C. Adami, J. Aird, J. M. Afonso, and et al. The Hot and Energetic Universe : A White Paper presenting the science theme motivating the Athena+ mission. *ArXiv e-prints*, June 2013.
- I. Negueruela. On the nature of Be/X-ray binaries. *A&A*, 338 :505–510, October 1998.
- I. Negueruela and A. T. Okazaki. The Be/X-ray transient 4U 0115+63/V635 Cassiopeiae. I. A consistent model. *A&A*, 369 :108–116, April 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010146.
- I. Negueruela and P. Reig. On the nature of the hard X-ray source 4U 2206+54. *A&A*, 371 :1056–1064, June 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010476.
- I. Negueruela and P. Reig. Bd +60 73 = Igr J00370+6122. *The Astronomer's Telegram*, 285 :1, May 2004.
- I. Negueruela and M. P. E. Schurch. A search for counterparts to massive X-ray binaries using photometric catalogues. *A&A*, 461 :631–639, January 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066054.
- I. Negueruela, P. Roche, D. A. H. Buckley, D. Chakrabarty, M. J. Coe, J. Fabregat, and P. Reig. Optical and infrared observations of the suspected Be/X-ray transient 4U 0728-25. *A&A*, 315 :160–165, November 1996.
- I. Negueruela, P. Roche, J. Fabregat, and M. J. Coe. The Be/X-ray transient V0332+53 : evidence for a tilt between the orbit and the equatorial plane? *MNRAS*, 307 :695–702, August 1999. doi : 10.1046/j.1365-8711.1999.02682.x.
- I. Negueruela, A. T. Okazaki, J. Fabregat, M. J. Coe, U. Munari, and T. Tomov. The Be/X-ray transient 4U 0115+63/V635 Cassiopeiae. II. Outburst mechanisms. *A&A*, 369 :117–131, April 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010077.

- I. Negueruela, G. L. Israel, A. Marco, A. J. Norton, and R. Speziali. The Be/X-ray transient <ASTROBJ>KS 1947+300</ASTROBJ>. *A&A*, 397 :739–745, January 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021529.
- I. Negueruela, D. M. Smith, and S. Chaty. HD 306414 and IGR J11215-5952. *The Astronomer's Telegram*, 470 :1, April 2005.
- I. Negueruela, D. M. Smith, P. Reig, S. Chaty, and J. M. Torrejón. Supergiant Fast X-ray Transients : A New Class of High Mass X-ray Binaries Unveiled by INTEGRAL. In A. Wilson, editor, *The X-ray Universe 2005*, volume 604 of *ESA Special Publication*, page 165, January 2006.
- I. Negueruela, J. Casares, F. Verrecchia, P. Blay, G. L. Israel, and S. Covino. XTE J1855-026 is a supergiant X-ray binary. *The Astronomer's Telegram*, 1876 :1, December 2008a.
- I. Negueruela, J. M. Torrejón, P. Reig, M. Ribó, and D. M. Smith. Supergiant Fast X-ray Transients and Other Wind Accretors. In R. M. Bandyopadhyay, S. Wachter, D. Gelino, and C. R. Gelino, editors, *A Population Explosion : The Nature & Evolution of X-ray Binaries in Diverse Environments*, volume 1010 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 252–256, May 2008b. doi : 10.1063/1.2945052.
- I. Negueruela, M. Ribó, A. Herrero, J. Lorenzo, D. Khangulyan, and F. A. Aharonian. Astrophysical Parameters of LS 2883 and Implications for the PSR B1259-63 Gamma-ray Binary. *ApJL*, 732 :L11, May 2011. doi : 10.1088/2041-8205/732/1/L11.
- G. Nelemans, T. M. Tauris, and E. P. J. van den Heuvel. Constraints on mass ejection in black hole formation derived from black hole X-ray binaries. *A&A*, 352 :L87–L90, December 1999.
- E. Nespoli, J. Fabregat, and R. Mennickent. K-band Spectroscopy of AX J1841.0-0536 and IGR J19140+0951. *The Astronomer's Telegram*, 983 :1, January 2007.
- E. Nespoli, J. Fabregat, and R. E. Mennickent. Unveiling the nature of six HMXBs through IR spectroscopy. *A&A*, 486 :911–917, August 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809645.
- K. Ogura. Star formation associated with H II regions. *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 34 :111, March 2006.
- A. T. Okazaki and I. Negueruela. A natural explanation for periodic X-ray outbursts in Be/X-ray binaries. *A&A*, 377 :161–174, October 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20011083.
- A. T. Okazaki, K. Hayasaki, and Y. Moritani. Origin of Two Types of X-Ray Outbursts in Be/X-Ray Binaries. I. Accretion Scenarios. *PASJ*, 65 :41, April 2013.
- N. Panagia. Some Physical parameters of early-type stars. *AJ*, 78 :929–934, November 1973. doi : 10.1086/111498.
- N. Panagia and M. Felli. The spectrum of the free-free radiation from extended envelopes. *A&A*, 39 : 1–5, February 1975.
- G. E. Parkes, P. G. Murdin, and K. O. Mason. The shell spectrum of the optical counterpart of GX 304-1 /4U 1258-61/. *MNRAS*, 190 :537–542, February 1980.
- C. H. Payne. *Stellar Atmospheres; a Contribution to the Observational Study of High Temperature in the Reversing Layers of Stars*. PhD thesis, RADCLIFFE COLLEGE., 1925.
- E. Peeters, A. G. G. M. Tielens, L. J. Allamandola, C. W. Bauschlicher, A. C. A. Boogert, T. L. Hayward, D. M. Hudgins, and S. A. Sandford. The detection of new dust-related IR emission features. In *Astrophysics of Dust*, 2003.

- S. E. Persson, D. C. Murphy, W. Krzeminski, M. Roth, and M. J. Rieke. A New System of Faint Near-Infrared Standard Stars. *AJ*, 116 :2475–2488, November 1998. doi : 10.1086/300607.
- M. Pestalozzi, U. Torkelsson, G. Hobbs, and Á. R. López-Sánchez. Radio emission from the high-mass X-ray binary BP Crucis. First detection. *A&A*, 506 :L21–L24, November 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200913151.
- S. Pineault. G74.5+0.9 : A New Bipolar Source in Cygnus. *AJ*, 115 :2483–2490, June 1998. doi : 10.1086/300366.
- D. Pinheiro Gonçalves, A. Noriega-Crespo, R. Paladini, P. G. Martin, and S. J. Carey. The MIPS GAL View of Supernova Remnants in the Galactic Plane. *AJ*, 142 :47, August 2011. doi : 10.1088/0004-6256/142/2/47.
- H. Plets, C. Waelkens, and N. R. Trams. The peculiar binary supergiant 3 Puppis. *A&A*, 293 :363–370, January 1995.
- A. Poglitsch, C. Waelkens, O. H. Bauer, J. Cepa, H. Feuchtgruber, T. Henning, C. van Hoof, F. Kerschbaum, O. Krause, E. Renotte, L. Rodriguez, P. Saraceno, and B. Vandenbussche. The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) for the Herschel Space Observatory. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7010 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, August 2008. doi : 10.1117/12.790016.
- S. F. Portegies Zwart and F. Verbunt. Population synthesis of high-mass binaries. *A&A*, 309 :179–196, May 1996.
- J. M. Porter. On the optical-infra-red continuum emission from equatorial discs of supergiant B[e] stars. *A&A*, 398 :631–638, February 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021698.
- J. M. Porter and T. Rivinius. Classical Be Stars. *PASP*, 115 :1153–1170, October 2003. doi : 10.1086/378307.
- M. S. Povich, J. M. Stone, E. Churchwell, E. G. Zweibel, M. G. Wolfire, B. L. Babler, R. Indebetouw, M. R. Meade, and B. A. Whitney. A Multiwavelength Study of M17 : The Spectral Energy Distribution and PAH Emission Morphology of a Massive Star Formation Region. *ApJ*, 660 :346–362, May 2007. doi : 10.1086/513073.
- S. H. Pravdo, C. S. R. Day, L. Angelini, B. A. Harmon, A. Yoshida, and P. Saraswat. ASCA and GRO Observations of GX 301-2. *ApJ*, 454 :872, December 1995. doi : 10.1086/176540.
- T. Preibisch, V. Roccatagliata, B. Gaczkowski, and T. Ratzka. Herschel far-infrared observations of the Carina Nebula complex. I. Introduction and global cloud structure. *A&A*, 541 :A132, May 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201218851.
- R. K. Prinja and D. L. Massa. Signature of wide-spread clumping in B supergiant winds. *A&A*, 521 :L55, October 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201015252.
- F. Rahoui, S. Chaty, P.-O. Lagage, and E. Pantin. Multi-wavelength observations of Galactic hard X-ray sources discovered by INTEGRAL. II. The environment of the companion star. *A&A*, 484 :801–813, June 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20078774.
- F. Rahoui, S. Chaty, and P.-O. Lagage. Mid-infrared VISIR and Spitzer observations of the surroundings of the magnetar SGR 1806-20. *A&A*, 493 :119–125, January 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200810159.
- M. J. Reid, J. E. McClintock, R. Narayan, L. Gou, R. A. Remillard, and J. A. Orosz. The Trigonometric Parallax of Cygnus X-1. *ApJ*, 742 :83, December 2011. doi : 10.1088/0004-637X/742/2/83.
- P. Reig, D. Chakrabarty, M. J. Coe, J. Fabregat, I. Negueruela, T. A. Prince, P. Roche, and I. A. Steele. Astrophysical parameters of the massive X-ray binary 2S 0114+650. *A&A*, 311 :879–888, July 1996.

- P. Reig, J. Fabregat, and M. J. Coe. A new correlation for Be/X-ray binaries : the orbital period- $H\alpha$ equivalent width diagram. *A&A*, 322 :193–196, June 1997.
- P. Reig, I. Negueruela, D. A. H. Buckley, M. J. Coe, J. Fabregat, and N. J. Haigh. The Be/X-ray binary LS 992/RX J0812.4-3114 : Physical parameters and long-term variability. *A&A*, 367 :266–272, February 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20000238.
- P. Reig, I. Negueruela, J. Fabregat, R. Chato, P. Blay, and F. Mavromatakis. Discovery of the optical counterpart to the X-ray pulsar SAX J2103.5+4545. *A&A*, 421 :673–680, July 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20035786.
- P. Reig, I. Negueruela, J. Fabregat, R. Chato, and M. J. Coe. Long-term optical/IR variability of the Be/X-ray binary LS V +44 17/RX J0440.9+4431. *A&A*, 440 :1079–1086, September 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20053124.
- P. Reig, A. Zezas, and L. Gkouvelis. The optical counterpart to IGR J06074+2205 : a Be/X-ray binary showing disc loss and V/R variability. *A&A*, 522 :A107, November 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201014788.
- S. Repetto, M. B. Davies, and S. Sigurdsson. Investigating stellar-mass black hole kicks. *MNRAS*, 425 : 2799–2809, October 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21549.x.
- M. G. Revnivtsev, S. Y. Sazonov, M. R. Gilfanov, and R. A. Sunyaev. IGR J16318-4848 : An X-ray Source in a Dense Envelope? *Astronomy Letters*, 29 :587–593, September 2003. doi : 10.1134/1.1607496.
- A. P. Reynolds, S. A. Bell, and R. W. Hilditch. Optical spectroscopy of the massive X-ray binary QV Nor (4U 1538 - 52). *MNRAS*, 256 :631–640, June 1992.
- M. Ribó, J. M. Paredes, G. E. Romero, P. Benaglia, J. Martí, O. Fors, and J. García-Sánchez. <ASTROBJ>LS 5039</ASTROBJ> : A runaway microquasar ejected from the galactic plane. *A&A*, 384 : 954–964, March 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020093.
- W. W. Roberts. Large-Scale Shock Formation in Spiral Galaxies and its Implications on Star Formation. *ApJ*, 158 :123, October 1969. doi : 10.1086/150177.
- T. P. Robitaille, B. A. Whitney, R. Indebetouw, and K. Wood. Interpreting Spectral Energy Distributions from Young Stellar Objects. II. Fitting Observed SEDs Using a Large Grid of Precomputed Models. *ApJS*, 169 :328–352, April 2007. doi : 10.1086/512039.
- J. Rodriguez, J. A. Tomsick, L. Foschini, R. Walter, A. Goldwurm, S. Corbel, and P. Kaaret. An XMM-Newton observation of IGR J16320-4751 = AX J1631.9-4752. *A&A*, 407 :L41–L45, August 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031093.
- J. Rodriguez, A. Bodaghee, P. Kaaret, J. A. Tomsick, E. Kuulkers, G. Malaguti, P.-O. Petrucci, C. Cabanac, M. Chernyakova, S. Corbel, S. Deluit, G. Di Cocco, K. Ebisawa, A. Goldwurm, G. Henri, F. Lebrun, A. Paizis, R. Walter, and L. Foschini. INTEGRAL and XMM-Newton observations of the X-ray pulsar IGR J16320-4751/AX J1631.9-4752. *MNRAS*, 366 :274–282, February 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09855.x.
- J. Rodriguez, J. A. Tomsick, and A. Bodaghee. Swift follow-up observations of 13 INTEGRAL sources. *A&A*, 517 :A14, July 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200913967.
- L. F. Rodriguez, I. F. Mirabel, and J. Martí. The radio counterpart of the hard X-ray source GRS 1758-258. *ApJL*, 401 :L15–L18, December 1992. doi : 10.1086/186659.
- P. Romano, S. D. Barthelmy, V. D’Elia, P. Esposito, P. A. Evans, J. A. Kennea, H. A. Krimm, N. Gehrels, A. Y. Lien, A. Maselli, D. M. Palmer, and E. Sonbas. Swift detects a flare from IGR J16418-4532. *The Astronomer’s Telegram*, 4939 :1, April 2013.

- D. Russeil. Star-forming complexes and the spiral structure of our Galaxy. *A&A*, 397 :133–146, January 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021504.
- K. Sadakane, R. Hirata, J. Jugaku, Y. Kondo, M. Matsuoka, Y. Tanaka, and G. Hammerschlag-Hensberge. Ultraviolet spectroscopic observations of HD 77581(Vela X-1 = 4U 0900-40). *ApJ*, 288 :284–291, January 1985. doi : 10.1086/162791.
- H. Sana, S. E. de Mink, A. de Koter, N. Langer, C. J. Evans, M. Gieles, E. Gosset, R. G. Izzard, J.-B. Le Bouquin, and F. R. N. Schneider. Binary Interaction Dominates the Evolution of Massive Stars. *Science*, 337 :444–, July 2012. doi : 10.1126/science.1223344.
- A. Sandage, P. Osmer, R. Giacconi, P. Gorenstein, H. Gursky, J. Waters, H. Bradt, G. Garmire, B. V. Sreekantan, M. Oda, K. Osawa, and J. Jugaku. On the optical identification of SCO X-1. *ApJ*, 146 : 316, October 1966. doi : 10.1086/148892.
- B. D. Savage, D. Massa, M. Meade, and P. R. Wesselius. A catalog of ultraviolet interstellar extinction excesses for 1415 stars. *ApJS*, 59 :397–432, November 1985. doi : 10.1086/191078.
- G. Schaller, D. Schaerer, G. Meynet, and A. Maeder. New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at $Z = 0.020$ and $Z = 0.001$. *A&AS*, 96 :269–331, December 1992.
- E. Schreier, R. Levinson, H. Gursky, E. Kellogg, H. Tananbaum, and R. Giacconi. Evidence for the Binary Nature of Centaurus X-3 from UHURU X-Ray Observations. *ApJL*, 172 :L79, March 1972. doi : 10.1086/180896.
- S. Sciortino, G. Rauw, M. Audard, C. Argiroffi, Y.-H. Chu, M. De Becker, J. Drake, E. Feigelson, E. Gosset, N. Grosso, M. Güdel, M. Guerrero, A. Hervé, J. Kastner, R. Montez, Y. Nazé, L. Oskinova, B. Stelzer, and A. ud-Doula. The Hot and Energetic Universe : Star formation and evolution. *ArXiv e-prints*, June 2013.
- N. Scoville, S. G. Kleinmann, D. N. B. Hall, and S. T. Ridgway. The circumstellar and nebular environment of the Becklin-Neugebauer object - 2-5 micron wavelength spectroscopy. *ApJ*, 275 :201–224, December 1983. doi : 10.1086/161526.
- S. C. Searle, R. K. Prinja, D. Massa, and R. Ryans. Quantitative studies of the optical and UV spectra of Galactic early B supergiants. I. Fundamental parameters. *A&A*, 481 :777–797, April 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20077125.
- V. Sguera, A. Bazzano, A. J. Bird, A. J. Dean, P. Ubertini, E. J. Barlow, L. Bassani, D. J. Clark, A. B. Hill, A. Malizia, M. Molina, and J. B. Stephen. Unveiling Supergiant Fast X-Ray Transient Sources with INTEGRAL. *ApJ*, 646 :452–463, July 2006. doi : 10.1086/504827.
- V. Sguera, S. P. Drave, A. J. Bird, A. Bazzano, R. Landi, and P. Ubertini. IGR J17354-3255 as a candidate intermediate supergiant fast X-ray transient possibly associated with the transient MeV AGL J1734-3310. *MNRAS*, 417 :573–579, October 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19298.x.
- N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24 : 337–355, 1973.
- I. S. Shklovskii. Possible Causes of the Secular Increase in Pulsar Periods. *Soviet Astronomy*, 13 :562, February 1970.
- I. S. Shklovsky. On the Nature of the Source of X-Ray Emission of SCO XR-1. *ApJL*, 148 :L1, April 1967. doi : 10.1086/180001.
- P. E. Shtykovskiy and M. R. Gilfanov. High-mass X-ray binaries and the spiral structure of the host galaxy. *Astronomy Letters*, 33 :299–308, May 2007. doi : 10.1134/S1063773707050039.

- F. H. Shu, V. Milione, W. Gebel, C. Yuan, D. W. Goldsmith, and W. W. Roberts. Galactic Shocks in an Interstellar Medium with Two Stable Phases. *ApJ*, 173 :557, May 1972. doi : 10.1086/151444.
- L. Sidoli, A. Paizis, and S. Mereghetti. IGR J11215-5952 : a hard X-ray transient displaying recurrent outbursts. *A&A*, 450 :L9–L12, April 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20064940.
- L. Sidoli, P. Romano, P. Esposito, V. L. Parola, J. A. Kennea, H. A. Krimm, M. M. Chester, A. Bazzano, D. N. Burrows, and N. Gehrels. The first broad-band X-ray study of the Supergiant Fast X-ray Transient SAX J1818.6-1703 in outburst. *MNRAS*, 400 :258–262, November 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15445.x.
- L. Sidoli, S. Mereghetti, V. Sguera, and F. Pizzolato. The XMM-Newton view of supergiant fast X-ray transients : the case of IGR J16418-4532. *MNRAS*, 420 :554–561, February 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20063.x.
- M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, S. Schneider, J. M. Carpenter, C. Beichman, R. Capps, T. Chester, J. Elias, J. Huchra, J. Liebert, C. Lonsdale, D. G. Monet, S. Price, P. Seitzer, T. Jarrett, J. D. Kirkpatrick, J. E. Gizis, E. Howard, T. Evans, J. Fowler, L. Fullmer, R. Hurt, R. Light, E. L. Kopan, K. A. Marsh, H. L. McCallon, R. Tam, S. Van Dyk, and S. Wheelock. The Two Micron All Sky Survey (2MASS). *AJ*, 131 :1163–1183, February 2006. doi : 10.1086/498708.
- D. M. Smith. Circumstantial evidence for a blue supergiant companion of IGR J16465-4507. *The Astronomer's Telegram*, 338 :1, October 2004.
- M. D. Smith. Predictions for JHK photometry of molecular shocks. *A&A*, 296 :789, April 1995.
- M. D. Smith and A. Rosen. Synthetic Spitzer Infrared Array Camera band maps from simulations of protostellar jets. *MNRAS*, 357 :1370–1376, March 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.08785.x.
- R. E. Spencer. A radio jet in SS433. *Nature*, 282 :483, November 1979. doi : 10.1038/282483a0.
- P. Stee, F. X. de Araujo, F. Vakili, D. Mourard, L. Arnold, D. Bonneau, F. Morand, and I. Tallon-Bosc. γ Cassiopeiae revisited by spectrally resolved interferometry. *A&A*, 300 :219, August 1995.
- I. A. Steele and J. S. Clark. A representative sample of Be stars III : H band spectroscopy. *A&A*, 371 : 643–651, May 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010381.
- I. A. Steele, I. Negueruela, M. J. Coe, and P. Roche. The distances to the X-ray binaries LSI +61 deg 303 and A0535+262. *MNRAS*, 297 :L5, June 1998. doi : 10.1046/j.1365-8711.1998.01593.x.
- D. Stern, P. Eisenhardt, V. Gorjian, C. S. Kochanek, N. Caldwell, D. Eisenstein, M. Brodwin, M. J. I. Brown, R. Cool, A. Dey, P. Green, B. T. Jannuzi, S. S. Murray, M. A. Pahre, and S. P. Willner. Mid-Infrared Selection of Active Galaxies. *ApJ*, 631 :163–168, September 2005. doi : 10.1086/432523.
- J. B. Stevens, P. Reig, M. J. Coe, D. A. H. Buckley, J. Fabregat, and I. A. Steele. Multiwavelength observations of the Be/X-ray binary 4U1145-619. *MNRAS*, 288 :988–994, July 1997.
- J. H. Swank and C. B. Markwardt. IGR J11435-6109 : Faded, but Variable - Possibly \sim 166 s Pulsations. *The Astronomer's Telegram*, 359 :1, December 2004.
- C. B. Tarter and E. E. Salpeter. The Interaction of X-Ray Sources with Optically Thick Environments. *ApJ*, 156 :953, June 1969. doi : 10.1086/150027.
- T. M. Tauris and E. P. J. van den Heuvel. *Formation and evolution of compact stellar X-ray sources*, pages 623–665. April 2006.
- A. R. Taylor, S. M. Dougherty, L. B. F. M. Waters, and K. S. Bjorkman. A radio survey of IRAS-selected Be stars. *A&A*, 231 :453–458, May 1990.

- J. A. Tomsick, R. Lingenfelter, R. Walter, J. Rodriguez, A. Goldwurm, S. Corbel, and P. Kaaret. Igr J16320-4751. *IAU circular*, 8076 :1, February 2003.
- J. A. Tomsick, R. Lingenfelter, S. Corbel, A. Goldwurm, and P. Kaaret. Two New INTEGRAL Sources : IGR J15479-4529 and IGR J16418-4532. *The Astronomer's Telegram*, 224 :1, January 2004.
- J. A. Tomsick, S. Chaty, J. Rodriguez, L. Foschini, R. Walter, and P. Kaaret. Identifications of Four INTEGRAL Sources in the Galactic Plane via Chandra Localizations. *ApJ*, 647 :1309–1322, August 2006. doi : 10.1086/505595.
- J. A. Tomsick, S. Chaty, J. Rodriguez, R. Walter, and P. Kaaret. Chandra Position and Optical/IR Identification for IGR J11435-6109. *The Astronomer's Telegram*, 1231 :1, October 2007.
- J. A. Tomsick, S. Chaty, J. Rodriguez, R. Walter, and P. Kaaret. Chandra Localizations and Spectra of INTEGRAL Sources in the Galactic Plane. *ApJ*, 685 :1143–1156, October 2008. doi : 10.1086/591040.
- J. A. Tomsick, S. Chaty, J. Rodriguez, R. Walter, and P. Kaaret. Chandra Localizations and Spectra of Integral Sources in the Galactic Plane : The Cycle 9 Sample. *ApJ*, 701 :811–823, August 2009. doi : 10.1088/0004-637X/701/1/811.
- J. M. Torrejon and I. Negueruela. Optical counterpart to IGR J11435-6109. *The Astronomer's Telegram*, 370 :1, December 2004.
- A. Tutukov and L. Yungelson. Evolution of massive close binaries. *Nauchnye Informatsii*, 27 :70, 1973.
- W. D. Vacca, C. D. Garmany, and J. M. Shull. The Lyman-Continuum Fluxes and Stellar Parameters of O and Early B-Type Stars. *ApJ*, 460 :914–+, April 1996. doi : 10.1086/177020.
- J. Van Bever and D. Vanbeveren. Hard X-rays emitted by starbursts as predicted by population synthesis models including a realistic fraction of interacting binaries. *A&A*, 358 :462–470, June 2000.
- D. van Buren. Kinetic efficiencies of stellar wind bubbles. *ApJ*, 306 :538–542, July 1986. doi : 10.1086/164363.
- D. van Buren and R. McCray. Bow shocks and bubbles are seen around hot stars by IRAS. *ApJL*, 329 :L93–L96, June 1988. doi : 10.1086/185184.
- E. P. J. van den Heuvel. The Formation and Evolution of Relativistic Binaries. In M. Colpi, P. Casella, V. Gorini, U. Moschella, and A. Possenti, editors, *Astrophysics and Space Science Library*, volume 359 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 125, 2009. doi : 10.1007/978-1-4020-9264-0_4.
- E. P. J. van den Heuvel and J. Heise. Centaurus X-3, Possible Reactivation of an Old Neutron Star by Mass Exchange in a Close Binary. *Nature Physical Science*, 239 :67–69, October 1972. doi : 10.1038/physci239067a0.
- E. P. J. van den Heuvel, S. F. Portegies Zwart, D. Bhattacharya, and L. Kaper. On the origin of the difference between the runaway velocities of the OB-supergiant X-ray binaries and the Be/X-ray binaries. *A&A*, 364 :563–572, December 2000.
- A. M. van Genderen and C. Sterken. Light variations of massive stars (α Cygni variables). XIV. The hypergiant WRA 977=BP CRU and the luminous blue variable (LBV) HDE 269582=HV 5495 in the LMC. *A&A*, 308 :763–772, April 1996.
- J. G. J. van Oijen. Are massive X-ray binaries runaway stars? *A&A*, 217 :115–126, June 1989.
- J. Vasquez, C. E. Cappa, S. Pineault, and N. U. Duronea. Ionized gas, molecules and dust in Sh2-132. *MNRAS*, 405 :1976–1986, July 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16590.x.

- S. Vercellone et al. Swift detection of an X-ray transient possibly associated with IGR J17354-3255. *The Astronomer's Telegram*, 2019 :1, 2009.
- G. M. Voit. Destruction and survival of polycyclic aromatic hydrocarbons in active galaxies. *MNRAS*, 258 :841–848, October 1992.
- N. R. Walborn. On the Existence of OB Stars with Anomalous Nitrogen and Carbon Spectra. *ApJL*, 164 :L67, March 1971. doi : 10.1086/180693.
- N. R. Walborn. The Spectrum of HDE 226868 (=CYGNUS X-1). *ApJL*, 179 :L123, February 1973. doi : 10.1086/181131.
- N. R. Walborn. The OBN and OBC stars. *ApJ*, 205 :419–425, April 1976. doi : 10.1086/154292.
- R. Walter, J. Rodriguez, L. Foschini, J. de Plaa, S. Corbel, T. J.-L. Courvoisier, P. R. den Hartog, F. Lebrun, A. N. Parmar, J. A. Tomsick, and P. Ubertini. INTEGRAL discovery of a bright highly obscured galactic X-ray binary source IGR J16318-4848. *A&A*, 411 :L427–L432, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031369.
- R. Walter, A. Bodaghee, E. J. Barlow, A. J. Bird, A. Dean, A. B. Hill, S. Shaw, A. Bazzano, P. Ubertini, L. Bassani, A. Malizia, J. B. Stephen, G. Belanger, F. Lebrun, and R. Terrier. 14 New Unidentified INTEGRAL Sources. *The Astronomer's Telegram*, 229 :1, February 2004.
- R. Walter, J. Zurita Heras, L. Bassani, A. Bazzano, A. Bodaghee, A. Dean, P. Dubath, A. N. Parmar, M. Renaud, and P. Ubertini. XMM-Newton and INTEGRAL observations of new absorbed supergiant high-mass X-ray binaries. *A&A*, 453 :133–143, July 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053719.
- C. Watson, M. S. Povich, E. B. Churchwell, B. L. Babler, G. Chunev, M. Hoare, R. Indebetouw, M. R. Meade, T. P. Robitaille, and B. A. Whitney. Infrared Dust Bubbles : Probing the Detailed Structure and Young Massive Stellar Populations of Galactic H II Regions. *ApJ*, 681 :1341–1355, July 2008. doi : 10.1086/588005.
- M. G. Watson, R. S. Warwick, and R. H. D. Corbet. The orbital period of 2S 1223-624 /GX301-2/. *MNRAS*, 199 :915–924, June 1982.
- R. Weaver, R. McCray, J. Castor, P. Shapiro, and R. Moore. Interstellar bubbles. II - Structure and evolution. *ApJ*, 218 :377–395, December 1977. doi : 10.1086/155692.
- S. Wellstein and N. Langer. Implications of massive close binaries for black hole formation and supernovae. *A&A*, 350 :148–162, October 1999.
- L. Wen, A. M. Levine, R. H. D. Corbet, and H. V. Bradt. A Systematic Search for Periodicities in RXTE ASM Data. *ApJS*, 163 :372–392, April 2006. doi : 10.1086/500648.
- H. E. Wheelwright, J. E. Bjorkman, R. D. Oudmaijer, A. C. Carciofi, K. S. Bjorkman, and J. M. Porter. Probing the properties of Be star discs with spectroastrometry and NLTE radiative transfer modelling : β CMi. *MNRAS*, 423 :L11–L15, June 2012a. doi : 10.1111/j.1745-3933.2012.01241.x.
- H. E. Wheelwright, W. J. de Wit, R. D. Oudmaijer, and J. S. Vink. VLTI/AMBER observations of the binary B[e] supergiant HD 327083. *A&A*, 538 :A6, February 2012b. doi : 10.1051/0004-6361/201117766.
- N. E. White and J. H. Swank. The 41.5 day binary X-ray pulsar 4U 1223 - 62 (GX 301 - 2). *ApJ*, 287 :856–867, December 1984. doi : 10.1086/162744.
- N. E. White, K. O. Mason, H. E. Huckle, P. A. Charles, and P. W. Sanford. Periodic modulation of three galactic X-ray sources. *ApJL*, 209 :L119–L124, November 1976. doi : 10.1086/182281.
- A. P. Whitworth, A. S. Bhattal, S. J. Chapman, M. J. Disney, and J. A. Turner. The Preferential Formation of High-Mass Stars in Shocked Interstellar Gas Layers. *MNRAS*, 268 :291, May 1994.

- B. F. Williams, B. A. Binder, J. J. Dalcanton, M. Eracleous, and A. Dolphin. The Ages of High Mass X-ray Binaries in NGC 2403 and NGC 300. *ArXiv e-prints*, May 2013.
- C. A. Wilson, M. H. Finger, M. J. Coe, S. Laycock, and J. Fabregat. A Decade in the Life of EXO 2030+375 : A Multiwavelength Study of an Accreting X-Ray Pulsar. *ApJ*, 570 :287–302, May 2002. doi : 10.1086/339739.
- C. A. Wilson, M. H. Finger, M. J. Coe, and I. Negueruela. XTE J1946+274 = GRO J1944+26 : An Enigmatic Be/X-Ray Binary. *ApJ*, 584 :996–1007, February 2003. doi : 10.1086/345791.
- S. C. Wolff and N. D. Morrison. Spectroscopic observations of HD 153919 (2U 1700-37). *ApJ*, 187 :69–72, January 1974. doi : 10.1086/152590.
- N. J. Woolf, W. A. Stein, and P. A. Strittmatter. Infrared emission from Be stars. *A&A*, 9 :252, December 1970.
- A. E. Wright and M. J. Barlow. The radio and infrared spectrum of early-type stars undergoing mass loss. *MNRAS*, 170 :41–51, January 1975.
- E. L. Wright, P. R. M. Eisenhardt, A. K. Mainzer, M. E. Ressler, R. M. Cutri, T. Jarrett, J. D. Kirkpatrick, D. Padgett, R. S. McMillan, M. Skrutskie, S. A. Stanford, M. Cohen, R. G. Walker, J. C. Mather, D. Leisawitz, T. N. Gautier, III, I. McLean, D. Benford, C. J. Lonsdale, A. Blain, B. Mendez, W. R. Irace, V. Duval, F. Liu, D. Royer, I. Heinrichsen, J. Howard, M. Shannon, M. Kendall, A. L. Walsh, M. Larsen, J. G. Cardon, S. Schick, M. Schwalm, M. Abid, B. Fabinsky, L. Naes, and C.-W. Tsai. The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) : Mission Description and Initial On-orbit Performance. *AJ*, 140 :1868, December 2010. doi : 10.1088/0004-6256/140/6/1868.
- F.-J. Zickgraf. Current Definition of B[e] Stars. In A. M. Hubert and C. Jaschek, editors, *B[e] stars*, volume 233 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 1, 1998.
- F.-J. Zickgraf, B. Wolf, O. Stahl, C. Leitherer, and G. Klare. The hybrid spectrum of the LMC hypergiant R126. *A&A*, 143 :421–430, February 1985.
- H. Zinnecker and H. W. Yorke. Toward Understanding Massive Star Formation. *ARA&A*, 45 :481–563, September 2007. doi : 10.1146/annurev.astro.44.051905.092549.
- J. A. Zurita Heras and R. Walter. INTEGRAL and XMM-Newton observations of AX J1845.0-0433. *A&A*, 494 :1013–1019, February 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200810219.

Table des figures

1.1	Diagramme de Hertzsprung-Russel.	27
1.2	Évolution d'une étoile de $60 M_{\odot}$	33
1.3	Classification spectrale des étoiles.	34
1.4	Niveaux électroniques et transitions.	35
1.5	Production de raies spectrales dans les vents stellaires.	37
1.6	Origine du profil P-Cygni.	38
2.1	Surfaces équipotentielles et lobe de Roche.	40
2.2	Vue d'artiste d'un microquasar.	42
2.3	Représentation schématique d'une BeHMXB.	43
2.4	Représentation schématique d'une sgHMXB.	44
2.5	Surfaces d'égalité d'ionisation du vent stellaire autour d'un objet compact.	46
2.6	Diagramme de Corbet.	47
3.1	Scénario d'évolution des BeHMXBs.	52
3.2	Évolution de la masse d'un cœur d'hélium et de la période orbitale finale.	53
3.3	Scénario d'évolution des sgHMXBs.	54
4.1	Le New Technology Telescope (NTT) et les quatre télescopes du very Large Telescope (VLT).	57
4.2	Vue d'artiste du satellite <i>Herschel</i>	57
4.3	Région du ciel couverte par les trois relevés GLIMPSE.	58
5.1	Couleur [K-L] après correction de l'extinction interstellaire en fonction du type spectral des étoiles.	72
5.2	Distribution spectrale d'énergie de l'étoile ϕ Persei.	73
5.3	Distribution de l'excès de couleur pour les filtres <i>J</i> , <i>H</i> , <i>K</i> et <i>L</i>	74
5.4	Représentation des étoiles du catalogue de Gemina et Popowski.	76
5.5	Méthode et résultats des simulations Monte-Carlo.	77
5.6	Distribution spatiale des HMXBs dans la Voie Lactée.	79
6.1	Distribution spatiale des complexes de formation stellaire.	82
6.2	Modèle de bras spiraux.	83
6.3	Comparaison de la distribution spatiale des HMXBs et des SFCs.	84
6.4	Méthode d'évaluation de la corrélation à 2 dimensions.	86
6.5	Résultat du test de corrélation à 2 dimensions.	87
7.1	Évolution du décalage $\Delta\Theta$ attendu entre les bras spiraux actuels et la position théorique des HMXBs.	91
7.2	Positions attendues des HMXBs dans la Galaxie suivant leur âge.	91
7.3	Méthode utilisée pour mesurer le décalage de la position des HMXBs par rapports aux bras spiraux.	92
7.4	Évolution de la distance moyenne entre les HMXBs et les positions théoriques en fonction du temps.	94
7.5	Évolution de la distance entre 13 HMXBs et leur position théorique en fonction du temps.	95
8.1	Cercles d'erreur de différents satellites à haute énergie.	125
8.2	Émission du ciel entre 1.0 et $2.5 \mu\text{m}$	126

9.1	Spectres de IGR J11435-6109, IGR J13020-6359, IGR J14331-6112, IGR J14488-5942 et de IGR J 17404-3655.	137
9.2	Diagramme des niveaux d'énergie du Sodium représentant la transition double à 2.206-2.209 μm	140
9.3	Comparaison du spectre en bande K_s , de IGR J16320-4751 et de IGR J16418-4532	141
9.4	Spectres de IGR J16195-4945, IGR J16320-4751 et de IGR J16328-4726.	142
9.5	Spectres de IGR J16418-4532, IGR J17354-3255 et de IGR J17586-2129.	143
9.6	Spectres de IGR J10101-5654 et de IGR J16318-4848.	146
9.7	Ajustement des Distributions Spectrales d'Énergie de IGR J10101-5654, IGR J11435-6109, IGR J17586-2129.	149
9.8	Schéma récapitulatif des transitions généralement détectées en infrarouge proche dans les spectres des HMXBs.	151
10.1	Statistiques représentant la population de HMXBs Galactiques, en 2000 et en 2013. . . .	154
10.2	Schéma récapitulatif des processus à l'oeuvre dans l'environnement proche des étoiles sgB[e].	156
10.3	Résultats des modèles de synthèse évolutive de Lommen et al. (2005).	158
10.4	Schéma représentant le lien évolutif entre chaque type d'étoile massive.	158
11.1	Couverture de la région autour de GX 301-2 par le satellite <i>Herschel</i>	190
11.2	Cartes à 70, 100 et 160 μm obtenues avec l'instrument <i>Herschel</i> /PACS	192
11.3	Représentation polaire des différentes composantes du modèle d'émission.	193
11.4	Ajustement de la SED de GX 301-2 par différents modèles.	196
12.1	Distribution Spectrale d'Énergie de la poussière du Grand Nuage de Magellan.	201
12.2	Carte <i>Herschel</i> /PACS à 70 μm , de GX 301-2 et de son environnement proche.	201
12.3	Images GLIMPSE soustraites de l'émission des étoiles.	202
12.4	Image 3 couleurs de l'environnement proche de GX 301-2.	203
12.5	Transition hyperfine de l'atome d'hydrogène.	204
12.6	Évolution de la vitesse radiale LSR.	206
12.7	Moyenne de l'émission à 21 cm sur 19 canaux.	207
12.8	Moyenne de l'émission à 21 cm sur 12 canaux.	208
12.9	Rapports de flux IRAC.	211
12.10	Rapport de flux IRAC CH2/CH4.	213
12.11	Carte de température.	216
12.12	Carte de densité de colonne d'hydrogène.	217
12.13	Diagrammes couleur-couleur.	220
12.14	Ajustement des SEDs des YSOs.	223
12.15	Schéma explicatif du mécanisme « d'accumulation et d'effondrement ».	225
12.16	Schéma explicatif du mécanisme « d'implosion d'un globule pré-existant.	225
12.17	Image 3 couleurs avec les positions des YSOs.	228
12.18	Diagramme couleur-couleur $J - H / H - K_s$	229
12.19	Émission à 21 cm (1).	231
12.20	Émission à 21 cm (2).	232
12.21	Émission à 21 cm (3).	233
13.1	Schéma illustrant l'effet de la vitesse propre du système binaire sur la structure de la cavité.	239

Liste des tableaux

1.1	Classification de Harvard.	33
2.1	Caractéristiques principales des LMXBs et des HMXBs.	41
5.1	Rayon et température des étoiles compagnons disponibles dans la littérature.	67
5.2	Échantillon de HMXBs étudiés ainsi que leurs paramètres physiques principaux.	71
5.3	Comparaison des distances et extinctions obtenues avec les valeurs de la littérature.	80
6.1	Résultat des tests de Kolmogorov-Smirnov.	84
7.1	Vitesse de migration, âge et distance de migrations déterminés pour quatre HMXBs.	93
7.2	Âge et distance de migration obtenus pour les 13 HMXBs étudiées.	96
7.3	Coordonnées (X, Y) déterminées pour chaque HMXB de l'échantillon.	101
9.1	Tableau récapitulatif des sources observées.	132
9.2	Position des contreparties infrarouges et résultats photométriques.	132
9.3	Résumé des observations infrarouges.	133
9.4	Paramètres du spectrographe.	133
9.5	Largeur équivalente (EW) et largeur à mi-hauteur (FWHM) des raies de IGR J16318-4848.	146
9.6	Résultats des ajustements des SEDs.	148
9.7	Résumé des identifications des HMXBs étudiées dans ce chapitre.	151
10.1	Raies détectées pour chaque source.	164
11.1	Flux de la contrepartie de GX 301-2 détectée avec l'instrument PACS.	191
12.1	Caractéristiques physiques de la cavité.	210
12.2	Paramètres de la caméra PACS.	213
12.3	Paramètres physiques des proto-étoiles.	224