

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (PARIS 7)

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité **Astronomie et Astrophysique**

Présentée par

M. Lionel PRAT

En vue d'obtenir le grade de Docteur de l'UNIVERSITÉ PARIS 7

Physique de l'accrétion et de l'éjection : une approche multi-longueurs d'onde des binaires X Galactiques

Soutenue publiquement le 5 octobre 2010

Devant le jury composé de :

M. Jacques Le Bourlot
M. Jérôme Rodriguez
M. Gilles Henri
M. Julien Malzac
Mme Diana Hannikainen
M. Michel Tagger

Président du jury
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examinatrice
Examineur

REMERCIEMENTS

Cette fois ça y est, le manuscrit est bouclé, les corrections sont terminées, et 3 années trépidantes parviennent à leur terme. Ici, je tiens à remercier tous ceux qui m'ont accompagné durant ce long voyage, et sans qui le périple n'aurait pas été si agréable...

Tout d'abord, Jérôme, qui s'est révélé être un directeur de thèse (presque) parfait : présent, à l'écoute, motivant et toujours plein d'idées. La prouesse est d'ailleurs d'autant plus remarquable s'il l'on se rappelle que je fus son tout premier thésard. Merci pour tout, et j'espère que tu pourras faire profiter de nombreux autres jeunes chercheurs de tes lumières!

Ensuite, j'aimerais remercier Mickaël, Jules et Cuplet, compagnons fidèles de poses café (mais pas seulement), qui ont aussi apporté leur pierre à l'édifice : parfois par des idées, toujours par leur soutien. Merci à Cécile, Eve, Nico, Manu, Irène, Massimo, Julie, Virginie, qui m'ont rappelé qu'il y a une vie en dehors de la thèse!

Merci à Stéphane, qui m'a fait l'amitié de relire ce manuscrit entièrement pendant ses vacances, et n'a jamais été avare de conseils avisés. Merci aussi à Marion, pour ton énergie débordante, pour m'avoir fait découvrir Madrid et pour tout le travail qu'on a abattu ensemble.

J'aimerais également remercier Peggy, qui a bien voulu chaperonner un thésard novice en simulations numériques, l'accompagner et l'encourager : sans toi je serais resté un "bête" observateur de plus... Un très grand merci à Héloïse, grâce à qui j'ai pu trouver quoi faire après la thèse.

Merci à Juan, compagnon de conférences et de discussions scientifiques sans fin. Merci également à Thierry, dont l'ingéniosité avec une scie et un marteau n'a d'égal que l'imagination débordante : merci pour tes conseils lors de mes diverses prestations orales, mais aussi et surtout pour tes idées géniales qui donnent une toute autre image de la science en général et de la théorie en particulier...

Merci à Louis, grâce à qui j'ai pu enfin me mettre sérieusement au chinois. Et je remercie Laure et Chloé qui, mine de rien, ont apporté au SAP une fraîcheur et une ambiance dont le labo manque parfois.

Enfin, 多谢范佳琪! 如果我需要帮助, 你辙有空。我很高兴结婚你!

RÉSUMÉ EN FRANÇAIS

Cette thèse est consacrée à l'étude des processus d'accrétion et d'éjections à l'œuvre dans les binaires X, à l'aide d'observations en rayons X et dans le domaine radio et de simulations numériques. Les liens et interactions entre disque d'accrétion, couronne et jet compact y occupant une place privilégiée.

Dans une partie introductive, je résume les propriétés principales des binaires X, à la fois observationnelles et théoriques. Dans cette partie, j'insiste tout particulièrement sur les aspects liés à mes recherches et utiles à leur compréhension. J'y décris également les principaux instruments d'observations que j'ai utilisés durant les trois années de mon doctorat.

Après cette introduction, la première partie est consacrée aux phénomènes d'accrétion dans les binaires X. J'y étudie trois systèmes : une binaire X à forte masse (IGR J19140+0951), ainsi que deux binaires X à faible masse (XTE J1818–245 et H1743–322), dans les deux cas à l'aide d'observations à haute énergie. Dans le cas d'IGR J19140+0951, les observations montrent que la luminosité engendrée par le processus d'accrétion depuis le vent stellaire peut affecter en profondeur la matière de ce vent. Dans le cas des deux autres sources, je déduis plusieurs paramètres fondamentaux des systèmes étudiés à partir du comportement de leur disque d'accrétion.

La deuxième partie est consacrée aux liens entre le disque d'accrétion et les autres composantes d'une binaire X, c'est-à-dire la couronne et le jet compact. À l'aide d'observations simultanées en rayons X et dans le domaine radio, je montre qu'une altération majeure de la couronne se produit juste avant une éjection discrète de matière dans plusieurs systèmes. Dans le cas de la source atypique GRS 1915+105, évolution de la couronne et éjection discrète sont séparés de quelques secondes, tandis que pour un grand nombre de sources le délai est de quelques heures. J'étudie également le lien entre disque d'accrétion et jet compact par l'intermédiaire de la corrélation constatée entre flux radio et flux X, et montre que le cheminement depuis l'apport de matière par le disque d'accrétion jusqu'à l'émission de lumière par le jet compact diffère fondamentalement suivant les systèmes étudiés.

Enfin, la troisième partie est consacrée à un modèle de simulations numériques d'une instabilité du disque d'accrétion, nommée instabilité d'accrétion-éjection. Ce modèle, à deux dimensions, prédit l'apparition d'une spirale de densité dans les parties internes du disque d'accrétion, susceptible de fournir un mécanisme aux oscillations quasi-périodiques observées dans les microquasars. Je décris dans cette partie une extension du modèle destinée à estimer l'amplitude théorique des oscillations entraînées par la présence de l'instabilité.

ABSTRACT IN ENGLISH

This manuscript is dedicated to the study of the accretion and ejection processes in X-ray Binaries, using radio and X-ray observations as well as numerical simulations. The links and interplay between the accretion disc, the corona and the compact jet.

In an introductory part, I first describe the main observational and theoretical properties of the X-ray binaries. I especially emphasize the aspects required to understand the work reported in this manuscript. I also describe the main X-ray and radio observatories used during this work.

Then, the first part of this manuscript is dedicated to the accretion processes in X-ray Binaries. I use high energy observations to study one High Mass X-ray Binary (IGR J19140+0951) and two Low-Mass X-ray Binaries (XTE J1818–245 and H1743–322). In the case of IGR J19140+0951, observations show that the luminosity generated by the accretion processes can deeply alter the stellar wind. In the case of the two Low Mass X-ray Binaries, I estimate several important parameters of the systems using the behavior of their accretion discs.

The second part is dedicated to the interplay between the accretion disc and the other components of the systems, namely the corona and the compact jet. Using simultaneous X-ray and radio observations, I show that the corona undergo a strong evolution prior to a discrete ejection of matter, in the case of several binary systems. In the case of GRS 1915+105, evolution of the corona and detection of a discrete ejection appear within a few seconds, while for other sources it takes a few hours. I study also the link between the accretion disc and the compact jet using a correlation between radio and X-ray flux : depending on the system, the link between the accretion energy brought by the accretion disc and the luminosity of the jet is different, indicating that different physical processes are at work.

Finally, the third part is dedicated to numerical simulations of the accretion disc, in the case where an accretion-ejection instability occurs. This two dimensional code predicts the apparition of a density wave within the inner parts of the disc, which can provide a mechanism to explain the quasi-periodic oscillations observed in microquasars. In this part, I describe how the amplitude of the oscillations generated by the instability can be computed, and then confronted to the observations.

TABLE DES MATIÈRES

Table des figures	x i
Liste des tableaux	xiii
Liste des acronymes	xv
Introduction générale	1
Partie Introductive : Physique des HMXBs et des microquasars	5
1 Description générale des binaires X	7
1.1 Les binaires X à forte masse	7
1.1.1 Description globale	7
1.1.2 Processus d'émission à haute énergie	9
1.2 Les microquasars	10
1.2.1 Description globale	10
1.2.2 La vie d'un microquasar : le diagramme en tête de tortue	11
1.2.3 Différentes composantes pour des émissions différentes	13
1.2.4 Des états spectraux variés	16
1.3 Les différentes constantes de temps	18
1.3.1 10^9 ans : la formation d'un microquasar	18
1.3.2 10-100 ans : la récurrence des sursauts	19
1.3.3 1 mois-1 an : un sursaut typique	20
1.3.4 1000-10 000 s : transitions d'état et éjections discrètes	22
1.3.5 1 s : les QPO de basse fréquence	23
1.3.6 1 ms : les QPO de haute fréquence	24
2 Les instruments d'observation	27
2.1 <i>RXTE</i>	27
2.2 <i>INTEGRAL</i>	29
2.3 Autres instruments X et radio	32
3 Une sélection de questions essentielles concernant les binaires X	35

Partie I : Phénomènes d'accrétion : étude de 3 objets	37
Introduction à la première partie	39
4 IGR J19140+0951 : anatomie d'une HMXB	41
4.1 Fiche d'identité	41
4.2 Une analyse spectrale sur 5 ans	43
4.2.1 Données <i>RXTE</i> et <i>INTEGRAL</i>	43
4.2.2 Repliement en phase orbitale	44
4.3 Premiers résultats	45
4.3.1 Modèles spectraux phénoménologiques	45
4.3.2 Détection d'un excès mou	45
4.3.3 Evolution de l'absorption intrinsèque	46
4.3.4 Modèle de vent stellaire	47
4.4 Caractérisation fine du système binaire	49
4.4.1 Inclinaison et intensité du vent stellaire	49
4.4.2 L'excès mou comme traceur de la perturbation du vent	51
4.4.3 Apports du modèle spectral d'effet Compton inverse	53
4.5 Conclusions : de l'utilité des observations à haute énergie	55
5 Le disque d'accrétion des microquasars H1743–322 et XTE J1818–245	57
5.1 Fiches d'identité et campagnes d'observations des deux sources	58
5.1.1 H1743–322	58
5.1.2 Le sursaut de fin 2008 de H1743–322	58
5.1.3 XTE J1818–245 : la campagne de 2005	59
5.2 Evolution spectrale des deux sources	61
5.2.1 Trajectoires comparées au sein du diagramme HID	61
5.2.2 H1743–322, fin 2008 : un sursaut avorté ?	61
5.2.3 Modulation de l'apport extérieur de matière	63
5.2.4 Le DIM revisité	64
5.3 La physique du disque révélée par les QPO (H1743–322)	65
5.3.1 Corrélation fréquence – indice spectral	65
5.3.2 Mouvement du disque au cours de l'éruption	65
5.3.3 Extension à l'ensemble des éruptions de H1743–322	68
5.4 Caractéristiques du disque d'accrétion (XTE J1818–245)	69
5.4.1 Une courbe de lumière FRED	69
5.4.2 Taille du disque	70
5.4.3 Distance de XTE J1818–245	72
5.5 Conclusions : un disque mobile et étendu	73
Conclusions de la première partie	75
Partie II : Des liens avec les éjections de matière	77
Introduction à la deuxième partie	79

6	GRS 1915+105 : étude du lien X-radio	81
6.1	Fiche d'identité	81
6.1.1	Une vue globale	81
6.1.2	Rayons X : une grande variété de cycles	84
6.1.3	Domaine radio : éruptions et oscillations	86
6.2	Etude statistique de 687 éjections discrètes	87
6.2.1	Données radio	88
6.2.2	Modèle de plasmon	88
6.2.3	Caractéristiques globales des éjections de matière	90
6.3	Des liens avec les cycles en rayons X ?	91
6.3.1	Données X	91
6.3.2	Concomitance d'activités X et radio	92
6.3.3	Raffinement du modèle radio	94
6.3.4	Indices de confiance	95
6.4	Une corrélation entre durée des creux et amplitude de l'éjection ?	96
6.4.1	Tests statistiques de corrélation	97
6.4.2	Forme de la corrélation radio-X	98
6.5	Conclusion : un modèle séduisant d'accumulation d'énergie ?	99
7	Éjections de couronnes et jets relativistes	103
7.1	Comportement de la couronne aux transitions d'états	103
7.1.1	GRS 1915+105 et XTE J1550–564 : éjections de matière et disparition de la couronne	104
7.1.2	Le paramètre de Compton	106
7.1.3	Liste des candidats	106
	GX 339–4	108
	GRO J1655–40, XTE J1859+226 et 4U 1630–472	110
7.1.4	Discussion : une question de temps caractéristique	111
7.2	Étude du jet compact de H1743–322	113
7.2.1	La corrélation X-radio	113
7.2.2	Le cas de H1743–322	114
7.2.3	L'efficacité radiative de la couronne en cause ?	115
	Conclusions de la deuxième partie	119
	Partie III : Vers une modélisation	121
8	Vers une simulation du disque d'accrétion	125
8.1	Présentation de l'instabilité d'accrétion-éjection	125
8.2	Équations magnétohydrodynamiques dans le disque	130
8.2.1	Equations MHD vectorielles	130
8.2.2	Équations sur la quantité de mouvement	131
8.2.3	Équations sur la densité, l'épaisseur et le champ magnétique vertical	134
8.3	Le schéma numérique employé	134
8.3.1	L'étape d'advection	135
8.3.2	Les termes source	135
8.3.3	Calcul de l'épaississement du disque	136

8.4	Résumé général	138
8.5	Validation du code	139
8.5.1	Validation de l'étape d'épaississement	139
8.5.2	Stabilité du disque et génération de l'AEI	139
8.5.3	Condition au bord interne	141
8.5.4	Évolution de l'épaisseur du disque	144
8.6	Résultats : amplitude des QPO générés par l'AEI	145
8.6.1	Calcul de l'amplitude de la modulation	145
8.6.2	Comparaison avec l'ordre 0	146
8.7	Conclusions	148
9	Conclusions générales et perspectives	151
	 Partie IV : Annexes	 155
A	IGR J19140+0951 vue en rayons X	157
B	Observations en rayons X de H1743–322	169
C	Caractérisation de la connexion X-radio dans GRS 1915+105	175
D	Étude de XTE J1818–245 depuis le domaine radio jusqu'aux rayons X	187
E	Étude de l'efficacité radiative de H1743–322 durant l'état dur	201
	Bibliographie	217

TABLE DES FIGURES

1.1	Schémas des deux types de HMXB	8
1.2	Schéma d'un microquasar	10
1.3	Courbe de lumière de GX 339–4 sur la période 2002-2010	12
1.4	Diagramme en tête de tortue	13
1.5	Spectre d'émission d'un microquasar, de la radio aux X durs	14
1.6	Schéma de couronne en configuration sombrero	15
1.7	QPO et états spectraux	17
1.8	Scénario de formation d'une LMXB	18
1.9	Schéma en « S »	21
1.10	Exemples de HFQPO	24
2.1	Dessin de RXTE et schéma montrant ses principaux composants	28
2.2	Vue d'artiste d' <i>INTEGRAL</i> et schéma montrant la position de ses instruments	30
2.3	Schémas des imageurs JEM-X et IBIS d' <i>INTEGRAL</i>	31
2.4	Photo du télescope de Ryle, en configuration compacte.	32
3.1	Dorsale Galactique et position des binaires X étudiées dans ce manuscrit	39
4.1	Dessin montrant la taille des étoiles formant IGR J19140+0951	42
4.2	Vue d'artiste de la Voie Lactée	43
4.3	Exemple de spectre d'IGR J19140+0951	45
4.4	Evolution de l'absorption photoélectrique en fonction de la phase orbitale	46
4.5	Lignes de niveaux dans le plan $N_H - \Gamma$	47
4.6	Evolution du flux en fonction de la phase orbitale	48
4.7	Inclinaison orbitale la plus probable pour IGR J19140+0951	50
4.8	Confrontation du modèle de vent stellaire aux données	51
4.9	Modèle de Comptonisation appliqué à IGR J19140+0951	53
4.10	Évolution de l'épaisseur optique et de la température de la couronne	54
4.11	Évolution du paramètre de Compton	55
4.12	Schéma récapitulatif des résultats obtenus sur IGR J19140+0951	56
5.1	Courbes de lumière X de H1743–322	59
5.2	Courbe de lumière et résumé des observations de XTE J1818–245	60
5.3	Diagrammes intensité-dureté de XTE J1818–245 et H1743–322.	60
5.4	Diagrammes intensité-dureté de H1743–322 sur 5 éruptions	63
5.5	Caractéristiques spectrales et temporelles de H1743–322 fin 2008	66
5.6	Corrélation fréquence du QPO - Γ chez H1743–322	67

5.7	Spectres de puissance de H1743–322	68
5.8	Corrélation fréquence du QPO - Γ chez H1743–322, pour plusieurs éruptions	69
5.9	Courbe de lumière et paramètres spectraux de XTE J1818–245	71
5.10	Distribution d'énergie spectrale de XTE J1818–245	72
5.11	Images radio et X de jets relativistes	80
6.1	Taille comparée de 18 microquasars galactiques	82
6.2	GRS 1915+105 : courbe de lumière en rayons X mous sur 14 ans	83
6.3	GRS 1915+105 : classes spectrales	84
6.4	GRS 1915+105 : classes spectrales (seconde partie)	85
6.5	Observations radio, infrarouge et X d'une bouffée	86
6.6	GRS 1915+105 : courbe de lumière radio sur 14 ans	87
6.7	Ejection majeure de GRS 1915+105	88
6.8	Observations X et radio, classes ν et λ	90
6.9	Observations X et radio, classes β	91
6.10	Largeur et amplitude de 687 bouffées radio	92
6.11	Délai entre pic X et bouffée radio	94
6.12	Durée et amplitude des bouffées radio en fonction de la durée du creux X	96
6.13	Fluence des bouffées radio en fonction de la durée du creux X	97
6.14	Schéma de principe du comportement de GRS 1915+105	100
7.1	GRS 1915+105 : éjection discrète en fin de creux X	104
7.2	Évolution spectrale de XTE J1550–564 en l'an 2000	105
7.3	Évolution spectrale de GX 339–4 durant l'éruption de 2002.	107
7.4	Évolution spectrale de GX 339–4 durant l'éruption de 2004.	108
7.5	Évolution spectrale de GX 339–4 durant l'éruption de 2007.	109
7.6	Évolution spectrale de GRO J1655–40 et 4U 1630–472	111
7.7	Évolution spectrale de XTE J1859+226	112
7.8	Corrélation flux X-flux radio pour H1743–322	114
7.9	Corrélation luminosité X- luminosité radio pour plusieurs binaires X	116
7.10	Image d'AEI en fausse 3D	123
8.1	Schéma de l'AEI	126
8.2	Évolution de l'AEI au sein du disque, au cours du temps	128
8.3	Spectre de QPO	129
8.4	Schéma de principe du code numérique	136
8.5	Test de la routine de mesure de l'épaisseur du disque	140
8.6	Évolution de v_r en l'absence de perturbations initiales.	141
8.7	Évolution de v_r en présence de perturbations initiales	142
8.8	Décomposition de l'AEI en modes normaux	142
8.9	Conditions au bord interne	143
8.10	Comparaison de l'épaisseur du disque à l'ordre 0 et à l'ordre 1	144
8.11	Calcul de la courbe de lumière	145
8.12	Courbe de lumière du disque	146
8.13	Évolution de la modulation de luminosité en fonction du temps	147
8.14	Évolution de la modulation de luminosité en fonction de l'angle d'inclinaison	148

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Résumé des caractéristiques des instruments de <i>RXTE</i>	29
2.2	Résumé des caractéristiques des instruments d' <i>INTEGRAL</i>	31
4.1	Paramètres typiques d'une étoile supergéante de type B1I	49
4.2	Caractéristiques spectrales des cinq observations montrant un excès mou	52
6.1	Liste des observations simultanées X/radio	93
6.2	Tests statistiques de corrélation entre Δt et caractéristiques de la bouffée radio . .	98
6.3	Fluence en fonction de la durée des creux : ajustement de fonctions analytiques . .	99
7.1	Liste des éruptions de binaires X avec observations X/radio à la transition d'état .	106
7.2	Caractéristiques de la couronne avant et après la transition spectrale	112

LISTE DES ACRONYMES

La grande majorité des acronymes récents utilisés en astronomie proviennent de l'anglais et de l'américain. Dans ce manuscrit, j'ai utilisé ces acronymes, plutôt que de leur créer un équivalent en français. En revanche, j'ai employé la traduction française de ces expressions lorsque j'utilisais leur désignation explicite. Pour référence, je liste ici les acronymes utilisés dans le texte, ainsi qu'une proposition de traduction en français.

ADAF : *Advection Dominated Accretion Flow* / Flow d'accrétion dominé par l'advection

AEI : *Accretion-Ejection Instability* / Instabilité d'accrétion-éjection

AGN : *Active Galactic Nucleus* / Noyau actif de galaxie

ASM : *All-Sky Monitor* / Moniteur ciel entier

BHB : *Black Hole Binary* / Binaire à trou noir

DIM : *Disk Instability Model* / Modèle d'instabilité du disque

FRED : *Rast Rise Exponential Decay* / Croissance rapide puis décroissance exponentielle

HEXTE : *High Energy X-ray Timing Experiment* / Expérience de mesure temporelle des rayons X de haute énergie

HFQPO : *High Frequency Quasi-Periodic Oscillation* / Oscillation quasi-périodique de haute fréquence

HID : *Hardness Intensity Diagram* / Diagramme intensité-dureté

HIMS : *Hard Intermediate State* / Etat dur intermédiaire

HMXB : *High-Mass X-ray Binary* / Binaire X à forte masse

HS : *Hard State* / Etat spectralement dur

IBIS : *Imager on Board the INTEGRAL Satellite* / Imageur à bord du satellite *INTEGRAL*

INTEGRAL : *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* / Laboratoire international d'astrophysique en rayons gamma

ISGRI : *INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager* / Imageur gamma mou d'*INTEGRAL*

JEM-X : *Joint European X-ray Monitor* / Moniteur X européen

LFQPO : *Low Frequency Quasi-Periodic Oscillation* / Oscillation quasi-périodique de basse fréquence

LMXB : *Low-Mass X-ray Binary* / Binaire X à faible masse

MJD : *Modified Julian Day* / Jour Julien Modifié

PCA : *Proportional Counter Array* / Matrice de compteurs proportionnels

PCU : *Proportional Counter Unit* / Unité de compteurs proportionnels

QPO : *Quasi-Periodic Oscillation* / Oscillation quasi-périodique

RWI : *Rossby Wave Instability* / Instabilité d'onde de Rossby

RXTE : *Rossi X-ray Timing Explorer* / Explorateur Rossi de mesure temporelle des rayons X

SED : *Spectral Energy Distribution* / Distribution spectrale d'énergie

SFXT : *Supergiant Fast X-ray Transient* / Source X transitoire rapide à supergéante

SIMS : *Soft Intermediate State* / Etat mou intermédiaire

SPI : *SPectrometer aboard INTEGRAL* / Spectromètre à bord d'*INTEGRAL*

SS : *Soft State* / Etat spectralement mou

ToO : *Target of Opportunity* / Cible inopinée

VLA : *Very Large Array* / Très grand réseau (interféromètre radio américain)

VLT : *Very Large Telescope* / Très grand télescope (interféromètre infrarouge européen)

XMM/Newton : *X-ray Multi-mirror Mission* / Mission multi-miroirs d'observation X

INTRODUCTION GÉNÉRALE

LE 19 juin 1962, Riccardo Giacconi et ses collaborateurs lancèrent une petite fusée Aerobee 150 depuis un terrain de tir de missiles dans le Nouveau-Mexique. Cet engin, dérivé de fusées militaires, avait été équipé au préalable de 3 compteurs Geiger protégés par plusieurs feuilles de mica. Cette mission fut pensée au départ pour étudier la surface lunaire : elle devait détecter les rayons X provenant du Soleil et réfléchis par la Lune, le flux provenant directement du Soleil étant déjà connu depuis un peu plus d'une décennie. Pour ce faire, la fusée devait emmener les compteurs pendant ~ 6 minutes au-dessus de 80 km d'altitude ; ensuite, les compteurs devaient revenir sur terre par parachute, pendant que la fusée irait s'écraser quelque part dans le désert. La mission fut un échec : aucun signal provenant de la Lune ne fut détecté. En revanche, les compteurs détectèrent quelque chose de bien plus intrigant : la première source de rayons X située en dehors du système solaire, Scorpius X-1 (Giacconi et al. 1962).

À la suite de cette découverte et pendant une dizaine d'années, l'astronomie X progressa lentement, au gré des lancements de fusées dont les carcasses peuplèrent petit à petit les déserts américains, et une dizaine de sources tout au plus étaient connues à la fin des années 1960. Les années 1970 furent l'occasion d'un changement radical d'échelle : avec l'apparition de satellites dédiés, les astronomes entreprirent de cartographier le ciel et dévoilèrent peu à peu la physique de ces sources. La majorité des sources X Galactiques, y compris Sco X-1, furent alors identifiées comme étant des binaires X : des systèmes composés d'une étoile « normale » et d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir), au sein desquels la chute de matière sur l'objet compact crée l'émission à haute énergie.

Aujourd'hui, après 40 ans d'observations, plus de 200 000 objets sont connus dans le ciel X mou (< 10 keV) à l'aide du satellite *XMM/Newton*¹ (Watson et al. 2009), tandis qu'environ 2000 objets sont détectés à plus haute énergie, dans le domaine des rayons X durs (20-100 keV). En-deçà d'une énergie de 5 keV environ, les sources X sont très variées, allant de l'étoile isolée au superamas de galaxies, en passant par les supernovae ou les nuages de gaz chauds. Au-delà, on pénètre réellement dans le domaine des objets compacts : naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs composent la grande majorité des sources (Bird et al. 2010). Ici s'épanouissent les phénomènes les plus extrêmes de l'univers, aux limites des connaissances actuelles en physique des plasmas, de la gravitation ou des phénomènes turbulents. C'est ce domaine, et plus précisément celui des binaires X, que j'ai exploré au cours de mon doctorat.

Arpenter un tel domaine demande de la méthode : il est hors de question de l'explorer dans sa totalité en seulement 3 ans. L'approche que j'ai employée au cours de mes recherches repose sur deux outils complémentaires : les observations du ciel et les simulations numériques. À l'aide de

1. A comparer aux catalogues SDSS ou 2MASS, qui contiennent respectivement 180 millions et 470 millions d'objets dans les domaines visible et infrarouge.

ces outils, j'ai étudié plusieurs aspects des binaires X, qui peuvent se classer en deux catégories : les processus d'accrétion et les phénomènes d'éjection de matière.

Une binaire X contient un objet compact : étoile à neutrons ou trou noir, ces systèmes engendrent une force gravitationnelle colossale dans leur environnement proche. Dans cette zone, les processus d'accrétion de matière peuvent revêtir différentes formes, mais ont en commun d'engendrer la majeure partie de l'émission lumineuse des binaires X. En effet, en tombant dans le puits de potentiel que constitue l'objet compact, la matière libère d'énormes quantités d'énergie dont une partie est rayonnée immédiatement. Pour peu que le réservoir d'énergie soit assez conséquent, le système peut ainsi devenir extrêmement lumineux. C'est en rayons X que ce comportement est le plus spectaculaire : en quelques semaines, une binaire X peut devenir brusquement l'objet le plus brillant du ciel de haute énergie puis disparaître complètement.

Le fait qu'une binaire X accrète de la matière et soit visible en retour est assez intuitif : par définition, un objet compact a tendance à attirer tout ce qui passe à sa portée, et la matière concernée va réagir violemment à un tel traitement. En revanche, il est beaucoup plus étonnant de constater que ces mêmes objets *éjectent* de la matière. En effet, une partie importante de l'énergie d'accrétion n'est pas rayonnée immédiatement, et est au contraire employée à l'accélération de grandes quantités de matière à des vitesses relativistes. La matière accélérée rayonne alors intensément, mais cette fois-ci principalement dans le domaine des ondes radio. Ainsi, si l'on désire comprendre comment les processus d'accrétion de matière peuvent engendrer des éjections de matière dans les binaires X, une approche multi-longueurs d'onde est indispensable.

Avant de décrire les recherches que j'ai menées au cours de mon doctorat, je décrirai les caractéristiques principales des binaires X dans une partie introductive. Je me concentrerai principalement sur les aspects utiles à la compréhension de mes recherches, afin de ne pas allonger inutilement le discours ; le lecteur pourra se référer aux articles de revues que je cite au long du texte pour compléter cette présentation.

Ensuite, la première partie de ce manuscrit sera consacrée aux processus d'accrétion de matière dans les binaires X, du point de vue observationnel. Dans cette partie, j'analyserai des observations en rayons X de trois systèmes particuliers de natures très différentes, offrant un panorama assez vaste du comportement des binaires X. J'y décrirai en particulier deux types d'accrétion : l'une « directe », où la matière environnante tombe vers l'objet compact sans étape intermédiaire, et l'autre « indirecte », où la matière forme au préalable un disque d'accrétion étendu.

Dans la deuxième partie, je tenterai de relier ces processus aux éjections de matière des binaires X. Pour ce faire, j'analyse à la fois des données en rayons X et en ondes radio, afin d'observer simultanément des deux comportements. Dans cette partie, je me concentrerai d'abord sur une source nommée GRS 1915+105, source exceptionnelle par bien des aspects, avant d'étendre le champ d'analyse à l'ensemble des sources disponibles. J'y analyserai deux types d'éjection de matière : d'une part des éjections de matière transitoires, sous forme de « salves » visibles pendant quelques heures, et d'autre part des éjections plus stables, pouvant se maintenir plusieurs semaines durant.

Enfin, dans la troisième partie j'aborderai un modèle de simulations numériques du disque d'accrétion. À l'aide de ce modèle, je tenterai de trouver une origine précise à la variabilité temporelle des binaires X observée au niveau de la seconde. En effet, les phénomènes les plus rapides que l'on puisse associer à ces systèmes trouvent leur origine dans une zone située très près de l'objet compact, mesurant quelques dizaines de kilomètres de rayon : il s'agit là d'une zone complètement inaccessible aux observations avant au moins plusieurs décennies, et seuls

les modèles théoriques peuvent espérer les expliquer. Le modèle que je décrirai propose une origine magnétique à ces phénomènes, place leur origine au sein du disque d'accrétion et propose également un mécanisme prometteur liant accrétion et éjections de matière.

Pour finir, je pense devoir préciser ici la convention que j'ai utilisée concernant l'usage de l'anglo-américain dans ce manuscrit. En effet, la très grande majorité des publications en astrophysique étant faite dans cette langue depuis la Seconde Guerre mondiale, la majorité des termes et des acronymes aujourd'hui utilisés par les chercheurs proviennent de cette langue. Afin de faciliter la consultation des articles scientifiques, j'ai donc conservé l'acronyme anglo-américain au fil du texte, plutôt que de créer un acronyme en français. Le lecteur pourra se référer à la liste de ces acronymes présentée en début de manuscrit, ainsi qu'à la traduction que j'en ai adoptée. En revanche, lorsque j'utilise la désignation explicite des objets et phénomènes physiques dans le texte, je me suis attaché à toujours en utiliser la traduction française.

Partie Introductive

**Physique des HMXBs et des
microquasars**

DESCRIPTION GÉNÉRALE DES BINAIRES X

1

1.1 Les binaires X à forte masse	7
1.1.1 Description globale	7
1.1.2 Processus d'émission à haute énergie	9
1.2 Les microquasars	10
1.2.1 Description globale	10
1.2.2 La vie d'un microquasar : le diagramme en tête de tortue	11
1.2.3 Différentes composantes pour des émissions différentes	13
1.2.4 Des états spectraux variés	16
1.3 Les différentes constantes de temps	18
1.3.1 10^9 ans : la formation d'un microquasar	18
1.3.2 10-100 ans : la récurrence des sursauts	19
1.3.3 1 mois-1 an : un sursaut typique	20
1.3.4 1000-10 000 s : transitions d'état et éjections discrètes	22
1.3.5 1 s : les QPO de basse fréquence	23
1.3.6 1 ms : les QPO de haute fréquence	24

DEPUIS leur première découverte en 1962 (Giacconi et al. 1962), plus de 300 binaires X ont été détectées dans la Galaxie, ainsi que plusieurs dizaines dans des galaxies proches (Liu et al. 2006, 2007). En fonction de leurs caractéristiques physiques et observationnelles, ainsi que de la promptitude des observateurs à leur créer une nouvelle catégorie, ces objets se répartissent en une vingtaine de classes différentes : transitoires ou persistantes, contenant un trou noir ou une étoile à neutrons, sources « Z », « ultra-molles » ou « atolls », etc. En outre, ces classes ne sont pas hermétiques, et un objet donné peut appartenir à plusieurs d'entre elles. Dans cette thèse, nous nous intéresserons plus particulièrement à deux de ces classes d'objets : les binaires X à forte masse et les microquasars.

1.1 Les binaires X à forte masse

1.1.1 Description globale

Dans la dénomination « binaire X à forte masse » (*High Mass X-ray Binaries*, HMXB), la masse fait référence à l'étoile compagnon de l'objet compact. Il s'agit ici de supergéantes évoluées de type O ou B, ou bien de géantes de la séquence principale de type Be. Ces étoiles

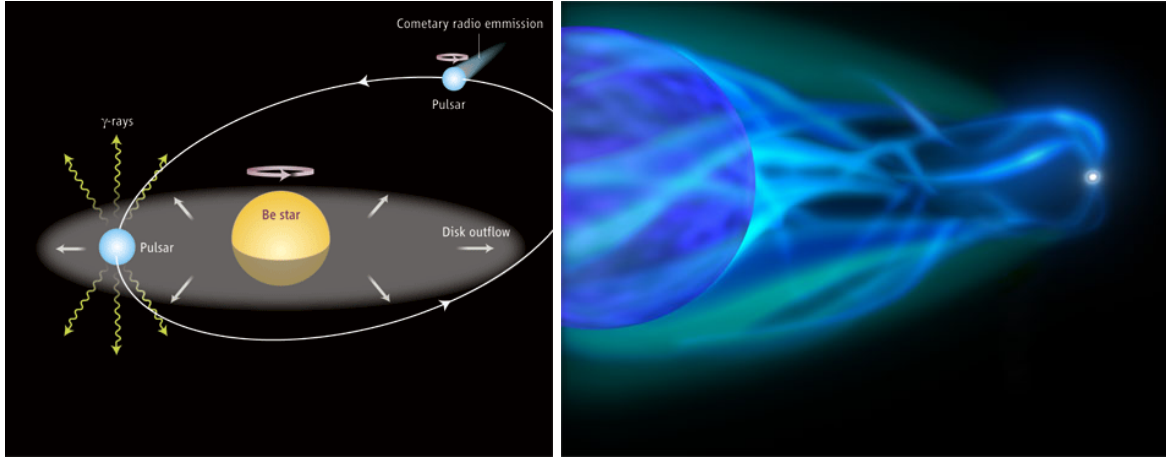


FIGURE 1.1 – *Gauche : schéma d'une binaire X à forte masse de type Be. L'accrétion et l'émission augmentent fortement lors du passage dans le plan équatorial (Mirabel 2006). Droite : vue d'artiste d'une binaire X à forte masse de type O ou B. L'accrétion a lieu également par l'intermédiaire du vent stellaire, mais de manière plus régulière (source : ESA).*

massives émettent un vent stellaire très intense, susceptible d'alimenter continûment l'objet compact en matière. Cette alimentation en matière reste cependant assez lente, puisque seule la portion du vent passant très près de l'objet compact est susceptible d'être capturée. Ainsi, dans le cas des supergéantes de type O ou B, moins de 0.01% du vent est accrété, ce qui représente un flux de matière pouvant atteindre $10^{-8} M_{\odot}$ par an (Bondi & Hoyle 1944; Blondin et al. 1990); dans le cas des microquasars que nous verrons par la suite, le flux de matière peut être 100 fois plus important. Parmi les HMXB connues à l'heure actuelle, l'objet compact lui-même est presque toujours une étoile à neutrons, cas que nous considérerons dans la suite. Quelques systèmes montrant un spectre anormalement mou ont été détectés, ce qui est interprété comme la présence soit d'un trou noir, soit d'une naine blanche à la surface de laquelle se produisent des réactions de fusion nucléaire (Liu et al. 2006).

À ce jour, plus de 120 HMXB ont été découvertes dans la Voie Lactée (et à peu près autant dans les nuages de Magellan), dont 40% par le satellite *INTEGRAL* (Bodaghee et al. 2007; Bird et al. 2010). Ces objets se répartissent eux-mêmes en 3 sous-catégories, suivant la nature du compagnon stellaire. La première sous-catégorie héberge une étoile de type Be (Figure 1.1, gauche) : il s'agit d'un état transitoire d'une étoile de type B dont les spectres sont caractérisés par de fortes raies de l'hydrogène. L'origine physique de ces raies a été découverte bien après la classification en type Be de ces étoiles : il s'agit d'un disque de décréation équatorial entourant l'astre¹. Lorsque l'objet compact traverse ce disque au cours de ses révolutions, il accrète brutalement une grande quantité de matière et émet alors de fortes éruptions X détectables depuis la Terre. Jusqu'en 2002, on pensait que ce type de binaires représentait la quasi-totalité des binaires X à forte masse.

Cependant, *INTEGRAL* a depuis fortement changé notre vision, en permettant la découverte de nombreuses HMXBs appartenant aux deux autres sous-catégories. Celles-ci rassemblent les HMXBs comportant une supergéante évoluée, de type O ou B (Figure 1.1, droite). Dans ce cas, le vent stellaire de l'étoile est isotrope et nourrit l'objet compact de façon quasi constante.

1. Ce disque lui-même provient du vent stellaire particulièrement intense de l'étoile. L'étoile est généralement en rotation très rapide, ce qui explique (en partie) sa structuration en disque gazeux.

L'émission du système binaire est donc plus régulière. Ces systèmes ne montrant pas d'éruptions majeures, leur luminosité en rayons X est toujours relativement faible, ce qui les rend plus difficiles à détecter. De plus, l'émission dans les rayons X mous peut être en partie absorbée par le dense vent stellaire du compagnon. Pour ces raisons, la grande majorité de ces objets a été découverte seulement depuis le lancement du satellite *INTEGRAL* en 2002 : en observant le ciel dans le domaine gamma mou, ce satellite s'affranchit en effet de l'absorption photoélectrique du vent stellaire. IGR J19140+0951 (chapitre 4) fait justement partie de ces systèmes nouveaux et peu étudiés, dits systèmes « enfouis ».

1.1.2 Processus d'émission à haute énergie

Les étoiles à neutrons sont des objets extrêmement magnétisés ($B \approx 10^8 - 10^{12}$ Gauss = $10^4 - 10^8$ T), entourés d'une atmosphère de plasma. La matière passant à proximité est capturée d'abord par gravité, s'échauffe en tombant vers l'objet compact, puis est ionisée et canalisée le long des lignes de champ magnétique. Elle forme finalement des structures d'accrétion complexes près des pôles, zone où elle atteint la surface de l'étoile (Davidson & Ostriker 1973). L'émission à haute énergie que l'on observe depuis la Terre provient des divers phénomènes à l'œuvre au cours de ce processus d'accrétion.

Composante thermique (0.1 – 5 keV) : En premier lieu, une composante thermique est détectée dans le domaine des rayons X mous, que l'on modélise en général par un corps noir de température $T_{bb} \sim 0.1$ keV. L'origine de cette composante, nommée « Excès Mou » (*Soft Excess* en anglo-américain), est mal comprise (Hickox et al. 2004a). Hormis pour les objets les moins lumineux, un rayonnement provenant directement de la surface de l'étoile serait insuffisant pour expliquer cette émission. Il est donc nécessaire d'invoquer la présence d'un autre milieu émetteur, tel un gaz chaud entourant l'objet compact. Ce milieu, chauffé par l'émission en X durs provenant du voisinage immédiat de l'étoile à neutrons, réémettrait une partie de l'énergie reçue dans un domaine d'énergie moins élevé, expliquant ainsi l'excès mou observé.

Dans le cas de certains systèmes, lorsque le champ magnétique de l'étoile à neutrons est faible, il est également possible de détecter l'émission thermique provenant d'un disque d'accrétion (Gladstone et al. 2007). Dans ce cas, l'émission totale du système binaire se rapproche fortement de celle d'un système contenant un trou noir.

Effet Compton inverse (5 keV – 100 keV) : Les électrons de l'atmosphère de l'étoile à neutrons peuvent interagir avec les photons environnant par effet Compton inverse. Ce faisant, ils cèdent une partie de leur énergie aux photons, ce qui se caractérise par un spectre dit de Comptonisation allant typiquement jusqu'à 100 keV. La forme précise du spectre dépend des photons originels, qui peuvent avoir un spectre thermique (rayonnement de l'étoile) ou non (émission d'un « outer gap » par exemple), mais, en règle générale, il montre une loi de puissance associée à une coupure exponentielle à haute énergie (di Salvo et al. 2004).

Emission à très haute énergie (1 GeV – 1 TeV) : Les électrons accélérés par le champ magnétique près des pôles peuvent atteindre des vitesses relativistes, et émettent alors un rayonnement synchrotron. Les zones précises d'émission, qui sont situées à l'intérieur du cône de lumière de l'étoile à neutrons (calotte polaire, « slot gap » ou bien « outer gap », voir Takata et al. (2006) et références incluses), et les phénomènes physiques précis à l'œuvre dans ces zones sont très complexes et encore très mal connus. Dans le cas d'IGR J19140+0951 que nous étudierons

au chapitre 4, la rotation de l'étoile à neutron sur elle-même n'apparaît pas sur les courbes de lumières et, sur les spectres analysés, on ne repère pas ce type d'émission synchrotron. Cela signifie que les pôles de cette source ne sont pas visibles depuis la Terre.

Raies d'émission : À ces divers processus, il faut ajouter une ou plusieurs raies d'émission, correspondant à des transitions électroniques d'éléments lourds. Dans le domaine d'observation du satellite *RXTE*, observatoire clé de ce manuscrit, ce type d'émission est détectable autour de 6,4 keV : elle y est due à la présence de fer, élément montrant une raie d'émission nommée raie K_α à cette énergie.

Dernier point, dans le cas des HMXB on n'observe en général pas de jets relativistes, phénomènes dont on pense qu'ils nécessitent la présence d'un disque d'accrétion étendu. La seule exception connue est Cyg X-1 (Pottschmidt et al. 2003), système atypique dont l'étoile compagne supergéante remplit la presque totalité de son lobe de Roche (Gies & Bolton 1986).

1.2 Les microquasars

1.2.1 Description globale

Les microquasars sont les objets les plus actifs et les plus énergétiques de la Galaxie. Ce sont pour la plupart des binaires X à faible masse (*Low Mass X-ray Binary*, LMXB), composées d'un objet compact vivant en symbiose avec une étoile de faible masse, généralement une naine de type K ou M. Nous considérerons dans la suite le cas où l'objet compact est un trou noir (Figure 1.2), le système étant alors nommé « binaire à trou noir » (*Black-Hole Binary*, BHB).

Ici, il me semble important de signaler une ambiguïté de nomenclature. En effet, le terme de « microquasar » a été forgé à partir des caractéristiques observationnelles des sources, rappelant celles des quasars, et non de leur nature physique (Mirabel et al. 1992). En particulier, parler de microquasars suppose l'observation d'un jet relativiste de matière². À ce titre, si la plupart des microquasars contiennent un trou noir, certains, tel Sco X-1, hébergent une étoile à neutron. De même, si la plupart des microquasars sont des LMXBs, il existe au moins deux microquasars, Cyg X-1 et Cyg X-3, dont l'étoile compagne est massive, et qui appartiennent donc aux HMXBs. Inversement, dans le cas de plusieurs LMXBs contenant un trou noir, aucun jet n'a été détecté observationnellement et elles ne sont

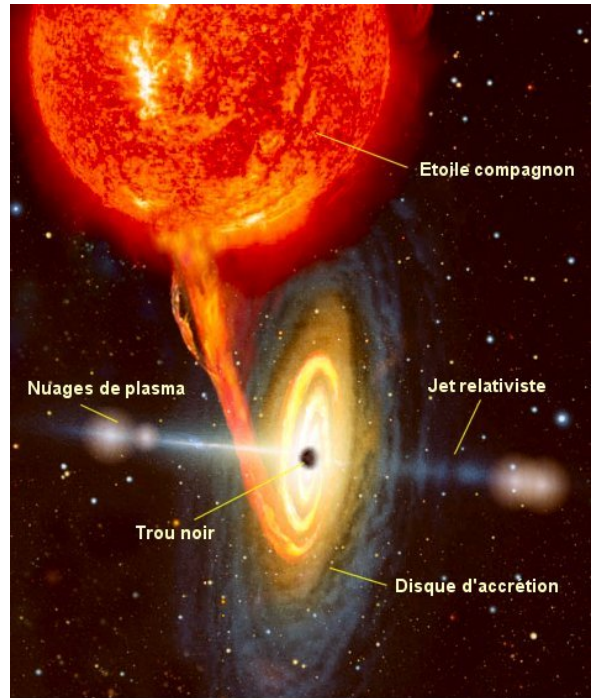


FIGURE 1.2 – Schéma d'un microquasar, avec ses principales composantes (source : Imago Mundi).

2. Pour être exact, il s'agissait au départ de la présence de jets étendus, visibles lorsque la matière entre en contact avec le milieu interstellaire. Par extension, on parle aussi de microquasar lorsqu'un jet *compact* est détecté à proximité immédiate de l'objet compact.

donc pas classées parmi les microquasars, même si cette non-détection peut simplement provenir d'un manque d'observations ou d'une trop faible résolution dans le domaine radio.

Ceci étant dit, les objets que nous étudierons par la suite appartiennent tous à l'intersection des ensembles LMXB, BHB et microquasars. Il n'y a donc pas de risque de sortir de leurs périmètres respectifs, et j'utiliserai indifféremment ces trois termes pour les désigner au fil du texte.

On recense un total de ~ 200 LMXBs dans la Voie Lactée et les nuages de Magellan (Liu et al. 2007). Parmi ces sources, 55 sont supposées héberger un trou noir, au vu de leurs caractéristiques spectrales et temporelles (Ozel et al. 2010). Parmi ces 55 sources, la masse de l'objet compact a été mesurée dynamiquement pour 23 d'entre elles : dans chacun de ces cas, la masse obtenue est supérieure à la limite de stabilité d'une étoile à neutrons, située aux alentours de $3.2M_{\odot}$ (par ex. Rhoades & Ruffini 1974), ce qui permet d'affirmer avec certitude que l'objet compact est bien un trou noir.

Contrairement aux HMXB, l'étoile compagnon des LMXB n'émet pas de fort vent stellaire. Les seuls systèmes détectables sont donc ceux où les deux objets sont assez proches l'un de l'autre pour que l'étoile compagnon remplisse et déborde son lobe de Roche, c'est-à-dire la surface équipotentielle des champs gravitationnels des deux objets. L'idée qu'une étoile puisse perdre de la matière au profit d'un compagnon est très ancienne (Roche 1849), et a été proposée en premier lieu pour expliquer le comportement de systèmes binaires à très courte période (Crawford & Kraft 1956; Bath et al. 1974). Cependant, cette idée ne s'est révélée véritablement prometteuse que lors de son utilisation pour un système contenant un objet compact (Amnuel & Guseinov 1979). En effet, dans ce cas, l'apport de matière au trou noir peut atteindre $10^{-6}M_{\odot}$ par an, quantité suffisante pour expliquer l'extrême luminosité de ces objets. Une fois franchi le lobe de Roche, le flux de matière s'organise en un disque d'accrétion autour de l'objet compact, par conservation du moment cinétique (Figure 1.2). Au cours de sa chute, la matière va libérer graduellement son énergie gravitationnelle et son moment cinétique sous forme de chaleur, de lumière et d'énergie cinétique.

Bien que l'apport d'énergie au trou noir soit relativement constant, l'évolution d'un microquasar ne l'est pas du tout : sa vie est au contraire chaotique, caractérisée par des phases transitoires d'intense activité séparées par de longues phases de quiétude.

1.2.2 La vie d'un microquasar : le diagramme en tête de tortue

Un microquasar passe la majeure partie de sa vie dans un état de faible luminosité, appelé quiescence. Dans cet état, sa luminosité X dans la bande 0.5–10 keV est de l'ordre de $L_X = 10^{30.5} - 10^{33.5} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (Narayan et al. 2002), luminosité comparable à la luminosité bolométrique du Soleil, de l'ordre de $L_{\odot} \simeq 4 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Le système en quiescence est ainsi très difficile à détecter avec les instruments actuels. Cet état peut se rompre soudainement et, en quelques jours, l'objet devient alors l'un des plus brillants du ciel X, avec une luminosité intrinsèque $L_X > 10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (McClintock & Remillard 2006). C'est le début d'un « sursaut » ou « éruption »³, événement qui dure de quelques jours à quelques mois, avant le retour à la quiescence. Notons

3. « Outburst », en anglo-américain. On parlera couramment d'« outburst » dans le cas de binaires X, mais plutôt de « burst » pour un sursaut gamma, principalement pour différencier les deux. Le sens de ces deux mots est sensiblement le même et se traduit par « sursaut » en français : on désigne par là un événement soudain, très violent et imprévisible. Dans un contexte astrophysique, un sursaut dure plusieurs semaines. Pour désigner un sursaut plus court, de quelques minutes à quelques jours, on parlera de « flare » en anglais, ou de « bouffée » en français. Enfin, un événement durant quelques secondes sera nommé « spike » ; en français on parlerait d'un « pic de lumière » ou d'un « flash » pour traduire la brièveté de l'évènement.

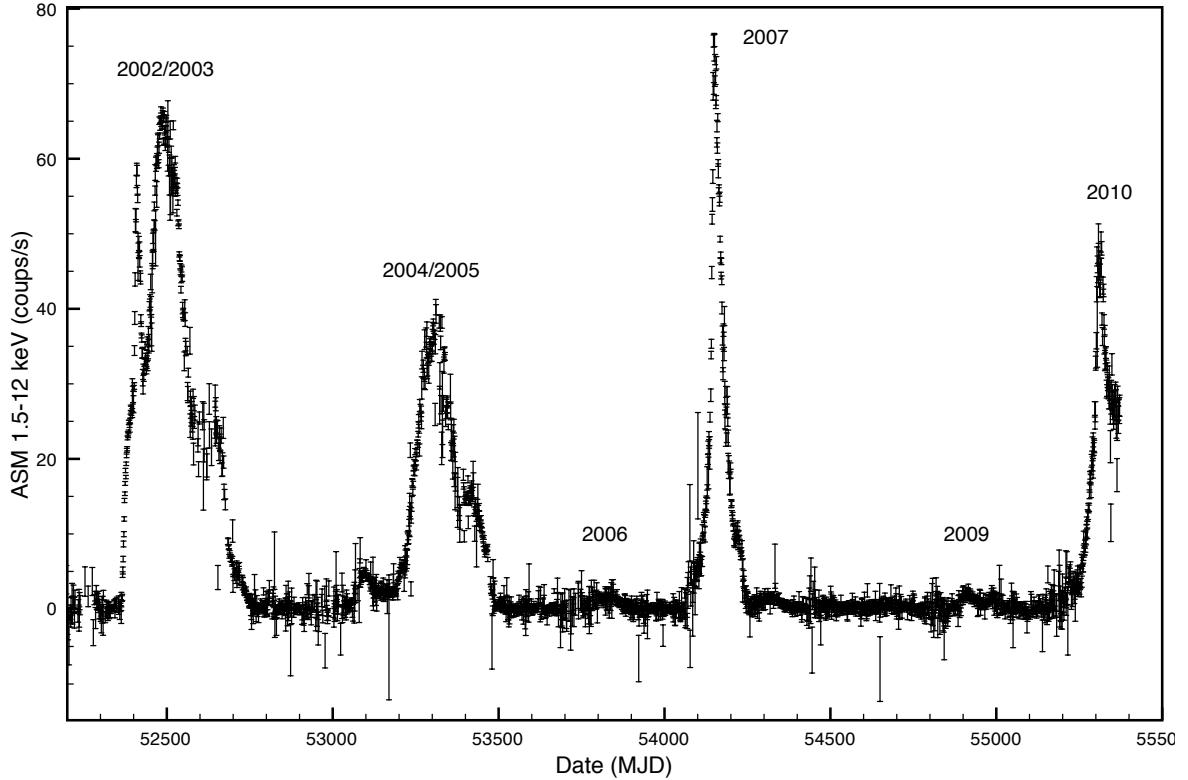


FIGURE 1.3 – Courbe de lumière du microquasar GX 339–4, dans le domaine X mou, observé par *RXTE/ASM* sur la période 2002-2010. 4 éruptions majeures sont visibles, ainsi que 2 éruptions mineures.

cependant que quelques sources atypiques peuvent rester en activité des décennies durant, telles Cyg X–1, Cyg X–3 ou GRS 1915+105. Le cas de cette dernière source sera abordé au chapitre 6.

Le sursaut lui-même se déroule en plusieurs parties. Il débute par une augmentation très rapide de la luminosité X, qui atteint un maximum en quelques jours. Par la suite, la luminosité décroît plus lentement, sur une période de quelques semaines à quelques mois, selon une décroissance linéaire ou exponentielle. Un exemple de ce comportement est donné à la Figure 1.3, qui représente la courbe de lumière dans le domaine des X mous du microquasar GX 339–4, sur laquelle quatre sursauts majeurs sont visibles.

Cette évolution n’est cependant pas simultanée à toutes les longueurs d’onde, ce qui entraîne de fortes évolutions spectrales de la source au cours du sursaut. Plutôt que de tracer plusieurs courbes de lumière à différentes longueurs d’onde, un moyen très utile d’avoir une vision globale d’un sursaut est l’utilisation d’un diagramme « intensité-dureté » (*Hardness Intensity Diagram*, HID). Pour cela, on trace en abscisse le rapport d’une bande d’énergie en rayons X durs sur une bande d’énergie X mous, et en ordonnée la luminosité X de la source.

Sur la Figure 1.4, le trajet d’un microquasar dans ce diagramme a été représenté. Il s’agit cette fois encore de GX 339–4, objet dont l’évolution est plus « simple » à décrire, et qui est utilisé depuis plusieurs années comme prototype de la famille des microquasars (Fender et al. 2005). Au sortir de la quiescence, un sursaut de microquasar débute toujours dans la partie

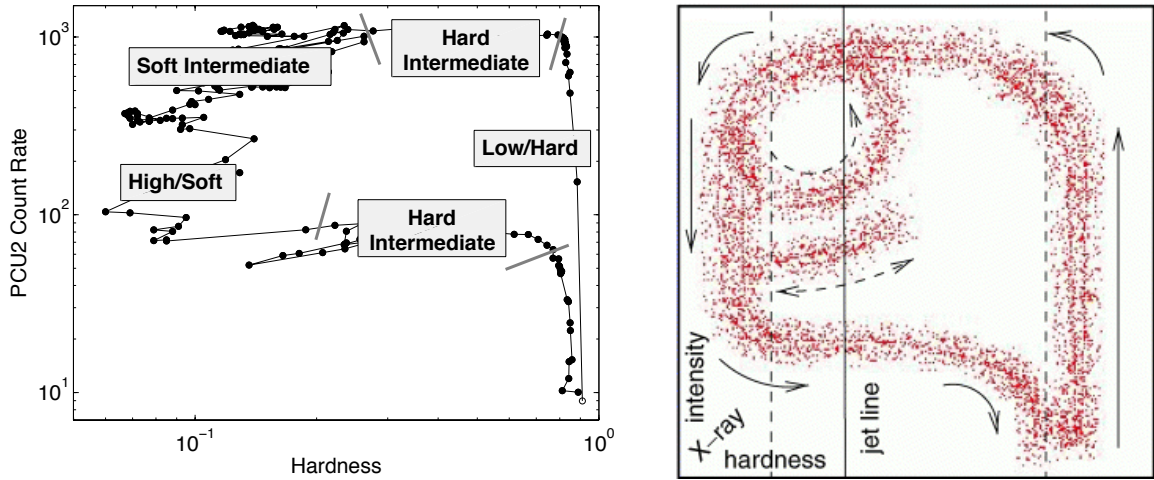


FIGURE 1.4 – Gauche : diagramme intensité-dureté du microquasar GX 339–4 (Homan & Belloni 2005), et localisation des états spectraux. Droite : représentation schématique du trajet d'un microquasar dans le diagramme HID, ou diagramme en « tête de tortue » (Fender & Belloni 2004a).

inférieure droite : faible intensité et spectre dur. Cette état est noté « Low/Hard State » sur le schéma, état que nous qualifierons dans la suite simplement d'état dur (*Hard State*, HS). L'intensité augmente ensuite rapidement, tout en conservant sa forme spectrale : la source se déplace dans la partie supérieure droite du diagramme. À ce moment, un changement spectral radical se produit : la partie basse énergie du spectre X augmente soudainement, tandis que partie haute énergie diminue. La source se déplace ainsi dans le coin supérieur gauche du diagramme : très forte luminosité et spectre mou. Ensuite, la luminosité totale diminue plus lentement, en conservant sa forme spectrale. Le microquasar a alors atteint l'état noté « High/Soft State » sur le schéma, état que nous qualifierons dans la suite d'état mou (*Soft State*, SS). Enfin, une dernière transition spectrale a lieu peu avant le retour à la quiescence, renouant avec le spectre dur des débuts du sursaut.

L'image globale d'un sursaut dans le HID évoque ainsi un « q » minuscule, d'où le nom de « diagramme en q » donné à cette évolution. Notons que des états intermédiaires peuvent s'ajouter à ce schéma grossier, états avec lesquels la source effectue parfois des aller-retours dans le HID. Le schéma complet, plus complexe, est ainsi parfois nommé « diagramme en tête de tortue ».

1.2.3 Différentes composantes pour des émissions différentes

L'évolution spectrale des microquasars, constatée indépendamment de tout modèle morphologique, peut être également décrite en termes de composantes physiques de la source, et de leurs luminosités relatives. Partant du schéma de la Figure 1.2, je décris ci-dessous les différentes sources d'émission que l'on peut s'attendre à observer. Les émissions typiques provenant de ces composantes sont tracées sur la Figure 1.5, dans le cas du microquasar XTE J1118+480 observé durant l'état dur.

Disque d'accrétion (IR-X mous) : En premier lieu, le disque d'accrétion est le moteur principal des émissions d'un microquasar. Au cours de sa chute vers le trou noir, la matière

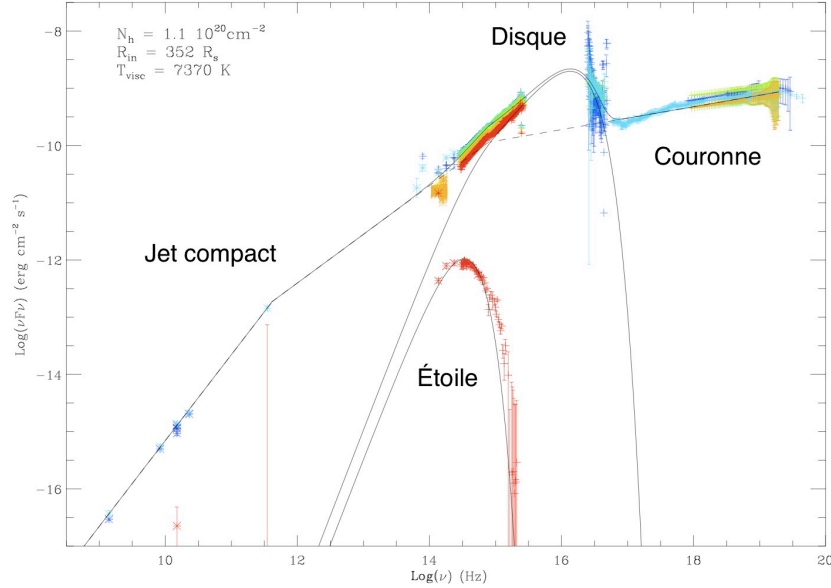


FIGURE 1.5 – *Distribution spectrale d'énergie du microquasar XTE J1118+480 durant l'état dur (Chaty et al. 2003). Sur cette figure, la zone d'émission du jet compact est située dans le domaine radio, celle du disque d'accrétion atteint un maximum dans le domaine X mou, tandis que la couronne domine l'émission X dure.*

dissipe une partie de son énergie gravitationnelle et de son moment angulaire par frottements, et ce d'autant plus rapidement qu'elle est proche du trou noir. Ce faisant, elle acquiert la forme d'un disque géométriquement fin, optiquement épais de type disque α (Shakura & Sunyaev 1973). L'émission d'un tel disque peut être approximée par la superposition d'émissions de type corps noir (Mitsuda et al. 1984).

La gamme d'énergie couverte par le disque dépend des conditions à ses deux extrémités. D'une part, la matière provenant de la surface de l'étoile compagne est d'abord chauffée en atteignant le disque, au niveau d'un « point chaud ». Les bords externes du disque y atteignent une température de quelques milliers de degrés, et émettent la majorité de leur lumière dans les domaines visible et ultraviolet. D'autre part, la matière s'échauffe graduellement par viscosité turbulente au cours de son voyage dans le disque d'accrétion. Au cours d'un sursaut, lorsque la matière atteint la dernière orbite stable et est complètement ionisée (voyez la section 1.3.3), les bords internes sont chauffés à plusieurs millions de degrés, et produisent l'émission d'un corps noir d'énergie située entre 0.1 et 1 keV.

Couronne ($\sim 5 - 100$ keV) : À plus haute énergie, depuis les X durs jusqu'aux gammas mous, une émission en loi de puissance est détectable. Le mécanisme le plus plausible pour générer cette émission est la diffusion Compton inverse (Compton 1923), c'est-à-dire l'accélération des photons mous issus du disque par une population d'électrons chauds. En effet, pour un même apport d'énergie, ce phénomène permet de produire des photons bien plus énergétiques qu'un milieu optiquement épais, par exemple, sans nécessiter la présence d'un milieu dense exagérément

chaud. La diffusion Compton inverse a ainsi été proposée très tôt pour expliquer l'émission dure de Cyg X-1 (Sunyaev & Truemper 1979; Sunyaev & Titarchuk 1980), puis par extension celle de tous les microquasars.

Si ce modèle parvient à reproduire très finement les spectres des microquasars (Gilfanov 2010), il reste très vague sur l'aspect de la zone responsable de la diffusion Compton. Il est à peu près acquis que cette zone, souvent appelée « couronne⁴ », doit se situer très près de l'objet compact, source d'énergie gravitationnelle. En revanche, sa géométrie et sa composition sont mal connues. À l'heure actuelle, deux géométries sont couramment utilisées par les modèles théoriques. D'une part, la couronne pourrait avoir la forme d'un « sombrero » (Figure 1.6, Poutanen et al. 1997). Dans ce cas, elle occuperait en permanence l'espace situé entre le bord interne du disque d'accrétion et l'objet compact. D'autre part, la couronne pourrait être un milieu déstructuré et fluctuant, situé au-dessus du disque d'accrétion (Galeev et al. 1979). Dans ce cas, le champ magnétique du disque est supposé assez intense pour créer des boucles assez similaires à celles observées au sein de la couronne solaire, boucles capables d'élever et échauffer de la matière au dessus du disque. Chaque boucle rayonne alors par effet Compton inverse, avant de disparaître et d'être remplacée par une nouvelle.

La réflexion sur le disque (6.4 keV et ~ 30 keV) : En quittant la couronne, une partie des photons va être interceptée par le disque d'accrétion. Au sein du disque, une partie de l'énergie des photons sera absorbée par effet Compton (effet Compton direct, cette fois-ci), ainsi que par photo-absorption par des éléments lourds (Basko et al. 1974). L'énergie restante sera alors réémise par diffusion Compton (Figure 1.6). De plus, une partie de l'énergie emmagasinée par les éléments lourds sera réémise sous la forme de raies de fluorescence caractéristiques de ces éléments. Parmi ces raies, la plus communément rencontrée est la raie K_α du fer, visible aux alentours de 6.4 keV.

Au final, la réflexion sur le disque d'accrétion se traduira dans les observations par deux composantes. D'une part, une ou plusieurs raies d'émission caractéristiques des éléments lourds, éventuellement déformées par les effets relativistes près du trou noir. D'autre part, une composante de réflexion de l'émission Compton, laquelle forme une « bosse » visible principalement aux alentours de 30 keV (George & Fabian 1991).

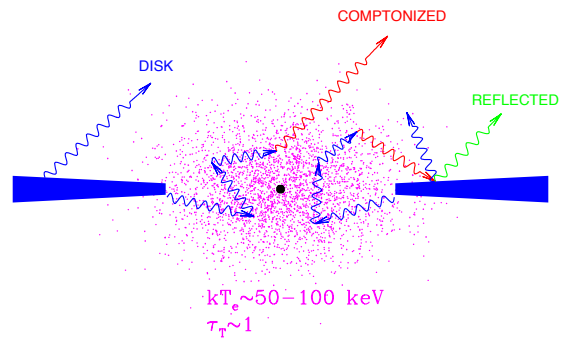


FIGURE 1.6 – Schéma de la partie interne du disque d'accrétion d'un microquasar. Près de l'objet compact, le disque d'accrétion laisse la place à une « couronne », composée d'électrons chauds rayonnant par effet Compton inverse (Gilfanov 2010). La couronne est ici représentée en configuration « sombrero ».

4. Par analogie avec la couronne solaire. En effet, dans le cas de la couronne d'un microquasar, l'énergie provient de phénomènes de convection dans le disque d'accrétion, lesquels chauffent la matière de la couronne. Dans le cas du Soleil, la couronne est également chauffée à haute température par des phénomènes de convection, qui ont lieu cette fois dans les couches supérieures de l'enveloppe de l'étoile.

L'étoile compagne (IR-visible) : Suivant sa température de surface, l'étoile compagne domine le spectre d'émission dans une zone restreinte, depuis le domaine infrarouge jusqu'au domaine visible.

Jet compact (Radio, IR, X mous ?) : Les observations radio des microquasars ont montré très tôt la présence d'un jet de matière relativiste au cours de certaines phases d'une éruption. Ce phénomène apparaît généralement en début ou en fin de sursaut, et subsiste durant plusieurs jours voire plusieurs semaines⁵. Dans un premier temps, la vitesse de ces jets a été mesurée aux alentours de $\sim 0.2c$, dans le cas de SS 433 (Spencer 1979). Les observations ultérieures ont permis de découvrir des jets bien plus rapides, en particulier dans le cas de GRS 1915+105, dont le jet compact peut atteindre $\sim 0.6c$ (Giovannini et al. 2001).

Le jet, fortement collimaté, émet par rayonnement synchrotron dans une grande partie du spectre radio, jusqu'au domaine infrarouge (Blandford & Konigl 1979). Cette émission apparaît sous la forme d'un spectre approximativement plat (figure 1.5). Au-delà d'une certaine énergie, correspondant à la matière située à la base du jet, le spectre montre une coupure : dans le cas de GX 339-4, cette coupure est probablement située dans le proche infrarouge (Corbel & Fender 2002).

Avant que cette émission synchrotron ne quitte le jet compact, la matière du jet pourrait également agir par effet Compton inverse sur ces mêmes photons synchrotron. Dans ce cas, l'émission lumineuse peut acquérir une composante supplémentaire, résultant de l'accélération à haute énergie des photons radio et infrarouge. Dans l'émission globale du jet, il pourrait ainsi exister une composante s'étendant jusqu'au domaine des rayons X (Markoff et al. 2005), mais cela fait encore l'objet de débats animés.

1.2.4 Des états spectraux variés

Au cours d'un sursaut, l'évolution spectrale d'un microquasar peut être décrite à l'aide de différents états spectraux. Il existe deux classifications récentes couramment utilisées : celle de Homan & Belloni (2005) et celle de McClintock & Remillard (2006). La première est phénoménologique, fondée sur les caractéristiques spectrales et temporelles globales des sources, tandis que la seconde est fondée sur les paramètres *physiques* des composantes des microquasars, et dépend donc des modèles spectraux utilisés. Les états spectraux définis par les deux systèmes sont en fait très proches, et diffèrent surtout par la nomenclature et la position précise des limites entre états. Dans la suite, nous utiliserons la nomenclature de Homan & Belloni (2005), mise à jour par Belloni (2010). La Figure 1.4 montre la position des quatre états spectraux sur un diagramme intensité-dureté, dans le cas du microquasar GX 339-4. La Figure 1.7 montre quatre spectres de puissance caractéristiques de ces états, également dans le cas de GX 339-4.

Les états spectraux ont été définis au départ selon trois critères : la luminosité, l'indice spectral et la variabilité temporelle. Cependant, avec l'arrivée de données plus nombreuses, le critère de luminosité est devenu plus aléatoire et n'est plus caractéristique d'un état spectral donné (à part pour l'état quiescent). L'indice spectral et la variabilité, en particulier la présence ou l'absence d'oscillations quasi-périodiques (*Quasi-Periodic Oscillations*, QPO), sont les critères utilisés actuellement pour discriminer les états spectraux.

5. Il s'agit ici du cas d'un jet compact « stable », par opposition aux éjections isolées, plus courtes, qui seront abordées plus en détails au chapitre 6.

Etat dur (*Hard State*, HS) : Dans l'état dur, le spectre en rayons X est dominé par une loi de puissance, d'indice spectral dur compris dans la gamme 1.6-1.7, voire inférieur. Cette loi de puissance, caractéristique de la couronne, représente $\sim 80\%$ du flux X de la source. D'autre part, la variabilité temporelle de la courbe de lumière X est très grande, avec une puissance totale supérieure à $\sim 20\%$, et souvent de fortes oscillations quasi-périodiques, très cohérentes. Cet état est caractéristique de la montée initiale et de la toute fin d'un sursaut (Figure 1.4). Dans le domaine radio, on détecte souvent un jet compact durant cet état. On le désigne souvent sous le nom « Low/Hard State », afin de rappeler qu'il est caractérisé en général par une faible luminosité et une grande dureté.

Etat dur intermédiaire (*Hard Intermediate State*, HIMS) : Cet état est caractérisé par un spectre plus mou, avec un indice de loi de puissance compris entre ~ 1.7 et 2.5 . La loi de puissance domine toujours le flux X de la source, et la variabilité temporelle reste forte. Cet état est surtout caractérisé par la présence de fortes QPO. L'état HIMS apparaît très souvent à la suite d'un état dur, auquel cas les caractéristiques des QPO poursuivent l'évolution de ceux observés durant l'état dur. Le jet compact est également souvent visible dans le domaine radio, bien que plus faible qu'en HS.

Etat mou intermédiaire (*Soft Intermediate State*, SIMS) : Cet état est caractérisé par un indice spectral de $\sim 2.5-3.0$, et est cette fois dominé par la luminosité du disque d'accrétion. La variabilité temporelle est beaucoup plus faible, de forme différente de celle des états durs, et souvent exempte de QPO (Figure 1.7). L'état SIMS est atteint en général après l'état HIMS, et ne montre plus de jet compact. En revanche, des éjections discrètes de matière peuvent avoir lieu.

Etat mou (*Soft State*, SS) : Cet état est fortement dominé par la luminosité du disque, qui représente $>75\%$ du flux X de la source. L'indice spectral mou, de l'ordre de 3.0 . La variabilité temporelle est très faible, avec une puissance inférieure à $\sim 5\%$. On n'observe pas de QPO. Cet état étant généralement très lumineux par rapport à l'état dur, il a été au départ désigné par le nom de « High/Soft State », ce qui rappelle qu'il est à la fois très lumineux et spectralement mou.

Etat quiescent : Enfin, la quiescence est l'état de luminosité le plus faible, inférieure de plusieurs ordres de grandeur à celle des états précédents. Le spectre X durant la quiescence est dominé par une loi de puissance dure et est ainsi comparable à l'état dur, mais en beaucoup moins lumineux.

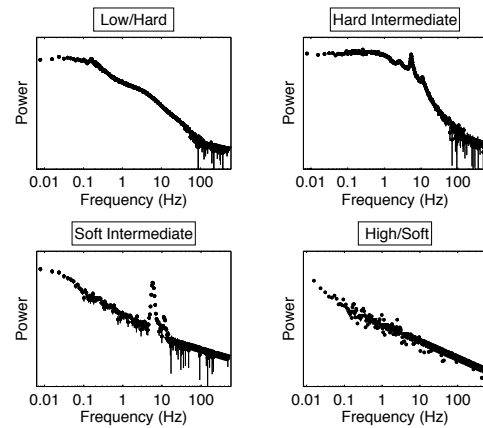


FIGURE 1.7 – Spectres de puissance caractéristiques des états spectraux d'un microquasar. Une forte QPO est visible durant les états intermédiaires. La forme du spectre de puissance change fortement entre les états dits « durs » et les états « mous » (Homan & Belloni 2005).

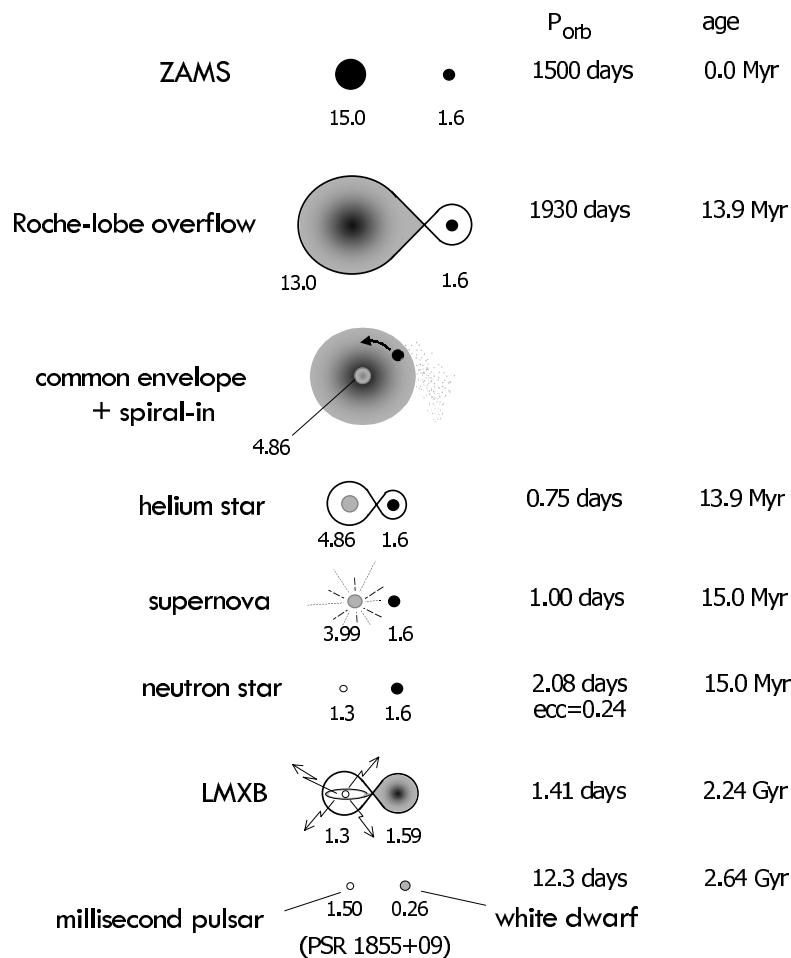


FIGURE 1.8 – Scénario de formation d’une binaire X à faible masse. Les durées ont été ici calculées pour le cas particulier du système PSR 1855+09 (Tauris & van den Heuvel 2006).

1.3 Les différentes constantes de temps

1.3.1 10^9 ans : la formation d’un microquasar

L’existence même des binaires X appelle une question simple : d’où viennent-elles ? La réponse à cette question est, en revanche, bien plus complexe. Prenons le cas d’une LMXB contenant une étoile à neutrons. D’une part, l’étoile à neutrons provient d’une étoile massive, et est donc le résidu d’une étoile supergéante ayant explosé en supernova. D’autre part, le système binaire actuel ayant une période orbitale typique de ~ 1 jour (McClintock & Remillard 2006), les deux astres sont relativement proches l’un de l’autre. Il s’ensuit que l’étoile compagne naine a nécessairement été, à un moment de l’évolution du système, englobée par la supergéante (van den Heuvel 1983; Verbunt & van den Heuvel 1995). Il s’ensuit également que l’étoile compagne, après son passage à l’intérieur de la supergéante, a survécu d’une manière ou d’une autre à la supernova finale.

La Figure 1.8 schématise ce que pourrait être la naissance d’une LMXB. Au départ, le système binaire contient une étoile massive et une étoile naine, cette dernière en rotation lente autour de

l'étoile massive. Lorsque l'étoile massive devient supergéante, elle englobe son étoile compagnon. Ceci entraîne la dissipation rapide du moment angulaire orbital, et la perte d'une partie de l'énergie de rotation orbitale du système dans l'enveloppe : l'étoile compagnon tombe en spiralant vers le cœur de la supergéante, tout en éjectant l'enveloppe d'hydrogène de cette dernière (Tauris & van den Heuvel 2006). Ce qu'il reste de la supergéante continue d'évoluer, jusqu'à exploser en supernova : la brusque perte de matière du système augmente alors brutalement la séparation orbitale. Notons que l'explosion elle-même expulse une grande quantité de matière et projette l'objet compact résidu de l'étoile massive à grande vitesse⁶, sans pour autant détruire le système binaire. Il est particulièrement étonnant que l'étoile compagnon de faible masse puisse survivre à un tel cataclysme.

L'ensemble du processus prend $\sim 10^7$ ans, et mène à un système formé d'un objet compact et d'une étoile naine encore jeune. Cette dernière va continuer à évoluer normalement pendant $\sim 10^9$ ans, jusqu'à s'écarter à son tour de la séquence principale. Devenue une géante, elle remplit alors son lobe de Roche et le transfert de matière entre le compagnon et le trou noir débute. Les LMXB sont donc des systèmes anciens, qui ne deviennent détectables qu'à la fin de la vie du compagnon. Dans le cas des HMXB, le scénario est très similaire (Tauris & van den Heuvel 2006). La différence principale est cependant que l'étoile compagnon est cette fois massive, et l'âge du système n'atteint par conséquent que $\sim 10^7$ ans : il s'agit cette fois de systèmes jeunes au regard de l'évolution Galactique.

Les détails d'un tel scénario de formation sont cependant très mal connus, car de nombreux paramètres restent incertains : en particulier, les conséquences de la phase d'enveloppe commune ou l'amplitude de l'accélération initiale subie par l'objet compact sont encore spéculatives. Plusieurs modèles globaux ont été proposés, dans l'objectif de prédire le nombre de LMXB dans la Galaxie. Ces modèles obtiennent un total d'environ 10 000 LMXB, dont la moitié seraient dans une phase de transfert de matière (Yungelson et al. 2006). Les estimations issues des observations, elles, varient de quelques centaines à ~ 2000 LMXB dans la Galaxie (Chen et al. 1997; Romani 1998). Cette divergence importante entre prédictions et observations provient sans doute en premier lieu des limites des modèles. Mais elle peut aussi avoir pour origine les grandes incertitudes observationnelles quant à la période de récurrence des sursauts.

1.3.2 10-100 ans : la récurrence des sursauts

En effet, 60 ans d'observations à haute énergie et dans le domaine radio ont permis de mettre en évidence que les éruptions de microquasars sont un phénomène récurrent. Ainsi, GX 339–4 entre en éruption tous les deux ans environ (Figure 1.3, Wu et al. 2010). D'autres binaires X montrent le même comportement et l'on suppose que, pour celles pour lesquelles un seul sursaut a été détecté, l'apparition de satellites de surveillance en rayons X est simplement trop récente pour avoir eu le temps d'en détecter un second. À présent, il reste à expliquer pourquoi les éruptions apparaissent ainsi régulièrement, avec un temps caractéristique de quelques années à quelques dizaines d'années.

La première explication proposée faisait intervenir l'étoile compagnon (par ex. Bath 1975). En effet, le temps caractéristique de récurrence étant comparable à celui des cycles solaires de 11 ans, des modifications stellaires sur cette échelle de temps sont déjà connues. Suivant cette idée, une instabilité naissant au sein de cette étoile, enclenchée par la perte continue de masse due à

6. Les explosions de supernova ne sont pas symétriques, et procurent une grande énergie cinétique au cœur de l'étoile dans les derniers instants de l'explosion. Les pulsars acquièrent ainsi une vitesse de l'ordre de $\sim 10 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (Antonioni et al. 2010) à $\sim 100 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (Arzoumanian et al. 2002).

la présence de l'objet compact, augmenterait brutalement l'injection de matière dans le disque d'accrétion et serait ainsi à l'origine des sursauts. Cependant, les scénarios proposés ont été mis en défaut les uns après les autres (le dernier par Gontikakis & Hameury 1993), et l'idée a été peu à peu abandonnée. En revanche, les cycles stellaires sont peut-être visibles plus discrètement dans certaines LMXB, qui montrent des modulations à long terme de leur courbe de lumière (Kotze & Charles 2010).

L'explication maintenant favorisée implique une instabilité thermique et visqueuse dans le disque lui-même (Lasota 2001). Nommé simplement modèle d'instabilité du disque (*Disk Instability Model*, DIM), le scénario suppose l'existence de deux zones de densité stables pour le disque d'accrétion : l'une pour un disque composé d'hydrogène neutre, l'autre pour un disque composé d'hydrogène ionisé. Ainsi, le disque neutre est caractérisé par une densité maximale Σ_{max} , au-delà de laquelle il devient instable.

Avant un sursaut, le disque est stable à une température faible, et rayonne donc peu. L'accrétion continue de matière provenant du compagnon augmente graduellement la densité. Lorsque la densité au bord interne du disque dépasse Σ_{max} , le sursaut se déclenche : le disque devenu instable s'ionise fortement, s'échauffe, et devient soudain visible depuis la Terre. L'énergie nécessaire à cette brusque débauche d'énergie provient d'une forte augmentation du taux d'accrétion due à l'instabilité, qui apporte de l'énergie gravitationnelle au mécanisme. À la fin de l'éruption, une grande quantité de matière a ainsi été accrétée et le disque, plus léger, est revenu à son état neutre.

Ce scénario propose une solution élégante au phénomène de la récurrence des éruptions de binaires X : le temps entre deux éruptions est simplement le temps nécessaire à l'accumulation de suffisamment de matière pour remplacer la matière accrétée et atteindre à nouveau la densité critique.

1.3.3 1 mois-1 an : un sursaut typique

Voyons à présent plus en détails l'évolution du microquasar au cours d'une éruption. Le modèle d'instabilité du disque DIM suppose un disque mince, sur le modèle du disque α (Shakura & Sunyaev 1973). Ce disque possède une viscosité donnée par $\nu = \alpha c_s H$, où c_s est la vitesse du son dans le plasma composant le disque, α est un paramètre fixe à déterminer, et H est l'épaisseur du disque, supposée faible devant son rayon. La viscosité elle-même provient probablement de phénomènes de turbulence dans le disque, pour lesquels le mécanisme de turbulence le plus utilisé est l'instabilité magnéto-rotationnelle (*Magneto-Rotational Instability*, MRI, Balbus & Hawley 1998).

Deux instabilités peuvent se produire dans le disque d'accrétion (Lasota 2001). D'une part, on parle d'instabilité thermique lorsqu'une faible perturbation de température s'amplifie spontanément. D'autre part, le disque sera dit sujet à une instabilité visqueuse si un petit accroissement dans le taux d'accrétion \dot{M} mène à un taux d'accrétion plus grand, et donc à l'engloutissement de cette partie du disque. Selon le DIM, ces deux instabilités se produisent à proximité du point où l'hydrogène neutre composant le disque commence à s'ioniser.

Un tel disque possède en effet deux états d'équilibre à une densité donnée : un « chaud », où l'hydrogène est ionisé, et un « froid », dominé par l'hydrogène atomique. La Figure 1.9 montre les points d'équilibre d'un disque mince, dans un diagramme densité-température : on y observe deux branches de stabilité, qui sont les branches supérieure et inférieure du « S » de la figure. L'instabilité thermique est due au changement rapide d'opacité du disque induit par l'ionisation ou la recombinaison de l'hydrogène : pour un disque chaud ou un disque froid, le taux de

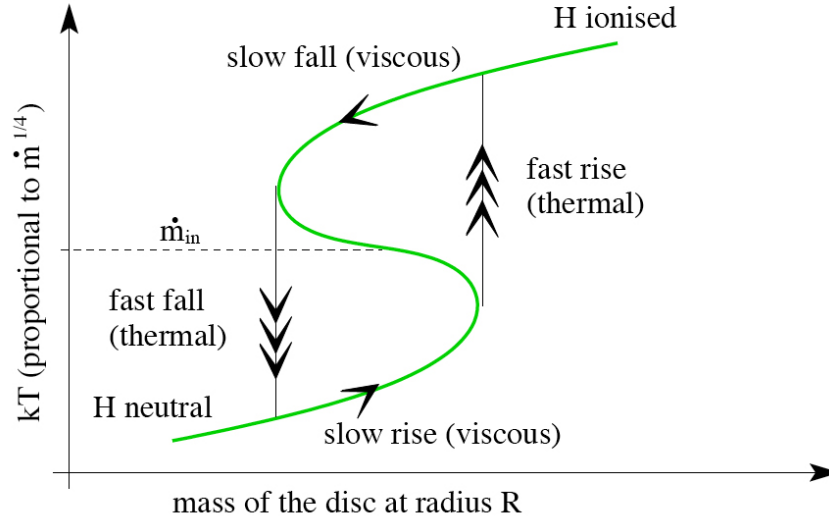


FIGURE 1.9 – Courbes de stabilité thermique d'un disque, dans le plan densité-température (Done et al. 2007). La branche inférieure de la courbe en S correspond à un disque formé d'hydrogène neutre, tandis que la branche supérieure correspond à l'hydrogène ionisé. Les flèches schématisent le trajet du disque d'accrétion d'un microquasar dans le diagramme au cours d'une éruption.

refroidissement augmente en effet avec la température, et le disque est stable thermiquement. En revanche, lorsque l'hydrogène commence à s'ioniser, à des températures proches de 7000 K, le taux de refroidissement diminue avec la température : le disque devient alors instable. La diminution du taux de refroidissement provient du fait que, à cette température, l'énergie des photons est utilisée pour ioniser les atomes d'hydrogène et reste donc piégée dans le disque, effet qui augmente avec la température jusqu'à l'ionisation complète du disque. D'autre part, ce piégeage de l'énergie est amplifié par la viscosité du disque : l'hydrogène ionisé ayant une viscosité plus grande que l'hydrogène neutre, la zone d'instabilité s'agrandit naturellement. Il existe donc une zone d'instabilité thermo-visqueuse entre Σ_{max} , densité maximale du disque froid, et Σ_{min} , densité minimale du disque chaud.

Plaçons-nous donc au début d'un sursaut. Après une phase de quiescence plus ou moins longue, une grande quantité de matière est accumulée près de l'objet compact. Une fois franchie la densité critique, la température augmente très rapidement au bord interne, avec un temps caractéristique thermique, jusqu'à 70 000 K. Ceci augmente la viscosité locale, et donc la densité de surface près du bord interne du disque. Nous avons maintenant un pic dans les profils de densité et de température, avec des gradients très forts ; le front de densité et de température va donc commencer à se propager vers l'extérieur du disque. Suivant l'amplitude de ce front, il pourra ou non atteindre le bord externe du disque.

Du point de vue des observations, ceci se traduit par une augmentation très rapide du flux de la source, jusqu'à ce que le disque soit totalement (ou en grande partie) ionisé. Le disque est à présent en équilibre chaud, sur la partie supérieure du « S », et la courbe de lumière atteint son maximum. À ce stade, deux scénarios sont possibles, suivant la nature de l'objet compact. Le premier scénario concerne les systèmes contenant une naine blanche : à l'origine, le DIM a été développé précisément pour décrire ces systèmes. Dans ce cas, le nouveau profil de densité du disque a été modifié par l'onde de densité et de température, et les bords externes du disque

se retrouvent maintenant proches de la densité Σ_{min} . La densité dans cette zone diminue par accréation, et sa température chute brutalement par recombinaison de l'hydrogène. La viscosité de la région chaude étant plus grande que celle des régions externes, un nouveau front se propage vers l'intérieur du disque, cette fois-ci un front de refroidissement. Lorsque le front a atteint les bords internes du disque, l'éruption s'arrête, et l'ensemble du disque d'accréation a une densité proche de la densité Σ_{min} locale. La densité est donc plus faible que dans l'état initial, et la source va devoir attendre de combler ce manque de matière pour réentrer en éruption.

Jusqu'à présent, ce modèle prédit une croissance *et* une décroissance rapide du flux X. Cependant, il ignore un paramètre important, fondamental pour les LMXB : l'irradiation. En effet, dans le cas des LMXBs, la partie interne du disque d'accréation est beaucoup plus chaude et rayonne de grandes quantités de rayons X. Ce rayonnement est suffisant pour échauffer fortement la matière composant le disque d'accréation. Par conséquent, la courbe de stabilité thermique du disque est fortement modifiée par l'irradiation, et la nouvelle densité Σ_{min} devient bien plus faible (King & Ritter 1998). Ainsi, l'onde de refroidissement ne se forme pas. En réalité, la dynamique est alors complètement dominée par l'irradiation, qui elle-même dépend du taux d'accréation au bord interne du disque. Qualitativement, lorsque le taux d'irradiation va diminuer, seule une petite partie du disque externe va se refroidir suffisamment pour permettre la recombinaison de l'hydrogène. Ceci va diminuer le taux d'accréation, donc l'irradiation. Globalement, le processus va mener à une décroissance exponentielle de la courbe de lumière, selon une constante de temps cette fois-ci *visqueuse*, bien plus longue que celle liée au front de chauffage du début du sursaut.

Selon le DIM, lorsque l'on prend en compte l'irradiation, un sursaut de microquasar passe donc par deux phases : une croissance rapide de la luminosité, suivie d'une décroissance plus lente. Cette prédiction est tout à fait en accord avec les observations. En effet, la plupart des sursauts de microquasars suivent une courbe dite « FRED » (*Fast Rise Exponential Decay*), caractérisée par une croissance rapide et une décroissance exponentielle (parfois linéaire) de la luminosité X (Chen et al. 1997).

En résumé, l'absence de modèle concurrent crédible, l'élégance du mécanisme proposé et enfin la confirmation par les observations ont fait de ce modèle *le* modèle de référence pour les sursauts de microquasars et de variables cataclysmiques (Lasota 2001). En décrivant ce scénario global, j'ai cependant passé sous silence un grand nombre de problèmes et d'incertitudes du modèle : les conditions aux bords, l'impact de la convection, le niveau de la turbulence dans le disque, etc. De plus, le DIM ne comporte aucun mécanisme susceptible de former la couronne, milieu dont la luminosité domine les états durs des microquasars : la manière dont l'énergie gravitationnelle amenée par le DIM est transformée en rayonnement n'est pas connue de manière certaine. Ce modèle donne cependant un bon point de départ à l'étude des éruptions de binaires X.

1.3.4 1000-10 000 s : transitions d'état et éjections discrètes

Comme nous l'avons vu jusqu'ici, un microquasar passe la majeure partie de sa vie dans un état paisible, entrecoupé d'éruptions brusques et violentes. De la même manière, au cours d'une éruption, la source passe plusieurs semaines dans des états spectraux stables et bien définis, entrecoupés de transitions brusques et drastiques (par ex. Belloni 2010). Ces transitions d'état sont caractérisées par des changements rapides à trois niveaux. En premier lieu, le spectre des sources change radicalement : ainsi, entre l'état dur et l'état mou, la proportion du flux provenant du disque d'accréation passe de moins de 20% à plus de 75% (McClintock & Remillard 2006). Ensuite, la variabilité temporelle de la courbe de lumière est fortement modifiée : la forme du spectre de puissance change, et des oscillations quasi-périodiques apparaissent ou disparaissent

(Homan & Belloni 2005). Enfin, la transition de l'état HIMS à l'état SIMS est caractérisée par la disparition du jet compact, ainsi que par une (ou plusieurs) éjection majeure de matière (Corbel et al. 2004; Fender et al. 2004b). De même, le jet compact de matière réapparaît à la transition inverse de l'état SIMS à l'état HIMS.

La durée précise d'une transition spectrale est difficile à établir avec certitude : elle dépend en partie de la manière dont l'on définit les limites des états spectraux (Belloni 2010). Cependant, entre deux états spectraux bien déterminés, la durée de la transition est comprise entre quelques heures et quelques jours. Notons qu'il existe une exception de taille à ce schéma : GRS 1915+105, microquasar atypique montrant des transitions d'état en à peine une seconde (Rodriguez et al. 2008a).

Ainsi, les transitions d'état impliquent des changements majeurs et simultanés dans le comportement de toutes les composantes d'un microquasar. Ceci rend leur étude cruciale pour comprendre les interactions entre ces composantes.

1.3.5 1 s : les QPO de basse fréquence

Le flot d'accrétion entourant l'objet compact est intrinsèquement instable et, donc, produit une courbe de lumière très variable. Lorsque l'on fait un spectre de puissance de la courbe de lumière (Figure 1.7), cette variabilité se retrouve à deux niveaux. D'une part, un fond de variabilité est visible, en forme de loi de puissance ou bien de plateau suivant l'état spectral. D'autre part, des oscillations quasi-périodiques de basse fréquence (*Low Frequency Quasi-Periodic Oscillations*, LFQPO) peuvent être présentes en sus de cette variabilité, à des fréquences de l'ordre du Hertz. Les observations montrent des QPO plus ou moins élargis, avec un facteur de qualité $\nu/\Delta\nu$ allant de ~ 2 à 12.

L'amplitude d'un QPO se mesure en intégrant, dans l'espace de Fourier, la puissance sur la largeur de l'oscillation. Elle est le plus souvent exprimée en « pourcentage RMS⁷ », ce qui est une mesure de l'amplitude du signal exprimée en fraction du flux total de la source. Les moyens actuels permettent de détecter des QPO dont l'amplitude RMS va de quelques dizaines de % à quelques %.

L'origine physique de ces LFQPO est encore très mal comprise. Néanmoins, le fait qu'ils soient détectés indifféremment dans des systèmes contenant une étoile à neutrons ou un trou noir écarte des mécanismes reposant sur les spécificités propres à ces deux types d'objets compacts : la présence ou l'absence d'une surface, un champ magnétique intense caractéristique des étoiles à neutrons ou un spin élevé caractéristique des trous noirs ne peuvent être des éléments discriminants à l'apparition de QPO (van der Klis 2006). Par conséquent, la plupart des modèles de LFQPO reposent sur un phénomène physique se produisant dans le disque d'accrétion.

Pour cela, l'idée la plus simple consiste à imaginer un « point » localement plus chaud dans le disque d'accrétion, qui entraînerait un phénomène d'oscillation quasi-périodique (Sunyaev 1973). En pratique, une telle zone serait rapidement diluée par le disque par rotation différentielle, ce qui nécessite un mécanisme le régénérant en permanence. D'autres modèles supposent une oscillation à grande échelle du disque, ou diverses instabilités se produisant au sein du disque. Dans le cas de systèmes contenant une étoile à neutrons, de fortes corrélations sont observées entre les LFQPO et d'autres QPO à des fréquences de l'ordre du kHz (Psaltis et al. 1999). Ce lien est également détectable, dans une moindre mesure, dans le cas de systèmes contenant un trou noir ; ainsi, la plupart des modèles proposés tentent d'expliquer l'apparition à la fois des LFQPO, mais aussi d'oscillations à des fréquences bien plus élevées (voir ci-dessous).

7. *Root Mean Square*, c'est-à-dire la racine carrée de la moyenne au carré, nommée écart-type en français.

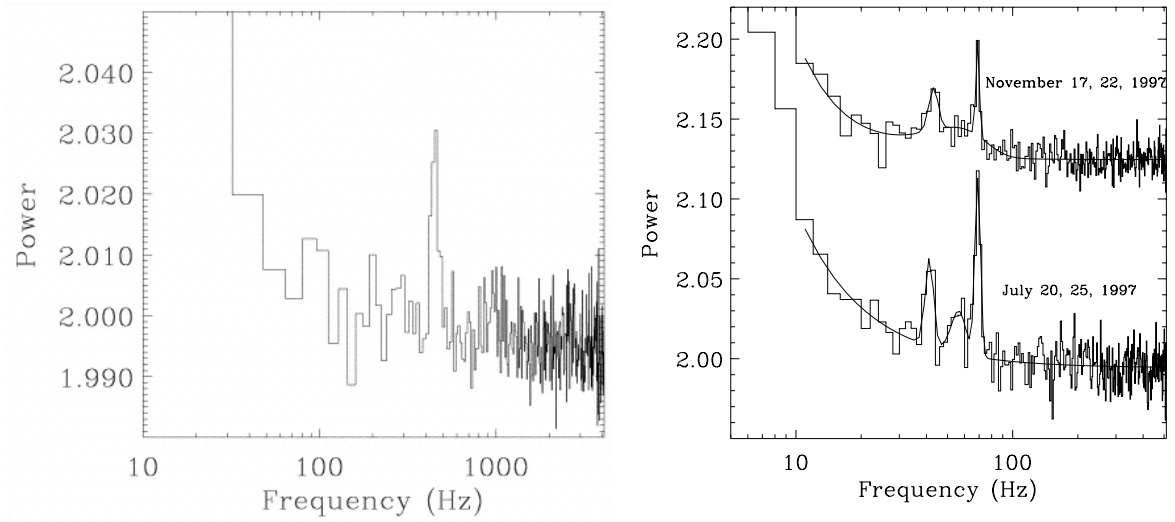


FIGURE 1.10 – Spectres de puissance dans la bande 13 – 27 keV pour GRO J1655–40 (à gauche) et GRS 1915+105 (à droite). À gauche, une HFQPO est visible à 450 Hz (Strohmayer 2001a), tandis qu'à droite deux HFQPO apparaissent à 40 et 67 Hz (Strohmayer 2001b).

Les questions sur l'origine des QPO proviennent également du fait que de nombreux processus peuvent mener à une quasi-période (van der Klis 2006). Ainsi, un phénomène périodique dont la période varie faiblement, ou bien un phénomène périodique mais transitoire, mèneront tous deux à un QPO. Il est cependant avéré que les caractéristiques des QPO dépendent des paramètres spectraux de la source, et un modèle les expliquant devra donc prendre en compte les caractéristiques à la fois spectrales et temporelles des microquasars.

1.3.6 1 ms : les QPO de haute fréquence

Grâce au satellite *RXTE*, il est aujourd'hui possible de suivre l'évolution d'un microquasar à très haute fréquence, jusqu'au kHz. Des QPO de haute fréquence (*High Frequency Quasi-Periodic Oscillations*, HFQPO) ont ainsi été détectées dans la courbe de lumière de certaines sources (McClintock & Remillard 2006). Il s'agit d'oscillations beaucoup plus faibles que les LFQPO, caractérisées par une puissance totale de $\sim 1 - 3\%$ (Figure 1.10). Elles apparaissent rarement et, pour un système donné, toujours à quasiment la même fréquence. Ce comportement diffère des LFQPO, qui apparaissent plus souvent et à des fréquences très variables. Cette constance indique que la fréquence des HFQPO est sans doute liée à un paramètre fondamental du système.

Un candidat tout désigné est la vitesse de rotation près du bord interne du disque d'accrétion. Si l'on note $R_g = \frac{GM}{c^2}$ le rayon gravitationnel associé au trou noir, le temps caractéristique dynamique vaut $t_{dyn} = 4.5 \left(\frac{m}{10}\right) \left(\frac{r}{6}\right)^{3/2}$ ms, où r est exprimé en R_g et m est la masse du trou noir en masses solaires M_\odot (Frank et al. 2002). Cette valeur correspond à la période orbitale près d'un trou noir de Schwarzschild. Ainsi, pour un trou noir de 10 masses solaires de spin 0, le bord interne du disque tourne à une fréquence de 220 Hz. Les observations montrent des QPO justement dans cette gamme de fréquence, par exemple dans le cas du couple de QPO à 40 Hz et 67 Hz de GRS 1915+105 (Strohmayer 2001b), ou celui du QPO de 450 Hz de GRO J1655–40 (Strohmayer 2001a).

De nombreux modèles ont été proposés pour expliquer la présence des HFQPO. La proxi-

mité entre leur fréquence caractéristique et la fréquence Keplerienne au bord interne amène naturellement à supposer la présence d'un « point chaud » dans le disque, dont la rotation et l'étalement progressif expliqueraient la présence de l'oscillation ainsi que son étalement en fréquence (Schnittman & Bertschinger 2004). Par rapport au cas des LFQPO, le point chaud devrait ici se situer bien plus près de l'objet compact pour expliquer les fréquences observées. Cependant, l'étalement du point chaud est probablement trop rapide pour expliquer la cohérence observée du signal : sa durée de vie courte mènerait à des oscillations en réalité peu périodiques (Barret et al. 2005).

En dehors de ce modèle intuitif, des modèles plus complexes font appel à des modes d'oscillations de plusieurs zones près de l'objet compact. En modélisant le disque sous la forme d'un tore, plus facile à analyser analytiquement, Srámková et al. (2007); Horák (2008) obtiennent l'excitation de modes d'oscillations acoustiques dans le tore. En supposant la présence d'une magnétosphère près de l'objet compact, Li & Narayan (2004) proposent qu'une instabilité de Rayleigh-Taylor puisse se développer à l'interface entre le disque et la magnétosphère, expliquant ainsi la génération des HFQPO. Kato (2008b); Ferreira & Ogilvie (2008) identifient les HFQPO avec un mode d'oscillation d'une déformation globale du disque d'accrétion. Enfin, Tagger et al. (1990); Tagger & Pellat (1999) montrent qu'une instabilité magnétique peut générer un tourbillon de Rossby dans le disque interne, générant potentiellement des QPO de basse et haute fréquence.

Néanmoins, aucun de ces modèles n'est à l'heure actuelle en mesure d'expliquer pleinement l'apparition et l'amplification d'oscillations quasi-périodiques dans les microquasars. Leurs limitations sont à la fois physiques et techniques, le disque d'accrétion présentant en effet des défis encore insurmontables : simuler complètement en trois dimensions un disque turbulent, parcouru de champs magnétiques intenses et plongé dans un potentiel gravitationnel extrême est encore largement hors de portée.

LES INSTRUMENTS D'OBSERVATION

2

2.1	<i>RXTE</i>	27
2.2	<i>INTEGRAL</i>	29
2.3	Autres instruments X et radio	32

COMME je l'ai détaillé dans les sections précédentes, les binaires X émettent dans toutes les longueurs d'onde, depuis le domaine radio jusqu'aux rayons gammas. Une approche multi longueurs d'ondes est donc primordiale pour analyser ces objets. D'autre part, dans le cadre de cette thèse, je me suis intéressé à l'évolution de plusieurs binaires X sur de longues périodes de temps, de quelques semaines à plusieurs années. Il s'agit là d'une seconde contrainte forte, puisque de nombreux instruments procurent des observations certes très précises, mais ponctuelles et en nombre limité pour une source donnée. Trois instruments m'ont permis d'effectuer ce suivi à long terme : il s'agit du télescope de Ryle dans le domaine radio, du satellite *RXTE* dans le domaine X et du satellite *INTEGRAL* dans le domaine des rayons gamma. Je détaille ci-dessous les caractéristiques de ces observatoires, et les atouts de chacun dans le cadre de mon étude.

En sus de ces instruments, j'ai également utilisé les données provenant de deux autres satellites X (*Swift* et *XMM/Newton*) lorsqu'elles étaient disponibles, ainsi que des données du Very Large Array. Je décrirai succinctement ces données et leur apport particulier.

2.1 RXTE

Le satellite américain *Rossi X-ray Timing Explorer* (*RXTE*, Bradt et al. 1993; Swank 1999), lancé le 30 décembre 1995, a été conçu pour effectuer l'analyse temporelle rapide (*timing* en anglo-américain) et la spectroscopie des sources X, dans un domaine d'énergie allant de 2 à 250 keV. Grâce à sa grande surface collectrice, c'est actuellement le seul instrument capable de suivre l'évolution des sources pendant des temps très courts. En effet, la datation des temps d'arrivée des photons est précise à 1 μ s, ce qui permet en pratique d'étudier les binaires X jusqu'à des fréquences de plusieurs kHz. Prévu au départ pour voler un minimum de 2 ans, avec pour but initial de durer 5 ans, il est encore actif presque 15 ans plus tard. Ces 15 années ont révolutionné notre vision des binaires X en général. Depuis son lancement, *RXTE* a été rejoint par d'autres satellites, plus sensibles et avec une meilleure résolution spectrale, qui ont été lancés dans les années 2000. Cependant, grâce à ses caractéristiques uniques, il s'agit toujours d'un instrument de premier plan pour l'étude des binaires X. En effet, il permet de suivre des

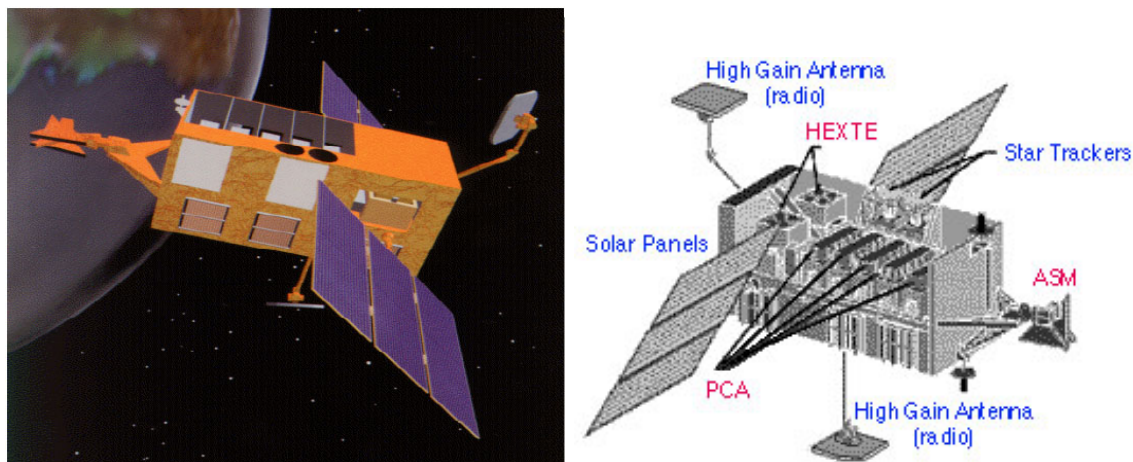


FIGURE 2.1 – Dessin de *RXTE* et schéma montrant ses principaux composants. D'après Bradt et al. (1993) et Swank (1999).

sources sur de longues durées, dans une plage spectrale particulièrement large. De plus, c'est un satellite très flexible, capable de changer d'objet d'étude en moins d'une journée. Enfin, sa résolution temporelle est toujours inégalée dans ce domaine d'énergie.

RXTE est équipé de trois instruments dans le domaine des rayons X : un instrument de faible résolution spectro-temporelle dédié à la surveillance en continu du ciel, et deux spectromètres X. Les caractéristiques principales des trois instruments de *RXTE* sont reportées dans le tableau 2.1, et détaillées ci-dessous.

All-Sky Monitor (ASM, 1.2-12 keV) : Cet instrument, sensible dans la gamme de 1.2 à 12 keV, assure une surveillance continue du ciel depuis le lancement du satellite (Levine et al. 1996). Il couvre 80% du ciel toutes les 90 minutes, avec une résolution de $3'15''$ et une sensibilité de 30 mCrab¹. Ces caractéristiques sont suffisantes pour suivre sur le long terme l'évolution des binaires X, en particulier durant leurs sursauts. En parallèle de son utilisation pour détecter et suivre de nouveaux sursauts, cet instrument est très utilisé pour la détermination de la période orbitale de binaires X. Son domaine d'observation est divisé en trois bandes d'énergie, ce qui permet de suivre une évolution spectrale basique (indices de dureté par exemple) sur le long terme. Enfin, il peut être utilisé pour l'observation de l'émission X suivant un sursaut gamma.

Proportional Counter Array (PCA, 2-60 keV) : Le PCA (Jahoda et al. 1996) est un collimateur concentrant les photons provenant d'une zone du ciel d'environ 1° de large. Il est ainsi dépourvu de possibilités d'imagerie. Il a une sensibilité de 0.1 mCrab pour 10 minutes d'exposition, dans le domaine 2-60 keV. Il est capable de suivre l'évolution rapide de sources, jusqu'à 1 microseconde. Ainsi, cet instrument permet de suivre à la fois l'évolution spectrale d'une source au cours d'un sursaut, mais aussi sa variabilité temporelle rapide, en particulier la présence ou non de QPO. Le PCA est constitué de 5 détecteurs distincts, appelés *Proportional Counter Units* (PCU). Chaque détecteur est lui-même composé de 3 couches de Xenon, chacune séparée en deux. La couche supérieure captera les photons les moins énergétiques, représentant environ 80% du rapport signal/bruit d'une binaire X, les suivantes capteront les photons résiduels. Les

1. 1 Crab = $2.6 \times 10^9 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ (dans la bande 2-11 keV) = 1.06 mJy à 5.2 keV pour un spectre similaire à celui de la nébuleuse du Crabe, avec un indice de photon de 2.1.

	ASM	PCA	HEXTE
Domaine d'énergie (keV)	1.2–12	2–60	15–250
Détecteurs	Chambre de Xénon	5 chambres de Xénon	Compteurs NaI/CsI
Surface efficace (cm ²)	90	6250	2×800
Résolution spectrale	2 keV à 4 keV	1 keV à 6 keV	9 keV à 60 keV
Résolution temporelle (μs)	540×10 ⁶	1	8
Champ de vue	3'×15'	1°	1°
Sensibilité (mCrab)	30 (1.5 h)	0.1 (10 min)	1 (10 ⁵ s)

TABLE 2.1 – Résumé des caractéristiques des instruments de RXTE.

couches inférieures ont donc un niveau de bruit plus important, mais augmentent la sensibilité à haute énergie.

Les PCU sont repérés par un numéro allant de 0 à 4. Le PCU1 a été endommagé après 4 années de mission, et le PCU0 a eu une fuite de xenon en 2000, qui a beaucoup modifié sa sensibilité par rapport aux autres PCU. Sur les 15 dernières années, le PCU2, le plus fiable des cinq, a été actif en permanence, les autres l'étant en fonction des demandes. J'ai ainsi utilisé principalement le PCU2 dans le cadre de mon étude.

High Energy X-ray Timing Experiment (HEXTE, 15-250 keV) : HEXTE est également un instrument collimateur, avec un champ de vue de 1° environ. Il atteint une sensibilité de 1 mCrab pour de longues expositions (10⁵ s), dans le domaine 15-250 keV. Il utilise deux groupes de 4 détecteurs à scintillation, nommé « *clusters* ». Chacun des clusters observe périodiquement la source et une zone à proximité pour déterminer le niveau de bruit de fond. Les deux clusters ont vaillamment accompli leur mission pendant presque dix ans, jusqu'à ce que le cluster A cesse progressivement ses cycles de rotation courant 2005. Ceci a divisé par deux la surface efficace de l'instrument. Le cluster B a, lui, continué de fonctionner normalement jusqu'en janvier 2010, date à laquelle il a également cessé ses cycles. La détermination du niveau de bruit de fond est donc impossible depuis cette dernière date².

2.2 INTEGRAL

Le satellite européen *INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (*INTEGRAL*, Winkler et al. 2003), lancé le 12 octobre 2002, est dédié à l'imagerie et la spectroscopie de sources gamma. Il dispose pour cela de deux télescopes : IBIS (*Imager on Board the Integral Satellite*, Ubertini et al. 2003) et SPI (*SPectrometer aboard INTEGRAL*, Vedrenne et al. 2003). En sus de ces instruments, il comporte également un instrument de suivi en X nommé JEM-X (*Joint European X-ray Monitor*, Lund et al. 2003), ainsi qu'un télescope visible, l'OMC (*Optical Monitoring Camera*, Mas-Hesse et al. 2003). Une image globale du satellite ainsi que le schéma de ces instruments sont représentés sur la Figure 2.2.

Dans le cadre de l'étude des binaires X, l'instrument le plus adapté est IBIS : il permet d'obtenir à la fois des spectres relativement précis à haute énergie, ainsi qu'un suivi sur de

2. Il faut noter, cependant, que l'équipe en charge du satellite tente de pallier ce problème : en utilisant l'un des clusters en observation et l'autre en mesure de bruit de fond, il sera peut-être possible d'utiliser à nouveau HEXTE.

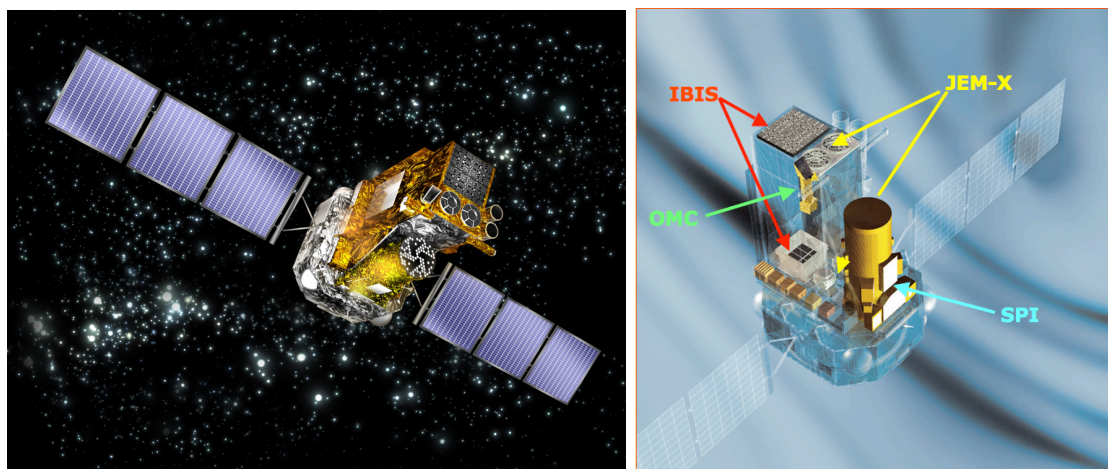


FIGURE 2.2 – Vue d'artiste d'*INTEGRAL* et schéma montrant la position de ses instruments. D'après Winkler et al. (2003).

longues périodes de temps. JEM-X complète cette analyse à plus basse énergie, dans le cas de sources brillantes. Ces instruments ayant été au cœur de mes études, je les décris plus en détail ci-dessous.

SPI observe le ciel à plus haute énergie, jusqu'à 8 MeV. Malheureusement, les sources binaires sont en général faibles à ces énergies, et SPI ne peut être utilisé que pour des sources très brillantes ou persistantes. D'autre part, sa résolution spatiale est de 2.5° , ce qui est largement insuffisant pour l'étude de zones situées près du centre ou dans le plan de la Voie Lactée : ainsi, dans un cercle de rayon 2.5° autour de GRS 1915+105, pas moins de 3 HMXB sont détectables. Je ne l'ai donc pas utilisé dans le cadre de mes recherches. Quant à l'instrument optique, l'OMC, il est également peu sensible et, dans la direction du centre Galactique, l'absorption interstellaire y est trop importante pour pouvoir l'utiliser dans le cadre de l'étude des binaires X.

Imager on Board the Integral Satellite (IBIS, 15–10 000 keV) : IBIS est l'instrument le plus utilisé par la communauté étudiant les objets compacts accréteurs, y compris les noyaux actifs de galaxies. Parmi les 723 sources qu'il ait détectées au total, 368 ont été découvertes par IBIS (Bird et al. 2010).

IBIS travaille dans un domaine de longueurs d'onde où les photons sont difficiles à focaliser : ils ne peuvent l'être qu'en incidence rasante sur un miroir. Cette contrainte accroît très fortement la focale de l'instrument, et donc la taille finale d'un éventuel satellite. La technique utilisée pour *INTEGRAL* pour obtenir une image du ciel est celle du masque codé : un masque de tungstène placé devant le détecteur projette une ombre sur celui-ci, ombre qui est ensuite déconvoluée pour reconstituer une image du ciel. La zone d'observation « totalement codée », c'est-à-dire celle de sensibilité maximale, est un carré de 8.5° de côté.

Le plan détecteur lui-même comporte deux couches séparées de 90mm. La première couche, nommée ISGRI (*IBIS Soft Gamma-Ray Imager*, Lebrun et al. 2003), est sensible aux photons dans la bande d'énergie 15–500 keV. La seconde couche, nommée PiCSIT (*Pixellated Imaging Caesium Iodide Telescope*, Labanti et al. 2003), capte les photons ayant traversé ISGRI, dans la bande d'énergie 200–10 000 keV. Cependant, il s'agit d'une bande d'énergie où les sources accréteurs sont faibles, trop faibles pour être détectées par PiCSIT dans leur large majorité.

ISGRI dispose d'une matrice de 16 384 pixels de tellurure de cadmium (CdTe), lui donnant

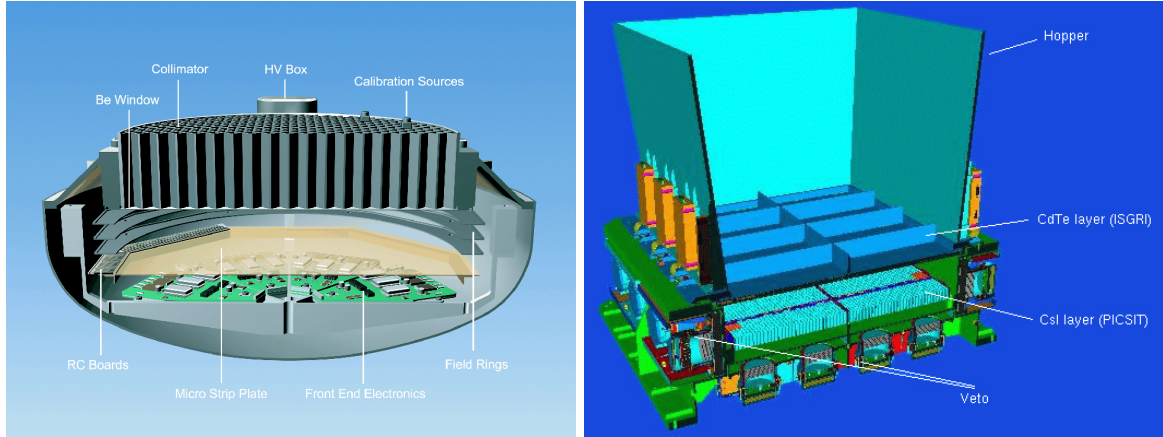


FIGURE 2.3 – Schémas des imageurs JEM-X et IBIS d'INTEGRAL.

une résolution angulaire de 12 minutes d'arc. Son champ de vue étant très étendu (8.5° de côté), on peut ainsi suivre de nombreux objets simultanément, ce qui compense les longs temps de pose nécessaires à cette énergie. ISGRI enregistre chacun des photons reçus individuellement, ce qui permet également de produire des spectres des sources. Un schéma d'IBIS est présenté Figure 2.3.

Joint European X-ray Monitor (JEM-X, 3-35 keV) : JEM-X est composé de deux télescopes identiques, utilisant comme détecteurs des chambres de gaz à haute pression (90% de xénon et 10% de méthane à 1.5 bars). JEM-X utilise la même technique de masque codé que IBIS, pour reconstituer des images du ciel dans le domaine 3-35 keV. Cette sensibilité à basse énergie permet de compléter les spectres obtenus par l'intermédiaire d'IBIS/ISGRI. Cependant, JEM-X est beaucoup moins sensible que *RXTE*, j'ai donc utilisé en priorité les données de ce dernier dans l'étude spectrale des sources, pour couvrir les X mous. Les principales caractéristiques de JEM-X et IBIS/ISGRI sont résumées dans le tableau 2.2.

Paramètre	JEM-X	IBIS/ISGRI
Domaine d'énergie (keV)	3–35	15–500
Détecteurs	Chambre de Xénon	Matrice de CdTe
Surface efficace (cm^2)	500	2600
Résolution spectrale	2 keV à 20 keV	8 keV à 100 keV
Résolution angulaire	3'	12'
Résolution temporelle (μs)	122	61
Champ de vue	4.8°	$8.3^\circ \times 8.0^\circ$
Sensibilité (mCrab)	3 (2×10^3 s)	1 (10^6 s)

TABLE 2.2 – Résumé des caractéristiques des instruments d'INTEGRAL.

Stratégie d'observation : INTEGRAL effectue des poses longues, allant typiquement de 20 à 100 ks. Elles sont réparties en fenêtres d'observations, ou « science windows » en anglo-américain, de 2 à 3 ks. Entre chacune de ces science windows, le satellite est repositionné, de façon à

« diluer » le bruit de fond, en moyennant sa contribution. Deux schémas d'observations sont utilisés pour cela : l'un où le satellite décrit un hexagone autour de la source d'intérêt, l'autre où le satellite effectue des poses en suivant un carré 5x5. La seconde présente le défaut, du point de vue de JEM-X, de ne pas permettre à la source de rester dans son champ de vue pour toutes les fenêtres d'observation.

2.3 Autres instruments X et radio

Le télescope de Ryle : Le télescope de Ryle³ (Figure 2.4) était un interféromètre composé de 8 antennes, observant à une fréquence de 15.2 GHz. L'une de ses missions principales était le suivi de sources galactiques variables. En particulier, il a effectué plusieurs milliers d'observations du microquasar GRS 1915+105 de mai 1995 à l'arrêt et la reconversion du télescope en juin 2006. Cette mine de données permet d'avoir la contrepartie radio de nombreuses observations faite à haute énergie par des satellites X ou gamma. Sa sensibilité est de quelques mJy à une résolution temporelle de 32 s.



FIGURE 2.4 – Photo du télescope de Ryle, en configuration compacte.

Le VLA : Le *Very Large Array* (VLA) est un interféromètre composé de 27 antennes, situé aux Etats-Unis, au Nouveau-Mexique. Ce télescope procure des observations dans 8 bandes distinctes de 73 MHz à 50 GHz. Utilisé pour observer des sources binaires X, il permet en particulier d'obtenir un spectre radio de ces sources, et ainsi de contraindre la nature (jet ou émission discrète) de la matière émettrice, ainsi que son évolution.

Swift : Le satellite américain Swift a été lancé en novembre 2004, avec pour mission principale de repérer et de suivre à haute énergie les sursauts gamma. Pour cela, il dispose du *Burst Alert Telescope* (BAT), instrument à masque codé opérant dans le domaine d'énergie de 15 à 150 keV. Il s'agit d'un instrument à grand champ qui balaye le ciel constamment à la recherche de sursauts. En parallèle de sa mission de détection de sursauts gamma, cet instrument procure aussi le flux des sources transitoires toutes les heures. Il permet donc une surveillance continue du ciel à l'instar de l'ASM, mais à plus haute énergie. Son deuxième instrument, le *X-Ray Telescope* (XRT), opère dans le domaine d'énergie allant de 0.3 à 10 keV. Il s'agit d'un télescope focalisant


3. Nommé en l'honneur de Sir Martin Ryle, grande figure anglaise de la radioastronomie et fondateur de l'observatoire sur lequel était installé le télescope éponyme.

les rayons X sur un détecteur, capable d'imagerie et de spectroscopie à haute résolution. Dans le cas de sursauts de binaires X, suivant les propositions d'observations acceptées, il effectue en général quelques pointés de la source, durant chacun typiquement de 0.1 à 10 ks.

XMM/Newton : Le satellite européen *X-ray Multi-Mirror Mission* (XMM/Newton) a été lancé en décembre 1999. Il dispose d'un télescope focalisant les rayons X, dans le domaine d'énergie allant de 0.1 à 15 keV. Trois instruments montés au foyer du télescope permettent d'obtenir une image et un spectre haute résolution du ciel dans cette gamme d'énergie. XMM/Newton effectue également quelques pointés de binaires X dans le cas de sursauts, d'une durée typique de plusieurs kilosecondes.

Au cours de mon doctorat, j'ai utilisé *RXTE* et *INTEGRAL* pour chacune des binaires X étudiées. Des observations issues de ces deux observatoires seront donc décrites dans chacun des chapitres suivants. Les autres instruments ont été utilisés pour certaines sources seulement. *Swift* et *XMM/Newton* ont fourni plusieurs observations de XTE J1818–245 et H1743–322, observations qui seront décrites au chapitre 5. Le VLA, utilisé en conjonction avec les données X de *RXTE*, sera utilisé dans l'étude de XTE J1818–245 au chapitre 5, ainsi qu'au chapitre 7 pour l'étude des jets relativistes de H1743–322. Enfin, les données provenant du télescope de Ryle me permettront une étude approfondie des éjections discrètes de GRS 1915+105 au chapitre 6.

UNE SÉLECTION DE QUESTIONS ESSENTIELLES CONCERNANT LES BINAIRES X 3

UJOURD'HUI, nous connaissons la nature des binaires X : nous savons qu'il s'agit de systèmes composés d'un objet compact et d'une étoile évoluant en couple. Nous connaissons également la source de leur émission : il s'agit du puits gravitationnel créé par l'objet compact. Dans le cas des microquasars, nous disposons même d'un mécanisme satisfaisant expliquant leur nature transitoire : le modèle d'instabilité du disque, ou DIM. Malheureusement, notre compréhension des binaires X s'arrête là. Dès que l'on cherche à dépasser cette vision extrêmement grossière, tout se brouille.

Comment sont créés les jets compacts de matière ? Comment le jet maintient-il sa cohérence ? Quelle est la nature de la couronne ? Comment interagit-elle avec les autres composantes du système ? Comment est évacué le moment cinétique de la matière composant le disque d'accrétion ? Quelle forme acquière le disque tout près de l'objet compact ? Quel rôle joue le champ magnétique dans le comportement du disque et la forme du jet ? Où la matière tombant sur une étoile à neutrons évacue-t-elle son énergie : au niveau des pôles ou plus loin de la surface ? Quel impact cette énergie a-t-elle sur le vent stellaire, dans le cas d'une étoile compagnon massive ? Telles sont quelques unes des questions fondamentales qui entourent les binaires X à faible et forte masse. Chacune d'entre elles a donné lieu à l'élaboration de nombreux modèles, mais aucun ne s'est encore imposé.

Bien entendu, je ne prétends pas répondre à toutes ces énigmes dans ce manuscrit. En revanche, j'essaierai d'apporter quelques pistes pour progresser sur les problèmes suivants :

- Dans le cas des HMXBs, quel impact l'objet compact a-t-il sur le vent stellaire ?
- Peut-on utiliser l'objet compact comme une « sonde » permettant d'analyser le vent ?
- Que révèlent les sursauts dits avortés sur la géométrie du disque d'accrétion ?
- Comment le disque agit-il sur la couronne ?
- Quelles sont les caractéristiques fines des éjections discrètes de matière ? Peut-on prévoir leur ampleur ?
- Comment se comporte la couronne aux transitions d'état ?
- Est-il possible de reproduire les QPO à l'aide de simulations fines du disque d'accrétion ?

Pour cela, j'adopterai une approche en trois étapes. En premier lieu, j'étudierai, par l'intermédiaire d'observations dans le domaine des rayons X, les phénomènes d'accrétion à l'œuvre dans les binaires X. Cette étude sera centrée d'une part sur une binaire X à forte masse (IGR J19140+0951), dont les phénomènes d'accrétion sont liés au vent stellaire intense de l'étoile compagnon, et d'autre part sur deux microquasars (XTE J1818–245 et H1743–322), dont l'activité est due à la présence d'un disque d'accrétion.

La deuxième partie sera consacrée à l'étude des phénomènes d'éjection de matière dans les microquasars, à l'aide cette fois-ci d'observations simultanées dans les domaines radio et X. Cette étude comportera un premier chapitre consacré aux éjections discrètes de matière dans le microquasar GRS 1915+105, et au rôle dévolu au disque et à la couronne dans ces éjections. Un second chapitre étudiera les éjections discrètes de manière plus générale, en comparant le comportement de plusieurs objets.

Enfin, la troisième partie sera consacrée à des simulations numériques du disque d'accrétion, pour l'étude du phénomène d'instabilité d'accrétion-éjection. Ces simulations visent à expliquer certaines caractéristiques temporelles des microquasars, tout en fournissant un mécanisme permettant d'apporter l'énergie nécessaire aux éjections de matière.

Première partie

**Phénomènes d'accrétion : étude de 3
objets**

INTRODUCTION À LA PREMIÈRE PARTIE

UNE étoile à neutrons enfouie dans le vent intense d’une supergéante ; un trou noir discret arrachant petit à petit de la matière à une étoile compagnon, et entré en éruption en 2005 ; un second trou noir accrétant, beaucoup plus actif, entré en éruption tous les ans depuis 2003. Ces trois systèmes représentent trois manifestations d’un même phénomène : la transformation d’énergie gravitationnelle en lumière. Dans chacun de ces cas, le puits de potentiel créé par l’objet compact est la source de cette transformation. Dans chacun de ces cas cependant, cette transformation est unique, caractéristique du système. Dans ses détails, dans ses mécanismes, elle trahit la nature profonde du système binaire et révèle son fonctionnement intime.

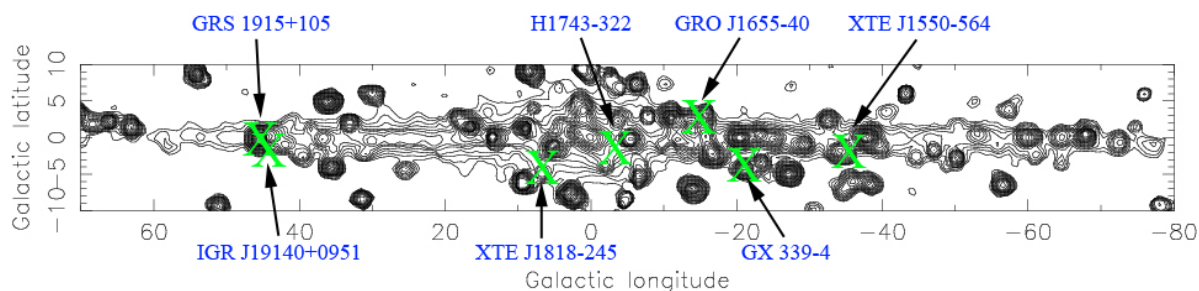


FIGURE 3.1 – Carte du ciel dans la bande 3-20 keV obtenue à l’aide de l’instrument *RXTE/PCA*. Les lignes de niveau sont espacées de façon logarithmique, le niveau le plus faible correspondant à une intensité de $10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{deg}^{-2}$, ce qui permet de distinguer l’émission diffuse des sources ponctuelles. Les croix indiquent les positions des principales binaires X étudiées dans ce manuscrit. D’après Revnivtsev et al. (2006).

Près de l’objet compact, la matière est toujours fortement échauffée, et rayonne de grandes quantités d’énergie en rayons X. C’est donc naturellement dans ce domaine d’énergie que j’ai étudié ces objets, à l’aide des satellites *RXTE* et *INTEGRAL*. L’étoile à neutrons fait partie de la HMXB nommée IGR J19140+0951. Dans cette partie, nous verrons au chapitre 4 comment des observations en rayons X de cette source peuvent apporter des renseignements précieux sur la géométrie globale du système binaire, ainsi que sur l’état physique du vent stellaire. Les deux systèmes contenant un trou noir sont XTE J1818–245 et H1743–322. Dans le premier cas, nous verrons comment une campagne multi longueurs d’ondes permet de révéler les processus d’émission à l’œuvre ainsi que la taille du disque d’accrétion. Dans le second, nous verrons ce que les données X permettent d’inférer sur les processus à l’œuvre au bord interne du disque d’accrétion. L’étude et la comparaison de ces deux sources fait l’objet du chapitre 5.

J’ai reporté la position de ces objets sur une image composite en rayons X du plan Galactique (Figure 3.1). Quatre autres binaires X sont également repérées sur l’image : elles seront abordées

dans la partie suivante. En raison de leur nature transitoire, ces objets n'apparaissent pas sur cette carte (hormis GRS 1915+105), bien que leur flux maximal soit tout à fait comparable aux sources ponctuelles visibles sur l'image. En revanche, ces sources ponctuelles sont dans leur grande majorité des objets compacts, évoluant en systèmes binaires ou bien isolés (Valinia & Marshall 1998).

IGR J19140+0951 : ANATOMIE D'UNE HMXB 4

4.1	Fiche d'identité	41
4.2	Une analyse spectrale sur 5 ans	43
4.2.1	Données <i>RXTE</i> et <i>INTEGRAL</i>	43
4.2.2	Repliement en phase orbitale	44
4.3	Premiers résultats	45
4.3.1	Modèles spectraux phénoménologiques	45
4.3.2	Détection d'un excès mou	45
4.3.3	Evolution de l'absorption intrinsèque	46
4.3.4	Modèle de vent stellaire	47
4.4	Caractérisation fine du système binaire	49
4.4.1	Inclinaison et intensité du vent stellaire	49
4.4.2	L'excès mou comme traceur de la perturbation du vent	51
4.4.3	Apports du modèle spectral d'effet Compton inverse	53
4.5	Conclusions : de l'utilité des observations à haute énergie	55

CE chapitre est consacré à la HMXB nommée IGR J19140+0951. Cet objet a été observé à plusieurs reprises dans le domaine X sur une période de 5 ans. Découvert par *INTEGRAL* (Hannikainen et al. 2003a), il fait partie des systèmes binaires dits « enfouis », pour lesquels l'absorption locale due au vent stellaire de l'étoile supergéante compagnon est très importante. La majorité de ces objets ayant été détectée depuis le lancement d'*INTEGRAL*, leur étude détaillée en est encore à ses débuts. En particulier, la manière dont la matière est accrétée par l'objet compact, ainsi que les conditions physiques du vent stellaire près de l'objet compact sont sources de mystères.

Ce chapitre débutera par une description détaillée d'IGR J19140+0951, résumé des caractéristiques connues à son sujet début 2008. Je décrirai ensuite les données et les modèles spectraux que j'ai utilisés pour analyser cette source. Armé de ces outils, j'aborderai par la suite les deux résultats principaux produits par cette étude : la détection d'un « excès mou », puis plusieurs caractéristiques physiques du vent stellaire de l'étoile compagnon. Je conclurai enfin sur les apports de cette étude à la science des HMXBs, et plus généralement à celle des binaires X.

4.1 Fiche d'identité

La découverte de la binaire X à forte masse IGR J19140+0951 est avant tout le fruit du hasard. Vue depuis la Terre, cette source est située à proximité immédiate du microquasar

GRS 1915+105 sur la voûte céleste. Or GRS 1915+105, premier exemple Galactique de vitesses supraluminiques¹, est une célébrité dans le domaine des binaires X. Il bénéficie en particulier d'un programme de suivi par *INTEGRAL* depuis son lancement (Hannikainen et al. 2004; Rodriguez et al. 2008a,b). C'est ce programme qui permet la découverte d'IGR J19140+0951 en mars 2003 (Hannikainen et al. 2003a), lors de la toute première observation de GRS 1915+105.

S'approcher d'IGR J19140+0951, c'est d'abord s'approcher d'une supergéante de type B0.5 I (Figure 4.1 Nespoli et al. 2007; Hannikainen et al. 2007). C'est une étoile encore jeune, au rayonnement aveuglant et au vent stellaire intense. Une partie importante de sa lumière est absorbée par son propre vent. Sans doute fait-elle partie du bras Galactique du Sagittaire (Figure 4.2), connu pour abriter de nombreuses étoiles jeunes dans cette région du ciel. Nous sommes ainsi situés à une distance comprise entre 2 et 6 kpc de la Terre. À présent, si l'on regarde très attentivement près de cette étoile, un autre objet apparaît. Minuscule, il met 13.552 ± 0.006 j à accomplir une rotation autour de la supergéante (Corbet et al. 2004; Wen et al. 2006). Du domaine radio au domaine ultraviolet, en passant par le visible et l'infrarouge, cet objet est totalement noyé dans la lumière de son immense compagnon. En revanche, en rayons X, il surpasse de très loin ce compagnon pourtant bien plus massif. Cet astre est un objet compact, très probablement une étoile à neutrons (Rodriguez et al. 2005). La matière nécessaire à son rayonnement lui est apportée par le vent vigoureux de la supergéante.

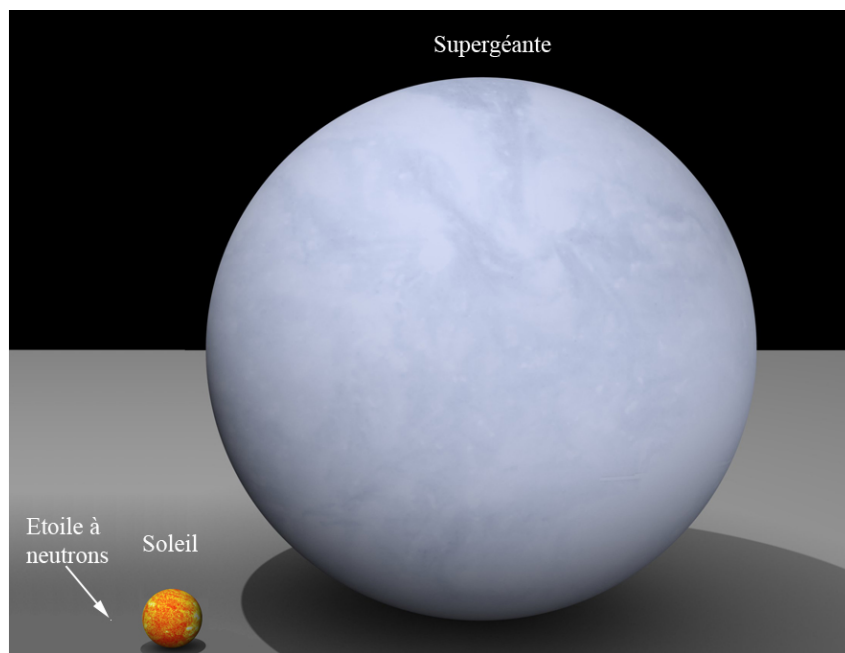


FIGURE 4.1 – Dessin montrant la taille des étoiles formant le système binaire IGR J19140+0951. Sur ce schéma, le rayon de la supergéante est d'environ 10 fois celui du Soleil. À cette échelle, l'étoile à neutrons, avec un rayon de 20 km, a une taille d'environ un millièème de pixel.

Si cet objet est visible, c'est grâce à sa densité formidable, supérieure à la densité nucléaire. Son action sur le vent revêt deux natures. D'une part, le puits de potentiel qu'il génère accélère la matière vers ses pôles. Une fois à proximité de l'objet, la matière subit alors l'effet du très fort champ magnétique de l'étoile à neutrons, et s'échauffe considérablement (Daugherty & Harding 1996; Takata et al. 2006). Ionisée, la matière rayonne une grande quantité de rayons X visibles

1. Cette source fascinante sera décrite plus en détails au chapitre 6.

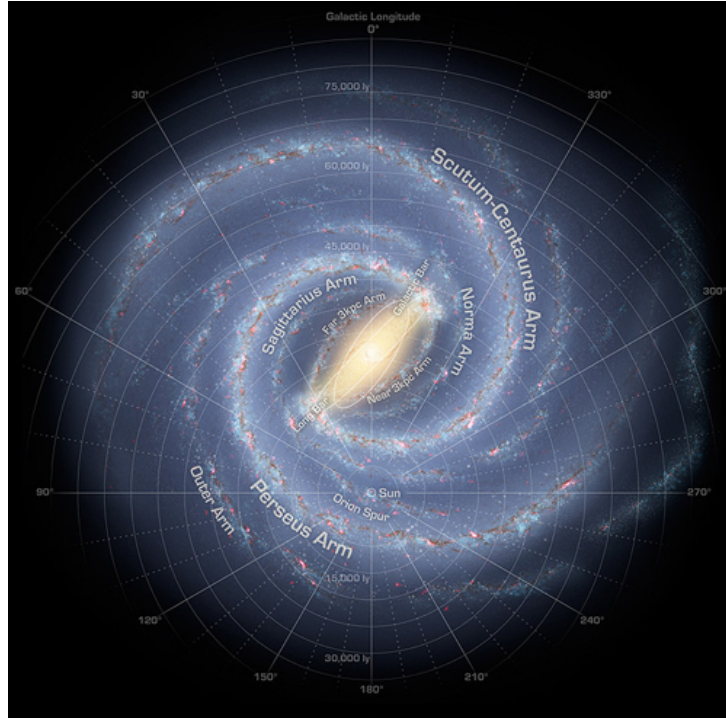


FIGURE 4.2 – Vue d'artiste de la Voie Lactée, sur laquelle sont repérés les différents bras spiraux. Les distances sont repérées par rapport à la position du système solaire. Credit : NASA/JPL-Caltech/R. Hurt.

depuis la Terre. D'autre part, ce rayonnement X irradie la matière environnante, ce qui est susceptible d'affecter profondément des parties plus larges du vent. L'objectif de cette partie est d'analyser ces effets en détails. À l'aide d'une analyse spectrale du système en plusieurs points de l'orbite, nous verrons comment l'analyse à haute énergie d'un tel système peut apporter des renseignements précieux sur sa géométrie, ainsi que sur les caractéristiques du vent stellaire.

4.2 Une analyse spectrale sur 5 ans

4.2.1 Données RXTE et INTEGRAL

Grâce au programme de suivi *INTEGRAL* de GRS 1915+105, IGR J19140+0951 a bénéficié de très nombreuses observations dans le domaine X dur. À plus basse énergie, un total de 33 observations ont été effectuées par *RXTE* entre mars 2003 et septembre 2007, la plupart simultanément à un pointé *INTEGRAL* afin d'étendre la gamme d'énergie exploitable. Pour obtenir les spectres de la source, j'ai réduit les données en suivant les méthodes standards préconisées pour ces deux instruments (Prat et al. 2008c), avec cependant deux étapes supplémentaires rendues nécessaires par la faiblesse de la source. D'une part, j'ai fortement réduit la résolution spectrale à haute énergie en regroupant plusieurs bandes d'énergie (Figure 4.3).

D'autre part, j'ai appliqué une correction supplémentaire lors de l'estimation du bruit de fond. En effet, l'estimation du bruit de fond du PCA ne prend en compte que les bruits de fond de l'instrument et du fond diffus cosmologique. Or, IGR J19140+0951 est située très près du plan Galactique, à la latitude -0.5° . Cette zone est le siège d'une émission X diffuse, connue

depuis les débuts de l'astronomie X (Cooke et al. 1969). Elle est nommée « Galactic ridge », terme que l'on pourrait traduire par « dorsale Galactique » (Figure 3.1).

L'origine de cette émission a été identifiée par Revnivtsev et al. (2006), en comparant les observations X et proche infrarouge de la zone : les émissions dans ces deux domaines d'énergie sont très proches, ce qui indique une origine principalement stellaire à l'émission X. L'émission de la dorsale Galactique est donc probablement issue de la luminosité cumulée de très nombreuses binaires X et variables cataclysmiques. Dans le domaine X mou ($\lesssim 5$ keV), cependant, l'émission peut également être interprétée comme provenant d'un gaz chaud et diffus.

Le spectre résultant de la dorsale Galactique a été mesuré dans la bande d'énergie de *RXTE* par Valinia & Marshall (1998). Ces auteurs ont pu décrire l'émission à l'aide de deux modèles spectraux. D'une part, dans le domaine X mou, l'émission thermique provenant d'un plasma chaud et optiquement mince, émission calculée par Raymond & Smith (1977). Ce modèle prend en compte les conditions d'équilibre spécifiques des zones interstellaires, et inclut l'émission X de différents éléments lourds. D'autre part, à plus haute énergie, l'émission de la dorsale Galactique obéit à une simple loi de puissance. L'émission des sources individuelles domine probablement cette partie du spectre, au-delà de ~ 5 keV. À ces deux composantes, il faut ajouter l'absorption interstellaire pour obtenir le spectre total de la dorsale Galactique.

L'émission de la dorsale est assez intense pour pouvoir contaminer significativement les observations d'IGR J19140+0951, notamment lors de ses périodes de faible luminosité. Afin de corriger cette contamination, j'ai généré un spectre fictif de la dorsale telle que l'observerait *RXTE* en l'absence de source, à l'aide des paramètres du détecteur (matrice de réponse, bruit de fond) correspondant aux dates des observations d'IGR J19140+0951. En prenant ensuite en compte le temps d'exposition, ceci donne, pour chaque bande d'énergie et chaque observation, la fraction de la luminosité observée due à la dorsale. Il suffit alors de soustraire le spectre obtenu à chacun des spectres de la source pour obtenir les spectres corrigés.

4.2.2 Repliement en phase orbitale

Une fois les données convenablement réduites et les spectres corrigés, je me suis attaqué à l'aspect parcellaire des observations. En effet, les observations d'IGR J19140+0951 sont éparpillées sur une période de plus de 4 années, ce qui est une durée très longue comparée à la période orbitale du système. Afin d'avoir une vision cohérente de la source, il est ainsi plus judicieux de repérer ces dates en fonction de l'orbite de l'étoile à neutrons. Ce faisant, nous supposons que chaque révolution réalisée par l'objet compact est plus ou moins similaire à celle qui la précède. Pour repérer la phase orbitale du système, j'ai utilisé les éphémérides déterminées par Corbet et al. (2004), ainsi que la période orbitale calculée par Wen et al. (2006). J'ai placé, arbitrairement, la phase 0 au moment où le flux X mou mesuré par l'ASM est *minimal*. L'analyse du vent stellaire, exposée à la section 4.3.4, montre que cette phase 0 correspond également à l'instant où l'objet compact est situé « devant » l'étoile compagne. Il s'agit ainsi de la conjonction inférieure. La phase 0.5 correspond donc à la conjonction supérieure, lorsque la supergéante est située entre la Terre et l'objet compact.

En d'autres termes, la phase 0 est l'instant où le flux provenant de l'objet compact doit parcourir la distance la plus faible au travers du vent de son compagne. Au premier abord, il est étonnant que ce point doive également correspondre à un minimum de flux X, et non à un maximum. En réalité, la modulation utilisée par Wen et al. (2006) dans la détermination de la période est observée uniquement dans la bande 5-12 keV, zone où l'impact de l'absorption photoélectrique est négligeable. Le lien entre minimum du flux et phase orbitale n'est ainsi pas

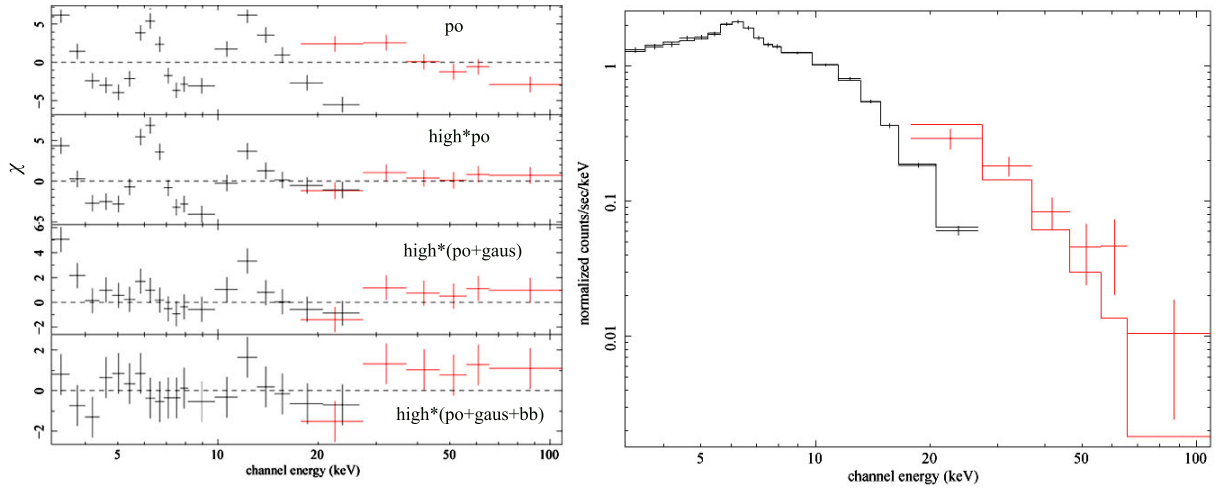


FIGURE 4.3 – Exemple de spectre d’IGR J19140+0951. La partie gauche montre les résidus obtenus en ajoutant les composantes du modèle spectral une à une. « po » représente une loi de puissance, « high » une coupure à haute énergie, « gaus » une composante gaussienne et « bb » un corps noir. La partie droite montre le spectre correspondant à ces résidus. Les données entre 3 et 25 keV proviennent de RXTE, tandis que les données de 20 à 100 keV proviennent d’INTEGRAL.

à rechercher dans l’effet absorbant du vent stellaire. En réalité, lorsque l’étoile à neutrons est située derrière le compagnon, la zone de contact entre le vent stellaire et le gaz hautement ionisé entourant l’étoile à neutrons est visible directement. Or, le choc entre ces deux zones est responsable d’une partie importante de l’émission X : à la conjonction supérieure, le flux X dur visible depuis la Terre sera ainsi plus important. Inversement, lors de la conjonction inférieure, l’objet compact occulte une partie de cette zone : le flux X atteint alors un minimum.

4.3 Premiers résultats

4.3.1 Modèles spectraux phénoménologiques

À présent, nous disposons donc de 33 spectres corrigés d’IGR J19140+0951, positionnés en phase orbitale. Afin d’en tirer des paramètres physiques, il est maintenant nécessaire de caractériser ces spectres à l’aide de modèles d’émission. Pour cela, j’ai dans un premier temps testé plusieurs modèles phénoménologiques. Le modèle reproduisant le mieux les données repose sur une loi de puissance d’indice Γ coupée à haute énergie. À plus basse énergie, une absorption photoélectrique est détectable, caractérisée par une densité de colonne équivalente d’hydrogène N_H et, aux alentours de 6.4 keV, la raie de fluorescence K_α du fer apparaît (Figure 4.3). Raie du fer et coupure à haute énergie ne sont cependant visibles que lors des observations montrant un flux X assez élevé.

4.3.2 Détection d’un excès mou

La partie gauche de la Figure 4.3 montre les résidus obtenus en ajoutant successivement les différentes composantes au modèle, jusqu’à obtenir un bon accord avec les données. Dans ce cas précis, une cinquième composante est nécessaire pour rendre compte de l’excès mou visible à basse énergie. Il s’agit là d’un phénomène visible sur plusieurs observations : à basse énergie, le modèle employé produit un flux *inférieur* aux observations.

Afin de rendre compte de ce flux en excès, le plus simple est d'ajouter une composante thermique au modèle. L'utilisation d'un F-test permet par la suite de vérifier, en calculant l'amélioration obtenue, si cette composante supplémentaire est effectivement nécessaire au modèle. J'ai donc ajouté cette composante à toutes les observations, puis mesuré l'amélioration du χ^2_ν . Pour 4 observations, le F-test fournit un résultat très fort : il y a une probabilité supérieure à 99.9% ($> 3\sigma$) que la composante ajoutée soit nécessaire à la représentation des données. Pour une autre observation, cette probabilité est supérieure à 90%. Ainsi, parmi les 33 observations analysées, un excès mou est détecté avec un haut niveau de confiance pour 5 d'entre elles. L'étude physique de cet excès fait l'objet de la section 4.4.2.

4.3.3 Evolution de l'absorption intrinsèque

À l'aide des paramètres spectraux issus du modèle phénoménologique, il devient maintenant possible de suivre l'étoile à neutrons le long de son orbite. Parmi les paramètres utilisables, l'évolution du niveau d'absorption en fonction de l'orbite est particulièrement éclairante. L'absorption interstellaire le long de la ligne de visée, de l'ordre de $1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, a été soustraite lors de la prise en compte de l'émission du Galactic ridge. La Figure 4.4 présente donc l'évolution de l'absorption *locale*, liée à la présence du vent stellaire de l'étoile compagne. Cette absorption présente un maximum très marqué aux alentours de la phase 0.5, correspondant à la conjonction supérieure. Ceci correspond bien à l'image intuitive que l'on peut avoir du système binaire : lorsque l'étoile à neutrons est située derrière la supergéante, son rayonnement parcourt une plus grande distance à travers le vent stellaire, et nous apparaît donc plus absorbé.

Sur la Figure 4.4, cependant, un point de mesure ne semble pas suivre la tendance indiquée par les autres points : il s'agit de la mesure effectuée à l'aide de *Chandra* en 2004 (In't Zand et al. 2006). Lors de cette observation, bien que le modèle spectral utilisé soit le même, le satellite mesure en effet une absorption intrinsèque inférieure de $\sim 40\%$ à la tendance déduite des observations *RXTE*. Néanmoins, cette différence importante s'explique probablement par le fait que les deux satellites n'observent pas dans la même gamme d'énergies, et non par une modification importante du système. En effet, *Chandra* est limité à haute énergie à 10 keV, limite bien plus faible que celles de *RXTE* et d'*INTEGRAL*. Or, cela peut induire une détermination très imprécise de l'indice de la loi de puissance, car il y a dégénérescence entre la loi de puissance et le niveau d'absorption mesuré : l'augmentation artificielle de la loi de puissance induit une augmentation de l'absorption (Figure 4.5). L'effet de cette dégénérescence diminue avec l'élargissement de la plage d'observation, par une détermination plus précise de ces deux paramètres. Il est donc probable que la limitation de la bande d'énergie d'observation de *Chandra* entraîne

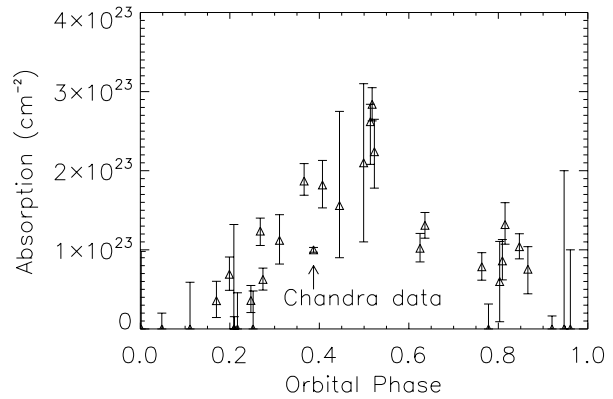


FIGURE 4.4 – Evolution de l'absorption photoélectrique le long de la ligne de visée en fonction de la phase orbitale. Les barres d'erreur correspondent aux intervalles de confiance à 90%. Le point noté "Chandra data" correspond à la valeur obtenue par In't Zand et al. (2006).

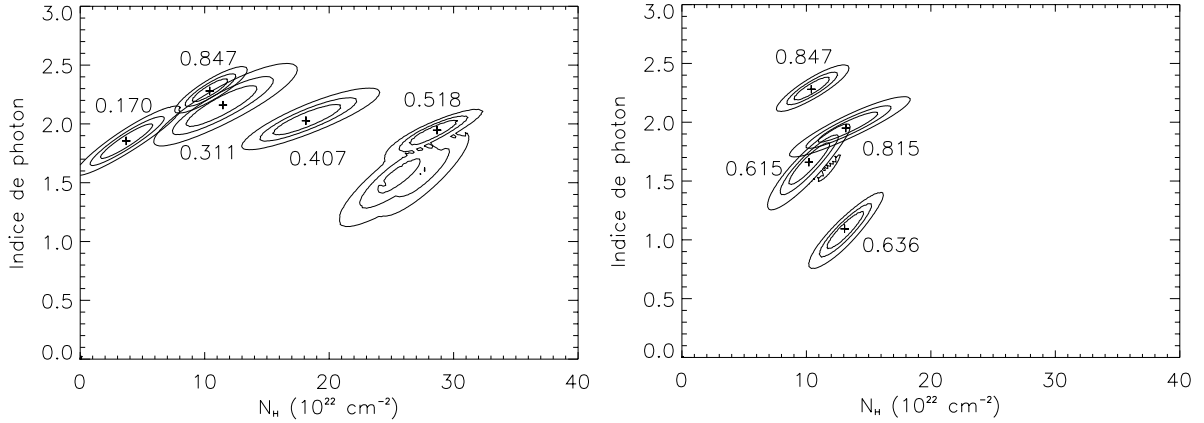


FIGURE 4.5 – Lignes de niveau de χ^2 dans le plan $N_H - \Gamma$, calculés pour 8 spectres. Les lignes continues marquent les niveaux de confiance à 68, 90 et 99%, tandis que la croix centrale marque la valeur la plus probable. À gauche, les 5 spectres ont été choisis pour différentes valeurs de N_H et des valeurs similaires de Γ , tandis qu'à droite les valeurs de N_H sont similaires et les valeurs de Γ différentes (Prat et al. 2008c).

une estimation trop faible de l'indice de photon et, donc, une mesure trop faible de l'absorption locale. Ce point de mesure a donc été ignoré dans la suite de l'étude.

Néanmoins, avant de continuer plus avant, il est préférable de vérifier que cette dégénérescence n'a pas un impact trop important sur les mesures de l'absorption. Pour cela, j'ai tracé les lignes de niveau de probabilité de plusieurs observations dans le plan $N_H - \Gamma$ (Figure 4.5). Sur cette figure, la partie gauche correspond à des observations de loi de puissance similaire, mais d'absorption différente. Les lignes de niveau à 3σ ne se recouvrent pas, ce qui confirme la réalité de l'évolution de l'absorption. La partie droite correspond des observations d'absorption similaire et de loi de puissance différente. Ces lignes de niveau confirment donc que Γ varie lui aussi au cours de la révolution de l'étoile à neutrons. Cependant, contrairement à la variation de N_H , la variation de Γ est aléatoire et ne dépend pas directement de la phase orbitale.

4.3.4 Modèle de vent stellaire

Une fois l'évolution de l'absorption intrinsèque fermement établie, une étude un peu plus poussée du vent stellaire est nécessaire pour l'expliquer précisément. Pour cela, j'ai utilisé un modèle théorique de vent stellaire, afin de calculer l'absorption subie par le rayonnement X en fonction de la phase orbitale. L'idée générale du modèle est que l'inclinaison de l'axe du système par rapport à la Terre permet d'expliquer l'évolution de l'absorption N_H . En effet, si l'étoile supergéante est entourée d'un fort vent stellaire, la lumière provenant de l'objet compact doit traverser une plus grande distance à l'intérieur du vent lorsque l'étoile à neutrons est située derrière l'étoile compagnon, et l'absorption mesurée augmente donc. Selon ce schéma, nous devrions ainsi observer un maximum de l'absorption dans les X mous au moment de la conjonction supérieure. *A priori*, si l'orbite de l'objet compact était excentrique, le niveau d'absorption pourrait également s'expliquer par la variation de la densité du vent près de l'étoile à neutrons. Cependant, dans le cas de IGR J19140+0951, l'évolution du flux à long terme est sinusoïdale (Figure 4.6), ce qui indique une orbite très peu excentrique. Cette explication doit donc être écartée.

Afin de calculer plusieurs paramètres du système, j'ai suivi la méthode de Levine et al. (2004), qui repose sur un modèle de vent simplifié. Considérons un vent stellaire stationnaire et

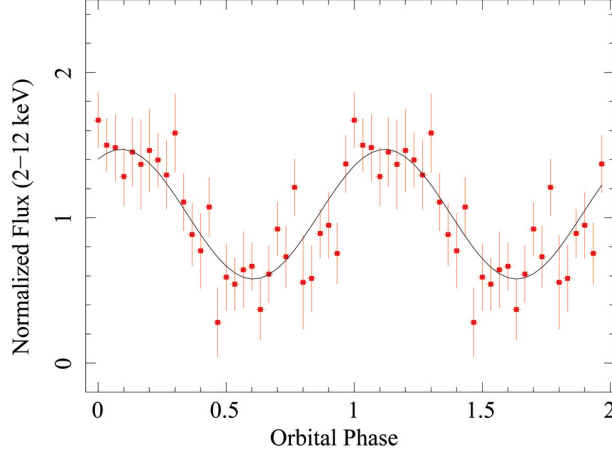


FIGURE 4.6 – Evolution du flux de IGR J19140+0951 en fonction de la phase orbitale, calculée sur la période 1996-1999 à partir des données RXTE/ASM (période orbitale de 13.552 jours).

à symétrie sphérique s'échappant de l'étoile supergéante. Il s'agit là d'une supposition habituelle pour une étoile de type B I (voir par ex. Castor et al. 1975). La vitesse du vent à une distance donnée de l'étoile est caractérisée par une loi dite β :

$$V(r) = V_0 + (V_\infty - V_0) \left(1 - \frac{R_\star}{r}\right)^\beta \quad (4.1)$$

Dans cette formule, r est la distance à l'étoile compagnon, R_\star le rayon de cette étoile, V_0 la vitesse du vent au niveau de la photosphère et V_∞ la vitesse terminale du vent. Les observations en ultraviolet de ce type d'étoile montrent que V_∞ vaut typiquement 1000–1500 km.s⁻¹ pour une étoile de type B1 I (Gathier et al. 1981). Pour des étoiles de type O ou B, β est situé dans la gamme 0.7–1.2 (par ex. Puls et al. 1996). Dans notre cas, à la position de l'objet compact nous avons $V_0 \ll V_\infty$, et pouvons donc utiliser l'approximation :

$$V(r) \simeq V_\infty \left(1 - \frac{R_\star}{r}\right)^\beta \quad (4.2)$$

L'équation de conservation de la masse s'écoulant à travers une sphère de rayon r s'écrit :

$$\dot{M}_\star = 4\pi r^2 V(r) \rho(r), \quad (4.3)$$

où \dot{M}_\star est le taux de perte de masse de l'étoile compagnon, et $\rho(r)$ la densité du vent. Le nombre d'atomes d'hydrogène par unité de volume $n(r)$ est à son tour donné par $\rho(r) = \mu m_H n(r)$, où μ est la masse atomique moyenne des particules, exprimée en unités de la masse de l'atome d'hydrogène m_H ($\mu = 1.41$ pour une composition identique à celle du vent solaire, Cox (2000)). La densité de colonne d'hydrogène équivalente N_H mesurée entre l'étoile à neutrons et l'observateur est alors donnée par :

$$\begin{aligned}
N_H &= N_{H_{ISM}} + \int_0^\infty n[r(s)]ds \\
&= N_{H_{ISM}} + \frac{\dot{M}_\star}{4\pi\mu m_H V_\infty} \int_0^\infty \frac{ds}{r^2(1 - \frac{R_\star}{r})^\beta},
\end{aligned} \tag{4.4}$$

où $N_{H_{ISM}}$ est la contribution provenant du milieu interstellaire, c'est-à-dire l'absorption *extérieure* au système, tandis que s est la distance mesurée sur la ligne joignant l'étoile à neutrons à l'observateur. s est donnée par :

$$r^2 = a^2 + s^2 - 2as\cos(\psi) \tag{4.5}$$

Ici, ψ est l'angle entre la direction radiale et celle de l'observateur, mesuré au niveau de l'étoile à neutrons, et a est la séparation orbitale. Enfin, pour une orbite circulaire d'inclinaison i , l'angle ψ est relié à l'angle d'inclinaison et à la phase orbitale ϕ par :

$$\cos(\psi) = -\sin i \cos(\phi(t) - \phi(\tau_{90})), \tag{4.6}$$

où τ_{90} est l'instant de la conjonction supérieure.

A partir de ce modèle, j'ai rédigé un code IDL permettant de calculer l'évolution de l'absorption visible depuis la Terre, en fonction de la phase orbitale et des divers paramètres du système. Le code simule ainsi N_H en fonction de ϕ , et l'on peut ajuster les paramètres aux données par une technique de minimisation du χ^2 .

4.4 Caractérisation fine du système binaire

4.4.1 Inclinaison et intensité du vent stellaire

En premier lieu, nous pouvons restreindre un peu l'espace des paramètres à explorer par la constatation qu'aucune éclipse n'est visible dans le système. Ceci permet de restreindre géométriquement l'angle d'inclinaison suivant :

$$i < \arccos\left(\frac{R_\star}{a}\right). \tag{4.7}$$

Ensuite, le modèle de vent stellaire requiert 4 paramètres distincts avant de pouvoir ajuster l'inclinaison aux données : R_\star , M_\star , β et le rapport \dot{M}_\star/V_∞ . Les valeurs typiques de ces paramètres pour une étoile de type B sont listées dans la table 4.1.

Appliquons donc le modèle aux données. Une première vérification consiste à tester la cohérence des éphémérides. Pour cela, plusieurs jeux de paramètres sont donnés au programme, qui peut ensuite déterminer la position du maximum de l'absorption. Après ajustement aux données,

TABLE 4.1 – Paramètres typiques d'une étoile supergéante de type BII.

Paramètre	Valeur
R_\star	10 - 30 R_\odot
M_\star	10 - 30 M_\odot
\dot{M}_\star	$\sim 10^{-6} M_\odot/\text{an}^a$
V_∞	$\sim 1000 \text{ km s}^{-1}^b$
β	0.5-1

a. Howarth & Prinja (1989)

b. Haberl et al. (1989)

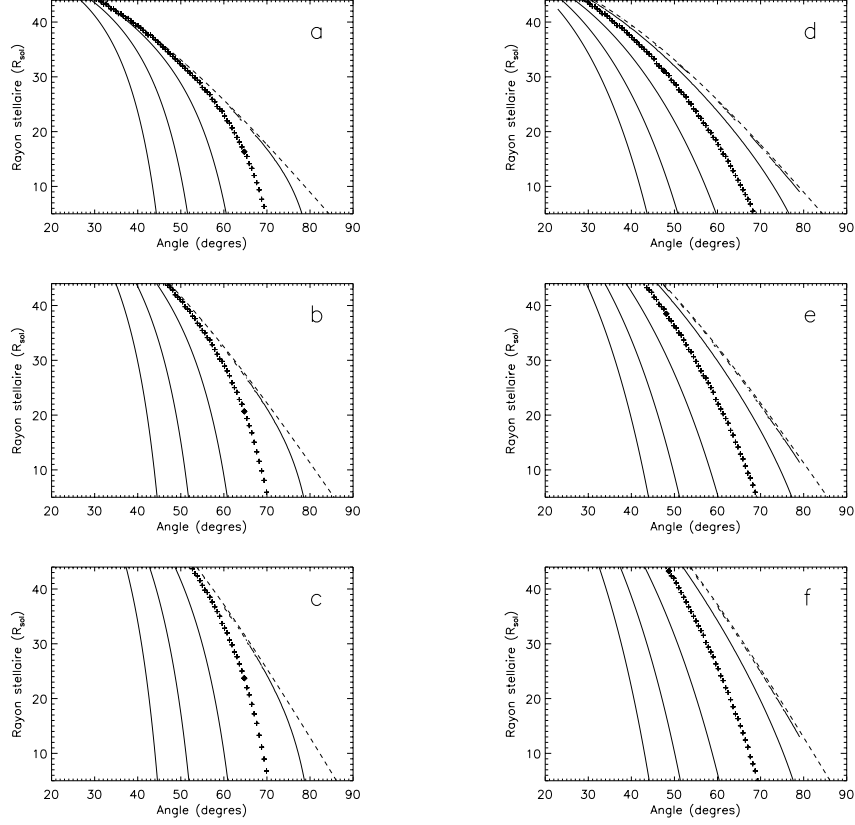


FIGURE 4.7 – Inclinaison orbitale la plus probable, en fonction de la masse de l'étoile compagne, pour plusieurs valeurs de M_{\star} et β . **a** : $\beta=0.5$, $M_{\star}=10M_{\odot}$. **b** : $\beta=0.5$, $M_{\star}=20M_{\odot}$. **c** : $\beta=0.5$, $M_{\star}=30M_{\odot}$. **d** : $\beta=1$, $M_{\star}=10M_{\odot}$. **e** : $\beta=1$, $M_{\star}=20M_{\odot}$. **f** : $\beta=1$, $M_{\star}=30M_{\odot}$. Les symboles « + » correspondent à l'inclinaison i la plus probable, et les intervalles de confiance à 25, 68 et 90% sont tracés en ligne continue. La ligne pointillée est la « limite d'eclipse » : les points situés au-dessus de cette ligne sont exclus car ils impliquent une éclipse de l'objet compact par l'étoile compagne, éclipse qui n'est pas observée.

le programme trouve alors un maximum de l'absorption toujours situé entre les phases 0.49 et 0.5, ce qui confirme la position de la conjonction supérieure τ_{90} . Dans la suite, nous fixons donc le maximum à la phase 0.5.

Nous cherchons à présent à mesurer l'inclinaison i , pour plusieurs valeurs de R_{\star} , M_{\star} et β . À ce stade, le quatrième paramètre, le rapport $\dot{M}_{\star}/V_{\infty}$, est normalisé aux données afin de réduire l'espace à explorer. La Figure 4.7 montre les résultats obtenus pour un jeu de valeurs tirés de la table 4.1. Sur cette figure, les lignes de niveaux extérieures correspondent à un niveau de confiance de 90%, tandis que la ligne composée de symboles « + » représente l'inclinaison la plus probable.

Si l'on regarde la valeur du rayon stellaire de χ^2_{ν} minimal, qui est de $21 R_{\odot}$, l'inclinaison du système est alors contrainte entre ~ 40 et la limite d'éclipse située à 75° . Dans cet intervalle, le minimum de χ^2 est atteint entre 60° et 67° , suivant la masse du compagne.

À présent, en retirant la normalisation des données, nous pouvons estimer le rapport $K = \frac{\dot{M}_{\star}}{4\pi\mu m_H V_{\infty}}$. D'après les valeurs du tableau 4.1, la valeur théorique de K est proche de $K_0 = 2.1 \cdot 10^{34} \text{ atomes}\cdot\text{cm}^{-1}$. En utilisant notre modèle le plus proche des données, nous pouvons avoir une

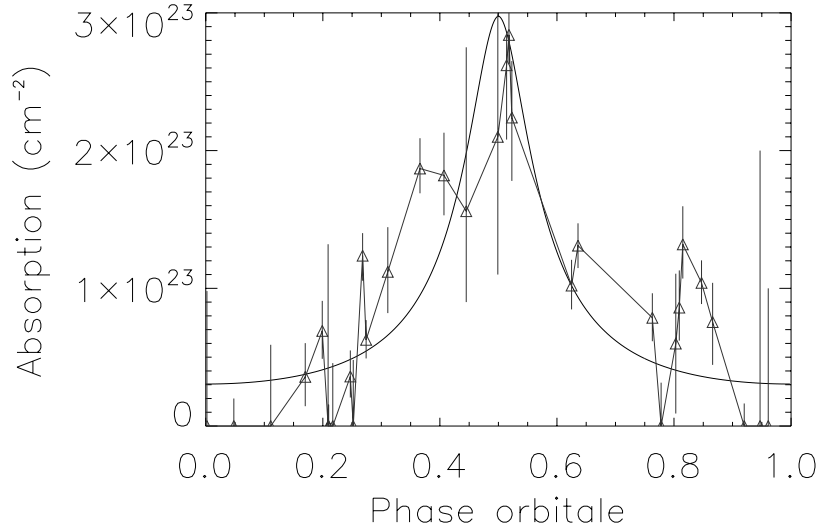


FIGURE 4.8 – Absorption déduite du modèle de vent stellaire (ligne continue) superposée aux observations (représentées par les \triangle), pour le jeu de paramètres $M_\star = 20M_\odot$, $R_\star = 21R_\odot$ et $\beta = 0.5$.

estimation expérimentale de ce rapport. Les paramètres utilisés sont $M_\star = 20M_\odot$, $R_\star = 21R_\odot$ et $\beta = 0.5$. En ajustant le modèle aux données, le rapport obtenu est $K = 0.065 K_0$ (Figure 4.8). Sachant que V_∞ est compris dans la gamme $1000\text{--}1500 \text{ km s}^{-1}$, ceci mène à un taux de perte de masse \dot{M}_\star située dans la gamme $0.7\text{--}1.1 \times 10^{-7} M_\odot/\text{an}$. Cette valeur est bien cohérente avec la valeur prévue, ce qui confirme *a posteriori* la cohérence du modèle.

Notons ici que l'ensemble de ces résultats proviennent d'observations X uniquement. Il s'agit là d'un point important car, dans la majorité des cas, l'étude des propriétés géométriques du système et de son vent stellaire nécessite des observations dans le domaine visible. Or, dans le cas d'IGR J19140+0951, l'absorption locale est bien trop importante pour obtenir des contraintes fines sur le système, et limite les mesures possibles à la détermination du type spectral du compagnon. Les observations à haute énergie, moins affectées par l'absorption, sont dès lors précieuses pour pallier les limites des observations visible/infrarouge.

4.4.2 L'excès mou comme traceur de la perturbation du vent

À présent, revenons aux 5 observations montrant un excès mou à basse énergie, dont les caractéristiques sont reportées dans la table 4.2. Cet excès est une caractéristique troublante, déjà observée dans le cas de plusieurs HMXB (Hickox et al. 2004b), dont plusieurs sources enfouies (Rodriguez et al. 2006; Bodaghee et al. 2006; Zurita Heras & Walter 2009). Plusieurs mécanismes peuvent expliquer sa présence, mécanismes liés soit aux mécanismes d'accrétion près de l'objet compact, soit à la physique du vent stellaire.

Dans le cas d'IGR J19140+0951, la nature de la supergéante est assez bien contrainte pour effectuer des estimations quantitatives, et rejeter certaines hypothèses. En effet, la masse d'une supergéante de type B I est comprise entre 10 et $30 M_\odot$ (table 4.1). Ceci permet de contraindre la séparation orbitale entre les deux objets a ($a = [\frac{GM_\star P_{orb}^2}{4\pi^2}]^{1/3}$) dans la gamme $51\text{--}74R_\odot$. Si l'on suppose une masse de $\sim 2M_\odot$ pour l'étoile à neutrons, alors le point de Lagrange L_1 est situé à une distance comprise entre 34 et $56 R_\odot$ du compagnon. Ainsi, il est très peu probable que

TABLE 4.2 – Caractéristiques spectrales des cinq observations montrant un excès mou.

Phase orbitale	kT (keV)	N_H^a (10^{22} cm^{-2})	Γ	E_{cut} (keV)	$\chi_\nu^2{}^b$	y^c
0.268	0.27 ± 0.02	12.4 ± 1.7	1.15 ± 0.1	9.2 ± 0.6	1.08	0.4
0.366	0.27 ± 0.10	18.7 ± 2.0	1.57 ± 0.2	6.1 ± 0.8	1.62	0.6
0.445	0.22 ± 0.04	17.6 ± 8.0	1.00 ± 0.6	< 10.4	1.18	0.7
0.499	0.46 ± 0.25	$21. \pm 10.$	0.90 ± 0.2	12.2 ± 0.8	1.27	3.0
0.625	0.27 ± 0.08	10.2 ± 1.8	1.60 ± 0.2	6.6 ± 0.9	1.16	0.5

a. Valeurs issues du modèle phénoménologique.

b. Calculé pour 15 degrés de liberté, à partir du modèle phénoménologique. Le modèle d'effet Compton inverse mène à des valeurs du χ_ν^2 différentes de ± 0.15 .

c. Paramètre de Comptonisation.

l'étoile compagnon remplit son lobe de Roche, ce qui est confirmé par l'absence de détection de disque d'accrétion. Ce constat élimine les mécanismes générant un excès mou invoquant un disque d'accrétion ou un flux de matière tombant directement depuis le compagnon vers l'objet compact (Fahlman & Walker 1980). Nous pouvons aussi éliminer une émission provenant de la colonne d'accrétion près des pôles de l'objet compact, car cela entraînerait la présence de pulsations détectables dans le domaine des X mous.

Ceci nous laisse donc deux mécanismes pour expliquer l'excès mou, tous deux liés à la modification locale qu'induit la présence de l'étoile à neutrons dans le vent stellaire (Hickox et al. 2004b). L'objet compact, par le fort rayonnement X qu'il engendre, ionise en effet fortement le gaz qui l'environne. Or, le vent stellaire des étoiles massives est accéléré principalement par des transitions atomiques à des niveaux électroniques profonds. Ainsi, le gaz ionisé situé aux alentours de l'objet compact n'est plus accéléré par le rayonnement de l'étoile compagnon (Fransson & Fabian 1980). Lorsque l'étoile à neutrons se déplace sur son orbite, le gaz chaud ralenti par sa présence sera peu à peu entraîné par le vent stellaire global. Ce processus va *in fine* entraîner la formation d'une « queue » de gaz chaud qui suit l'étoile à neutrons.

Lorsque le vent stellaire entre en collision avec cette queue ionisée, une partie de son énergie cinétique sera transformée en émission X. Il en résulte un choc, localisé entre l'objet compact et son compagnon. D'après Hickox et al. (2004b), ce choc pourrait expliquer la présence d'un excès mou dans les sources faibles ($L_X \lesssim 10^{36} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$), ce qui est précisément le cas d'IGR J19140+0951 ($L_X \approx 3 \cdot 10^{35} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une distance de $\sim 5 \text{ kpc}$ et un flux X caractéristique de $\sim 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Dans le même ordre d'idées, un autre processus pourrait expliquer l'émission, provenant cette fois de la queue elle-même : le nuage chaud présent autour de l'étoile à neutrons pourrait diffuser une partie des rayons X durs provenant de l'objet compact.

Notons ici que l'excès mou est observé, chez IGR J19140+0951, à proximité de la conjonction supérieure ; cette observation tendrait à favoriser les mécanismes impliquant une queue de gaz chaud, pour lesquels le choc entre milieux froids et chauds est visible directement lorsque l'étoile à neutrons est située *derrière* son compagnon. Jusqu'à aujourd'hui, un excès mou n'a été détecté que parmi une poignée de sources. Or, parmi celles-ci deux détections d'excès mous, dans les cas de 4U 1700-37 (Haberl et al. 1989) et Centaurus X-3 (Burderi et al. 2000), sources pour lesquelles la phase orbitale est connue, ont eu lieu justement lors de la conjonction supérieure. IGR J19140+0951 ajoute ainsi un objet à cette liste, ce qui lève potentiellement un voile sur

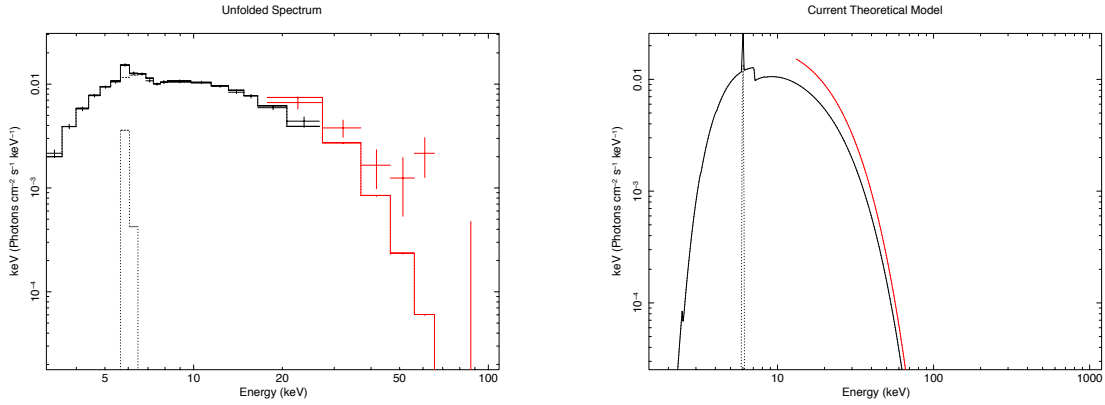


FIGURE 4.9 – À gauche, données spectrales de IGR J19140+0951 en phase orbitale 0.518, superposées au modèle de Comptonisation. À droite, modèle seul, étendu au-delà de la bande spectrale d’observation. Les coupures à basse et haute énergie y sont clairement visibles. Dans les deux cas, la raie K_{α} du fer est également présente.

l’état physique de la matière entourant l’étoile à neutrons. Cependant, ces observations sont encore trop peu nombreuses pour aboutir à une conclusion définitive.

4.4.3 Apports du modèle spectral d’effet Compton inverse

Le modèle spectral utilisé jusqu’à présent est phénoménologique : une loi de puissance coupée à haute énergie, atténuée par une absorption à basse énergie, suffit à rendre compte des observations. L’utilisation d’un modèle physique peut apporter d’autres détails sur les processus d’accrétion à l’œuvre. Pour cela, j’ai utilisé un modèle d’effet Compton inverse par un nuage d’électrons chauds sur une population de photons X mous. Le spectre issu de ce processus est appelé la « Comptonisation » du spectre mou initial. Le modèle en question, **COMPTT** (Titarchuk 1994), utilise un corps noir simple comme source de photons. Dans le cas d’IGR J19140+0951, aucun disque d’accrétion n’a été détecté et la fixation de la température du corps noir est donc assez arbitraire, à condition de rester plausible. En revanche, si cette température est trop grande, la coupure à basse énergie du spectre de Comptonisation risque d’apparaître dans le domaine d’observation de *RXTE* et *INTEGRAL* (Figure 4.9). Je l’ai donc fixée à $kT_0 = 0.1$ keV : avec cette température, le spectre modélisé dans le domaine d’observation qui nous intéresse est effectivement une loi de puissance coupée à haute énergie. En particulier, la coupure à basse énergie du spectre Compton est située à une énergie inférieure à 0.5 keV, et n’influe donc pas sur la partie du spectre qui nous intéresse.

La position de la coupure à haute énergie détermine, elle, la température des électrons. Si le modèle de Comptonisation rend bien compte des données, il est cependant limité par la qualité des observations : dans les cas où le flux de la source est trop faible pour contraindre la partie haute du spectre, le modèle n’est pas utilisable.

Le modèle **COMPTT** produit deux paramètres : kT_e , la température du plasma d’électrons responsables de l’effet Compton inverse, et τ , l’épaisseur optique du milieu chaud, supposé sphérique en première approximation. L’évolution de ces paramètres en fonction de la phase orbitale est représentée sur la figure 4.10. À partir de ces paramètres, il est possible de calculer le paramètre de Compton, qui caractérise l’efficacité de la Comptonisation. L’énergie moyenne

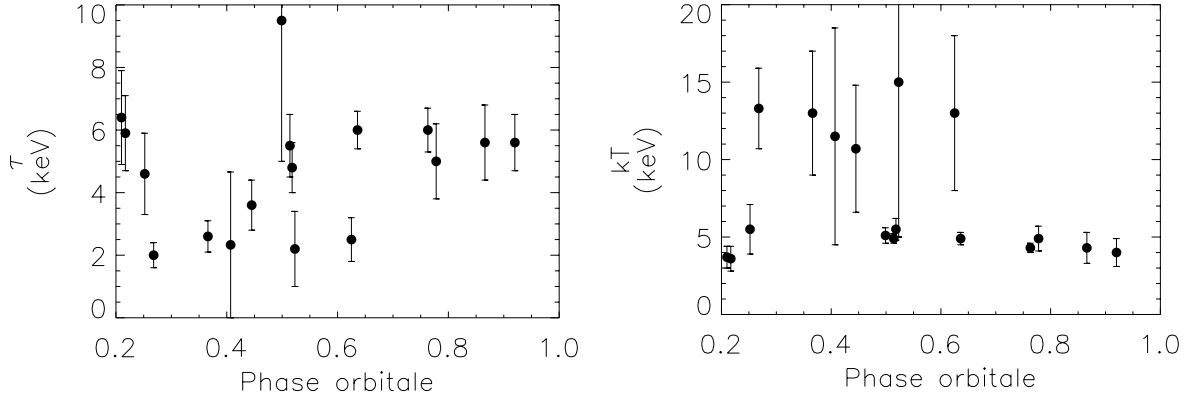


FIGURE 4.10 – Évolution de l'épaisseur optique τ de la couronne (à gauche) et de la température kT_e du plasma d'électrons, en fonction de la phase orbitale.

$\Delta\epsilon$ échangée entre un photon d'énergie ϵ et un électron de température T_e par effet Compton inverse est donnée par :

$$\Delta\epsilon = \frac{\epsilon^2}{m_e c^2} - \frac{\alpha k T_e}{m_e c^2} \epsilon,$$

où α est un paramètre dépendant de la distribution en énergie des électrons. Dans le cas de photons en équilibre ($\langle \Delta\epsilon \rangle = 0$) avec un milieu d'électrons chauds non relativistes, le spectre des photons est de la forme $u(\epsilon) \propto \epsilon^2 e^{-\epsilon/kT_e}$. Dans ce cas, nous obtenons alors $\alpha = 4$ (Frank et al. 2002). Si l'on définit à présent le paramètre de Compton selon $y = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \max(\tau, \tau^2)$, sa valeur permet d'estimer l'impact de la Comptonisation sur le spectre incident.

Dans le cas d'IGR J19140+0951, ce paramètre est compris dans la gamme $\sim 0.5 - 1$, avec d'assez faibles variations (figure 4.11). Ces valeurs caractérisent un processus modérément efficace, mais suffisant pour altérer significativement le spectre d'émission, ce qui est manifestement ce que l'on observe. D'autre part, le paramètre de Compton varie relativement peu le long de l'orbite. Ainsi, le flux de la source varie d'un facteur ~ 20 selon l'observation considérée, tandis que y varie seulement d'un facteur ~ 2 . La relative constance du paramètre y implique probablement une stabilité de la géométrie d'accrétion du système. En effet, ce paramètre dépend du rapport entre la puissance de chauffage des électrons de la couronne et le flux de photons incidents, lesquels sont fortement liés si le processus d'accrétion varie peu. Ceci est compatible avec le comportement prévisible de IGR J19140+0951 : sans formation de disque d'accrétion, système dont la géométrie peut varier fortement au gré des instabilités qui s'y développent, le chemin emprunté par la matière dans sa chute vers l'objet compact sera sensiblement toujours le même.

Les variations de flux, en revanche, indiquent plutôt une accrétion erratique à court terme. Ceci pourrait s'expliquer par la présence de « grumeaux » dans le vent stellaire. Il s'agit là d'un phénomène détecté récemment : auparavant, les vents stellaires d'étoiles massives étaient supposés simplement homogènes et à symétrie sphérique. Cependant, une telle géométrie ne parvient pas à expliquer la variabilité à court terme observée chez ces étoiles. En particulier, les raies d'émission H_α d'étoiles de type O sont connues pour varier en quelques heures, phénomène inexplicable dans le cas d'un vent homogène (Markova et al. 2005). Pour résoudre ce type de

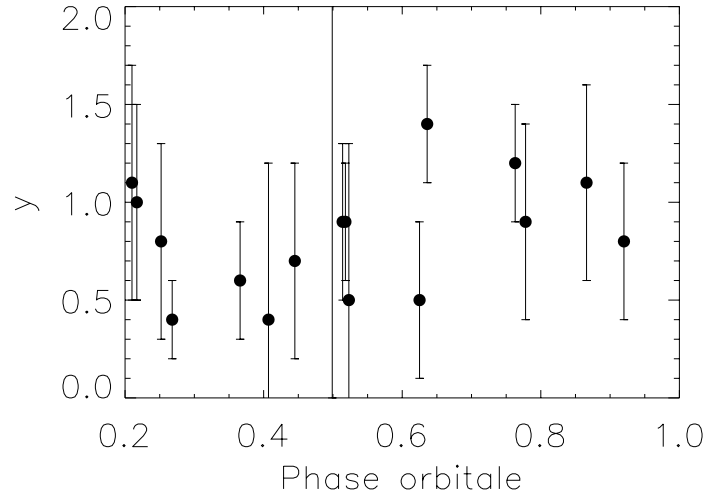


FIGURE 4.11 – Évolution du paramètre de Compton $y = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \tau^2$ en fonction de la phase orbitale, pour les observations compatibles avec le modèle spectral d'effet Compton inverse.

problème, le vent des étoiles supergéantes est à présent supposé inhomogène, avec en particulier la présence de « bulles » de surdensité, dont la taille augmente avec la distance à l'étoile.

Du point de vue de l'évolution stellaire, ce nouveau paradigme peut avoir de très fortes conséquences. En effet, le fait de négliger l'inhomogénéité dans les études passées a probablement conduit à fortement sous-estimer le taux de perte de masse des étoiles (Oskinova et al. 2007). Cela peut avoir des conséquences importantes sur les scénarios d'évolution stellaire des étoiles massives. Du point de vue des systèmes binaires, la présence de grumeaux pourrait expliquer le comportement des binaires X à évolution très rapide (*Super Fast X-ray Transients*, SFXT). Il s'agit là d'objets montrant des flashes d'émission très courts, de l'ordre de l'heure, pendant lesquels leur luminosité peut varier d'un facteur 100. Ce comportement pourrait s'expliquer par la présence de bulles de matière, dont l'accrétion subite augmente fortement la luminosité de la source (Walter & Zurita Heras 2007). Dans le cas d'IGR J19140+0951, l'étoile à neutrons est située sensiblement plus près de l'étoile compagne que dans le cas des SFXT, et l'on n'observe pas les flashes caractéristiques de ce type d'objet. Néanmoins, les fortes variations de flux observées pourraient également s'expliquer par la présence de bulles dans le vent stellaire, faisant d'IGR J19140+0951 un système intermédiaire entre les HMXB classiques et les SFXT.

4.5 Conclusions : de l'utilité des observations à haute énergie

L'étude à haute énergie d'IGR J19140+0951 a permis de dévoiler précisément l'anatomie de cette HMXB. La Figure 4.12 résume l'essentiel des résultats de cette étude. Tout d'abord, le comportement global de la source confirme que l'objet compact est une étoile à neutrons, et non un trou noir. Ensuite, le système est très incliné par rapport à la ligne de visée, ce qui explique la forte modulation de l'absorption observée. Par ailleurs, l'étoile à neutrons perturbe fortement le vent stellaire autour d'elle, ce qui se traduit par la détection d'un excès mou en plusieurs occasions. Cette perturbation prend probablement la forme d'une « queue » suivant l'étoile à neutrons, la zone perturbée étant graduellement emportée par le vent stellaire. Enfin,

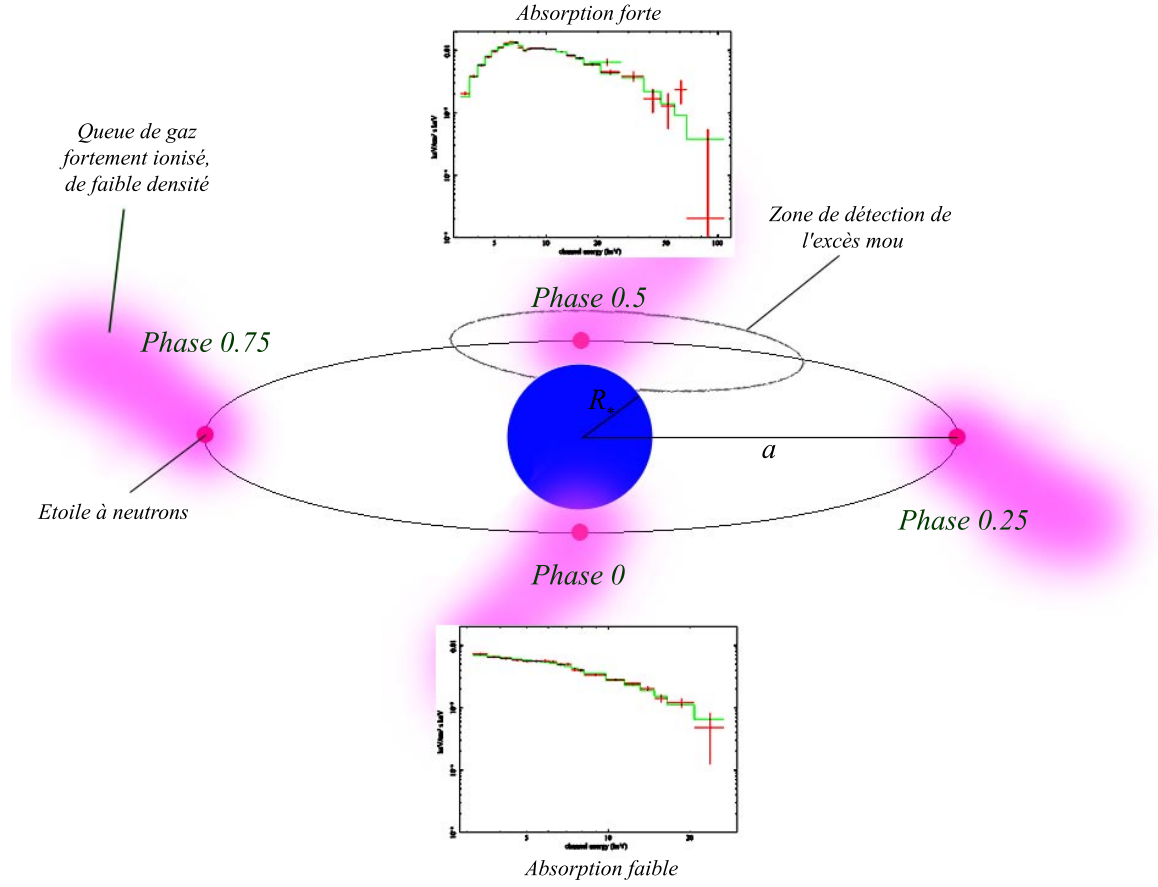


FIGURE 4.12 – Schéma d'IGR J19140+0951, telle qu'elle pourrait être vue depuis la Terre. L'inclinaison orbitale est ici prise proche de 65° . Les résultats principaux de l'étude en rayons X du système sont également indiqués.


le vent stellaire est probablement inhomogène à proximité immédiate de l'étoile à neutrons, ce qui explique les fortes variations de flux observées le long de l'orbite.

Ici, il est important de souligner que tous ces résultats ont été obtenus uniquement à l'aide d'observations dans le domaine des rayons X. Bien souvent, une grande partie de ces paramètres sont obtenus à l'aide d'observations infrarouge ou visible : l'inclinaison du système, la fonction de masse permettant de mesurer la masse de l'objet compact et donc de déterminer sa nature, ou les détails du vent stellaire des étoiles massives sont en général issus d'observations dans ces longueurs d'onde. Or, dans le cas de systèmes enfouis, ces observations à basse énergie sont très difficiles à mener car la lumière de la source est très atténuée par le gaz environnant. En l'observant à haute énergie, au-delà de la zone d'absorption, on peut s'affranchir de ce problème et aller bien plus loin dans l'étude du système. En somme, il s'agit là de la même logique que celle employée dans l'imagerie médicale, où l'on utilise les rayons X pour s'affranchir de l'opacité du corps humain au rayonnement visible. D'autre part, le rayonnement X provenant de l'étoile à neutrons fait appel à des processus de rayonnement très différents de ceux responsables des rayonnements à plus basse énergie. Ainsi, les observations à haute énergie apportent une méthode d'analyse indépendante, méthode précieuse pour observer et comprendre un système binaire d'une manière différente.

LE DISQUE D'ACCRÉTION DES MICROQUASARS H1743–322 ET XTE J1818–245

5

5.1	Fiches d'identité et campagnes d'observations des deux sources	58
5.1.1	H1743–322	58
5.1.2	Le sursaut de fin 2008 de H1743–322	58
5.1.3	XTE J1818–245 : la campagne de 2005	59
5.2	Evolution spectrale des deux sources	61
5.2.1	Trajectoires comparées au sein du diagramme HID	61
5.2.2	H1743–322, fin 2008 : un sursaut avorté ?	61
5.2.3	Modulation de l'apport extérieur de matière	63
5.2.4	Le DIM revisité	64
5.3	La physique du disque révélée par les QPO (H1743–322)	65
5.3.1	Corrélation fréquence – indice spectral	65
5.3.2	Mouvement du disque au cours de l'éruption	65
5.3.3	Extension à l'ensemble des éruptions de H1743–322	68
5.4	Caractéristiques du disque d'accrétion (XTE J1818–245)	69
5.4.1	Une courbe de lumière FRED	69
5.4.2	Taille du disque	70
5.4.3	Distance de XTE J1818–245	72
5.5	Conclusions : un disque mobile et étendu	73

U cours de mon doctorat, j'ai eu accès à une large quantité de données concernant deux microquasars : H1743–322 et XTE J1818–245. Les résultats de ces études ont été publiés dans deux articles indépendants, l'un dont je suis le premier auteur et l'autre dont je suis le deuxième auteur. Une copie de ces articles est fournie en annexe. Dans ce chapitre, j'expose les principales conclusions de ces articles, liées au comportement du disque d'accrétion. En sus de ces résultats publiés, je compare en détails les deux sources et analyse certains points mystérieux de leur comportement.

5.1 Fiches d'identité et campagnes d'observations des deux sources

5.1.1 H1743–322

La découverte de H1743–322 remonte à août 1977. Le 19 août, le moniteur installé à bord du satellite *Ariel V* repéra une source dont le flux atteignait 0.40 Crab (Kaluzienski & Holt 1977). Un mois plus tard, le satellite *HEAO I* mesura précisément la position de la source (Doxsey et al. 1977), ce qui permit ainsi de la baptiser, puis de la classer en candidat trou noir (White & Marshall 1984). Après cet épisode, H1743–322 s'enfonça dans un oubli de plus de 20 ans.

Le 21 mars 2003, H1743–322 réapparaît dans le ciel de façon spectaculaire (Revnivtsev 2003). Immédiatement suivie par tous les instruments disponibles, dans les domaines radio, optique et X, la source déploie alors une éruption puissante, longue (8 mois) et complexe. L'éruption est en particulier marquée par de nombreuses transitions spectrales, une grande variabilité temporelle et de nombreuses éjections de matière visibles dans le domaine radio (Corbel et al. 2005; McClintock et al. 2009). Depuis lors, H1743–322 est visible régulièrement, par l'intermédiaire d'éruptions moins importantes qui ont eu lieu en 2004, 2005, début et fin 2008, 2009 et début 2010.

5.1.2 Le sursaut de fin 2008 de H1743–322

Les éruptions des microquasars sont des phénomènes imprévisibles par nature. Dès lors, leur détection repose sur l'utilisation d'instruments surveillant l'ensemble du ciel et sur une bonne dose de chance. Dans le cas de H1743–322, c'est ce second critère qui l'a emporté. Le 23 septembre 2008, *INTEGRAL* observe le centre Galactique, suivant en cela un programme à très long terme de surveillance de cette zone (Kuulkers et al. 2007). Au cours de cette observation, une source apparaît subitement sur les images : H1743–322 (Kuulkers et al. 2008). Il s'agit là d'une chance exceptionnelle. D'une part, les éruptions de microquasars sont souvent détectées en X mous, lorsque la source a déjà largement évolué dans son éruption. D'autre part, même lorsque le sursaut est détecté plus tôt par un moniteur X dur, il faut souvent plusieurs jours pour orienter un instrument plus sensible dans la bonne direction. En septembre 2008, toutes les conditions favorables étaient réunies : H1743–322 a été repéré extrêmement tôt dans son éruption, et observé immédiatement par *INTEGRAL*.

Début 2008, j'avais demandé, en tant que *Principal Investigator* (PI), les droits sur les observations *INTEGRAL* de 17 LMXB. Ces observations concernent toutes les sources situées dans la région du centre Galactique, ainsi que dans deux zones situées de part et d'autre de l'équateur Galactique. Le champ de vue d'*INTEGRAL* étant particulièrement étendu, il est possible de demander individuellement les données sur chaque source présente dans le champ d'observation. Cette proposition a été acceptée pour 16 binaires X, dont H1743–322. Je disposai dès lors d'observations en temps réel de la source au cours de l'éruption. Après la première alerte à la communauté (Kuulkers et al. 2008), j'ai ainsi utilisé ces données pour préciser l'état spectral de la source en tout début de sursaut (Prat et al. 2008a), puis pour suivre son évolution lors de sa première transition spectrale (Prat et al. 2008b). J'en ai informé la communauté au fur et à mesure à l'aide du système des « Atel » (*Astronomer's Telegram*).

Dès l'alerte lancée, plusieurs observatoires X ont débuté les observations de H1743–322 (figure 5.1), bientôt suivis d'observatoires radio. Au cours du sursaut lui-même, j'ai rassemblé les données X obtenues afin d'étudier l'évolution spectrale. L'étude des données correspondant au début de l'éruption a été publiée dans Prat et al. (2009). Dans ce chapitre, je décris cette

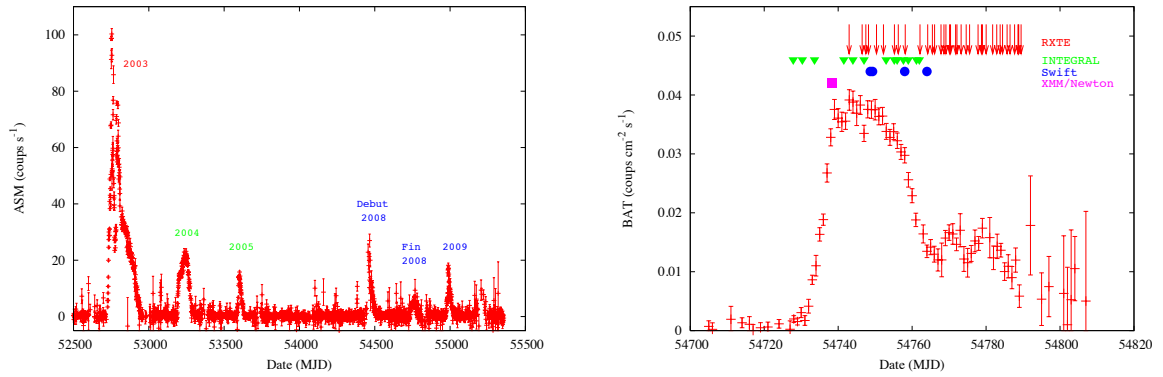


FIGURE 5.1 – À gauche, courbe de lumière de H1743–322 dans le domaine X mou (*RXTE*/*ASM*), sur la période allant de 2003 à 2010. Une éruption majeure et plusieurs éruptions mineures sont visibles. À droite, courbe de lumière dans le domaine X dur, correspondant à l'éruption de septembre-octobre 2008. Les dates des observations provenant des 4 observatoires X utilisés dans ce chapitre sont indiquées sur la courbe de lumière.

étude, en l'étendant à l'ensemble de l'éruption et en la comparant aux précédentes éruptions de cette source.

5.1.3 XTE J1818–245 : la campagne de 2005

Grâce à sa couverture complète et continue du ciel, le télescope ASM à bord de *RXTE* est à l'origine de la découverte de très nombreuses binaires X. XTE J1818–245 est l'une d'entre elles. Découverte le 12 août 2005 par l'ASM (Levine et al. 2005), elle est rapidement suspectée d'être une binaire X contenant un trou noir.

Dans l'éventualité d'un sursaut de binaire X, une large collaboration avait auparavant demandé des cibles inopinées (*Target of Opportunity*, ToO) dans plusieurs domaines de longueurs d'onde. Dès le début de l'éruption, ces observations ont été déclenchées dans les domaines X durs (*INTEGRAL*), visible (observatoires REM et NTT) et radio (VLA et VLBA), ceci afin d'obtenir la vision la plus complète possible de l'émission de la nouvelle source. En sus de ces cibles inopinées, plusieurs observations publiques ont été réalisées par *RXTE* et *Swift*. Les dates de l'ensemble de ces observations sont reportées sur la figure 5.2, superposées à la courbe ASM du sursaut.

Au cours du doctorat j'ai intégré cette collaboration, au sein de laquelle j'ai analysé la partie haute énergie des données, c'est-à-dire les observations provenant de *RXTE* et *INTEGRAL*. Utilisées en conjonction avec les observations radio et visible, ces données ont mené à une étude globale de XTE J1818–245 au cours de son sursaut, dont le détail est exposé par Cadolle Bel et al. (2009). Dans la suite de ce chapitre, j'expose une partie des résultats obtenus au cours de cette campagne, et les compare au comportement de H1743–322.

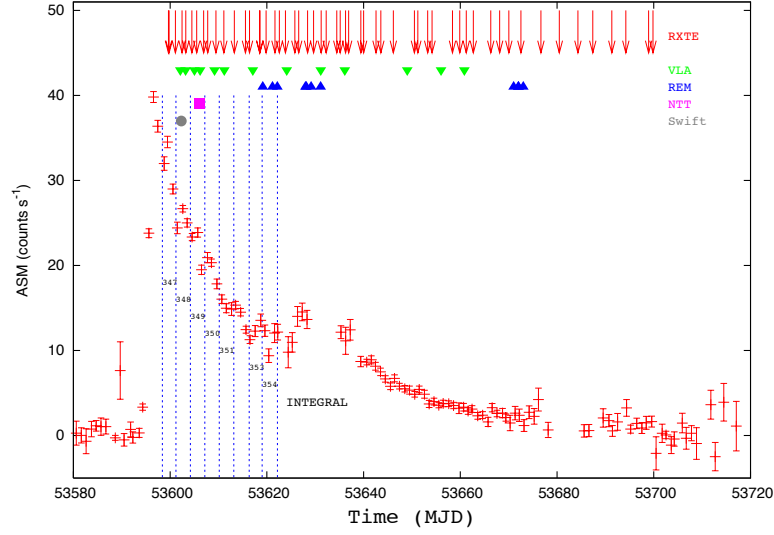


FIGURE 5.2 – Courbe de lumière *RXTE/ASM* de *XTE J1818–245* durant l'éruption de 2005. Les dates d'observations des instruments radio, visible et X sont indiquées sur la courbe. Les pointillés verticaux limitent les révolutions d'*INTEGRAL* au cours desquelles *XTE J1818–245* a été observée (Cadolle Bel et al. 2009).

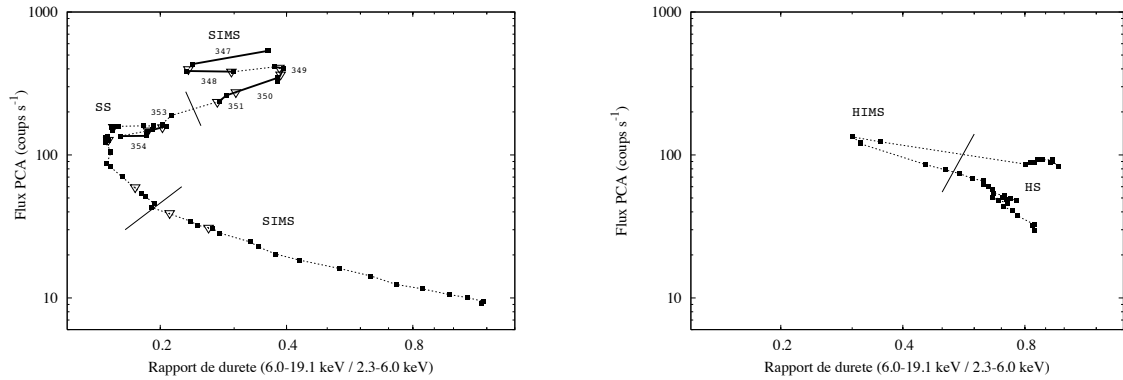


FIGURE 5.3 – Diagrammes intensité-dureté correspondant à l'éruption de 2005 de *XTE J1818–245* (gauche) et à l'éruption de fin 2008 de *H1743–322* (droite). Les lignes continues marquent les dates des transitions d'états, suivant les critères de Homan & Belloni (2005). Les carrés pleins marquent les observations *RXTE*, les triangles les observations radio, et les lignes continues les observations *INTEGRAL*, dont les numéros de révolution sont également indiqués.

5.2 Evolution spectrale des deux sources

5.2.1 Trajectoires comparées au sein du diagramme HID

Pour se faire une première idée d’une éruption de microquasar, il est très utile de regarder son diagramme intensité-dureté (HID). Souvent, les microquasars y tracent une trajectoire caractéristique en tête de tortue (chapitre 1), liée à l’évolution de leur état spectral. Voyons donc les trajectoires de XTE J1818–245 et H1743–322 dans ce diagramme.

Les observations de XTE J1818–245 ont débuté assez tardivement, dans la partie décroissante de sa courbe de lumière X (figure 5.2). Par conséquent, son parcours du HID débute dans un état assez mou (figure 5.3, gauche). Plus précisément, il s’agit d’un état mou intermédiaire (SIMS), puisque la proportion du flux X observé provenant du disque y est inférieure à 90%. Peu à peu, XTE J1818–245 évolue spectralement, le disque accroît sa contribution au flux observé, et la source entre en état mou (SS). Elle y reste 40 jours, puis retourne en état SIMS. À la fin des observations, la source évolue rapidement vers la partie dure du HID : le HS est en effet l’état atteint par un microquasar juste avant de retourner en quiescence. Globalement, XTE J1818–245 suit donc la trajectoire attendue pour un sursaut « standard ».

Dans le cas de H1743–322, les observations ont débuté très tôt dans le sursaut, alors que la source était encore en état dur (figure 5.3, droite). En quelques jours, H1743–322 évolue vers un état spectralement plus mou, identifié comme HIMS (Prat et al. 2009). Cependant, au lieu de poursuivre son parcours vers des états dominés par le disque d’accrétion, elle retourne rapidement en état HS.

D’autre part, au cours de cette éruption H1743–322 a atteint, dans la bande 2–20 keV, un flux de $\sim 3 \times 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, contre $\sim 10 \times 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour XTE J1818–245. Les distances de ces deux sources sont très mal connues ; pour avoir une idée de leur luminosité, on peut cependant utiliser pour H1743–322 une distance de $9.1 \pm 1.5 \text{ kpc}$ (Shaposhnikov & Titarchuk 2009), et pour XTE J1818–245 une distance de $3.5 \pm 0.7 \text{ kpc}$ (section 5.4.3). Avec ces valeurs, leurs luminosités maximales sont $3 \times 10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ et $1.5 \times 10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, respectivement, ce qui fait de XTE J1818–245 une source relativement peu lumineuse. La relative faiblesse de XTE J1818–245 est d’autant plus grande que le flux atteint par H1743–322 lors de sa dernière éruption majeure, en 2003, était presque 15 fois plus important que le maximum de fin 2008 (McClintock et al. 2009).

5.2.2 H1743–322, fin 2008 : un sursaut avorté ?

A présent, comparons ce sursaut de fin 2008 aux précédents sursauts de H1743–322. La figure 5.4 montre les diagrammes HID des 5 sursauts les plus importants qu’ai montrés ce microquasar depuis 2003. À l’échelle du sursaut majeur de 2003, visible en violet, celui de fin 2008 paraît particulièrement peu étendu. Ainsi, au cours du sursaut de fin 2008, la luminosité de H1743–322 est restée relativement faible et le microquasar s’est maintenu dans des états durs : on peut qualifier ce sursaut de « sursaut manqué » (*failed outburst* en anglo-américain). Le sursaut survenu en 2009, en orange, représente un état intermédiaire : H1743–322 y a atteint des états plus mous que fin 2008, mais moins qu’en 2003. Les deux derniers sursauts n’ont pas bénéficié d’observations suffisamment nombreuses pour être tracés en entier.

L’existence même de sursauts « intermédiaires » pose un certain nombre de problèmes au modèle général exposé au chapitre 1. L’explication généralement acceptée du déclenchement d’une éruption repose sur une accumulation lente de matière au sein du disque d’accrétion (Lasota 2001). L’étoile compagnon perd de la matière par débordement de son lobe de Roche,

matière qui s'accumule peu à peu dans le disque jusqu'à atteindre un certain seuil critique. Ce seuil marque alors le déclenchement du sursaut. La position précise de ce seuil critique n'est pas claire, mais dépend directement de la taille du disque d'accrétion et, donc, de la séparation orbitale du système binaire.

Par ailleurs, des « sursauts manqués » (ou « sursauts durs » si l'on désire insister sur l'aspect spectral) ont été observés assez tôt dans plusieurs binaires X, telles GRO J0422+32 (Sunyaev et al. 1993) ou XTE J1118+480 (Brocksopp et al. 2010). L'explication la plus naturelle à ce phénomène est de faire intervenir le taux d'accrétion (Nowak & Wagoner 1995). En effet, les observations montrent que les transitions HS \rightarrow SS se produisent toujours à une luminosité forte, de l'ordre de $L \sim 0.07$ à $\sim 0.25 L_{Edd}$ (Zdziarski & Gierliński 2004). Or, la luminosité d'Eddington L_{Edd} est reliée directement au taux d'accrétion de matière. Suivant Shakura & Sunyaev (1973), définissons le taux d'accrétion normalisé \dot{m} par :

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}c^2}{L_{Edd}},$$

où \dot{M} est le taux d'accrétion et L_{Edd} est donnée par

$$L_{Edd} \approx 1.5 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}.$$

Avec ces notations, la luminosité de la source devient $L = \eta \dot{m} L_{Edd}$, où η est l'efficacité de l'accrétion. Ainsi, une transition se produisant à forte luminosité se produit à fort taux d'accrétion. Une binaire X montrant un sursaut manqué est ainsi une binaire X dont le taux d'accrétion n'est pas suffisant pour atteindre la luminosité critique de transition.

À présent, en conservant un modèle de disque α pour le disque d'accrétion, il est possible de relier le taux d'accrétion à la taille du disque, à sa viscosité, sa masse et à la masse de l'objet compact (Frank et al. 2002, p. 80-81). En particulier, pour de petits disques (ici, pour des systèmes de période orbitale inférieure à 10 heures), le taux d'accrétion diminue avec la taille du disque, toutes choses étant égales par ailleurs (Meyer-Hofmeister 2004).

Ainsi, de même que la possibilité pour un système binaire d'atteindre le seuil critique nécessaire à une éruption dépend de la taille de son disque d'accrétion, la possibilité d'atteindre la luminosité nécessaire à la transition HS \rightarrow SS dépend également de la taille du disque. En particulier, des objets dont la période orbitale est faible accumulent peu de matière dans leur disque. Le réservoir est donc plus petit, le taux d'accrétion plus faible, et la source n'atteint pas l'état mou au cours de son sursaut. Ce schéma explique bien le comportement de GRO J0422+32 ou XTE J1118+480 (Meyer-Hofmeister 2004), systèmes dont la période orbitale est particulièrement courte, 5.1 et 4.1 heures respectivement (McClintock & Remillard 2006).

Mais qu'en est-il de H1743–322 ? Si la période de cette source n'est pas connue, son éruption de 2003 n'était certainement pas une éruption manquée. Il s'agissait au contraire d'une éruption particulièrement importante, qui a duré plus de 230 jours (McClintock et al. 2009). Un disque d'accrétion réduit ne peut donc en aucun cas expliquer un tel événement.

En réalité, H1743–322 appartient plutôt à une catégorie d'objets contenant en particulier XTE J1550–564 (Sturmer & Shrader 2005), GX 339–4 (Coriat et al. 2009) et la binaire X à étoile à neutrons Aql X–1 (Miller-Jones et al. 2010) : ces microquasars ont en commun d'avoir montré une éruption majeure, suivie d'une ou de plusieurs éruptions manquées dans les années qui suivirent. Entre une éruption majeure et une éruption mineure, le rapport des luminosités maximales peut être de plusieurs ordres de grandeur. Pour expliquer comment un *même* objet

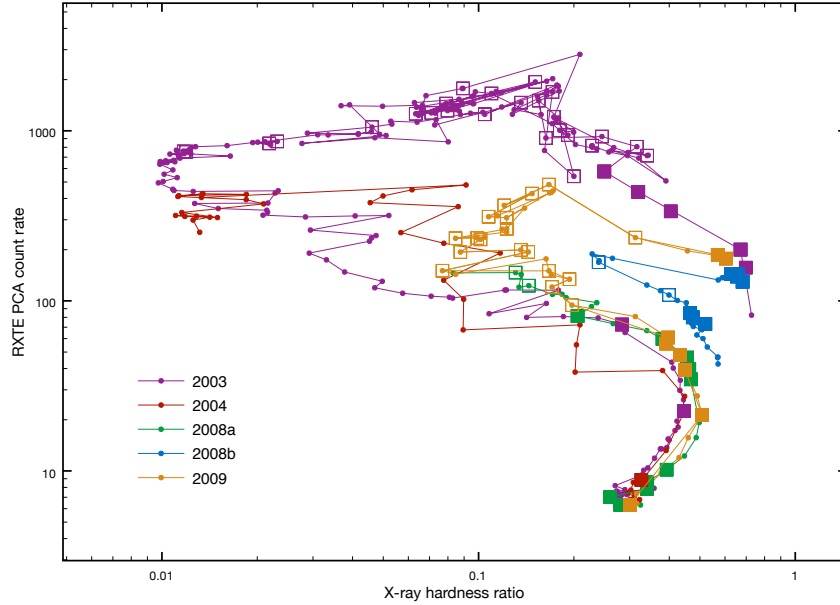


FIGURE 5.4 – Superposition des diagrammes intensité-dureté de H1743–322, correspondant aux 5 éruptions majeures du microquasar depuis 2003 (Coriat et al. 2010).

peut montrer deux comportements si différents en énergie, deux explications s’offrent à nous : soit les éruptions mineures et majeures sont causées par deux phénomènes physiques complètement différents, soit il s’agit d’un même phénomène mais se manifestant différemment.

5.2.3 Modulation de l’apport extérieur de matière

La première explication a été proposée pour expliquer les sursauts mineurs de XTE J1118+480 (Wood et al. 2001) ainsi que le sursaut manqué de XTE J1550–564 en 2003 (Sturmer & Shrader 2005). Elle repose sur une modulation du taux d’accrétion aux bords externes du disque, modulation qui se propage par diffusion au sein du disque et, *in fine*, entraîne la modulation de flux visible au cours d’une éruption. Globalement, ce modèle revient aux idées initialement proposées pour expliquer les sursauts de microquasars : l’éruption proviendrait d’une modification du taux d’accrétion au bord externe du disque, et non d’une instabilité à taux d’accrétion constant ainsi que le suppose le modèle standard d’instabilité du disque (DIM).

À l’instar du DIM, le modèle de Wood et al. (2001) produit, dans le cas d’une augmentation ponctuelle du taux d’accrétion aux bords externes du disque, une courbe de lumière FRED. De plus, une modulation plus complexe du taux d’accrétion pourrait expliquer la courbe de lumière complexe, à double maximum, du sursaut de 2000 de XTE J1118+480. De même, la courbe de lumière du sursaut majeur de H1743–322 (figure 5.1), caractérisée par un pic double, pourrait aussi s’expliquer par une modulation complexe du taux d’accrétion. Cependant, le modèle de Wood et al. (2001) souffre d’un handicap majeur comparé au DIM : il ne fournit aucune explication à l’existence d’une modification subite du taux d’accrétion provenant de l’étoile compagne.

5.2.4 Le DIM revisité

Une autre manière d'aborder le problème pourrait être de supposer que l'instabilité du disque prédite par le DIM ne se propage pas nécessairement à l'ensemble du disque d'accrétion. Prenons le cas de GX 339–4 (figure 1.3), source dont une quinzaine d'éruptions majeures ont été observées depuis sa découverte en 1972 (Kong et al. 2002). Ces nombreux exemples d'éruptions ont permis à Wu et al. (2010) de dériver une relation empirique entre la durée séparant deux éruptions et le flux X_{dur} de cette source. Globalement, plus le temps de latence est long, plus GX 339–4 atteindra un flux X_{dur} élevé lors de l'éruption suivante. Intuitivement, cette relation peut se comprendre comme une accumulation constante de matière dans le disque d'accrétion : ainsi, plus l'instabilité s'y développera tard, plus la quantité de matière utilisable dans le disque sera importante, et plus la luminosité totale pourra être élevée.

Au moment de la publication de l'article, Wu et al. (2010) ont fait une prédiction concernant le flux minimal atteint par une future éruption en 2009 ou 2010. Or, l'éruption qui a débuté dans les derniers jours de 2009 s'est, depuis, révélée être effectivement en accord avec cette prédiction. Il existe ainsi un lien fort entre les différentes éruptions majeures de GX 339–4 : il est probable que chacune de ces éruptions consomme l'intégralité de la matière rendue disponible par le mécanisme du DIM.

À présent, qu'en est-il des éruptions « mineures » ? Plaçons-nous à la fin d'une éruption majeure. Suivant le DIM (chapitre 1), l'ensemble du disque possède alors une densité surfacique Σ_{min} faible, une grande partie de la matière ayant été consommée au cours de l'éruption. Petit à petit, la densité augmente à nouveau au bord interne du disque, et se rapproche de la densité limite Σ_{max} au-delà de laquelle l'instabilité thermo-visqueuse se développe. Quelques mois après l'éruption majeure, la densité au bord interne dépasse alors la valeur limite : la matière est brutalement ionisée et une onde de chauffage se propage vers les parties externes du disque. En revanche, dans le reste du disque, l'accumulation de matière n'est pas nécessairement aussi rapide, et la densité peut s'y être maintenue assez loin de la valeur limite. Ainsi, le disque n'est pas encore « prêt », et l'onde de chauffage est stoppée avant d'avoir affecté l'ensemble du disque. C'est précisément ce qu'il se passe dans le cas des variables cataclysmiques, pour lesquelles le DIM a été développé (Lasota 2001).

Si l'onde de chauffage est stoppée, le taux d'accrétion de matière n'augmente plus. En particulier, il ne franchit pas le seuil nécessaire à l'apparition des états SIMS ou SS. Au contraire, l'éruption s'apaise rapidement : le système repart vers des états durs, pour finalement retourner à la quiescence. Au cours du processus, seule une petite fraction du disque d'accrétion a été consommée par l'objet compact, et l'éruption mineure n'influera donc pas sur l'éruption majeure subséquente. Ceci explique pourquoi, dans le cas de GX 339–4, la corrélation entre temps de latence et amplitude de l'éruption n'est pas perturbée par la présence de sursauts *mineurs* entre les sursauts majeurs.

Dans le cas de H1743–322 fin 2008, c'est sans doute ce qu'il s'est passé. Depuis la précédente éruption majeure, en 2003 (figure 5.1), l'accumulation de matière dans le disque n'a sans doute pas encore été suffisante pour permettre à une éventuelle onde de chauffage de parcourir l'ensemble du disque. À l'instar des précédentes éruptions mineures montrées par H1743–322 depuis 2003, nous avons donc assisté à une éruption avortée : seule une petite partie du disque a été accrétée, et la luminosité totale du système est restée limitée par manque de carburant.

5.3 La physique du disque révélée par les QPO (H1743–322)

5.3.1 Corrélation fréquence – indice spectral

Un autre aspect important concernant la physique de H1743–322 nous est révélé par son comportement temporel, et en particulier la présence d’oscillations quasi périodiques (QPO). La figure 5.5 montre son évolution spectrale et temporelle au cours du sursaut de fin 2008. Regardons d’abord son évolution spectrale. Le panneau supérieur présente sa courbe de lumière X dure, telle qu’observée par *INTEGRAL*, tandis que le panneau situé juste en dessous montre la courbe de lumière X molle, telle que mesurée par *RXTE*. Le troisième panneau en partant du haut montre la valeur de l’indice de photon du spectre X de H1743–322. L’évolution inversée de ces trois courbes confirme l’impression donnée par l’étude du HID : le début de l’éruption a lieu dans l’état HS, puis une transition spectrale a lieu en MJD 54760 vers l’état HIMS, avant de revenir à l’état HS 8 jours plus tard (Prat et al. 2009).

Les trois panneaux suivants montrent l’évolution de la variabilité temporelle de la source. Le 4^e panneau montre le niveau de variabilité temporelle, en pourcentage du flux total. Ici encore, on observe une rupture au niveau des transitions d’état. Enfin, les deux derniers panneaux concernent la détection de QPOs : le 5^e panneau trace la fréquence du QPO (et de son harmonique éventuel), tandis que le dernier trace la puissance du QPO en fonction du temps.

L’ensemble de ces paramètres est compatible avec une évolution de la source de l’état HS à l’état HIMS, puis retour, pour les états définis par Homan & Belloni (2005). À présent, traçons la fréquence du QPO en fonction de l’indice de photon (figure 5.6), au cours du sursaut de fin 2008. La corrélation entre ces deux paramètres est très forte, et non linéaire.

Ce type de corrélation a déjà été observé dans le cas de plusieurs microquasars. Ainsi, Sobczak et al. (2000) observent plusieurs corrélations entre la fréquence du QPO d’une part, et le rayon interne du disque, l’indice de photon et plusieurs paramètres spectraux d’autre part, dans les microquasars XTE J1550–564 et GRO J1655–40. De même, Rodriguez et al. (2002) observent une corrélation entre cette fréquence et le rayon interne du disque d’accrétion dans les microquasars GRS 1915+105 et GRO J1655–40, corrélation positive ou négative suivant la gamme de fréquence. Ces observations intrigantes incitent à utiliser la même approche dans l’analyse de H1743–322, cette fois-ci en utilisant la corrélation QPO-indice de photon.

5.3.2 Mouvement du disque au cours de l’éruption

La corrélation QPO-indice de photon a été décrite en détails par Vignarca et al. (2003), à partir d’un ensemble de sources étendu. La corrélation observée entre ces deux paramètres est positive entre 0.08 et $\sim 5–30$ Hz, et perd sa cohérence pour des fréquences plus élevées du QPO, ou des valeurs plus élevées de l’indice de photon. Dans le cas de H1743–322, la corrélation est également positive (figure 5.6), entre 0.3 et 7 Hz. Notons enfin que la présence de cette corrélation dans un nombre sans cesse grandissant de sources permet à Shaposhnikov & Titarchuk (2009) de proposer une relation universelle liant la pente de la corrélation à la distance du système et la masse de son trou noir. Cette relation, encore fragile, pourrait mener à une nouvelle méthode permettant de déterminer masse et distance, quantités encore délicates à obtenir dans le cas des binaires X.

Pour interpréter la corrélation QPO-indice de photon, analysons indépendamment l’évolution de la fréquence du LFQPO et celle de l’indice de photon. La majorité des modèles expliquant les LFQPO placent leur origine dans le comportement du disque. Ce dernier peut par exemple

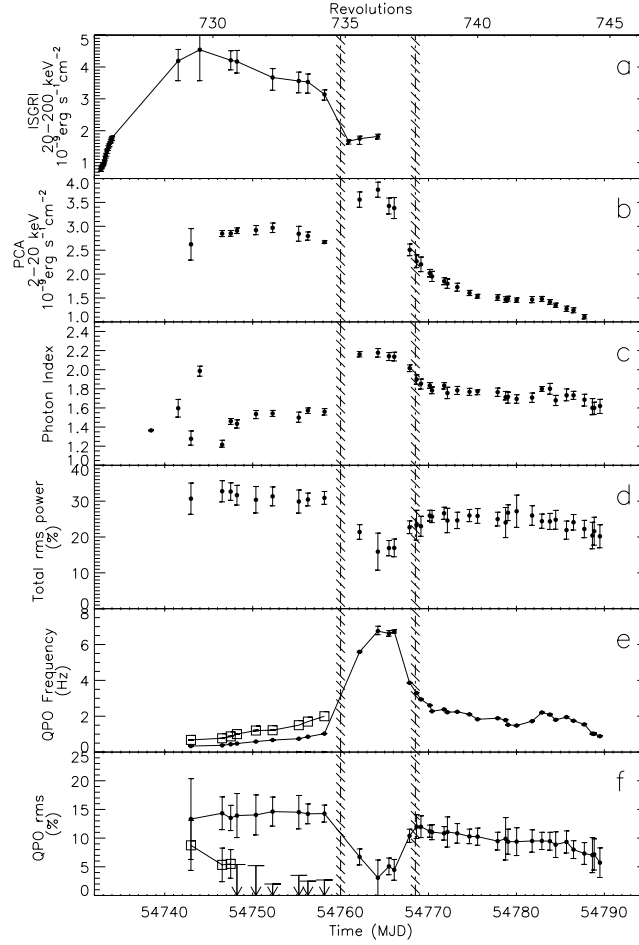


FIGURE 5.5 – *Caractéristiques spectrales et temporelles de H1743–322 au cours de l’éruption de fin 2008. Les panneaux a, b et c montrent la courbe de lumière X dure tirée d’INTEGRAL, la courbe de lumière X molle tirée de RXTE et l’évolution de l’indice de photon, respectivement. Le panneau d montre l’évolution de la variabilité totale de la courbe de lumière. Enfin, les panneaux e et f montrent respectivement l’évolution de la fréquence et de l’amplitude du QPO (et de son premier harmonique). Les lignes verticales repèrent les transitions spectrales du HS au HMS, et retour.*

subir des déformations à grande échelle (Kato 2008a), ou bien héberger une perturbation en son sein (Tagger & Pellat 1999; Schnittman & Bertschinger 2004). La position du bord interne du disque d’accrétion va donc influencer fortement la fréquence de l’oscillation.

Par la suite, cette instabilité excite de façon périodique la couronne d’électrons chauds qui entoure le système. Or, la taille de cette couronne est probablement elle aussi contrainte par la position du bord interne du disque : une couronne en configuration « sombrero » (Poutanen et al. 1997) aurait une extension limitée par la position du bord interne, tandis qu’une couronne répartie de façon plus lâche au-dessus du disque d’accrétion (Galeev et al. 1979) acquerrait une extension plus grande avec un disque s’étendant plus près de l’objet compact. Supposons à présent que la couronne puisse osciller à une fréquence caractéristique, par exemple suivant un mode normal magnéto-acoustique dont la fréquence dépend directement de son extension spatiale (Titarchuk & Fiorito 2004; Shaposhnikov & Titarchuk 2006; Cabanac et al. 2010). À cette fréquence, un phénomène de résonance peut permettre à la couronne d’amplifier l’oscillation

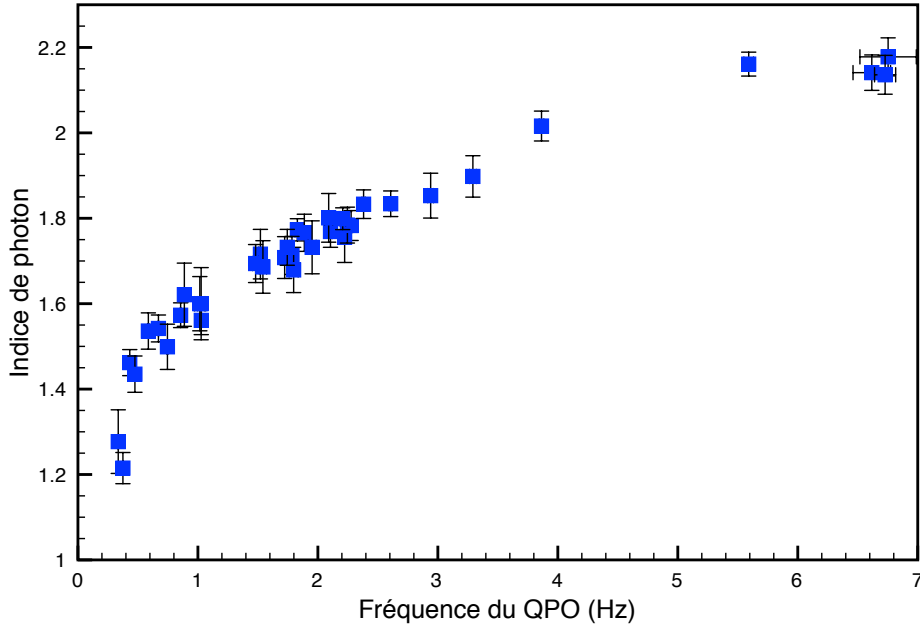


FIGURE 5.6 – *Indice de photon en fonction de la fréquence du QPO, pour l'éruption de fin 2008. Les fréquences supérieures à 4 Hz correspondent à l'état HIMS de H1743–322, tandis que les autres points correspondent à l'état HS. Une forte corrélation est visible entre les deux quantités.*

lumineuse venue du disque d'accrétion. Il est naturel de penser que cette fréquence privilégiée puisse dépendre de la taille physique de la couronne. Ainsi, la fréquence du QPO est également liée à la taille de la couronne, qui est elle-même contrainte de façon indirecte par l'extension du disque.

L'indice de photon est, lui, caractéristique de l'état énergétique des électrons composant la couronne. En particulier, lorsque les électrons se refroidissent, l'indice de photon augmente (Titarchuk 1994). Or, la température de la couronne dépend directement de l'intensité lumineuse du disque d'accrétion. En effet, ce disque étant beaucoup plus froid que la couronne, si sa luminosité augmente il aura tendance à refroidir les électrons chauds de la couronne. C'est précisément ce qu'il se produit lorsque le rayon interne du disque diminue : le bord interne du disque devient légèrement plus chaud, donc beaucoup plus lumineux (la luminosité évolue en effet en T^4 selon la loi de Stefan), et refroidit ainsi la couronne.

En résumé, la corrélation visible sur la figure 5.6 trahit la forte intrication du disque d'accrétion et de la couronne de H1743–322 (Prat et al. 2009). Au début du sursaut, le disque est situé loin du trou noir. La couronne est alors chaude, avec un indice de photon bas. Le disque étant éloigné, et la couronne étendue, la fréquence du LFQPO est basse. Par la suite, les bords internes du disque s'approchent graduellement. La couronne rétrécit donc, et la fréquence du LFQPO augmente lentement. En s'approchant, le disque refroidit un peu la couronne, augmentant son indice de photon. Au niveau de la transition d'état vers le HIMS (figure 5.5), le disque s'approche brutalement, et on observe une rupture dans la vitesse d'évolution de la fréquence du QPO. Cependant, comme la source n'atteint pas l'état mou, la saturation de la corrélation fréquence - indice de photon n'est pas atteinte. Au contraire, la source se dirige à nouveau vers les états durs, et le même scénario se répète en sens inverse.

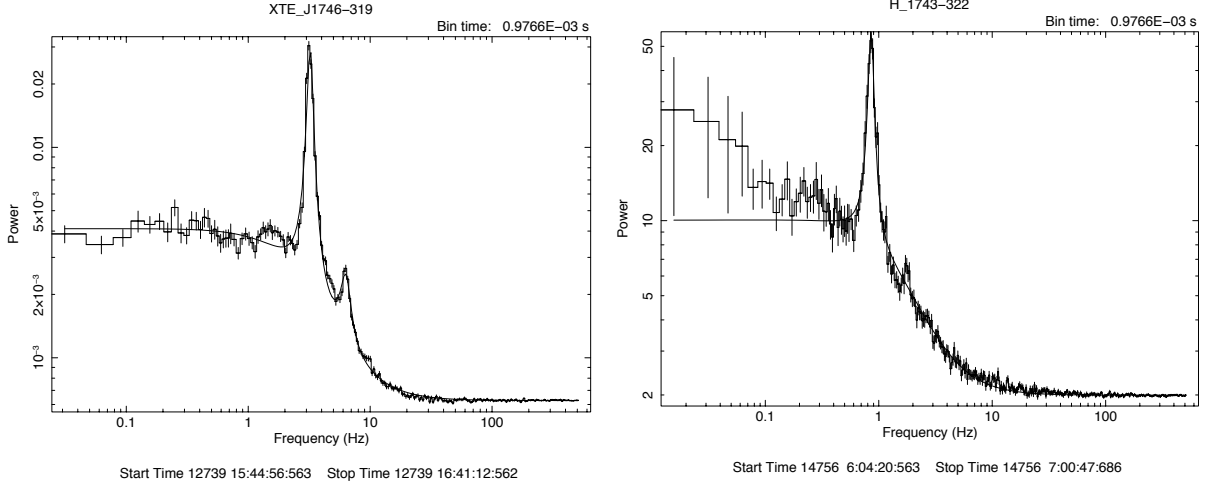


FIGURE 5.7 – Exemples de spectres de puissance issus des observations *X* de H1743–322. À gauche, l’observation correspond à l’état dur du début de l’éruption de 2003, en MJD 52739. À droite, il s’agit également de l’état dur, cette fois-ci durant l’éruption de fin 2008, en MJD 54756. Dans les deux cas une forte oscillation quasi-périodique est visible, ainsi que sa première harmonique.

5.3.3 Extension à l’ensemble des éruptions de H1743–322

Essayons à présent d’étendre cette étude aux autres éruption de H1743–322. Parmi les éruptions récentes de H1743–322, seules celles de 2003 et fin 2008 montrent la présence de QPO de basse fréquence (figure 5.7). En ajoutant aux points de fin 2008 ceux de l’éruption de 2003, j’obtiens le graphique de la figure 5.8. Le sursaut de 2003 est particulièrement complexe (McClintock et al. 2009), et montre deux états HS : l’un durant la phase initiale de croissance du flux, l’autre à la toute fin de l’éruption, lors du retour vers la quiescence. Entre ces deux états, près de 200 jours se sont écoulés. Comme prévu, la pente de la corrélation entre fréquence du QPO et indice de photon est préservée sur l’ensemble des sursauts : cela indique que le processus physique à l’origine de cette corrélation reste le même.

En revanche, les données correspondant à l’état HS du début du sursaut de 2003 sont placées sur une trace parallèle aux autres données. Pour quantifier ce décalage, on peut décrire la relation entre fréquence du QPO et indice de photon par une fonction de la forme $\Gamma = kF_{QPO}^\alpha$, où $\alpha = 0.15$ pour les deux traces. Dans le cas des données correspondant à début 2003 $k = 1.95$, tandis que pour les données combinées de fin 2003 et de 2008 $k = 1.60$. Ainsi, pour une fréquence de QPO donnée, le rapport des indices de photons vaut 1.2. À indice de photon donné, le rapport des fréquences est de ~ 3 .

La présence de ces deux traces parallèles est extrêmement étonnante, et n’a jusqu’à maintenant été observée pour aucun microquasar. Aucun modèle ne prédit à l’heure actuelle deux traces différentes pour un *même* objet, qui plus est durant le même sursaut. En revanche, il est possible de trouver une interprétation physique à ce phénomène, en s’appuyant sur le rapport 3 entre les fréquences de QPO. Ce rapport est compatible avec un nombre *entier*, ce qui indique un lien potentiel avec un mode différent d’oscillation. En effet, il est courant d’observer des QPO avec une ou plusieurs harmoniques (Belloni et al. 2002). Si une QPO mesure l’oscillation d’une partie donnée du microquasar (couronne, instabilité dans le disque, etc.), alors cette oscillation peut avoir plusieurs modes d’excitation. Ainsi, si le QPO provient d’une oscillation globale de la couronne, celle-ci peut être associée à une longueur d’onde mesurant 1, 1/2, 1/3, etc. fois la

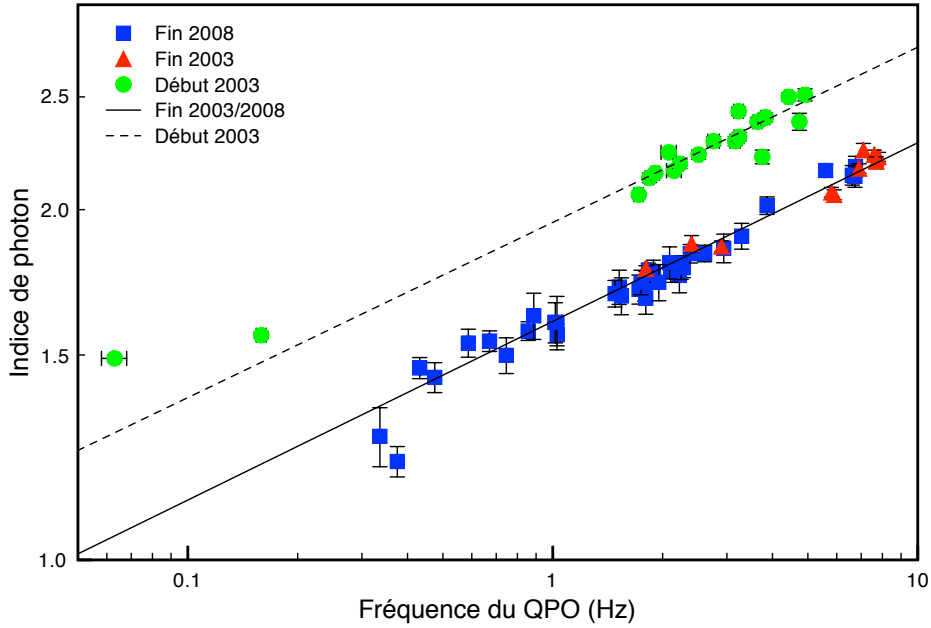


FIGURE 5.8 – *Indice de photon en fonction de la fréquence du QPO, pour les états HS et HIMS de H1743–322, durant les éruptions de 2003 et 2008. Une fonction de la forme $\Gamma = kF_{QPO}^\alpha$ a été ajustée aux données. Le tireté correspond à l'ajustement aux données du début de l'éruption de 2003 (avec $k = 1.95$), la ligne continue correspond aux données combinées de fin 2003 et 2008 (avec $k = 1.60$). $\alpha = 0.15$ pour les deux ensembles de données.*

largeur de la couronne. De même, si le QPO provient d'une instabilité spirale (chapitre 8), sa fréquence pourra être associée à une spirale à 1, 2, 3, etc. bras dans le disque.

Quelle que soit l'origine du QPO, le rapport 3 peut être interprété comme suit : fin 2003, le mode fondamental de l'oscillation est excité, tandis qu'au début de ce même sursaut et fin 2008, le mode $m=3$, c'est-à-dire la deuxième harmonique, est excité préférentiellement. Cette observation n'est pas incompatible *a priori* avec les modèles actuels, et renforce les contraintes auxquelles ils doivent se soumettre. Jusqu'ici, un modèle de QPO devait expliquer la présence d'une oscillation *simultanément* à la présence d'une harmonique ou sous-harmonique. Le comportement de H1743–322, s'il se confirme, indique qu'un modèle de QPO doit également expliquer l'excitation privilégiée d'une harmonique particulière, et non plus seulement la fondamentale.

5.4 Caractéristiques du disque d'accrétion (XTE J1818–245)

5.4.1 Une courbe de lumière FRED

Nous venons de voir que la confrontation de paramètres spectraux (l'indice de photon) et de paramètres de variabilité (la fréquence du QPO) permet d'obtenir des renseignements précieux sur l'évolution fine du disque d'accrétion. À présent, dans le cas de XTE J1818–245, nous allons utiliser la forme de la courbe de lumière pour déduire d'autres paramètres du disque.

Ainsi que nous l'avons vu à la partie 5.2.2, les courbes de lumières des binaires X peuvent adopter des formes variées, parfois très complexes. Chen et al. (1997) ont effectué une étude exhaustive des courbes de lumière disponibles à cette date. Il ressort de cette étude que la

courbe de lumière la plus répandue est celle dite de montée rapide et décroissance exponentielle (FRED), ce qui est le cas pour l'éruption de 2005 de XTE J1818–245. En sus de cette évolution globale, une « bosse » est visible sur la courbe de lumière (Figure 5.9, 1^{er} panneau). King & Ritter (1998) ont montré que la présence de ce second maximum peut s'expliquer à l'aide du modèle général du DIM, à condition de tenir compte de l'irradiation provenant des parties internes du disque d'accrétion.

Au début de l'éruption, la densité de matière au bord interne du disque dépasse une certaine valeur Σ_{max} , valeur au-delà de laquelle l'hydrogène composant le disque ne peut plus rester neutre. Un front de chauffage se forme alors, et affecte petit à petit l'ensemble du disque d'accrétion (voir section 1.3.3). Cependant, la partie interne du système rayonne à présent de très grandes quantités de rayons X. Ce rayonnement va causer un échauffement supplémentaire de l'ensemble du disque d'accrétion. La température atteinte par la surface du disque dépend alors du taux d'accrétion central, de la concavité du disque et de l'efficacité de la radiation, selon (van Paradijs 1996) :

$$T_{irr}(R)^4 = \frac{\eta \dot{M}_c c^2 (1 - \beta)}{4\pi\sigma R^2} \left(\frac{H}{R}\right)^n \left[\frac{d \ln H}{d \ln R} - 1\right],$$

où η est l'efficacité de la conversion de l'énergie gravitationnelle en rayonnement X, \dot{M}_c le taux d'accrétion central, H l'épaisseur du disque à un rayon R , β l'albedo des faces du disque, et le facteur entre crochets est compris entre 1/8 et 2/7. L'indice $n = 1$ ou 2 dépend de la forme de la source de l'irradiation (ponctuelle ou non). Le rapport H/R étant à peu près constant au sein du disque, T_{irr} évolue donc en $R^{-1/2}$. Ainsi, pour un disque suffisamment étendu, l'irradiation domine le profil de température du disque, lequel évolue en $R^{-3/4}$ en l'absence d'irradiation. Par conséquent, les bords les plus éloignés seront également les plus affectés par l'irradiation. Si le front initial de chauffage a ionisé l'hydrogène jusqu'à un rayon R_h , l'irradiation va alors étendre cette irradiation plus loin dans le disque, jusqu'à un rayon R_0 .

Dans le cadre du DIM, une température plus élevée a un effet stabilisant : en effet, tant que le taux d'accrétion central \dot{M}_c n'a pas fortement baissé, le disque reste à une température plus haute que T_H , température à laquelle les noyaux d'hydrogène commencent à se recombiner avec les électrons. Ceci a pour effet de prolonger la durée de l'éruption jusqu'à la baisse du taux d'accrétion central, ce qui explique pourquoi les éruptions de binaires X sont bien plus longues que celles de systèmes contenant une naine blanche.

Lorsque \dot{M}_c diminue, la zone irradiée va rétrécir petit à petit, à la vitesse de diffusion visqueuse du disque irradié. Après un temps caractéristique visqueux, les zones situées initialement à la limite de la zone affectée par l'irradiation vont alors atteindre l'objet compact. En particulier, la zone située initialement entre R_h et R_0 apporte une quantité supplémentaire de matière qui s'était accumulée au niveau du front de refroidissement : lorsque cette vague de matière atteint finalement les bords internes du disque, elle y entraîne une augmentation ponctuelle du taux d'accrétion (King & Ritter 1998). C'est cette augmentation, qui a lieu un temps caractéristique visqueux après le début de l'éruption, qui explique la présence du second maximum dans la courbe de lumière de XTE J1818–245, maximum qui s'accompagne d'une augmentation ponctuelle de la température du disque d'accrétion (figure 5.9).

5.4.2 Taille du disque

Grâce à cela, il devient possible d'effectuer quelques estimations quantitatives sur XTE J1818–245. Notons τ_d le temps caractéristique de décroissance de la courbe de lu-

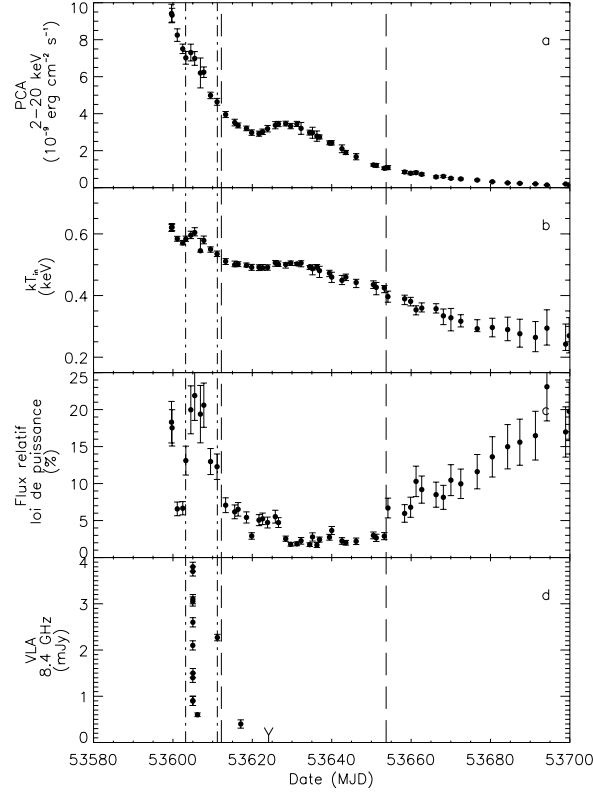


FIGURE 5.9 – Courbe de lumière et paramètres spectraux de XTE J1818–245, durant l'éruption de 2005. (a) Courbe de lumière en rayons X, (b) température maximale au sein du disque, (c) portion du flux X dû à la loi de puissance et (d) courbe de lumière radio. Les tiretés correspondent aux dates des transitions spectrales depuis et vers le SIMS. Les tiretés mixtes sont les dates des flux radios maximaux à 4.9 et 1.4 GHz (Cadolle Bel et al. 2009).

mière, et t_s le délai entre le maximum principal et le maximum secondaire de la courbe de lumière. Pour XTE J1818–245, j'obtiens $\tau_d = 18 - 20$ jours, et $t_s \approx 30$ jours. À l'aide du modèle de King & Ritter (1998), ceci permet d'estimer la taille totale du disque d'accrétion, $R_{out} = 2.5 - 4.1 \times 10^{10}$ cm, ainsi que la viscosité aux bords externes, $\nu = 0.8 - 2.3 \times 10^{14}$ cm² s⁻¹ (Cadolle Bel et al. 2009). Le paramètre α caractéristique du disque d'accrétion peut alors être calculé par $\nu = \alpha H^2 \Omega_K$, où Ω_K est la vitesse Képlerienne au sein du disque. Si l'on suppose un rapport d'aspect du disque de l'ordre de $H/R = 0.05$, ceci mène à $\alpha = 0.4 - 1.2 \times 10^{-2}$. Cette valeur, certes imprécise, est bien en accord avec les valeurs couramment utilisées pour les microquasars, de l'ordre de $\alpha \sim 10^{-2}$.

Il existe une seconde manière d'utiliser l'irradiation du disque, en utilisant cette fois un modèle spectral. Ainsi, Gierliński et al. (2008, 2009) ont défini un modèle prenant en compte l'émission du disque d'accrétion et celle de la couronne, mais également l'irradiation des parties internes du disque par la couronne, ainsi que l'irradiation des parties externes du disque par l'ensemble des autres composantes. Selon ce modèle, l'irradiation des parties internes aura un

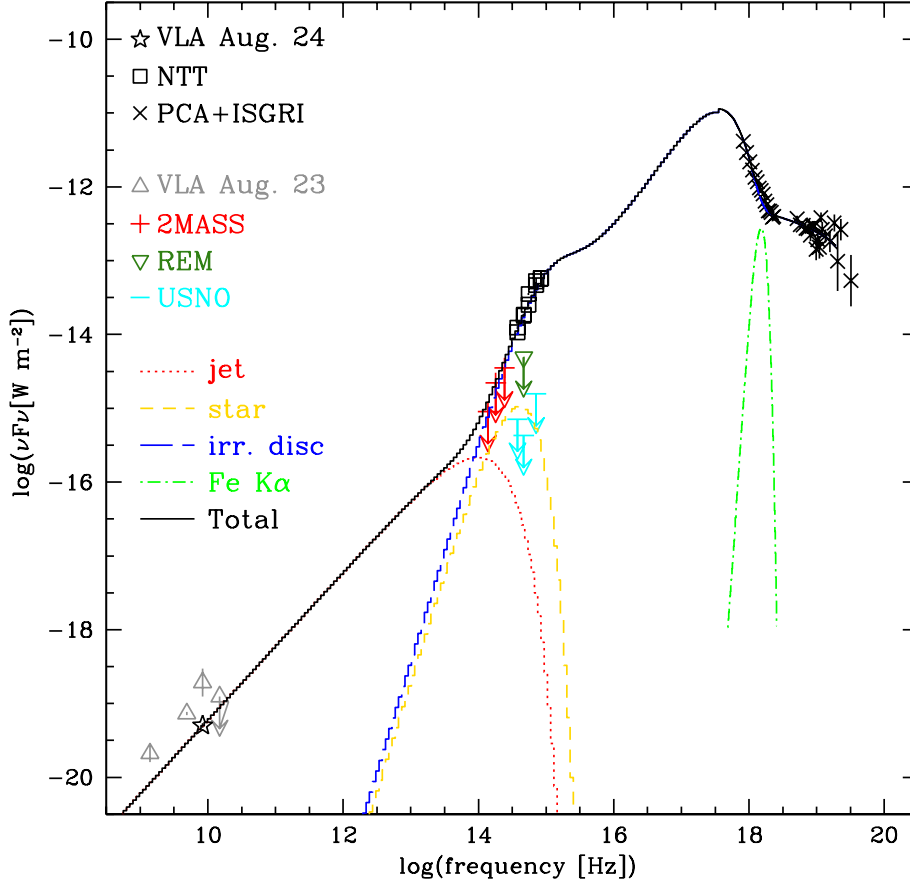


FIGURE 5.10 – Distribution d'énergie spectrale de XTE J1818–245 dans les domaines radio, visible et X, correspondant aux 23–24 août 2005. Le modèle superposé aux données comporte une loi de puissance dans les domaines radio-infrarouge et un modèle de disque irradié. Ce dernier simule l'émission provenant du disque d'accrétion, celle de la couronne, ainsi que l'irradiation des bords internes du disque par la couronne, et l'irradiation des bords externes par les parties internes du système (Zurita Heras et al. 2010).

impact important dans le domaine X mou, tandis que l'irradiation des parties externes sera détectable dans le domaine visible.

En collaboration avec Juan Zurita-Heras, nous avons appliqué ce modèle à une observation de XTE J1818–245 couvrant simultanément les domaines radio, visible et X. L'accord avec les données est bon, ce qui permet d'obtenir une deuxième estimation de la taille totale du disque. Nous obtenons $R_{out} \sim 4 \times 10^{10} / \sqrt{\cos(\theta)}$ cm, avec θ l'inclinaison du système, ce qui est bien en accord avec l'estimation liée à la mesure du temps caractéristique visqueux du disque.

5.4.3 Distance de XTE J1818–245

D'autre part, en analysant les courbes de lumière de plusieurs LMXBs connues, Shahbaz et al. (1998) se sont aperçus qu'il existe une relation linéaire entre la masse du disque telle que

mesurée à l'aide du modèle de King & Ritter (1998) et l'instant du maximum secondaire. À partir de cette relation empirique, ces auteurs obtiennent la relation :

$$D_{kpc} = 4.3 \times 10^{-5} \sqrt{\frac{\eta f t_s^3}{F_p \tau_d}},$$

où η est le paramètre d'efficacité radiative (typiquement ~ 0.15 pour un système contenant un trou noir (Novikov & Thorne 1973; Noble et al. 2009)), f est la masse du disque au début du sursaut rapportée à la masse maximale possible (j'ai pris $f = 0.5 - 1$) et F_p est le flux maximal dans la bande 0.4-10 keV. À l'aide de cette relation, la distance de XTE J1818–245 est mesurée entre 2.8 et 4.2 kpc. Il s'agit là de la première estimation de la distance de cette source : jusqu'ici, les observations optiques n'ont pas permis de détecter l'étoile compagnon, et ne permettent donc pas de calculer la distance du système.

5.5 Conclusions : un disque mobile et étendu

En observant l'émission de XTE J1818–245 et H1743–322 dans les rayons X, la physique des éruptions et du disque d'accrétion se révèlent à grande échelle. En 2005, XTE J1818–245 a montré une éruption « classique » : courbe de lumière, durée de l'éruption et évolution spectrale sont typiques d'un sursaut de microquasar (Cadolle Bel et al. 2009). De son côté, fin 2008, H1743–322 a montré une éruption « avortée », moins lumineuse, plus courte et avec une moindre évolution spectrale (Prat et al. 2009). Néanmoins, pour ces deux sources le même mécanisme physique était à l'œuvre : l'instabilité thermo-visqueuse du disque d'accrétion, ou DIM. La différence d'ampleur de ces deux éruptions vient probablement du fait que, dans le cas de H1743–322, seule une fraction du disque a participé à l'éruption alors que, dans le cas de XTE J1818–245, c'est l'ensemble du disque d'accrétion qui a été affecté.

Si l'on s'intéresse à présent au comportement du disque plus près de l'objet compact, et non de façon globale, alors ces deux sources ont également montré une évolution similaire. Ainsi, le rayon interne du disque d'accrétion de H1743–322 s'est fortement réduit au moment de la transition spectrale HS \rightarrow HIMS, avant de revenir à sa position initiale à la transition inverse ; c'est en tout cas ce qu'indique l'évolution de la fréquence du LFQPO et celle de la température maximale du disque. XTE J1818–245, dont le suivi n'a débuté que durant le SIMS, montre une température maximale décroissante en fonction du temps (figure 5.9). Ceci indique également un mouvement du bord interne : sans doute le disque s'est-il éloigné de l'objet compact et refroidit graduellement au cours du temps. L'évolution commune du disque d'accrétion, proche durant les états plus mous et lointain durant les états plus durs, est probablement liée au taux d'accrétion du système : lorsque ce taux augmente, c'est-à-dire lorsque le système se dirige vers les états plus mous, le disque peut alors maintenir sa cohérence plus près de l'objet compact et son rayon interne diminue. Ici encore, XTE J1818–245 et H1743–322 montrent un comportement cohérent avec ce que l'on sait des autres microquasars.

Enfin, il est possible de déduire plusieurs paramètres fondamentaux de ces deux systèmes à partir de leur évolution observée en rayons X, et de la comparaison de cette évolution à d'autres sources. Grâce aux observations de plus en plus nombreuses de binaires X, il devient en effet possible d'appliquer à une classe entière d'objets des méthodes développées pour un système particulier. En particulier, cette évolution indique fortement, dans les deux cas, que l'objet compact est un trou noir. D'autre part, la courbe de lumière de XTE J1818–245 m'a

permis d'estimer sa distance (2.8-4.2 kpc) et la taille totale de son disque d'accrétion ($R_{out} \sim 4 \times 10^{10} / \sqrt{\cos(\theta)}$ cm).

Enfin, la corrélation indice de photon-fréquence du QPO dans H1743–322 révèle une interaction complexe entre disque et couronne. D'une part, l'évolution du rayon interne du disque d'accrétion préside probablement à l'état physique (taille, densité, température) de la couronne. D'autre part, la fréquence de l'oscillation quasi-périodique peut varier d'un facteur ~ 3 entre deux éruptions, pour un état physique similaire de la couronne : ceci indique que la génération (par le disque ?) et l'amplification (par la couronne ?) des QPO obéissent à des règles encore mal comprises, liant mouvement du disque et évolution de la couronne.

CONCLUSIONS DE LA PREMIÈRE PARTIE

CETTE partie s'achève sur deux constats principaux, liés aux deux types d'accrétion de matière étudiés dans les binaires X. D'une part, dans le cas de l'accrétion directe de matière, l'énergie dégagée par le processus peut avoir une influence déterminante sur l'environnement de l'objet compact. C'est cette influence qui nous a permis d'étudier le vent stellaire de l'étoile supergéante compagnon ; ainsi, ce vent est probablement fortement hétérogène au-delà de quelques fois le rayon de l'étoile, et fortement ionisé à proximité de l'objet compact. D'autre part, dans le cas de l'accrétion par disque, la compréhension du processus est à présent suffisante pour en déduire des paramètres fondamentaux du système binaire. Ainsi, la distance du système, la taille du disque d'accrétion (et donc la séparation orbitale), la fraction du disque impliquée dans une éruption donnée et l'évolution de ses bords internes peuvent être contraintes à partir d'observations X.

Dans ces deux cas, le fait de pouvoir n'utiliser que des observatoires à haute énergie peut se révéler crucial. En effet, l'absorption interstellaire peut rendre toute étude dans les domaines visible ou infrarouge impossible pour un grand nombre de sources : il suffit pour s'en convaincre de regarder une image visible de la Voie Lactée, assemblage complexe de zones rendues sombres ou brillantes par la présence de vastes nuages de gaz sur la ligne de visée. De plus, les grandes quantités de matière émises par une supergéante peuvent amplifier l'absorption de plusieurs ordres de grandeur dans son environnement proche, rendant l'utilisation de techniques alternatives encore plus nécessaires.

Néanmoins, de nombreux mystères demeurent sur les processus d'accrétion, très près de l'objet compact. Ainsi, les oscillations quasi-périodiques de basse fréquence (LFQPO) sont encore loin d'être expliquées. *A priori* générées dans les parties internes du disque d'accrétion, leur fréquence devrait être liée au rayon interne du disque. Mais dans ce cas, comment expliquer la variation d'un facteur 3 de cette fréquence constatée entre le début et la fin d'une éruption de H1743–322, alors que les caractéristiques du disque restaient constantes ? D'autre part, les LFQPO sont détectées principalement à haute énergie, ce qui place l'origine de leur émission au sein de la couronne. La corrélation observée entre fréquence des LFQPO et indice de photon de la couronne renforce ce lien entre LFQPO et couronne. Dans ce cas, quel est le rôle du disque d'accrétion dans l'apparition des QPO ?

Plus généralement, si la physique du disque d'accrétion est comprise dans ses grandes lignes, les liens entre ce disque, source d'énergie gravitationnelle, et les autres composantes d'un micro-quasar sont beaucoup moins bien compris. En se concentrant sur la physique de la couronne et les processus d'éjection de matière, la deuxième partie nous permettra d'explorer plus avant ces liens incertains.

Deuxième partie

Des liens avec les éjections de matière

INTRODUCTION À LA DEUXIÈME PARTIE

LES microquasars éjectent couramment d'immenses quantités de matière à des vitesses relativistes. Une telle débauche d'énergie ne peut pas rester invisible très longtemps et, très tôt dans l'histoire des binaires X, plusieurs de ces sources ont été détectées dans le domaine radio, telles Sco X-1 (Hjellming & Wade 1971a) ou Cyg X-1 (Hjellming & Wade 1971b). A la fin de la décennie 1970, la source de cette émission est identifiée grâce à SS 433 (Spencer 1979) : un jet au flux variable apparaît sur les images radio, levant toute ambiguïté sur la nature du milieu émetteur.

15 ans plus tard, les binaires X reviennent sur le devant de la scène de manière spectaculaire : sur les observations de GRS 1915+105 (Mirabel & Rodríguez 1994, et Figure 5.11, gauche), puis GRO J1655-40 (Tingay et al. 1995), le jet semble se déplacer à une vitesse supraluminique. Cet effet d'optique relativiste montra que la vitesse des éjectas pouvait atteindre des vitesses extrêmement élevées, de facteur de Lorentz $\Gamma > 2$, phénomène que l'on pensait jusqu'alors réservé aux noyaux actifs de galaxies. De plus, la quantité de matière éjectée durant ces événements s'est avérée être considérable : ainsi, dans le cas de GRS 1915+105, la quantité de matière éjectée en moins de 3 jours atteignit probablement la masse de la Lune (soit $\sim 10^{26}$ g, Mirabel & Rodríguez 1994). Récemment, le lancement de nouveaux satellites X a permis de résoudre les jets relativistes dans un nouveau domaine de longueur d'ondes (Corbel et al. 2002, et Figure 5.11, droite), ajoutant une nouvelle fenêtre d'observation de ces phénomènes.

Depuis lors, les observations radio des jets de binaires X sont routinières, et apportent sans cesse de nouvelles questions sur la manière dont ils sont générés, dont ils émettent de la lumière, dont ils sont collimatés. En effet, s'il est acquis que le processus d'émission principal des éjectas est le rayonnement synchrotron (Fender 2006), la physique des éjections de binaire X reste un domaine peu compris, très complexe et en évolution constante.

Dans cette partie, j'aborderai plusieurs liens que l'on peut tisser entre ces éjections de matière et les composantes d'accrétion des microquasars. Pour cela, je m'appuierai sur une étude multi-longueurs d'onde de ces objets, les observations radio permettant de caractériser les éjections tandis que les observations en rayons X permettent d'observer le disque d'accrétion et la couronne. J'aborderai principalement les phénomènes d'éjections *discrètes* de matière, en premier lieu dans le cas du très actif GRS 1915+105 puis, dans un second chapitre, dans le cas des microquasars en général au niveau des transitions d'état. Dans ce second chapitre, je décrirai également, de façon succincte, une étude sur la physique du jet compact de H1743-322.

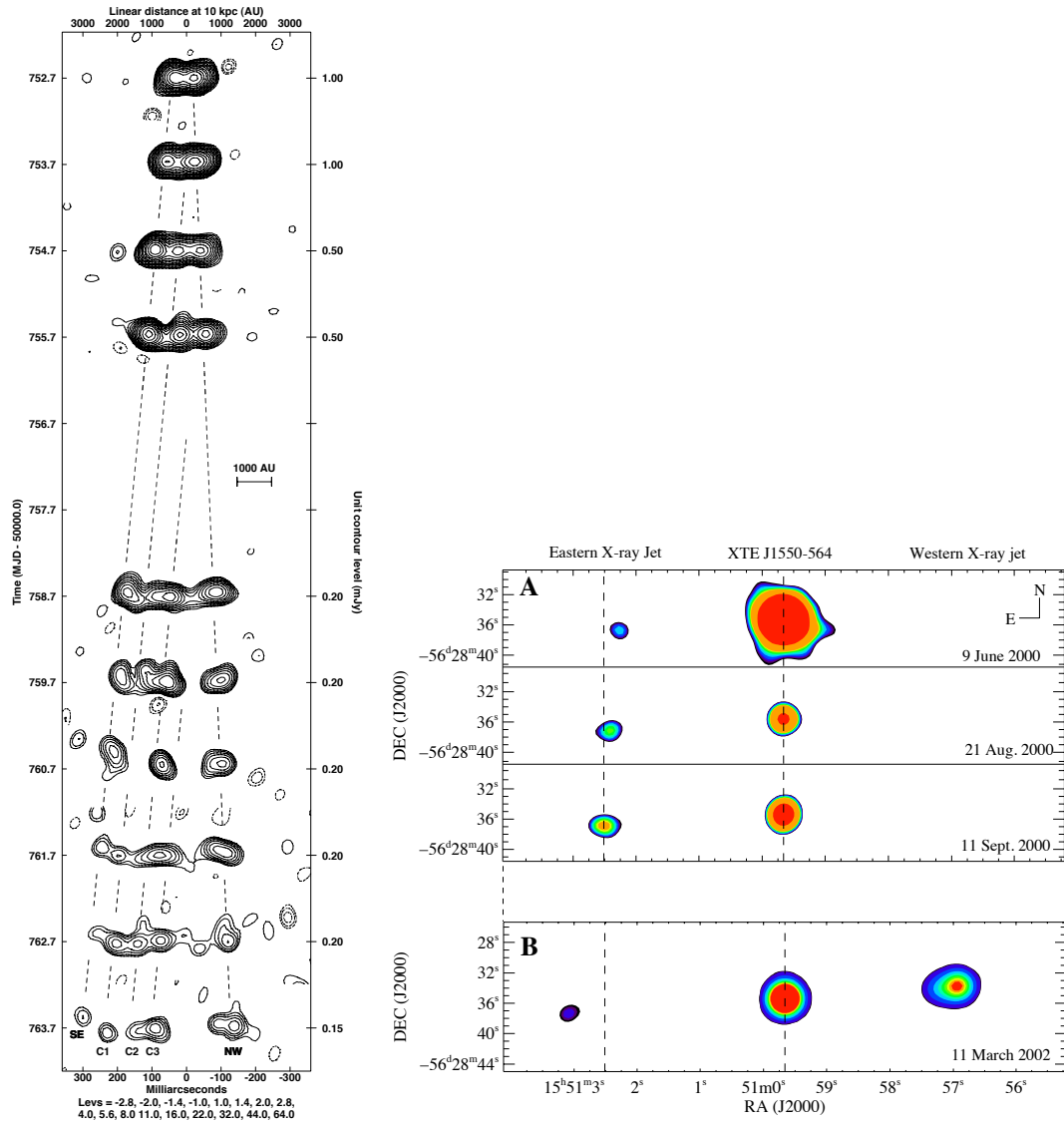



FIGURE 5.11 – Images radio et X de jets relativistes. À gauche, une série d'éjections discrètes provenant de GRS 1915+105, en octobre/novembre 1997, observées à l'aide de l'interféromètre radio MERLIN (Fender et al. 1999a). À droite, jet relativiste de XTE J1550–564, observé entre 2000 et 2002 à l'aide du satellite X Chandra (Corbel et al. 2002). Notez les différences d'échelle et de durée d'observation entre les deux images : milli-secondes d'arc et jours à gauche, secondes d'arc et mois à droite. L'émission synchrotron est donc détectée bien plus tard et bien plus loin de l'objet compact dans le cas de XTE J1550–564.

GRS 1915+105 : ÉTUDE DU LIEN X-RADIO

6

6.1	Fiche d'identité	81
6.1.1	Une vue globale	81
6.1.2	Rayons X : une grande variété de cycles	84
6.1.3	Domaine radio : éruptions et oscillations	86
6.2	Etude statistique de 687 éjections discrètes	87
6.2.1	Données radio	88
6.2.2	Modèle de plasmon	88
6.2.3	Caractéristiques globales des éjections de matière	90
6.3	Des liens avec les cycles en rayons X ?	91
6.3.1	Données X	91
6.3.2	Concomitance d'activités X et radio	92
6.3.3	Raffinement du modèle radio	94
6.3.4	Indices de confiance	95
6.4	Une corrélation entre durée des creux et amplitude de l'éjection ?	96
6.4.1	Tests statistiques de corrélation	97
6.4.2	Forme de la corrélation radio-X	98
6.5	Conclusion : un modèle séduisant d'accumulation d'énergie ?	99

ANS ce chapitre, nous nous intéresserons aux éjections discrètes de matière provenant d'un objet particulier, GRS 1915+105. Cet objet, unique par bien des aspects, est un laboratoire des phénomènes les plus violents à l'œuvre dans les microquasars. Je commencerai par décrire cette source de façon assez détaillée, afin d'introduire ses caractères uniques. Ensuite, j'aborderai la problématique des éjections discrètes de matière, visibles dans cette source grâce à un remarquable suivi radio. Après avoir déterminé plusieurs paramètres importants de ces éjections, j'aborderai le lien avec l'accrétion de matière par le disque. Pour cela, j'étudierai l'évolution de la source dans le domaine des rayons X mous, ainsi que les liens visibles entre les comportements radio et X.

6.1 Fiche d'identité

6.1.1 Une vue globale

Le microquasar GRS 1915+105 est un objet atypique et fascinant, même comparé aux autres microquasars. Il présente une richesse de comportements, une complexité et une débauche d'éner-

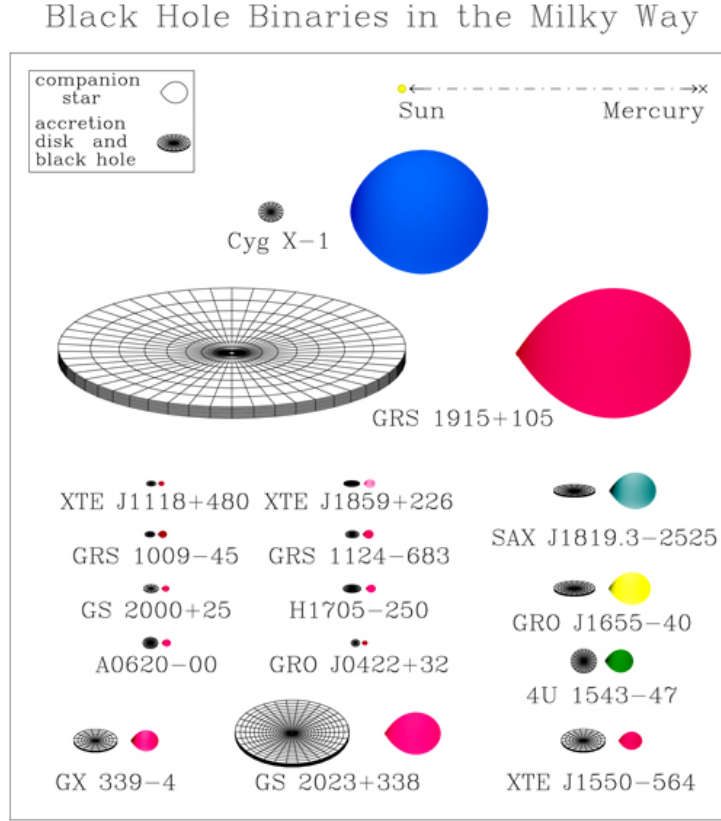


FIGURE 6.1 – Taille comparée de 18 microquasars galactiques, d'après Remillard & McClintock (2006). La taille du disque d'accrétion est directement reliée à la période orbitale du système, ce qui explique le disque particulièrement étendu de GRS 1915+105.

gie qu'on ne retrouve nulle part ailleurs dans la Galaxie. Pourtant, le télégramme annonçant sa découverte en 1992 était on ne peut plus laconique : « Une nouvelle source transitoire a été découverte dans l'Aquila, à partir de données issues du moniteur WATCH à bord du satellite Granat, le 15 août. Son flux est d'environ 300 mCrab. La source a été localisée à la position : R.A. = 19h14m.9, Decl. = +10° 28' (équinoxe 1950.0), avec une erreur de 0.5 degrés. Observations de suivi encouragées. » (Castro-Tirado et al. 1992). Difficile alors d'imaginer que cet objet allait inspirer à lui seul 440 articles en 18 années d'observations¹...

Lorsque l'on s'approche de GRS 1915+105, ce qui frappe est la taille démesurée du disque d'accrétion (Figure 6.1). Au centre, un trou noir de masse $M_X = 14.0 \pm 4.4 M_\odot$ (Harlaftis & Greiner 2004) baigne dans la lumière éblouissante du disque. Sa taille physique est minuscule, sans commune mesure avec celle du disque : sa dernière orbite stable, limite interne du disque d'accrétion au-delà de laquelle la matière est aspirée vers l'horizon sans espoir de retour, a un rayon d'à peine 20 km (Belloni et al. 1997). Un peu plus loin du trou noir, une partie du disque est au contraire accélérée et renvoyée dans l'espace, parfois sous forme d'un jet compact et continu de matière (Dhawan et al. 2000; Fuchs et al. 2003), parfois sous la forme d'éjections très courtes (Fender et al. 1999a). Si l'on suit l'une de ces éjections, on la voit se propager à des vitesses relativistes perpendiculairement au disque. Cette matière émet un très fort rayonnement radio.

1. Nombre d'articles et de communications en conférences dont le titre contient « GRS 1915+105 », publiés entre 1992 et juin 2010, d'après le *SAO/NASA Astrophysics Data System*.

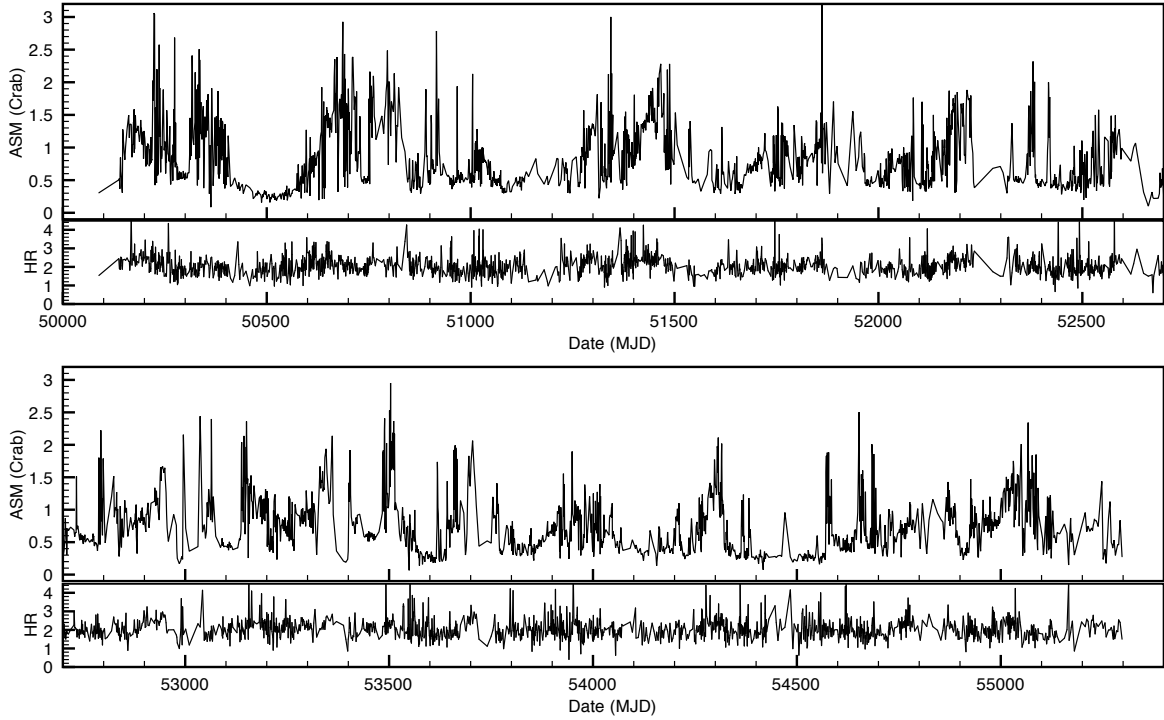


FIGURE 6.2 – Courbe de lumière de GRS 1915+105, dans la bande d'énergie 1.2-12 keV. Les données proviennent de l'ASM et couvrent un peu plus de 14 ans d'observations, depuis le lancement de RXTE jusqu'à début 2010.

L'une de ces éjections a donné sa notoriété à GRS 1915+105 en 1994, lorsque des observations depuis la Terre l'ont détecté se mouvant à une vitesse supraluminique (Mirabel & Rodríguez 1994). Cette très grande vitesse apparente était certes due à un phénomène d'optique relativiste, il n'en demeure pas moins que la vitesse réelle de ces éjecta peut atteindre $0.98 c$ (Fender et al. 1999a).

Si l'on s'éloigne maintenant du trou noir, le disque nous apparaît dans sa totalité, extrêmement lumineux depuis le domaine visible jusqu'aux rayons X mous. Au-delà des bords externes du disque, l'étoile compagne est à peine visible. Noyée dans l'intense lumière du disque, il s'agit d'une étoile de type K de masse $M_d = 0.81 \pm 0.53 M_\odot$ (Harlaftis & Greiner 2004). Ayant déjà quitté la séquence principale elle est à présent devenue une géante, et une grande partie de ses couches extérieures a déjà été engloutie par le trou noir. L'étoile compagne gravite autour du trou noir sur une orbite particulièrement grande, de période $P = 33.5$ j. Il s'agit là de la plus grande séparation orbitale connue pour une LMXB, séparation qui explique la grande taille du disque d'accrétion. Peut-être est-ce parce que GRS 1915+105 est beaucoup plus « gros » que les autres microquasars qu'il est également beaucoup plus actif.

Mais ce qui distingue cette source de tout autre microquasar est le fait que, en 18 ans d'observations, elle ne soit jamais retournée en quiescence, tandis que la plupart des autres sources restent en éruption durant moins d'un an. Cette activité est en outre beaucoup plus intense et variée que pour n'importe quelle autre source, ainsi que l'on peut le constater en jetant un œil à sa courbe de lumière en X mous sur cette période (Figure 6.2). Le flux de GRS 1915+105 est en permanence supérieur à 0.5 Crab, ce qui en fait l'une des sources les plus brillantes du ciel X mou. À tout instant ce flux peut varier, augmentant ou diminuant d'un

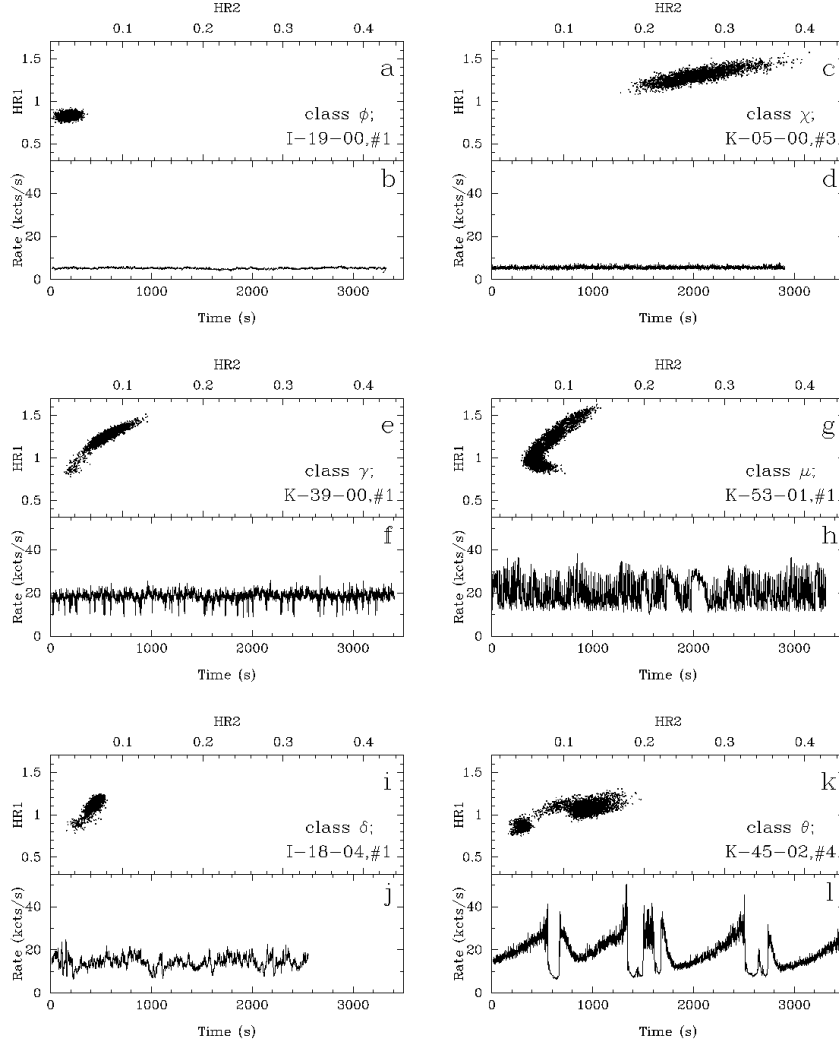


FIGURE 6.3 – Exemples de courbes de lumière pour 6 classes spectrales de GRS 1915+105. Courbes de lumières et diagrammes couleur-couleur ont été tracés avec une résolution temporelle de 1 s. De gauche à droite et de haut en bas, il s’agit des classes spectrales ϕ , χ , γ , μ , δ et θ . D’après Belloni et al. (2000).

facteur 10 en à peine quelques heures, parfois quelques secondes. En outre, ces changements rapides du flux s’accompagnent de changements spectraux tout aussi radicaux.

6.1.2 Rayons X : une grande variété de cycles

Si cette complexité de comportement peut sembler, au premier abord, décourageante, elle cache en réalité une certaine régularité. Le dessin formé par la courbe de lumière n’est pas complètement chaotique : des schémas caractéristiques y sont repérables à certains endroits, schémas qui se répètent presque à l’identique au cours du temps. En analysant 349 observations de GRS 1915+105 sur une période de deux ans, Belloni et al. (2000) ont ainsi pu repérer 12 classes distinctes de comportement. Ces classes ont été définies à partir de la forme globale de la courbe de lumière X et du dessin tracé par la source dans un diagramme couleur-couleur. L’identification de ces classes permet d’ordonner plus aisément le comportement de GRS 1915+105, sans pour

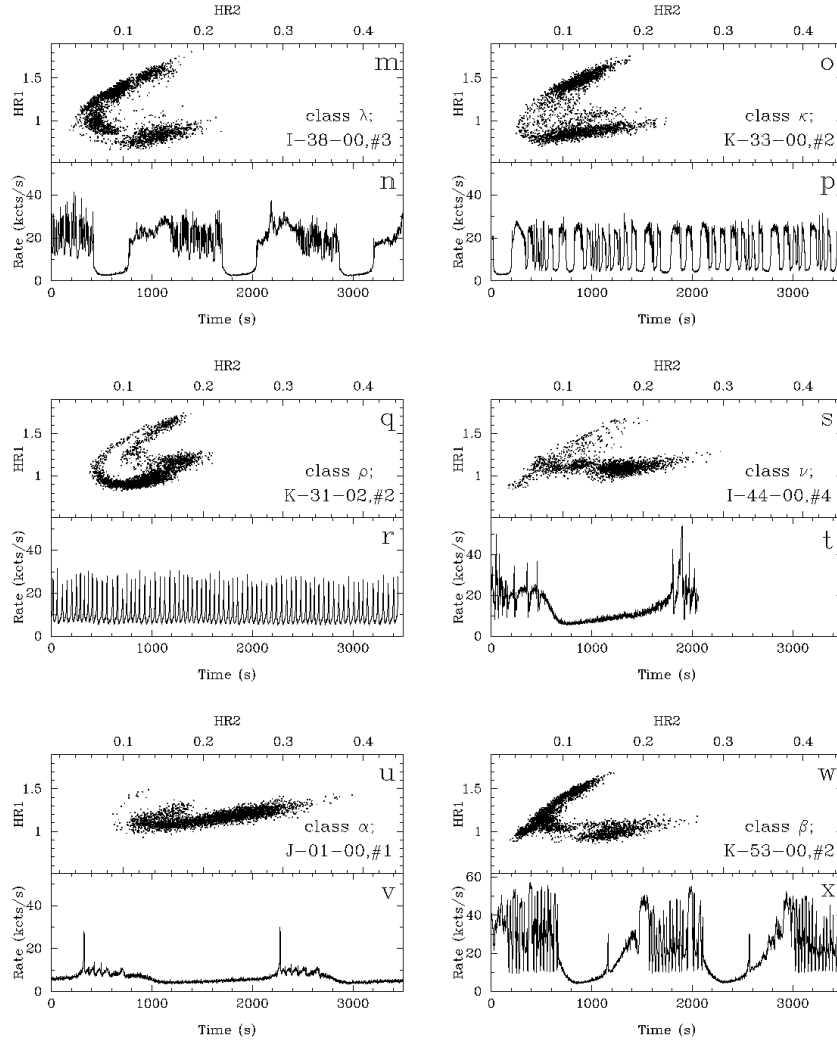


FIGURE 6.4 – Exemples de courbes de lumière pour les 6 autres classes spectrales de GRS 1915+105. De gauche à droite et de haut en bas, il s'agit des classes spectrales λ , κ , ρ , ν , α et β . D'après Belloni et al. (2000).

autant fournir une explication à leur existence. Les Figures 6.3 et 6.4 montrent des exemples de chacune de ces classes. Depuis cette étude, une 13^e classe, notée ω , a été définie par Klein-Wolt et al. (2002) afin de rendre compte de certaines observations qui ne correspondent pas aux 12 autres catégories, puis une 14^e par Hannikainen et al. (2003b), pour les mêmes raisons.

Parmi ces 14 classes, intéresserons-nous de plus près aux classes α , β , λ , ν et θ . Ces classes ont en commun un schéma cyclique très caractéristique. La classe β (Figure 6.4, encart w) est celle où ces cycles sont le plus clairement identifiables. Au départ d'un cycle, la luminosité est très variable, sans schéma particulier. Cette phase se termine en un « creux » beaucoup plus calme, qui dure de ~ 600 à ~ 1200 s. La fin de ce creux est à son tour marquée par un très court pic de lumière, qui dure quelques secondes. Sur la Figure 6.4, encart w, ce pic est situé à l'abscisse « 1100 s ». Le flux augmente ensuite graduellement, atteint un second maximum, avant de recommencer à varier sporadiquement. Quelques dizaines de minutes plus tard, l'ensemble du cycle se répète à l'identique. Plusieurs centaines de cycles peuvent ainsi s'enchaîner sans

interruption, sur une période de plusieurs jours (Fender & Pooley 2000). Si l'on s'intéresse à présent à l'évolution spectrale de la source au cours d'un cycle (Figure 6.5, bas), on s'aperçoit que le creux est spectralement dur, tandis que le pic de lumière marque le retour à un spectre plus mou.

Cette phase de faible luminosité terminée par un pic de lumière, associée à des changements spectraux extrêmement rapides, se retrouve dans les 5 classes précédemment citées. Des différences sont visibles, par contre, dans la longueur des creux, leur « profondeur » (le flux minimum atteint), et la longueur des phases de grande variabilité entre les creux.

6.1.3 Domaine radio : éruptions et oscillations

Dans le domaine radio, GRS 1915+105 est également l'une des sources les plus spectaculaires de la Galaxie. Sur le long terme, l'extrême variabilité de son flux radio est comparable à la variabilité constatée dans le domaine des rayons X (Figure 6.6). Sur le court terme, éjections répétées, éjections majeures et jet compact se succèdent pour bâtir cette courbe de lumière exceptionnelle.

La première éjection majeure connue provenant de GRS 1915+105 fut observée par Mirabel & Rodríguez (1994). Sur les images prises par le VLA, deux sources sont visibles : situées de part et d'autre du microquasar, elle semblent se déplacer à des vitesses supraluminiques. Ce fut la première fois qu'un tel phénomène, que l'on pensait réservé aux trous noirs supermassifs au centre des noyaux actifs de galaxies, était observé dans notre Galaxie. Le terme de microquasar, utilisé au départ pour 1E 1740.7–2942 eu égard aux larges structures radio l'entourant (Mirabel et al. 1992), est ainsi apparu idéal pour qualifier GRS 1915+105. L'excitation entourant cette découverte mena à la mobilisation de nombreux observatoires radio, lesquels révélèrent que cette éjection majeure fut suivie de nombreuses autres (Rodríguez et al. 1995; Foster et al. 1996; Fender et al. 1997, 1999a; Rodríguez & Mirabel 1999). Le fait que les sources transitoires puissent éjecter de la matière à des vitesses relativistes, jusqu'à $\sim 0.98c$ dans le cas de GRS 1915+105, a ouvert une nouvelle ère dans l'étude des jets provenant d'objets compacts (Fender & Belloni 2004a).

Les éjections majeures sont des événements dont la phase d'accélération dure moins de 12 heures (Fender et al. 1999a). Entre les périodes d'intense activité qui sont le théâtre de ces éjections majeures, on observe également des phases « plateaux ». Durant une phase plateau, qui peut durer plusieurs semaines, le flux radio est à la fois stable et élevé. Les observations à haute résolution effectuées à l'aide du VLBA

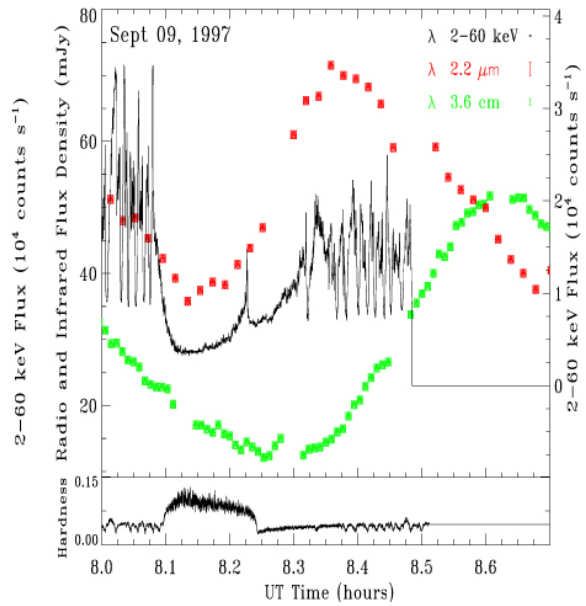


FIGURE 6.5 – Courbes de lumière en radio, infrarouge et rayons X, centrées sur la bouffée infrarouge du 9 septembre 1997. Cette bouffée débute au moment d'un pic très court dans la courbe de lumière X, et est suivie par une bouffée radio quelques minutes plus tard. Le rapport de dureté (13–60 keV)/(2–13 keV) est indiqué en bas de la figure (Mirabel et al. 1998).

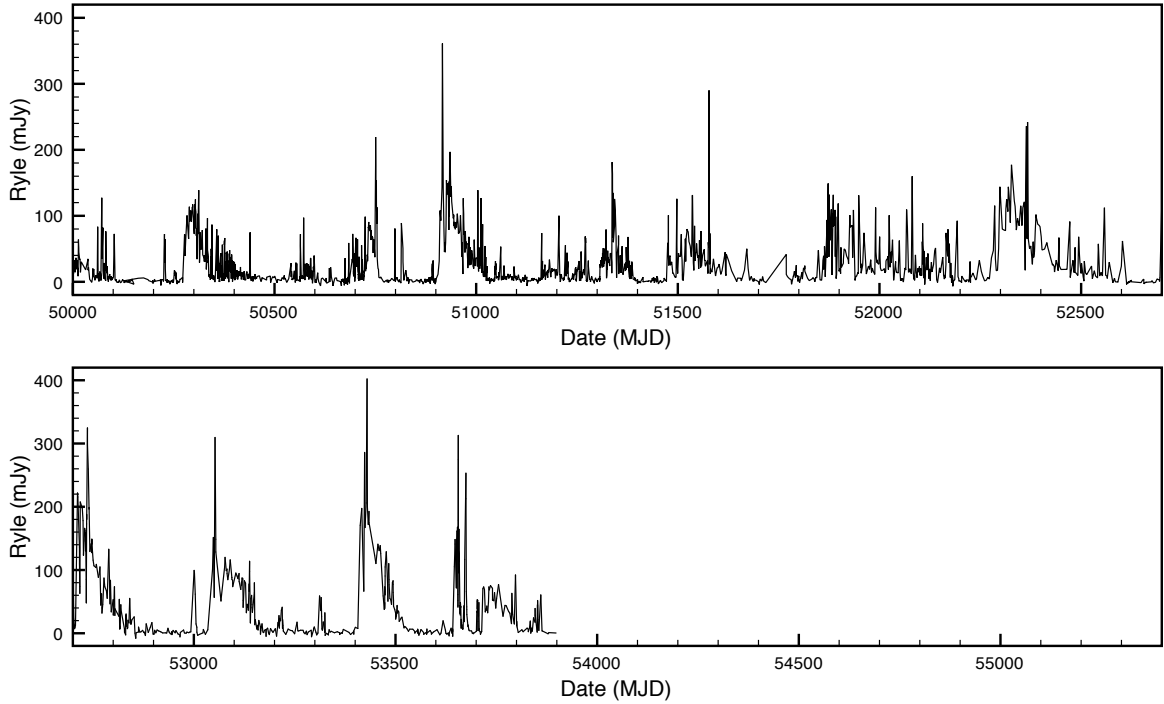


FIGURE 6.6 – Courbe de lumière radio de GRS 1915+105, mesurée à l’aide du télescope de Ryle à la fréquence de 15.2 GHz. La plage temporelle représentée en abscisse correspond à celle de la Figure 6.2, afin de faciliter les comparaisons.

montrent que cette émission est due à un jet compact de matière (Dhawan et al. 2000; Fuchs et al. 2003). GRS 1915+105 est ainsi capable de maintenir une émission de matière continue pendant plusieurs jours, à une vitesse de l’ordre de 0.2-0.6 c (Giovannini et al. 2001).

Enfin, en sus des éjections majeures et d’un jet compact, GRS 1915+105 montre durant certaines classes des éjections « mineures ». Ces éjections apparaissent sous la forme de fortes oscillations sur des périodes de quelques dizaines de minutes (Pooley & Fender 1997; Mirabel et al. 1998; Klein-Wolt et al. 2002). L’émission synchrotron responsable de ces oscillations s’étend bien au-delà du domaine radio, jusqu’aux domaines millimétrique et infrarouge proche (Fender et al. 1997; Eikenberry et al. 1998, 2000). Ces oscillations sont interprétées comme étant des éjections répétées de matière, une nouvelle salve se produisant toutes les quelques minutes : chacun de ces événements correspond à l’accélération d’une masse comparable à celle du mont Everest ($\sim 10^{19}$ g, Mirabel et al. 1998). À l’instar des éjections majeures et du jet compact, la puissance nécessaire pour générer ces éjections mineures est ainsi très importante, et représente sans doute une grande partie de l’énergie d’accrétion totale du système (Fender & Pooley 2000; Meier 2001).

6.2 Etude statistique de 687 éjections discrètes

Dans cette section, nous allons nous intéresser de plus près aux éjections mineures émanant de GRS 1915+105. La Figure 6.7 montre un exemple de la signature radio de ces éjections. Entre MJD 50750 et MJD 50760, une éjection majeure est détectée : la luminosité radio de la source atteint subitement 200 mJy, avant de décroître sur une période de 10 jours. Superposées à cet

événement majeur, des oscillations sont visibles, d’amplitude ~ 50 mJy. Ces oscillations peuvent être interprétées comme une succession d’éjections, séparées l’une de l’autre par environ 1 h. Ce sont ces éjections répétées de matière qui vont nous intéresser ici.

6.2.1 Données radio

Pour cela, j’ai utilisé les données radio de l’observatoire de Ryle. Cet instrument a suivi l’évolution de GRS 1915+105 à 15 GHz sur une période de 11 ans, de mai 1995 jusqu’à sa transformation en un nouvel observatoire en juin 2006 (Pooley & Fender 1997). L’analyse de ces données montre la présence d’environ un millier d’éjections (Prat et al. 2010). Certaines de ces éjections sont isolées, parfaitement découpées sur un fond radio faible. La plupart, cependant, font partie de longues séries d’éjections, sans doute composées de centaines d’événements successifs (Fender & Pooley 2000).

Lorsque l’on observe une éjection particulière, deux caractéristiques sont frappantes. D’une part, la forme de la « bouffée » observée dans le domaine radio est toujours la même : une croissance rapide du flux, suivie d’une décroissance plus lente. D’autre part, une bouffée est toujours observée dans le domaine infrarouge quelques minutes avant celle du domaine radio (Figure 6.5). Cette constance est un signe que le mécanisme d’éjection et l’état de la matière expulsé sont toujours sensiblement les mêmes. Pour étudier globalement les éjections de matière de GRS 1915+105, nous avons donc besoin d’un modèle unique pour reproduire les observations.

Deux classes de modèles ont été proposées pour cela : un modèle calculant l’émission lumineuse d’une « bulle » de matière en expansion adiabatique (van der Laan 1966; Hjellming & Johnston 1988), et un modèle expliquant les flux lumineux à partir de chocs se produisant dans un jet continu de matière collimatée (Kaiser et al. 2000). Dans la suite, nous utiliserons le premier de ces modèles, plus simple. Nous reviendrons sur le second modèle à la fin du chapitre, afin de voir quelles modifications il implique sur nos conclusions.

6.2.2 Modèle de plasmon

Pour modéliser les éruptions radio, nous allons utiliser le modèle de « plasmon » développé par van der Laan (1966). Selon ce modèle, l’émission est produite par l’expansion adiabatique d’une bulle de matière composée d’électrons relativistes, émettant par rayonnement synchrotron. Initialement optiquement épais, le plasmon s’étend rapidement et, sa surface émettrice augmentant, le flux radio augmente rapidement. Par la suite, le plasma devient optiquement mince par la réduction du champ magnétique, le refroidissement adiabatique des électrons et la diminution de la densité interne. La courbe de lumière diminue alors, et décroît de façon exponentielle. Comme les caractéristiques optiques du plasma sont différentes pour des longueurs d’onde différentes, cette courbe sera différente en fonction de la longueur d’onde d’observation : une observation à

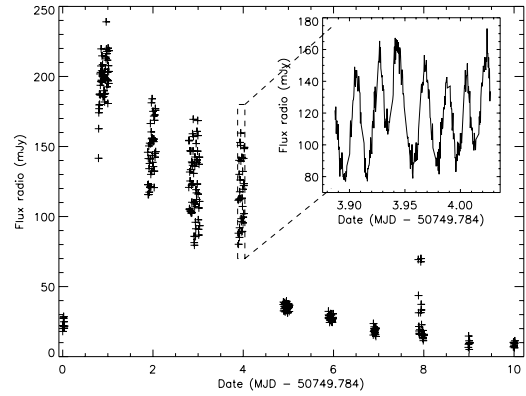


FIGURE 6.7 – Portion de la courbe de lumière à 15.2 GHz de GRS 1915+105. Un événement très important débute en MJD 50750 et dure environ 10 jours. En sus de cet événement, de très nombreuses bouffées radio secondaires sont détectables.

une longueur d'onde plus faible montrera la même courbe, mais son maximum sera plus faible et sera atteint plus tard.

Nous supposons que les électrons de la bulle de plasma ont un spectre d'énergie en $n(E) \propto E^{-p}$. La profondeur optique synchrotron à la fréquence ν d'une sphère homogène s'écrit alors :

$$\tau_\nu(t) = \tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-(p+4)/2} \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{-(2p+3)},$$

où $R(t)$ est le rayon de la sphère à un instant donné. La densité de flux à cette même fréquence s'écrit alors :

$$S_\nu(R) = S_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{5/2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^3 \frac{1 - \exp(-\tau)}{1 - \exp(-\tau_0)}.$$

Ici, τ_0 est la profondeur optique correspondant à la fréquence ν_0 à laquelle la densité de flux est maximum (van der Laan 1966). Elle dépend uniquement de l'indice de la loi de puissance p , suivant la condition :

$$e^{\tau_0} - \tau_0(p+4)/5 - 1 = 0.$$

Ainsi, à partir de l'indice spectral p et du flux maximum S_0 à une fréquence donnée ν_0 , ce modèle prédit la variation de densité de flux à toute fréquence, en fonction du facteur d'expansion (R/R_0). À présent, il faut un modèle pour $R(t)$ pour relier ce modèle à l'évolution temporelle du flux. Nous supposons simplement une expansion linéaire à la vitesse v_{exp} , de sorte que $R - R_0 = v_{exp}(t - t_{ini})$. Les éjections majeures détectées sur GRS 1915+105 indiquent une vitesse d'expansion de 0.3–0.4 c (Fender & Belloni 2004a). Le dernier paramètre, l'indice spectral p , dépend de la source étudiée et est pris en général entre 1 et 3.

Ce modèle permet d'obtenir des paramètres précis sur le plasmon, à condition de disposer d'observations simultanées à plusieurs longueurs d'ondes. Dans notre cas, cependant, nous nous limitons à des observations du Ryle à $\nu = 15.2$ GHz. Nous allons donc simplifier le modèle précédent. En définissant la durée caractéristique d'une éruption comme

$$t_0 = \frac{R_0}{v_{exp}} \tau_0^{\frac{1}{(2p+3)}} \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{\frac{(p+4)}{(4p+6)}},$$

nous obtenons la fonction finale

$$S_\nu(t) = S_{max} \left(\frac{t}{t_0} \right)^3 \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{t_0} \right)^{-(2p+3)}} \right).$$

Ainsi, le modèle utilisé a trois paramètres libres : la durée caractéristique d'une éruption t_0 , l'amplitude maximale S_{max} et l'instant initial de l'éjection.

Dans de nombreux cas, cependant, ce modèle est insuffisant pour rendre compte des observations. En effet, en sus du flux provenant de la bouffée radio, un flux supplémentaire lentement variable est présent. Ainsi, sur la Figure 6.7, le flux radio provenant de l'éjection majeure contamine le flux que l'on cherche à mesurer. Afin de m'affranchir de cette contamination, j'ai adopté une approche empirique : le flux supplémentaire étant peu variable à l'échelle d'une bouffée individuelle, je l'ai modélisé comme une composante affine. Il s'agit donc de retirer au flux observé une fonction affine de la forme $S_{back}(t) = At + K_0$, où le coefficient directeur A est calculé par un

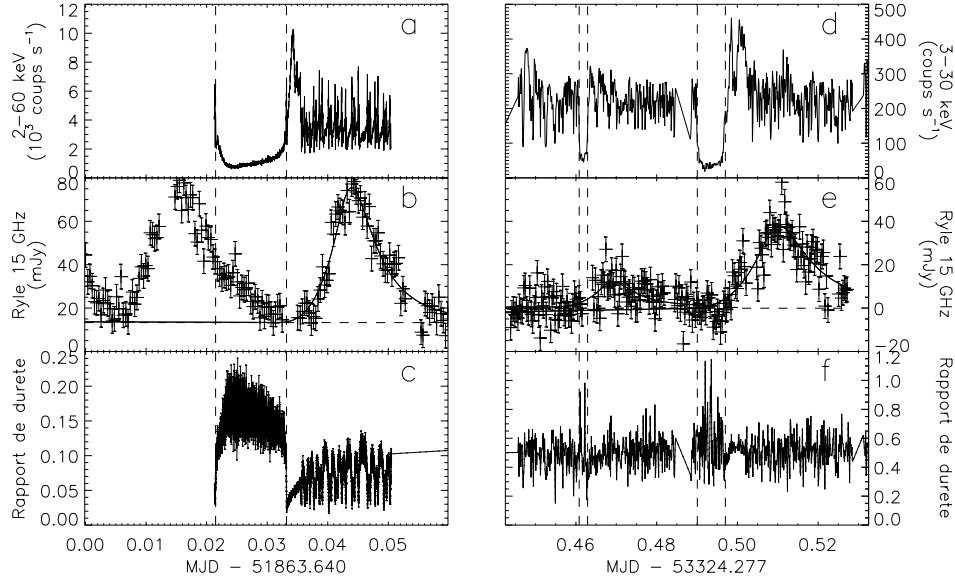


FIGURE 6.8 – Observations simultanées X et radio de GRS 1915+105. À gauche, il s’agit de la classe spectrale ν , à droite de la classe λ . Les panneaux supérieurs représentent la courbe de lumière X de GRS 1915+105 : (a) dans la bande d’énergie 2-60 keV observée par RXTE/PCA, (d) dans la bande d’énergie 3-30 observée par INTEGRAL/JEM-X. Les panneaux (b) et (e) représentent la courbe de lumière radio à 15 GHz, et les panneaux (c) et (f) représentent le rapport de dureté de la source, calculé à l’aide du rapport des flux 6-15 keV et 2-6 keV (7-15 keV et 3-7 keV dans le cas de JEM-X). Les tiretés verticaux marquent le début et la fin des creux X dans chaque cas. Les tiretés horizontaux sur la courbe de lumière radio indiquent le niveau de flux « parasite » (ici assez faible). Enfin, les courbes continues sont l’ajustement du modèle de plasmon aux données radio. Ces deux dates correspondent à un indice de confiance de 1 (Prat et al. 2010).

ajustement linéaire à la courbe de lumière, tandis que K_0 est laissé libre sous la condition que S_{back} demeure en-dessous des minima de la courbe de lumière. Pour une bouffée individuelle, j’ai donc utilisé un modèle comportant 5 paramètres, de la forme

$$S_{mod}(t) = At + K_0 + S_{max} \left(\frac{t}{t_0} \right)^3 \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{t_0} \right)^{-(2p+3)}} \right).$$

6.2.3 Caractéristiques globales des éjections de matière

À l’aide du modèle de plasmon, il est maintenant possible d’étudier systématiquement toutes les bouffées visibles dans la courbe de lumière radio de GRS 1915+105. Une fois retirées les données trop bruitées et les bouffées incomplètes, j’ai ainsi pu caractériser un total de 687 bouffées. Le modèle reproduit bien les données, particulièrement dans le cas d’événements isolés : hormis certains cas correspondant à une série longue de bouffées, les valeurs de χ^2_ν obtenues sont toujours inférieures à 2. La Figure 6.8 montre le résultat obtenu pour des bouffées isolées : dans l’encart b, le modèle reproduit les données avec un χ^2_ν égal à 1.27 ; dans l’encart e, le modèle obtient $\chi^2_\nu = 1.79$. La Figure 6.9 montre le résultat pour une succession de bouffées, avec cette fois-ci un flux « parasite » important.

Le grand nombre d’événements analysés permet à présent de mesurer statistiquement leurs

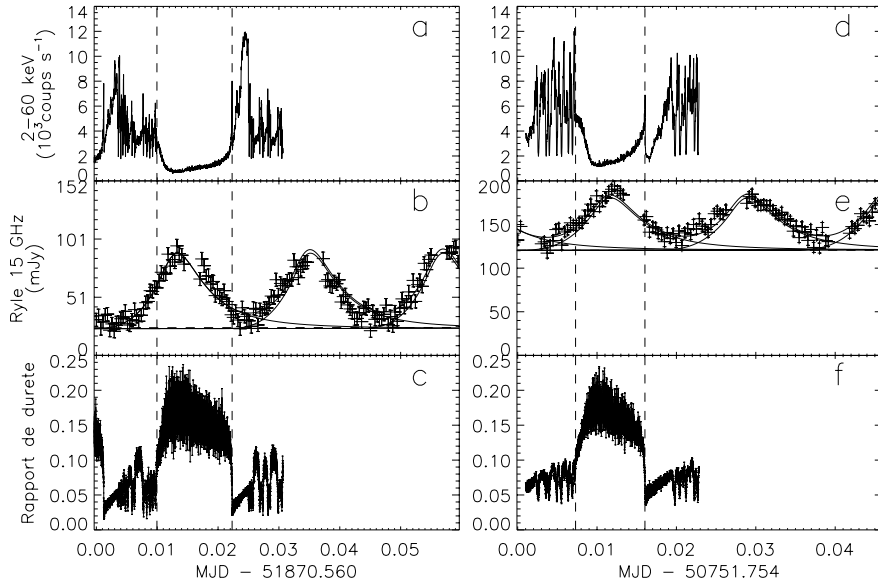


FIGURE 6.9 – Observations simultanées X et radio de GRS 1915+105, durant la classe spectrale β . Les panneaux, lignes et tiretés sont définis de la même manière que ceux de la Figure 6.8. À gauche, les observations radio correspondent à un indice de confiance de 2, tandis qu'à droite elles correspondent à un indice de confiance de 3 (Prat et al. 2010).

caractéristiques. La Figure 6.10 présente la répartition de la largeur et de l'amplitude des 687 bouffées étudiées, sous forme d'histogrammes. Ces répartitions dessinent deux gaussiennes assez larges. La largeur t_0 d'un évènement est ainsi typiquement de 1160 s, avec un écart-type de 360 s. Son amplitude est typiquement de 59 mJy, avec un écart-type de 28 mJy.

Globalement, l'amplitude et la largeur d'un évènement varient assez fortement. S'il s'agit sans doute d'une variabilité intrinsèque à la source (voir section 6.4), il est important de souligner plusieurs limites à notre étude. En premier lieu, les mesures de flux radio ont un écart-type compris entre 5 et 6 mJy. De petits évènements seront ainsi indétectables, ce qui explique la troncation à faible t_0 de la distribution en amplitude des bouffées. Par ailleurs, l'incertitude dans la correction du bruit de fond lentement variable est importante : le modèle affine est une approximation assez forte. Ceci a pour conséquence un élargissement des distributions de largeur et d'amplitude. Enfin, le modèle ne prend pas en compte le recouvrement entre évènements successifs. Ainsi, sur la courbe de lumière présentée sur la Figure 6.9, encarts b et e, plusieurs évènements semblent se chevaucher. Prendre en compte ce chevauchement mènerait à des maxima des distributions légèrement décalés vers de plus faibles valeurs (voir section 6.3.3).

6.3 Des liens avec les cycles en rayons X ?

6.3.1 Données X

Nous disposons à présent d'une caractérisation globale des bouffées radio de GRS 1915+105. L'étape suivante consiste à étudier les liens entre ces bouffées et le comportement en X de GRS 1915+105. Pour cela, j'ai filtré les données *RXTE* et *INTEGRAL* disponibles, afin de ne conserver que les observations simultanées avec une observation radio. Parmi ces données, mon étude porte plus particulièrement sur les observations X montrant un comportement cyclique

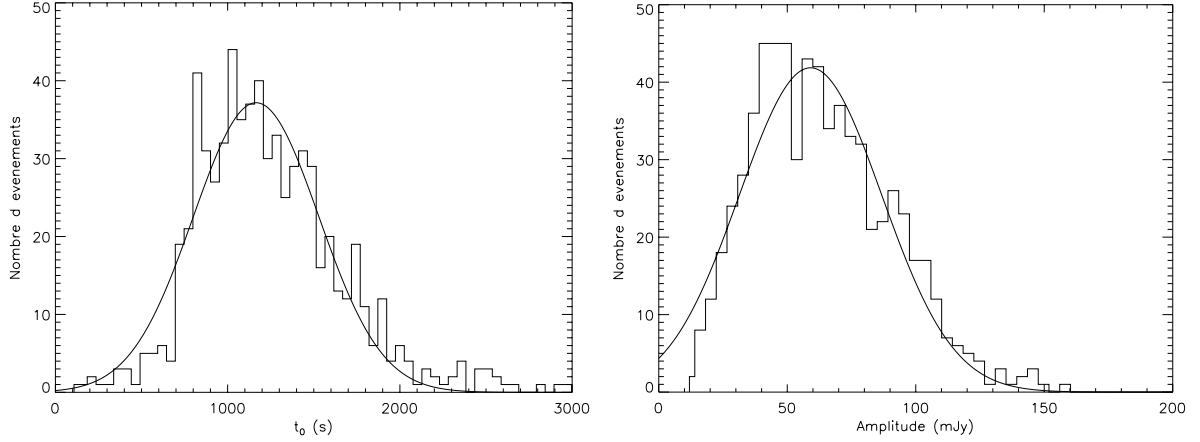


FIGURE 6.10 – Histogrammes montrant la répartition de la durée caractéristique des événements radio (gauche) et leur amplitude maximale (droite). Les courbes continues représentent l’ajustement d’une courbe gaussienne aux données.

(Prat et al. 2010). Les observations utiles doivent donc remplir deux conditions. D’une part, l’observation X doit comporter une portion significative d’un cycle. D’autre part, l’observation radio doit couvrir une période suffisamment longue avant et après l’observation X afin de détecter une éventuelle activité radio.

Au total, 28 observations *RXTE* et 3 observations *INTEGRAL* remplissent les conditions voulues, parmi les classes α , β , λ et ν . Ces observations permettent d’analyser 54 creux X durs simultanément en radio et à haute énergie, parmi lesquels 5 sont représentés sur les Figures 6.8 et 6.9. La liste complète de ces observations est reportée dans la table 6.1, avec les classes spectrales, durée du creux X et indice de confiance correspondant.

Afin de caractériser les creux X, il est nécessaire de définir des critères morphologiques précis. En effet, si la forme des creux X est toujours semblable, elle diffère fortement dans l’amplitude du pic final et dans la durée du creux. L’amplitude du pic final est délicate à définir : la courbe de lumière varie en effet continûment, et son taux d’accroissement montre simplement une accélération à proximité immédiate du pic. Ainsi, il n’est pas possible d’associer précisément un instant initial à ce pic. Pour en estimer l’amplitude, j’ai donc utilisé la différence entre le maximum atteint par le pic et le flux X minimal atteint durant le creux.

La durée d’un creux peut, elle, être définie de façon plus précise. L’instant initial correspond à l’instant où la courbe de lumière X sort d’une phase d’intense variabilité. Cet instant correspond également au tout début du changement spectral : le rapport de dureté augmente rapidement à partir de cet instant. L’instant final est défini simplement comme l’instant où le pic X atteint son maximum : à cet instant, le rapport de dureté est revenu à un niveau très proche de la période précédent le creux. Avec cette définition, la durée Δt d’un creux peut être définie à quelques secondes près.

6.3.2 Concomitance d’activités X et radio

Le premier lien fort que l’on puisse observer entre les comportements radio et X chez GRS 1915+105 est chronologique. Pooley & Fender (1997), puis Mirabel et al. (1998) ont ainsi observé une augmentation du flux radio *après* un cycle X. Ce comportement est bien visible sur les Figures 6.8 et 6.9 : chaque creux X y est immédiatement suivi d’une bouffée d’émission radio.

TABLE 6.1 – *Liste des observations bénéficiant d’une couverture simultanée en rayons X et en radio, durant les classes spectrales α , β , λ et ν .*

Date début (MJD)	Classe spectrale	Instrument d’obs. X	Durée creux (s)	Indice de confiance
50381.495	ν	PCA	1526±3	2
	ν	PCA	1333±5	2
	ν	PCA	> 1800	2
50698.658	β	PCA	562±5	1
	β	PCA	554±1	1
	β	PCA	542±1	1
50751.687	β	PCA	767±1	3
	β	PCA	> 515	3
50751.754	β	PCA	766±1	3
51343.042	β	PCA	> 410	3
	β	PCA	1000±2	3
	β	PCA	> 440	3
	β	PCA	884±2	3
51352.957	β	PCA	> 1430	–
	β	PCA	1411±2	–
51353.025	β	PCA	> 1400	3
51476.639	β	PCA	756±3	3
	β	PCA	> 400	3
51814.727	ν	PCA	> 1830	3
51863.594	ν	PCA	1125±1	1
51863.661	ν	PCA	1009±1	1
51870.554	β	PCA	> 540	2
	β	PCA	1076±2	2
51870.627	β	PCA	948±2	3
	β	PCA	> 530	3
	β	PCA	955±2	3
	β	PCA	> 740	3
51877.522	ν	PCA	1470±10	–
	ν	PCA	> 700	–
51877.599	ν	PCA	1828±10	2
	ν	PCA	> 1400	2
51885.509	β	PCA	925±75	3
51954.302	ν	PCA	1140±5	2
51954.441	ν	PCA	> 815	1
52108.806	ν	PCA	> 1800	2
52108.877	ν	PCA	> 1400	2
52171.799	λ	PCA	140±2	1
	λ	PCA	72±2	1
	λ	PCA	82±2	1
52500.893	α	PCA	1975±20	–
53150.057	β	PCA	857±3	3
53296.373	ν	JEM-X	1826±20	1
	ν	JEM-X	1727±20	1
53296.728	ν	PCA	> 1400	1
53296.794	ν	PCA	> 1000	1
53318.559	β	PCA	> 200	1
	β	PCA	794±2	1
53324.277	λ	JEM-X	130±20	1
	λ	JEM-X	180±10	1
	λ	JEM-X	600±20	1
53503.633	β	JEM-X	420±20	2
	β	JEM-X	460±10	2
53703.573	ν	PCA	> 700	2
53703.639	ν	PCA	827±10	2

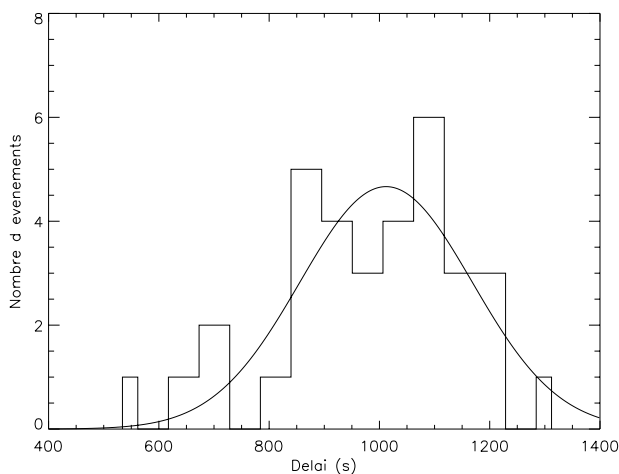


FIGURE 6.11 – Répartition du délai entre le pic X marquant la fin d’un creux dans la courbe de lumière, et le maximum de la bouffée radio subséquente. Le délai moyen vaut 1040 ± 185 s (à 1σ). La courbe continue est un ajustement d’une courbe gaussienne aux données.

Sur la Figure 6.5, une émission infrarouge est également détectable. Par la suite, Klein-Wolt et al. (2002), puis Rodriguez et al. (2008a) ont mis en évidence ce comportement sur un grand nombre d’observations, couvrant les classes β , ν puis λ . De plus, Rodriguez et al. (2008a) calculèrent le temps moyen entre le pic terminant un creux X et le *maximum* de la bouffée radio subséquente, qu’ils trouvèrent constant. Ceci mena à l’idée que le pic de lumière terminant chaque creux X soit le signal déclenchant l’émission radio.

Les 54 creux X que j’ai analysés permettent de systématiser ce comportement à un ensemble d’observations plus large : parmi ceux-ci, 52 sont en effet immédiatement suivis par une bouffée radio. Les 2 restants ne sont pas suivis par une activité décelable, ce qui est probablement dû à un manque de sensibilité dans le domaine radio (voir section 6.4). Ces observations contiennent par ailleurs une observation en classe α , elle aussi caractérisée par une bouffée radio. Nous pouvons ainsi affirmer le premier résultat suivant : durant les classes α , β , λ et ν , tous les creux X sont suivis par une activité radio.

La Figure 6.11 montre la répartition des délais entre le pic X terminant un creux, et le moment du maximum de la bouffée radio subséquente. Le graphique a été tracé pour les 34 creux pour lesquels la couverture X et radio permet d’observer à la fois le pic X et la bouffée radio subséquente. Le délai moyen est 1040 ± 185 s (à 1σ), valeur en accord avec le résultat de Rodriguez et al. (2008a). D’autre part, le modèle de plasmon décrit à la section 6.2.2 donne également accès à l’instant *initial* de l’éjection. Pour toutes les éjections, cet instant coïncide avec le pic X à moins de 5 minutes près. Ceci confirme que le pic X marque très précisément l’instant de l’éjection de matière provenant de GRS 1915+105.

6.3.3 Raffinement du modèle radio

Pour aller plus loin, nous allons rechercher d’autres liens entre les domaines X et radio. Les caractéristiques du creux X peuvent être mesurées très précisément ; ainsi, la durée du creux peut être déterminée avec une erreur de quelques secondes, ce qui représente une erreur relative de 0.1 à 1%. En revanche, les caractéristiques de la bouffée radio sont entachées d’erreurs bien

plus importantes, en raison de deux sources d'incertitudes principales : le recouvrement entre deux bouffées successives et le niveau de « bruit de fond » radio, c'est-à-dire de flux ne provenant pas directement de l'éjection étudiée.

Pour prendre en compte le recouvrement entre bouffées successives, je les ai modélisées par plusieurs éjections *identiques*, séparées par un intervalle constant t_{lag} . Dans le cas où l'on observe plusieurs bouffées radio successives, l'intervalle de temps qui les sépare reste en effet constant à quelques % près. Les éjections successives n'étant pas parfaitement identiques, il faudrait en toute rigueur laisser varier indépendamment leurs largeurs et amplitudes. Cependant, elles sont très semblables, et la précision des observations radio disponibles est insuffisante pour permettre d'ajuster un modèle composé d'éjections de caractéristiques différentes.

Dans l'étude générale de 687 bouffées décrite précédemment, le recouvrement n'était pas pris en compte. Le modèle « bouffées multiples » produit des valeurs de l'amplitude, de la largeur et de la fluence des éjections inférieures au maximum de 10 % par rapport au modèle utilisant une éjection unique. Cette erreur doit être comparée aux incertitudes sur chacun de ces paramètres, qui sont de l'ordre de $\sim 10 - 50\%$. Ainsi, le recouvrement n'est pas un paramètre crucial dans l'étude générale, et est en partie gommé statistiquement par le grand nombre d'événements analysés. En revanche, pour l'étude du lien entre creux X et éjection radio, le nombre d'événements utilisables est bien moindre et l'amélioration apportée par le modèle de bouffées multiples est appréciable.

6.3.4 Indices de confiance

La dernière source d'incertitude sur les paramètres des éjections provient de la présence d'un flux « parasite », qui n'est pas lié directement aux éjections elles-mêmes. Ce flux altère les mesures sur les éjections de matière, car il y a une forte dégénérescence entre le niveau de flux parasite K_0 et les autres paramètres ; les barres d'erreur relativement importante sur le flux radio apportent une grande flexibilité aux paramètres de chaque éjection, qui peuvent s'ajuster aisément si K_0 est modifié. Cet effet est particulièrement important dans le cas d'un fort recouvrement, lorsque seule la partie supérieure de la bouffée est visible : dans ce cas en effet, la décroissance exponentielle n'est pas visible. Cette forme particulière apportant une contrainte forte aux paramètres, l'incertitude sur les paramètres de la bouffée en est dès lors amplifiée.

Comme l'origine du flux radio parasite n'est pas connue, il n'est pas possible de l'atténuer, et j'ai donc essayé de quantifier l'incertitude apportée par sa présence. J'ai ainsi attribué un « indice de confiance » aux observations, en fonction de la précision que l'on peut en attendre sur les paramètres de l'éjection radio. Cet indice est fondé sur deux critères : d'une part, le niveau de flux parasite et, d'autre part, la forme des bouffées radio. En effet, si la bouffée est entièrement visible, en particulier sa décroissance exponentielle, les paramètres d'amplitude et de largeur seront déterminés de manière robuste. Dans ce cas, le niveau de flux parasite sera très bien contraint, et les paramètres obtenus seront fiables. De plus, si le flux parasite est faible, le paramètre K_0 ne pourra varier qu'entre deux bornes très proches, et n'ajoutera donc pas d'incertitude au résultat final.

Suivant ces deux critères, j'ai attribué 3 niveaux de confiance aux données. L'indice 1 correspond aux données les plus fiables : soit la bouffée radio est parfaitement découpée, soit le niveau de flux parasite est très faible ($\lesssim 15$ mJy, Figure 6.8). L'indice 2 correspond aux données où la décroissance exponentielle de la bouffée est toujours clairement visible, et où le flux parasite reste modéré ($\lesssim 30$ mJy, Figure 6.9, gauche). Enfin, l'indice 3 regroupe les données restantes, c'est-à-dire les observations où les éjections paraissent presque sinusoïdales, superposées à un flux

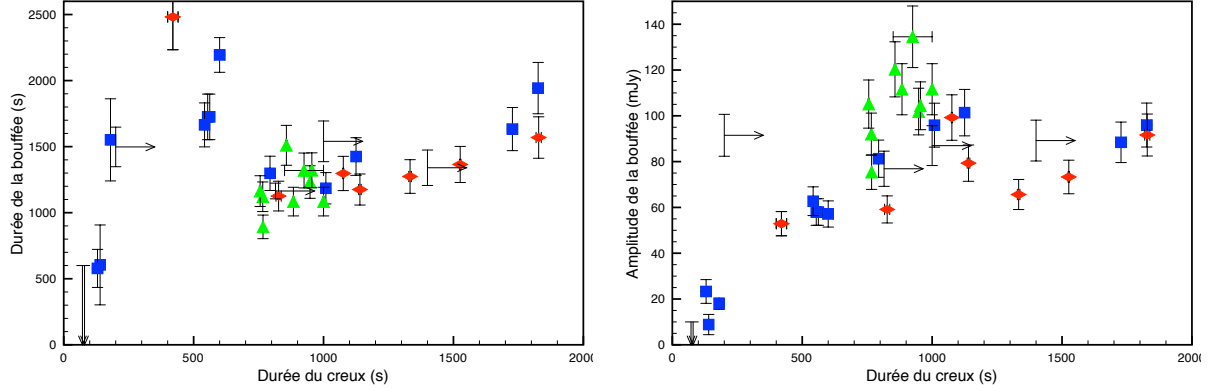


FIGURE 6.12 – À gauche, durée caractéristique t_0 de l'éjection radio en fonction de la durée Δt du creux X la précédent. À droite, amplitude maximale de l'éjection S_{max} en fonction de la durée du creux. Les carrés bleus ainsi que les limites supérieures et inférieures correspondent aux observations d'indice de confiance 1. Les losanges rouges et les triangles verts correspondent aux indices de confiance 2 et 3, respectivement. Les barres d'erreur ont été estimées à 3σ ; dans le cas des observations d'indice 3, les barres d'erreur sont probablement sous-estimées.

parasite très fort (jusqu'à 120 mJy, Figure 6.9, droite). Ainsi, les résultats issus d'observations d'indice 3 devront être regardées avec une certaine suspicion.

6.4 Une corrélation entre durée des creux et amplitude de l'éjection ?

Une fois les données classées en niveaux de confiance, je leur ai appliqué le modèle de bouffées successives. Au total, nous disposons à présent de 6 paramètres : 3 liés aux données X, et 3 liés aux observations radio. Les creux X sont ainsi caractérisés par leur largeur, l'amplitude du pic X final, et le flux minimal atteint au cours du creux. Les bouffées radio sont, elles, caractérisées par leur amplitude, leur largeur, et leur fluence. En traçant ces différents paramètres les uns en fonction des autres, il devient à présent possible de chercher des corrélations entre eux.

Si l'on observe les paramètres X seuls, aucun lien n'est visible entre l'amplitude du pic X et la longueur du creux, ni entre l'amplitude du pic et le flux minimal du creux. L'amplitude du pic paraît donc aléatoire. En revanche, un faible lien est visible entre le flux minimal atteint au cours du creux et la longueur du creux : un flux minimal plus faible semble lié à un creux plus long. Il s'agit là d'un lien morphologique, qui semble défavoriser les creux à la fois longs et lumineux. Cependant, ce lien, déjà mentionné par Belloni et al. (1997) dans le cas de la classe κ , n'est pas statistiquement significatif dans nos données.

À présent, si l'on confronte les paramètres X aux paramètres radio, on ne trouve pas de lien entre le flux minimal du creux et les caractéristiques de l'éjection radio subséquente. Il n'y a pas non plus de lien entre l'amplitude du pic X et l'éjection radio.

Finalement, seule la longueur Δt du creux semble reliée aux caractéristiques de l'éjection radio. Les Figures 6.12 et 6.13 montrent les différents paramètres caractérisant les éjections radio en fonction de Δt . Une tendance est visible, principalement entre Δt et l'amplitude de l'éjection subséquente S_{max} , ainsi qu'entre Δt et la fluence de l'éjection $L_{15\text{ GHz}}$ (Figure 6.13).

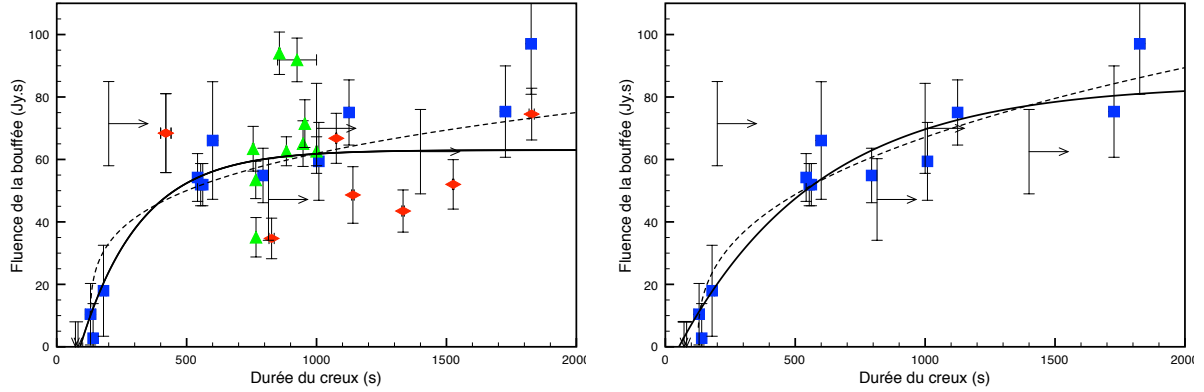


FIGURE 6.13 – Fluence des bouffées radio en fonction de la durée du creux X , calculées à l'aide du modèle de plasmon. Le panneau de gauche montre l'ensemble des observations, tandis que celui de droite est restreint aux observations d'indice de confiance 1. Les symboles sont identiques à ceux de la Figure 6.12. Les lignes pointillées et continues représentent l'ajustement d'une fonction puissance et d'une fonction exponentielle aux données, respectivement.

6.4.1 Tests statistiques de corrélation

Afin de vérifier la réalité de cette tendance, j'ai utilisé deux tests statistiques : le test de Pearson et celui de Spearman. Le premier permet de détecter une corrélation linéaire dans un jeu de données, tandis que le second permet de caractériser une corrélation monotone quelconque. Les valeurs de ces paramètres sont reportées dans le tableau 6.2, pour chacun des trois paramètres caractérisant les éjections radio. Ces valeurs représentent la probabilité qu'une corrélation soit présente dans les données. Si l'on regarde les données les plus fiables, c'est-à-dire celles d'indice de confiance 1, la corrélation est très forte entre Δt et S_{max} , ainsi qu'entre Δt et $L_{15\text{ GHz}}$. En revanche, la corrélation entre la durée Δt du creux et la largeur t_0 de l'éjection subséquente n'est pas significative.

À présent, si l'on ajoute les données d'indice de confiance 2, la corrélation reste très forte, supérieure à 98% dans le cas du test de Spearman. Enfin, lorsque l'on prend en compte l'ensemble des données, la corrélation fléchit. Ce n'est pas une surprise, puisque les données d'indice 3 forment un nuage presque sphérique sur les Figures 6.12 et 6.13, forme caractéristique de données décorréliées. Notons également que le test de Pearson produit des valeurs systématiquement plus faibles que le test de Spearman.

Ces résultats mènent à deux conclusions importantes. D'une part, il existe une forte corrélation entre la durée du creux X et l'amplitude et la fluence de l'éjection suivant le creux. Ceci repose sur les observations d'indice 1 et 2, puisque les observations d'indice 3 sont bien moins fiables. D'autre part, cette corrélation n'est sans doute pas linéaire, puisque le test de Pearson produit des valeurs plus faibles.

Dans ce schéma, les deux observations de classe λ non suivies d'une éjection discrète s'imbriquent parfaitement. En effet, ces observations correspondent à des creux particulièrement courts, de durée inférieure à 100 s. Or, si l'on suit la tendance indiquée par les 31 autres creux X , lesquels sont suivis d'une bouffée radio, alors ces deux creux courts devraient être suivis par une bouffée particulièrement faible, d'amplitude maximale inférieure à ~ 10 mJy. L'incertitude sur chaque valeur radio étant de l'ordre de 5 mJy, une bouffée de cette amplitude peut aisément rester indétectable par le télescope de Ryle. La tendance observée à partir des creux « longs »

TABLE 6.2 – Tests statistiques de corrélation entre la durée Δt des creux X et les caractéristiques de la bouffée radio subséquente. $L_{15\text{ GHz}}$ est la fluence de la bouffée radio, S_{max} son amplitude maximale et t_0 sa durée caractéristique. Pour chacun des tests, les valeurs correspondent à la probabilité qu’une corrélation soit effectivement présente dans les données.

Paramètres	Test	Indice 1	Indices 1 & 2	Données totales
$L_{15\text{ GHz}}$ vs. Δt	Spearman	>99.99%	98.4%	98.3%
	Pearson	87.3%	65.1%	56.5%
S_{max} vs. Δt	Spearman	99.98%	>99.99%	99.92%
	Pearson	85.6%	80.5%	59.0%
t_0 vs. Δt	Spearman	77.0%	1.0%	1.0%
	Pearson	39.1%	1.2%	2.3%

permet ainsi d’expliquer la non-détection d’éjection discrète après les deux creux les plus courts de nos données.

Si l’on observe attentivement les graphes, on s’aperçoit que la corrélation est fortement dominée par les points $\Delta t < 200\text{s}$. Ces 5 points (dont deux limites supérieures) correspondent à des observations en classe λ . Si l’on ignore ces points, la corrélation est moins prononcée. En particulier, dans le cas de $L_{15\text{ GHz}}$ en fonction de Δt , les points non- λ sont compatibles avec une fonction constante. Dans le cas de S_{max} en fonction de Δt , les valeurs du test de Spearman tombent à 60% et 98%, pour les données complètes et les données d’indice 1 seules, respectivement. En effet, ainsi que l’on peut le voir sur la Figure 6.12, droite, même en ignorant les points λ , les deux quantités sont toujours corrélées.

De ceci, on peut déduire que la corrélation observée dépend fortement (mais pas exclusivement) de la présence des points λ . Ces points correspondent tous à des éjections isolées, pour lesquelles aucun flux parasite n’est détecté, à l’instar de l’observation de la Figure 6.8, gauche. Ces points sont donc particulièrement fiables. Ainsi, il n’est pas particulièrement inquiétant que la corrélation observée repose fortement sur les observations λ . Cependant, un test crucial pour vérifier la validité de la corrélation serait d’observer des creux X dans la gamme 200–500 s, ce qui n’est malheureusement pas le cas avec les données disponibles.

6.4.2 Forme de la corrélation radio-X

L’ensemble des données analysées permettent d’affirmer de manière robuste que plus le creux X est long, plus l’éjection radio subséquente sera forte. Cette corrélation ne semble pas linéaire : les creux X courts mènent à une bouffée radio beaucoup plus faible que les longs (Figure 6.13). Cette observation est cohérente avec la constatation faite par Klein-Wolt et al. (2002) : les creux plus courts que 100 s ne semblent pas suivi par une activité radio.

Par conséquent, j’ai recherché des fonctions non linéaires permettant de décrire la relation entre la fluence $L_{15\text{ GHz}}$ et la durée Δt du creux X précédent l’éjection. Les fonctions puissance et exponentielle permettent de décrire les données de façon adéquate. Les valeurs précises caractérisant ces fonctions sont reportées dans la table 6.3. D’une part, les données peuvent être décrites par une fonction puissance de la forme $L_{15\text{ GHz}}(\Delta t) = A(\Delta t - \Delta t_0)^\gamma$, avec γ dans la gamme 0.17-0.35 en fonction du sous-ensemble considéré. D’autre part, ces mêmes données peuvent être décrites par une fonction exponentielle de la forme $L_{15\text{ GHz}}(\Delta t) = L_{max}(1 - e^{-\frac{\Delta t - \Delta t_{min}}{\tau}})$, avec un temps caractéristique τ compris entre 100 et 500 s, et une fluence de saturation L_{max} com-

TABLE 6.3 – Ajustement d'une fonction puissance et d'une fonction exponentielle à la relation fluence des bouffées radio en fonction de la durée du creux X. Les deux fonctions sont de la forme $L_{15\text{ GHz}}(\Delta t) = L_{\max}(1 - e^{-\frac{\Delta t - \Delta t_{\min}}{\tau}})$ et $L_{15\text{ GHz}}(\Delta t) = A(\Delta t - \Delta t_0)^\gamma$, respectivement. Les barres d'erreur sont calculées pour un intervalle de confiance de 68% (1σ).

Ensemble	L_{\max} (Jy.s)	τ (s)	Δt_{\min} (s)	χ_ν^2	A (Jy.s)	Δt_0 (s)	γ	χ_ν^2
Indice 1	80±13	490±190	50±70	0.34	6±4	125±15	0.35±0.10	0.29
Indices 1 & 2	55±20	90±67	120±20	2.09	77±6	130±2	0.17±0.06	2.11
Données totales	63±10	220±75	90±40	3.90	9±2	129±6	0.28±0.02	4.08

prise entre 55 et 80 Jy.s. Les deux modèles rendent compte des données de façon sensiblement identique.

Les deux modèles utilisés sont tronqués pour des creux très courts : sans cela, ils ne peuvent pas rendre compte des observations. Dans chacun des cas (fonction puissance et exponentielle), les paramètres Δt_0 et Δt_{\min} correspondent à la durée du creux X en-deçà de laquelle aucune activité radio n'est détectée ($L_{15\text{ GHz}} = 0$). Les deux modèles placent cette durée limite entre 50 et 130 s. Ceci est compatible avec l'observation empirique qu'aucune activité radio n'est détectée après les creux plus courts que ~ 100 s.

6.5 Conclusion : un modèle séduisant d'accumulation d'énergie ?

Les résultats précédents ont mis en évidence un lien fort entre comportements radio et X dans les cas des classes β , λ et ν : plus le creux X est long, plus l'éjection radio subséquente sera importante (Prat et al. 2010). Jusqu'à présent, j'ai utilisé un modèle particulier pour décrire les éjections radio : celui de van der Laan (1966). Cependant, le résultat ne dépend pas directement de ce modèle. En effet, le modèle de plasmon a été employé afin de décrire individuellement chacune des bouffées radio observées, et ce, de manière assez empirique. Ainsi, n'importe quel modèle prédisant une croissance rapide et une décroissance exponentielle sera capable de décrire les données de façon aussi efficace. En particulier, une émission provenant d'un jet compact transitoire, ou bien de chocs se produisant à l'intérieur d'un jet stable, sera également à même de décrire les observations, à condition de prévoir une courbe de lumière radio sensiblement identique.

Ce constat permet de souligner à la fois la robustesse et les limites du résultat. Robustesse, car le résultat est assez général, et indépendant d'un modèle particulier. Limites, car si plusieurs modèles peuvent être également utilisés, cela signifie que les données ne sont pas suffisamment précises pour distinguer entre les diverses possibilités et, *in fine*, déterminer d'autres paramètres fondamentaux du système. Néanmoins, il reste possible de décrire un scénario global pour le comportement de GRS 1915+105.

Pour cela, supposons que l'évolution de la fluence des éjections en fonction de la durée des creux soit décrite par une fonction exponentielle plutôt qu'une fonction puissance. La différence principale entre ces deux fonctions tient au fait que la première sature à une certaine valeur. La fluence de la bouffée radio étant une mesure de la quantité d'énergie éjectée au cours de l'événement, il nous faut donc un scénario expliquant la saturation de la quantité d'énergie émise. L'un des scénarios possibles est schématisé sur la figure 6.14.

Les observations X ont montré que le début du creux X marque une augmentation très rapide

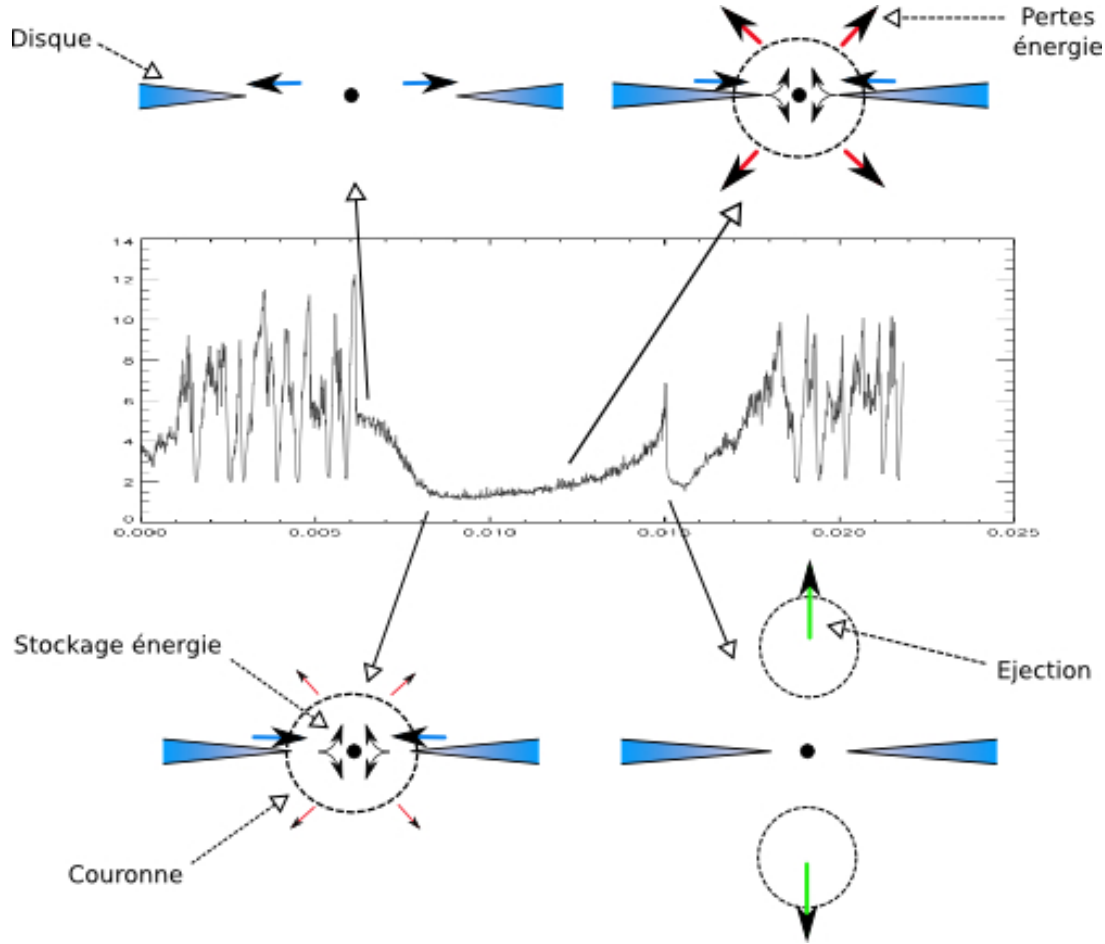


FIGURE 6.14 – Schéma de principe du comportement de GRS 1915+105 au cours d'un creux X, tel que suggéré par la corrélation X-radio observée. En début de creux, le disque d'accrétion est situé loin du trou noir, et s'approche graduellement. Durant le creux, l'énergie apportée par le mouvement du disque est stockée au sein de la couronne (sous forme magnétique, turbulente, ...), qui rayonne une partie importante de cette énergie. Au moment du pic X marquant la fin du creux dur, la matière composant la couronne est éjectée et le disque reflue brusquement vers sa position initiale.

du rayon interne du disque d'accrétion, la distance à l'objet compact s'accroissant d'un facteur $\sim 4 - 5$. Par la suite, durant le creux lui-même, le disque se rapproche à nouveau, et retrouve sa valeur initiale au moment du pic X (Belloni et al. 1997; Migliari & Belloni 2003; Rodriguez et al. 2008b). Cette évolution apporte graduellement de l'énergie gravitationnelle près du trou noir. Supposons que, durant le creux X dur, cette énergie soit d'une manière ou d'une autre extraite du disque d'accrétion et accumulée dans le milieu environnant, ce milieu étant ici la couronne. Par exemple, l'énergie peut y être stockée sous la forme d'une amplification du champ magnétique, de photons plus énergétiques ou bien de mouvements turbulents. Au cours du creux X, les luminosités de la couronne et du disque augmentent donc parallèlement.

D'autre part, on peut supposer que la quantité d'énergie perdue par unité de temps par la couronne augmente lorsque la densité d'énergie interne augmente. Par exemple, ceci aura lieu si la luminosité du milieu augmente, ou bien si la dissipation turbulente s'amplifie avec la densité d'énergie. Dans le cas où la dissipation augmente de façon non linéaire avec la densité d'énergie, ceci peut mener à la saturation de la quantité d'énergie stockée dans la couronne. Afin de rendre

compte de la corrélation observée, cette saturation aurait lieu après une durée de ~ 1000 s. À la fin du creux, cette énergie est subitement libérée, sous la forme d'une bulle de matière en expansion rapide. Cet événement est, lui, marqué par un court pic X dans la courbe de lumière (Mirabel et al. 1998; Rodriguez et al. 2008a). Après le creux, la couronne n'est plus visible, et le disque est à nouveau situé très près du trou noir.

Ce scénario reste cependant extrêmement qualitatif, et demande à ce que les mécanismes de stockage puis dissipation de l'énergie, ainsi que le mécanisme d'éjection finale soient déterminés. La corrélation X-radio observée est malheureusement trop imprécise pour favoriser un modèle en particulier. En revanche, il est intéressant de noter qu'un mécanisme de stockage de l'énergie a déjà été étudié afin d'expliquer la variabilité d'une autre source, la binaire X XTE J1118+480. Pour ce système, Malzac et al. (2004) ont étudié l'effet d'un réservoir d'énergie commun au jet compact et à la couronne, en prenant pour exemple un stockage magnétique. Ce réservoir commun permet d'expliquer la variabilité très rapide (de ~ 0.1 à ~ 10 s) de cet objet, et en particulier les corrélations observées entre courbes de lumière visible, ultraviolet et X. Les deux conditions principales imposées par ce modèle sont que la puissance emportée par le jet domine la luminosité X, et que les fluctuations du jet soient plus rapides que celles de la couronne. Si, dans le cas de GRS 1915+105, c'est cette fois la couronne qui domine l'activité, un mécanisme similaire pourrait exister avec un temps caractéristique plutôt de l'ordre de ~ 1000 s, expliquant la corrélation X-radio observée.

Dans le cas d'un jet de matière (constant ou bien sujet à des chocs internes), le scénario est similaire : durant le creux, une injection de matière se produit depuis la couronne vers le jet (Klein-Wolt et al. 2002). Si l'on suppose un taux d'injection plus ou moins constant, un creux plus long sera alors plus intense dans le domaine radio, puisqu'une plus grande quantité de matière est éjectée. D'autre part, lorsque le disque s'approche de l'objet compact au cours du creux X, on peut supposer qu'il réduit petit à petit le taux d'injection d'énergie, ce qui explique la saturation apparente de la quantité d'énergie finalement éjectée. *In fine*, le disque est assez proche de l'objet compact pour supprimer l'injection de particules : le creux X se termine, et une émission radio est détectée peu après.

Néanmoins, comparée à l'interprétation utilisant une « bulle » de matière en expansion, l'interprétation utilisant un jet compact constant souffre d'un problème important : à moins d'utiliser des paramètres exotiques, il prédit une courbe de lumière radio différente des observations. En effet, en utilisant le modèle de jet conique de Hjellming & Johnston (1988), il est possible de calculer l'émission radio d'un jet transitoire de matière. Durant un creux donné, le jet serait actif durant ~ 30 min. Si l'on suppose une vitesse d'expansion de l'ordre de $v_{exp} = 0.4c$, le jet acquiert au bout des 30 minutes une longueur totale de $\sim 2.10^{13}$ cm, ou encore $\sim 5.10^6 R_S$. L'émission synchrotron provenant d'un tel jet sera alors le résultat de l'émission de populations d'électrons ayant des températures très différentes le long du jet, en raison de l'expansion adiabatique. Si l'on observe un tel jet à une fréquence radio fixe, la courbe de lumière obtenue sera alors plus large que celle d'une bulle de matière unique. D'autre part, l'émission radio devrait être détectée dès le début du creux radio, ou bien avec un intervalle de temps constant avec celui-ci. Or, l'émission radio débute toujours au moment du pic X, indépendamment de la durée du creux. Globalement, cette interprétation est donc moins plausible que celle faisant intervenir une éjection discrète de matière en expansion adiabatique.

Il est intéressant de noter que la distribution des largeurs des bouffées radio est relativement fine, alors que celle de l'amplitude est plus large (Figure 6.10). Dans le cadre du modèle de plasmon (van der Laan 1966), la largeur de la bouffée est reliée à la taille physique initiale de

la bulle de matière. Par conséquent, la relative finesse de la distribution des largeurs implique que la taille initiale du plasmon est relativement constante. Il est tentant d'en conclure que la taille du plasmon soit contrainte par la taille du rayon interne du disque. En revanche, l'amplitude maximale de la bouffée est reliée à la température et la distribution d'énergie du plasma éjecté. Ainsi, l'élargissement relatif de la distribution de l'amplitude peut signifier que la quantité d'énergie stockée dans le plasma juste avant l'éjection soit plus variable.

Cette plus grande variabilité s'explique aisément si la quantité d'énergie dépend de la durée du creux X. En effet, durant un creux plus court, l'injection d'énergie sera plus courte. La durée du creux étant hautement variable, il n'est ainsi pas étonnant que l'amplitude de l'éjection soit variable. En revanche, le milieu dans lequel est stockée l'énergie est toujours situé dans la même région, près du bord interne du disque. Si la taille physique de ce milieu est contrainte par le disque, la largeur des bouffées radio sera relativement constante, ce qui est ce que l'on observe.

Un modèle intéressant qui pourrait expliquer plus précisément la relation X-radio chez GRS 1915+105 est le modèle dit de « crue magnétique » (*Magnetic Flood*, Tagger et al. (2004)). Ce modèle a été proposé pour expliquer le comportement de GRS 1915+105 durant les classes β . Il repose sur l'instabilité d'accrétion-éjection (*Accretion-Ejection Instability*, AEI, Tagger & Pellat (1999)), instabilité qui se développerait durant le creux X dur. J'étudierai cette instabilité plus en détails au chapitre 8. Ce modèle repose sur la présence d'un champ magnétique modéré dans les parties internes du disque, lequel entraîne l'apparition d'oscillations quasi-périodiques de basse fréquence (LFQPO). L'instabilité entraîne également la formation d'un tourbillon de Rossby au rayon de corotation (zone où l'instabilité se déplace à la vitesse képlérienne du disque). Ce tourbillon concentre le champ magnétique, générant une force suffisante pour arracher de la matière au disque au cours du creux X, matière qui se retrouve alors dans la couronne. Par la suite, si la configuration magnétique est favorable, une reconnexion rapide a lieu entre des champs de polarités différentes situés dans le disque. Cette reconnexion pourrait être un événement assez important pour produire le pic X observé dans la courbe de lumière, et procurer l'énergie nécessaire à l'éjection subséquente de matière.

ÉJECTIONS DE COURONNES ET JETS RELATIVISTES

7

7.1	Comportement de la couronne aux transitions d'états	103
7.1.1	GRS 1915+105 et XTE J1550–564 : éjections de matière et disparition de la couronne	104
7.1.2	Le paramètre de Compton	106
7.1.3	Liste des candidats	106
7.1.4	Discussion : une question de temps caractéristique	111
7.2	Étude du jet compact de H1743–322	113
7.2.1	La corrélation X-radio	113
7.2.2	Le cas de H1743–322	114
7.2.3	L'efficacité radiative de la couronne en cause ?	115

CE chapitre aborde la question des éjections de matières des microquasars en général, et ne se limite plus au cas particulier de GRS 1915+105. Il se compose de deux parties. Dans un premier temps, j'aborderai le problème du comportement de la couronne aux transitions d'états. Partant du cas de GRS 1915+105, théâtre d'incessantes éjections discrètes de matière, j'essaierai d'analyser plus finement les transitions d'état d'autres sources actives. Il s'agit là d'un travail encore en cours, et les conclusions que j'exposerai sont donc encore partielles. Dans un deuxième temps, je décrirai succinctement les recherches menées par Mickaël Coriat sur les jets compacts de matière de H1743–322, recherches auxquelles j'ai collaboré pour la partie haute énergie. Je résumerai également les principales interprétations physiques de ce travail, et renvoie le lecteur à Coriat et al. (2010) pour une description plus détaillée de l'efficacité radiative des jets compacts.

7.1 Comportement de la couronne aux transitions d'états

Les transitions d'état font partie des phénomènes les plus cruciaux pour la compréhension des microquasars. En effet, ces instants marquent une réorganisation extrêmement rapide des différentes composantes du système, ce qui éclaire d'une lumière nouvelle les interactions entre ces composantes. Prenons le cas de la transition spectrale qui voit la source passer de l'état HIMS à l'état SIMS. En quelques heures, la luminosité du disque s'accroît très fortement, jusqu'à dépasser celle de la couronne. Au même moment disparaît le jet compact de matière, visible durant les états durs, tandis qu'une ou plusieurs éjections discrètes de matière ont lieu très près de la transition elle-même. Ces éjections de matière sont clairement visibles lorsque l'on utilise

des observations radio à l'entrée de la source en SIMS. Après la transition, la couronne devient elle aussi presque indétectable, son flux diminuant fortement.

Afin d'étudier plus précisément la transition spectrale HIMS-SIMS, nous avons besoin d'observations revêtant deux caractéristiques. D'une part, des observations dans les domaines X et radio sont nécessaires : les observations X permettront de contraindre les caractéristiques du disque et de la couronne, tandis que les observations radio permettront de détecter d'éventuelles éjections de matière. D'autre part, ces observations doivent avoir eu lieu le plus près possible de la transition d'état, avant et après celle-ci : ainsi, il sera possible de voir l'évolution des différentes composantes du microquasar à la transition.

Ces contraintes sont satisfaites en particulier par la source étudiée au chapitre 6 : GRS 1915+105. La quantité d'observations disponibles est particulièrement importantes, et nous allons donc revenir sur cette source atypique avant d'aborder d'autres microquasars.

7.1.1 GRS 1915+105 et XTE J1550–564 : éjections de matière et disparition de la couronne

Au chapitre 6, j'ai exposé le lien entre le comportement X de GRS 1915+105 et les éjections discrètes de matière provenant de cette source. La Figure 7.1 reproduit ce comportement pour la classe ν . Un creux X est visible dans la courbe de lumière, terminé par un flash très court. Ce pic de lumière marque le début d'une éjection discrète de matière, qui apparaît alors dans le domaine radio. Jusqu'ici cependant, nous n'avons que peu observé l'aspect *spectral* du processus. Il est temps à présent de l'analyser plus en détails.

Au cours du creux X, GRS 1915+105 est dans un état spectral C (Belloni et al. 2000), état qui peut être apparenté à l'état dur intermédiaire des microquasars « classiques » (HIMS, Homan & Belloni 2005). Immédiatement après le pic X, GRS 1915+105 entre en état A, état apparenté cette fois-ci à l'état mou (SS). Dans les minutes qui suivent, au moment du second pic X, GRS 1915+105 passe cette fois en état B, état apparenté à l'état SIMS, avant d'osciller très rapidement entre les états A et B. L'éjection de matière se déclenche très précisément au moment du premier pic X (chapitre 6), au moment de la transition spectrale rapide de l'état HIMS à l'état SS. Or, dans le cas de plusieurs microquasars, des éjections discrètes de matière sont également détectées à proximité de ce type de transition spectrale (Fender et al. 2009). De ce point de vue, GRS 1915+105 montre donc un comportement classique, sur un intervalle de temps cependant beaucoup plus court.

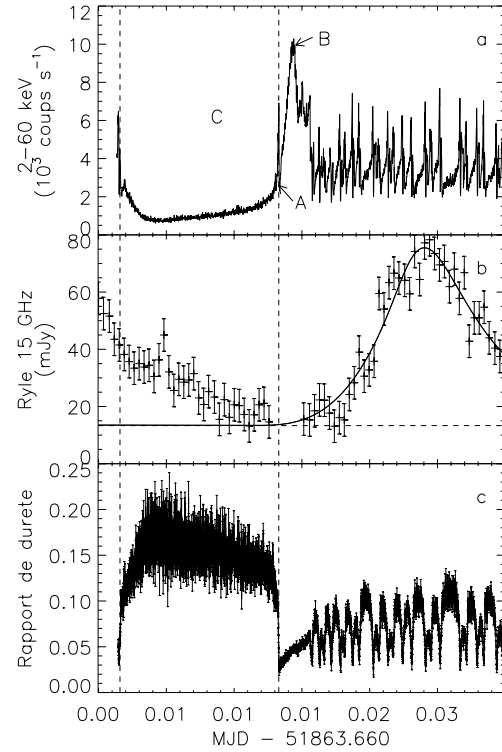


FIGURE 7.1 – Observations simultanées X et radio de GRS 1915+105, durant la classe spectrale ν . Une éjection de matière visible en radio débute très précisément à l'instant d'une transition spectrale depuis un état dur (état C) vers un état mou (état A).

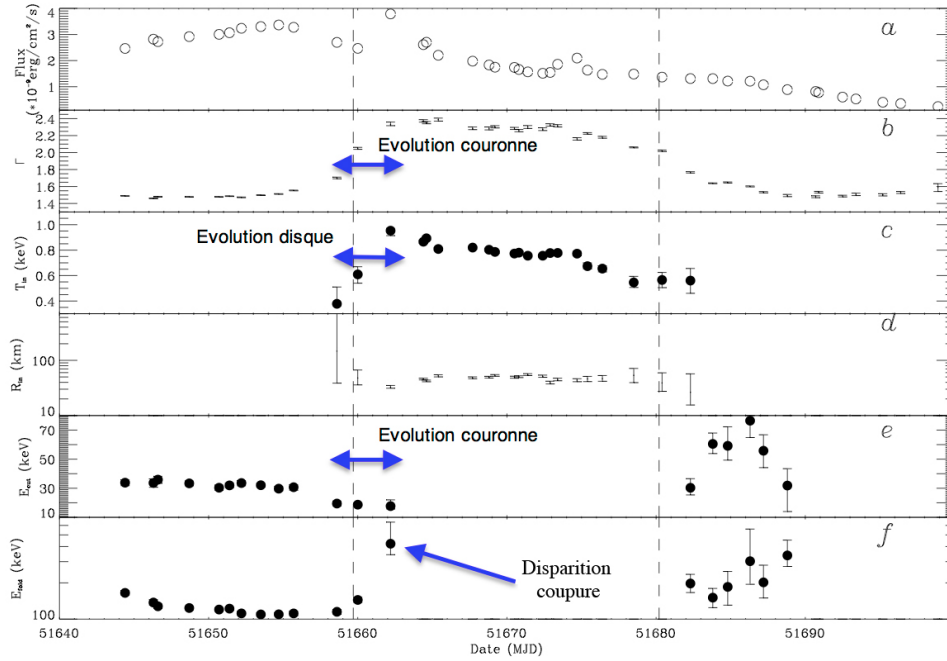


FIGURE 7.2 – Évolution des paramètres spectraux de XTE J1550–564 durant l'éruption de l'an 2000. (a) courbe de lumière dans la bande 2–200 keV (b) Indice de photon (c) Température du disque au bord interne (d) Rayon interne du disque d'accrétion (En supposant une distance $D = 6$ kpc et une inclinaison orbitale $i = 73.1$) (e) Coupure à haute énergie (f) Énergie de repliement de la coupure. Les tiretés verticaux marquent les dates des transitions spectrales. Adapté de Rodriguez et al. (2003).

D'autre part, durant l'état A suivant la transition spectrale, la couronne n'est plus visible dans les spectres de la source (Rodriguez et al. 2008b). Qu'elle ait été éjectée ou accrétée, elle n'est en tout cas plus détectable pendant plusieurs minutes (figure 7.1). Durant l'état B, il est possible que la couronne réapparaisse, avec cependant des caractéristiques spectrales différentes et un flux bien plus faible. Elle ne réapparaît finalement dans son état initial qu'au cycle suivant. Si l'on poursuit l'analogie avec les microquasars « classiques », il serait intéressant de voir si, dans leur cas aussi, la composante coronale disparaît des spectres au moment de la transition HIMS-SIMS, ou plus généralement lors du passage de l'état dur à l'état mou.

Cette étude a été initiée par Rodriguez et al. (2003) dans le cas de la binaire X XTE J1550–564, durant l'éruption de 2000. Cette éruption a duré ~ 70 jours, et a été suivie dans son intégralité par le satellite *RXTE*. À l'instar de la plupart des microquasars, une couronne est détectée dans les spectres de cette source, sous la forme d'une loi de puissance coupée à haute énergie. Cette composante évolue de manière très marquée au moment de la transition spectrale entre les états HS et SS (Figure 7.2). En effet, entre ~ 1 jour avant et ~ 2 jours après cette transition, de MJD 51659 à MJD 51662, la température des électrons de la couronne E_{cut} diminue rapidement et l'indice de photon Γ augmente fortement, indiquant une variation rapide de l'état physique interne de la couronne. Après la transition, cependant, l'indice de photon reste proche de 2.2 : ceci signifie que la couronne est toujours présente, bien que son état physique interne ait évolué. Dans le même temps, la température du disque d'accrétion T_{in} augmente fortement.

En parallèle de cette évolution du disque et de la couronne, Corbel et al. (2001) détectent

TABLE 7.1 – Liste des éruptions de binaires X pour lesquelles des observations radio et X sont disponibles à la transition d'état. Les valeurs sont tirées de McClintock & Remillard (2006) et Ozel et al. (2010), sauf pour les valeurs de H1743–322, qui proviennent de Shaposhnikov & Titarchuk (2009). La présence d'un trou noir n'a été confirmée dynamiquement que pour les 7 premières sources listées.

Nom de la source	Date sursaut	Int. Max. (Crab)	P_{orb} (hr)	M_1 (M_\odot)	Distance (kpc)	i (deg)
GRO J1655-40	2005	3.9	62.9	6.3 ± 0.3	3.2 ± 0.5	70 ± 2
GX 339–4	2002/4/7	1.1	42.1	> 5.8	9 ± 3	–
V4641 Sgr	1999	13	67.6	7.1 ± 0.3	9.9 ± 2.4	75 ± 2
XTE J1550-564	1998/2000	7.0	37.0	9.1 ± 0.6	4.4 ± 0.5	74 ± 4
GRS 1915+105	–	3.7	739	$9.6 - 18.4$	9 ± 3	66 ± 2
4U 1543-475	2008	15	26.8	9.4 ± 1.0	7.5 ± 0.5	20.7 ± 1.5
XTE J1859+226	1999	1.5	9.2	> 7.4	8 ± 3	–
H 1743-322	2003/8	0.77	–	13.3 ± 3.2	9.1 ± 1.5	~ 70
4U 1630-472	1998/9	1.4	–	–	–	–
XTE J1748-288	1998	0.64	–	–	–	–

une émission radio provenant de la source associée à la transition spectrale ; bien que la date précise du début de l'évènement n'ait pas pu être déterminée précisément, elle se situe à moins de quelques jours de la transition. En d'autres termes, il semble que la couronne subisse une transformation majeure au moment même d'une éjection discrète de matière : il est tentant d'essayer d'analyser plus précisément le lien entre ces deux évènements.

7.1.2 Le paramètre de Compton

Avant d'analyser le comportement d'autres microquasars, il est important d'utiliser une caractérisation plus fine de l'état physique de la couronne : une simple loi de puissance coupée à haute énergie ne donne en l'état que peu d'informations sur le système. Pour cela, nous avons utilisé le modèle COMPTT (Titarchuk 1994), introduit à la section 4.4.3. Ce modèle calcule le spectre d'émission produit par un nuage d'électrons chauds, sur lequel une source de photons *thermiques* provenant d'une source plus froide subit un effet Compton inverse.

Le modèle COMPTT produit deux paramètres : kT_e , la température du plasma d'électrons responsables de l'effet Compton inverse, et τ , l'épaisseur optique du milieu chaud, supposé sphérique en première approximation. À partir de ces paramètres, il est possible de calculer le paramètre de Compton, qui caractérise l'efficacité de la Comptonisation, et est défini par $y = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \max(\tau, \tau^2)$ (Frank et al. 2002). D'autre part, l'épaisseur optique τ est reliée à la densité ρ et au rayon R de la couronne, selon $\tau \propto \rho R$ (Rybicki & Lightman 1979). Si l'on suppose une géométrie particulière au milieu Compton, par exemple sphérique, il devient ensuite possible d'accéder à la densité et la taille de ce milieu.

7.1.3 Liste des candidats

Parmi les 55 LMXB connues dont l'objet compact est un candidat trou noir (Ozel et al. 2010), j'ai d'abord recherché celles pour lesquelles la transition spectrale HS/SS a été observée à la fois en radio et en rayons X. Cependant comme, lorsqu'une éruption débute, il est impossible de prévoir précisément l'instant de cette transition, pour de nombreuses sources aucune observation

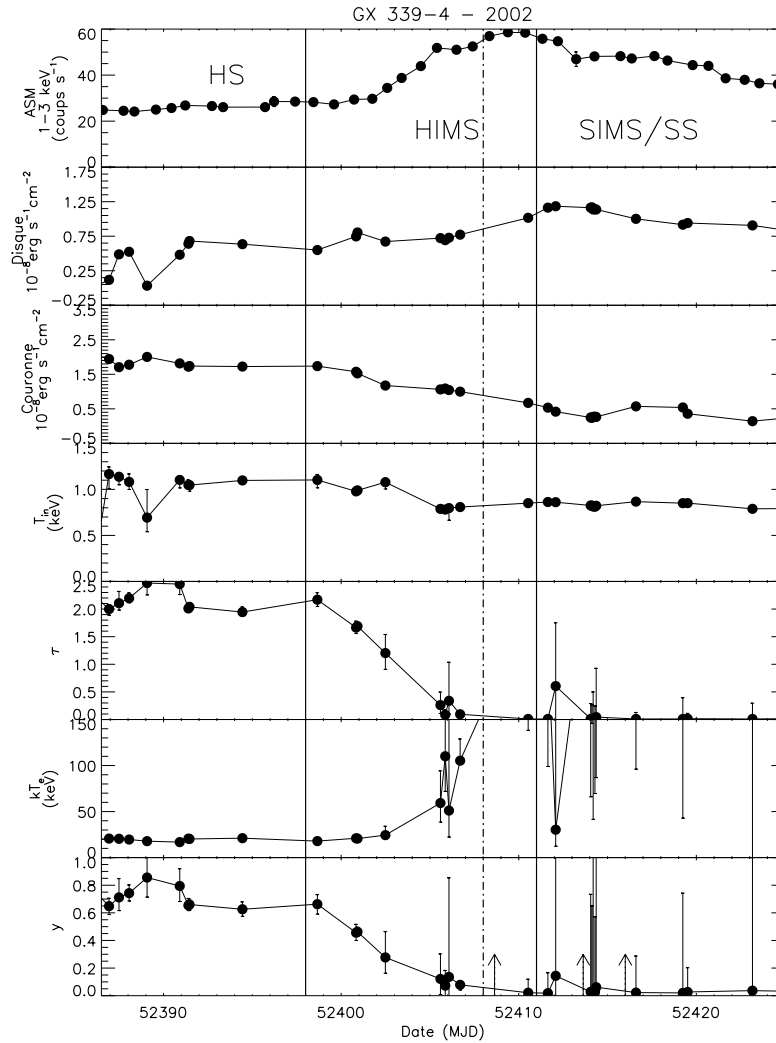


FIGURE 7.3 – Évolution spectrale de GX 339–4 durant l'éruption de 2002. De haut en bas, la figure représente la courbe de lumière en rayons X mous, l'évolution du flux du disque d'accrétion, celle du flux de la couronne, puis la température maximale au sein du disque d'accrétion. Les 3 panneaux inférieures caractérisent l'état physique de la couronne : l'épaisseur optique du milieu τ , la température kT_e des électrons en son sein et le paramètre de Compton y . Les lignes continues verticales repèrent les transitions spectrales, tandis que le tireté mixte repère la date approximative du début d'une bouffée radio (Fender et al. 2002). Les flèches visibles dans le panneau du bas repèrent les dates d'observations radio disponibles.

utile n'est disponible. La liste des sources disposant de suffisamment d'observations est présentée dans la table 7.1, avec leurs caractéristiques principales.

Pour chacune de ces sources, j'ai réduit les données *RXTE* en suivant les mêmes procédures standards que pour les autres binaires X précédemment étudiées dans ce manuscrit. J'ai ensuite utilisé un modèle spectral composé d'un modèle de disque d'accrétion, du modèle *COMPTT* pour la partie haute énergie, d'une composante d'absorption interstellaire et, éventuellement, d'une composante gaussienne au niveau de la raie K_α du fer. Je détaille dans la suite les résultats préliminaires de cette étude pour les sources principales prises individuellement.

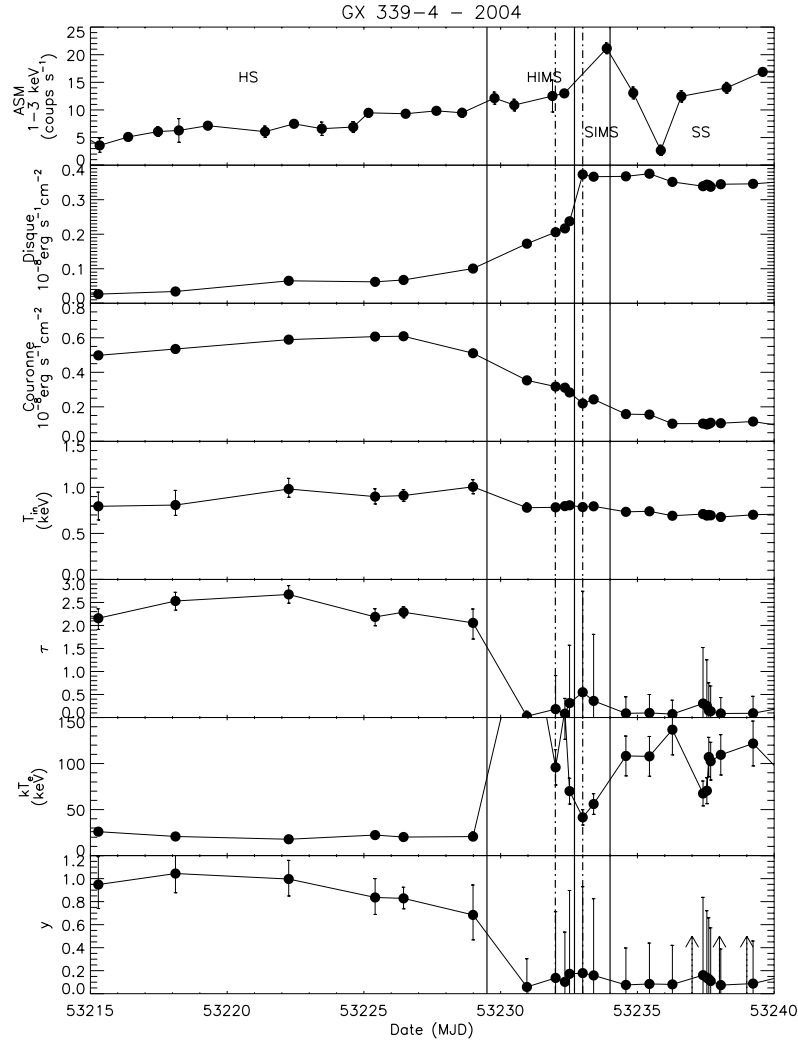


FIGURE 7.4 – Évolution spectrale de *GX 339–4* durant l'éruption de 2004. Panneaux, symboles, lignes et tiretés sont identiques à ceux de la Figure 7.3.

GX 339–4

Nous débutons l'analyse individuelle par *GX 339–4*. Parmi la quinzaine d'éruptions (Kong et al. 2002) qu'aient montrées cette LMXB depuis sa découverte en 1972, celles de 1998, 2002, 2004 et début 2007 sont des éruptions majeures. Concernant l'éruption de 1998, Fender et al. (1999b) ont observé une anti-corrélation forte entre les flux radio et X dur, ce qui les amena à suspecter une diminution de la taille du milieu Compton en début de SS. Cependant, seules des observations *RXTE*/*ASM* sont disponibles pour cette éruption, ce qui limite fortement la précision de l'étude spectrale.

Les trois éruptions suivantes, en revanche, ont été suivies en détails à la fois en rayons X par *RXTE*, et dans le domaine radio. Les données X disponibles ont déjà été analysées en détails par plusieurs équipes : on peut citer Homan et al. (2005); Belloni et al. (2005) pour le sursaut de 2002, Belloni et al. (2006); Joinet et al. (2007) pour celui de 2004 et Motta et al. (2009)

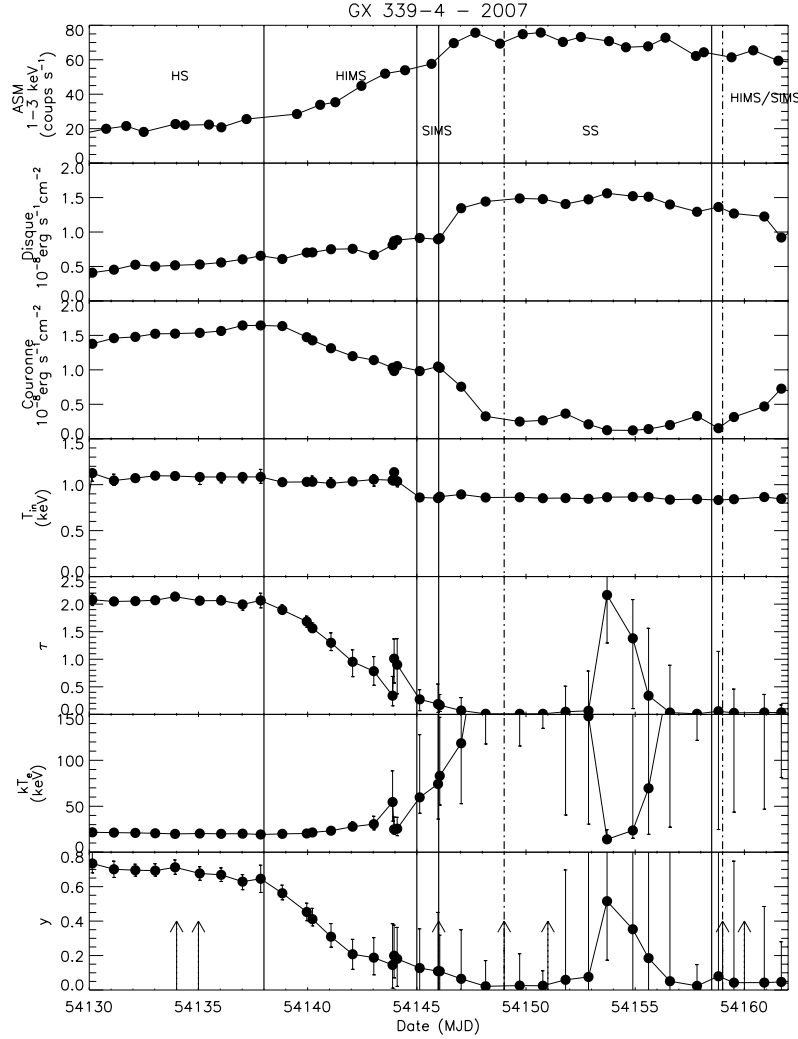


FIGURE 7.5 – Évolution spectrale de GX 339–4 durant l'éruption de 2007. Panneaux, symboles, lignes et tiretés sont identiques à ceux de la Figure 7.3.

pour celui de 2007. J'ai analysé les observations *RXTE* de l'ensemble de ces éruptions, afin d'étudier le comportement de GX 339–4 près de la transition spectrale HS-SS. Les principales caractéristiques spectrales de ces trois éruptions, déterminées à l'aide du modèle *COMPTT*, sont présentées sur les Figures 7.3, 7.4 et 7.5.

Pour chaque éruption, les deux graphiques du bas indiquent l'évolution de l'épaisseur optique et du paramètre de Compton de la couronne. Les lignes verticales continues indiquent les transitions spectrales telles que rapportées dans la littérature. Les tiretés mixtes verticaux indiquent les dates où le flux radio observé trahit la présence d'un milieu optiquement mince. Un tel milieu est caractéristique d'une éjection discrète de matière, qui a donc eu lieu peu avant l'observation radio en question : les observations radio ayant lieu une fois tous les deux ou trois jours, il n'est en effet pas possible de déterminer plus précisément l'instant précis de début d'éjection. Dans chaque cas, γ et τ évoluent dramatiquement juste avant la détection d'éjections discrètes : en quelques jours, leurs valeurs diminuent très fortement.

Si l'on observe à présent les diverses transitions spectrales, la première d'entre elles, entre HS et HIMS, marque toujours le début de l'évolution de la couronne. La dernière transition, entre SIMS et SS, a toujours lieu après la disparition de la couronne et la détection d'une éjection discrète. Notons qu'en 2007, une émission optiquement mince est détectée durant l'état SS; l'observation radio précédant cette détection étant trop courte pour être utilisable, il n'est pas possible de déterminer si cette éjection a effectivement débuté en état mou, ou bien plus tôt durant les états intermédiaires.

Les autres transitions, HIMS/SIMS et SIMS/SS, ont lieu durant la décroissance de la couronne, mais leur position précise apporte peu d'éclairage sur cette étude. En effet, d'une part les observations radio sont trop peu nombreuses et trop espacées pour connaître la date de début d'éjection à mieux que quelques jours près. D'autre part, la définition phénoménologique de ces états, suivant Homan & Belloni (2005), est fondée principalement sur les caractéristiques des QPO, dont le lien avec les différentes composantes du microquasar est peu clair. Ainsi, de nombreux auteurs confondent les deux en un « état intermédiaire », dont les caractéristiques sont simplement à mi-chemin entre les états dur et mou, ces derniers étant mieux caractérisés. Dans le cas de GX 339–4, l'évolution des paramètres spectraux apporte ainsi une caractérisation plus fine que la classification phénoménologique en états spectraux.

Concernant le sursaut de 2007, il est possible de comparer les résultats spectraux à ceux de Motta et al. (2009). Ces auteurs utilisent un modèle phénoménologique afin de déterminer la position de la coupure à haute énergie dans les spectres X. Cette coupure est reliée à la température des électrons composant la couronne : une coupure située à une énergie plus élevée correspond à des électrons plus chauds. Ces auteurs obtiennent qualitativement le même comportement que celui de la Figure 7.5. Ainsi, l'énergie de la coupure diminue très lentement avant la transition HS/HIMS; dans notre cas, la température des électrons kT_e diminue également faiblement à cette époque.

Après cette transition, l'énergie de la coupure augmente rapidement jusqu'au SS : c'est bien ce que l'on observe sur la figure 7.5, où l'accroissement de l'énergie des électrons mesuré correspond précisément à un déplacement de l'énergie de coupure. Notons cependant que le modèle COMPTT utilisé atteint ici les limites de son champ d'application. En effet, il repose sur la présence d'une population d'électrons en équilibre thermique avec le milieu environnant, ce qui n'est sans doute plus le cas après la transition spectrale. En réalité, si l'on prend en compte la présence de cette nouvelle population d'électrons non thermiques, la température de la composante thermique de la distribution d'électrons continue de diminuer *après* la transition d'état (Malzac et al. 2006). Ainsi, l'évolution de l'ensemble des paramètres liés à l'état physique de la couronne est graduelle tout au long de la transition d'état : y , τ et kT_e diminuent progressivement sur une période de plusieurs jours, pour les trois sursauts majeurs de GX 339–4.

GRO J1655–40, XTE J1859+226 et 4U 1630–472

Le comportement de GX 339–4 n'est pas isolé parmi les microquasars. Les résultats préliminaires de l'étude de 3 sources supplémentaires, GRO J1655–40, XTE J1859+226 et 4U 1630–472, sont présentés sur les Figures 7.6 et 7.7, près de la transition spectrale HS-SS dans chaque cas.

GRO J1655–40 présente un comportement très similaire à celui de GX 339–4, avec cependant une évolution plus tardive de la couronne. Ainsi, aucun changement notable n'est visible à la transition HS/HIMS, et il faut attendre la transition HIMS/SIMS pour voir évoluer (très rapidement) l'épaisseur optique et le paramètre de Compton. En moins de deux jours, le flux de

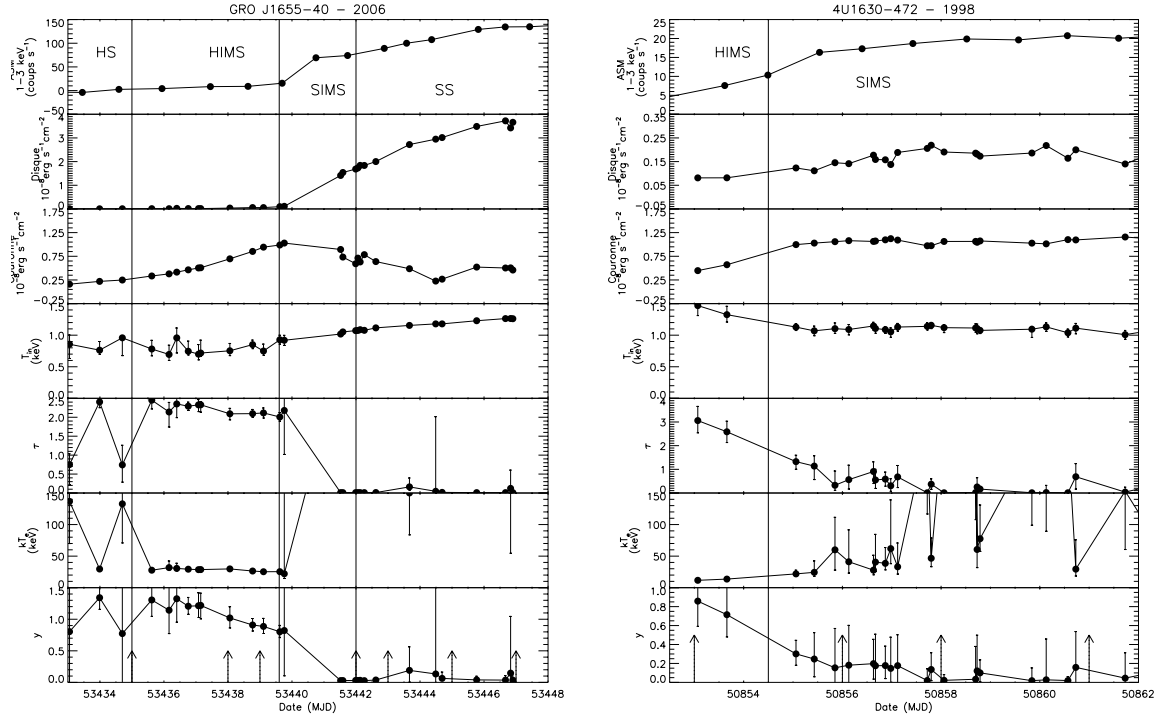


FIGURE 7.6 – Évolution spectrale de *GRO J1655–40* et *4U 1630–472*, durant les éruptions de 2005 et 1999 respectivement. Panneaux, symboles, lignes et tiretés sont identiques à ceux de la Figure 7.3.

la couronne est dépassé par celui du disque d'accrétion, ce qui rend plus difficile la mesure des paramètres spectraux ; néanmoins, la chute de la taille de la couronne et l'augmentation de la température des électrons sont drastiques. Les données radio correspondant aux dates entourant la transition spectrale n'ont pas encore été analysées.

Les deux autres sources, XTE J1859+226 et 4U 1630–472, montrent un comportement de la couronne similaire : celle-ci disparaît des spectres en quelques jours. Les données radio doivent encore être analysées pour ces deux sources.

Pour l'ensemble des sources observables, j'ai reporté dans la table 7.2 la durée approximative entre la chute du paramètre y caractéristique de la couronne, et la détection d'une éjection en radio. Dans chaque cas, la durée doit être vue en réalité comme une limite supérieure : la détection a lieu en effet durant la toute première observation radio suivant la transition spectrale, mais cette observation peut en réalité avoir eu lieu assez longtemps après ladite transition. Les données actuelles permettent seulement de dire que l'éjection a lieu systématiquement entre 0 et ~ 2 jours après la chute de y .

7.1.4 Discussion : une question de temps caractéristique

Les sources analysées jusqu'ici montrent que la couronne subit une transformation dramatique au moment de la transition d'état HS/SS. Il s'agit d'une transition lente, visible sur plusieurs jours. Ce phénomène semble ainsi bien plus long que le temps dynamique de l'ordre de quelques minutes à quelques heures associé au milieu coronal : en particulier, le temps caractéristique de la transition d'état est bien supérieur à celui associé à GRS 1915+105 durant les états cycliques (chapitre 6). Comment peut-on expliquer cette transformation de la couronne ?

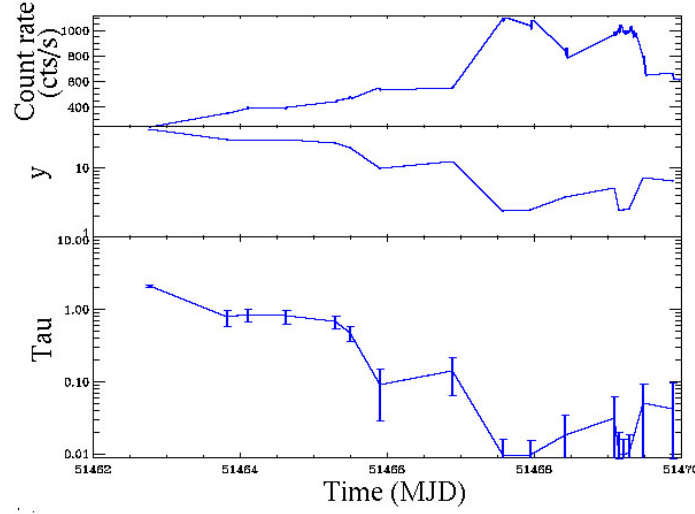


FIGURE 7.7 – Évolution spectrale de XTE J1859+226, durant l'éruption de 1999.

TABLE 7.2 – Caractéristiques de la couronne avant et après la transition spectrale, pour les sources étudiées.

Nom de la source	Date	Délai chute τ - éjection	τ avant	τ après	y avant	y après
GRO J1655-40	2005	4	2.2	0.03	1.05	0.06
GX 339-4	2002	< 6	2.0	0.11	0.65	0.06
	2004	2	2.3	0.22	0.93	0.12
	2007	5-9	2.0	0.31	0.64	0.10
XTE J1550-564	2000	3	—	—	—	—
XTE J1859+226	1999	2	0.9	0.03	~ 10	~ 3
H 1743-322	2003	6 ?	—	—	—	—
4U 1630-472	1998	1	2.8	0.19	0.78	0.07
	1999	?	3.1	~ 0.5	1.2	~ 0.2
XTE J1748-288	1998	4	—	—	—	—

Une explication possible à la diminution de y et τ pourrait être un refroidissement du milieu coronal : un renforcement du flux du disque pourrait refroidir la couronne, et donc en réduire l'extension spatiale. Ce scénario est compatible avec le comportement de GX 339-4 en 2007 (Figure 7.5). En effet, durant cette éruption, l'épaisseur optique et le flux de la couronne diminuent graduellement durant une période de 10 jours avant la transition SIMS/SS, tandis que le flux du disque augmente graduellement. Dans le cas des éruptions de 2002 et 2004 (Figures 7.3 et 7.4), cette même évolution peut également être à l'œuvre, bien que moins évidente.

D'autre part, une ou plusieurs éjections discrètes sont observées en fin de transition spectrale. Ces phénomènes ont lieu sur une échelle de temps bien plus courte que la transition spectrale, de l'ordre de l'heure (Fender et al. 2004b). Si l'on observe à présent les paramètres spectraux des différents systèmes tout au long de la transition, ils ne montrent pas d'évolution particulière à proximité de ces éjections discrètes. Ceci s'explique probablement par une trop grande durée entre deux observations de l'objet. En effet, l'évolution graduelle des paramètres spectraux indique que l'environnement proche de l'objet compact (couronne et disque interne) obéit à un

équilibre de long terme, sur plusieurs jours. Après une éjection discrète, le système rejoint donc cet équilibre rapidement, et la perturbation induite par l'éjection devient invisible.

Si l'on tente d'extrapoler le comportement de GRS 1915+105 aux autres objets, la transition d'état HS-SS des microquasars obéit donc à deux logiques distinctes. D'une part, disque et couronne évoluent de concert, sur une période de plusieurs jours : le bord interne du disque s'approche de l'objet compact, tandis que la couronne s'efface peu à peu. Il est probable que les électrons la composant refroidissent petit à petit, à cause de la luminosité croissante du disque, et soient peu à peu absorbés par le disque d'accrétion. D'autre part, sur une échelle de temps de quelques minutes ou quelques heures, un second mécanisme mène aux éjections discrètes de matière observées en radio. Ces éjections ont lieu systématiquement *après* le début d'évolution de la couronne (et du disque), dont l'état physique doit probablement évoluer pour permettre ces éjections. Ce phénomène, bien qu'important, ne semble pas modifier en profondeur l'environnement proche de l'objet compact, puisque les paramètres spectraux ne sont pas modifiés sur une échelle de temps de quelques jours. Le système disque+couronne peut alors retrouver rapidement son équilibre.

Cette interprétation, pour être confirmée ou infirmée, nécessite cependant des séries d'observations rapides tout près de la transition spectrale. D'autre part, elle ne répond pas, en l'état, à la question de la génération des éjections discrètes de matière. Elle pose ainsi des défis inédits aux modèles de disque d'accrétion (le disque étant le réservoir principal d'énergie disponible), qui doivent décrire à la fois un équilibre entre disque et couronne et un phénomène hors équilibre d'éjection relativiste de matière. En tout état de cause, l'observation des transitions d'états montre que les différentes composantes (disque, couronne, jet) d'un microquasar y subissent des transformations drastiques et simultanées, phénomène qui implique des liens profonds et encore largement inconnus entre ces éléments.

7.2 Étude du jet compact de H1743–322

Le microquasar H1743–322 a été le siège d'une éruption majeure en 2003, suivie d'éruptions mineures en 2004, 2005, début et fin 2008 (chapitre 5 et Prat et al. 2009), 2009 et début 2010. Cette intense activité a permis d'accumuler une quantité considérable d'observations de cet objet, et en fait un candidat idéal pour étudier les similitudes et différences entre éruptions successives. En particulier, les nombreuses observations simultanées radio et X permettent l'étude des interactions entre processus d'éjection (visibles en radio) et processus d'accrétion (visibles en X). C'est dans cette optique qu'une collaboration menée par Mickaël Coriat et Stéphane Corbel a étudié en détail la physique du jet compact. J'ai participé étroitement à ce travail par l'analyse des données X disponibles, et leur confrontation au comportement radio de ce microquasar.

7.2.1 La corrélation X-radio

Avant de se tourner à nouveau vers H1743–322, examinons les liens connus entre émissions X et radio dans les microquasars. Dans cette section, je considérerai uniquement le cas de l'état dur, où l'émission radio est dominée par un jet compact de matière. Depuis plusieurs années, les observations simultanées dans les domaines radio et X de différentes LMXB ont montré que, durant cet état, ces deux émissions sont étroitement reliées : flux X et radio sont fortement corrélés (Hannikainen et al. 1998; Corbel et al. 2000, 2003; Gallo et al. 2003). Notons F_{Rad} le flux radio du microquasar à 8.5 GHz et F_X son flux X mou dans la bande 3-9 keV. Si l'on trace F_X en fonction de F_{Rad} pour plusieurs microquasars, on observe une relation non linéaire de la

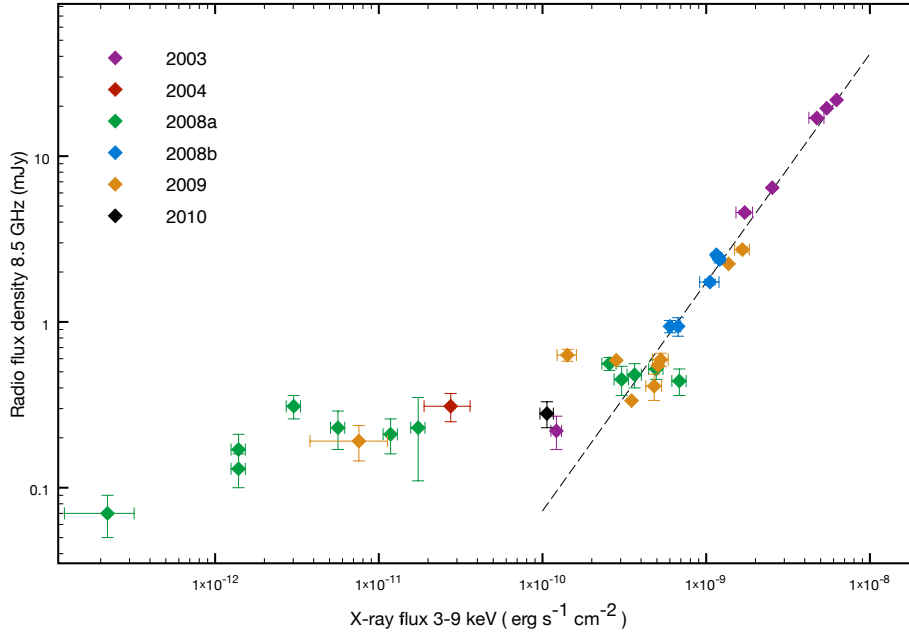


FIGURE 7.8 – Flux radio à 8.5 GHz en fonction du flux X corrigé de l'absorption dans la bande 3-9 keV. Les données ont été restreintes à l'état HS de H1743–322, état où le flux radio est dominé par le jet compact et le flux X par la couronne. La ligne continue indique un ajustement aux données dont le flux X excède $2 \times 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, avec une fonction de la forme $F_{\text{Rad}} = kF_X^b$, où $k = 4.43 \times 10^{12}$ et $b = 1.38 \pm 0.03$.

forme $F_{\text{Rad}} \propto F_X^b$, où $b \sim 0.5 - 0.7$. Le tracé de cette corrélation dite « universelle » est dominé par deux LMXB, V404 Cyg (Gallo et al. 2003) et GX 339–4 (Corbel et al. 2003), quelques points provenant d'autres LMXB.

Durant l'état dur, le flux radio est caractéristique de l'émission d'un jet compact. En effet, si l'on observe un microquasar dans le domaine radio durant cet état spectral, le spectre observé prend la forme d'un spectre plat, du type $S_\nu \propto \nu^\alpha$ avec $\alpha \sim 0$. Ce type d'émission est caractéristique du rayonnement synchrotron d'un milieu optiquement épais : le jet compact. Le flux X provient, lui, à la fois du disque d'accrétion et de la couronne. Ainsi, la corrélation entre ces deux quantités dénote un lien très fort entre les composantes d'accrétion et d'éjection des microquasars. De plus, si cette corrélation X-radio a été observée au départ dans le cas de binaires X contenant un trou noir, il est également possible de l'étendre aux noyaux actifs de galaxies, à condition toutefois d'ajouter un facteur de proportionnalité lié à la masse du trou noir (Merloni 2003; Kōrding et al. 2006). Enfin, une corrélation similaire a été mesurée dans le cas de binaires X contenant une étoile à neutrons, avec cependant une pente différente $b \sim 1.4$ (Migliari & Fender 2006).

Ces observations montrent que la corrélation X-radio est une caractéristique très générale des systèmes compacts accrétants. Son universalité révèle un lien profond entre des systèmes pourtant très différents, lien probablement créé par un même processus sous-jacent.

7.2.2 Le cas de H1743–322

Afin d'analyser les liens X-radio dans H1743–322, il est nécessaire en premier lieu de disposer d'observations simultanées dans ces deux domaines. Or, si toutes les éruptions de H1743–322

ont été suivies presque quotidiennement en rayons X, seule une fraction de ces observations X ont bénéficié d’une couverture radio. Celles correspondant à l’état dur (HS) sont réparties sur 6 sursauts (Figure 7.8). Les observations à haute énergie que nous avons utilisées proviennent presque toutes du satellite *RXTE*, tandis que les observations radio proviennent des observatoires ATCA et VLA.

J’ai réduit toutes les données X disponibles en suivant les méthodes standards préconisées pour *RXTE* (Coriat et al. 2010). Pour caractériser les spectres obtenus, j’ai employé un modèle phénoménologique, composé d’une loi de puissance absorbée. Suivant l’état spectral et la luminosité de la source, une coupure à haute énergie, un disque multicolore et une raie d’émission du fer sont également nécessaires pour décrire les spectres. L’absorption interstellaire dans la direction de H1743–322 ne peut être contrainte par les observations *RXTE* : elle est en effet trop faible pour avoir un effet détectable par cet instrument qui opère au-delà de 3 keV. J’ai donc utilisé la valeur déduite d’observations *Swift* et *XMM/Newton* de la source fin 2008 (Prat et al. 2009) : $N_H = 1.8 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. À l’aide de cette valeur et du modèle phénoménologique, j’ai finalement calculé le flux non absorbé de la source, F_X , dans la bande 3-9 keV.

Les données radio ATCA et VLA à la fréquence de 8.5 GHz ont été réduites en suivant également les procédures standards préconisées pour ces instruments. Le comportement radio complet de la source au cours de ses différents sursauts est détaillé dans Coriat et al. (2010), et ne sera pas repris ici.

L’ensemble des flux X et radio obtenus sont tracés sur la Figure 7.8, où seul l’état dur de H1743–322 est considéré. Ce graphique montre deux domaines d’activité distincts. D’une part, au-delà d’un flux X de $\sim 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, une forte corrélation est visible entre F_{Rad} et F_X . Il s’agit là du comportement attendu d’après les observations d’autres microquasars. D’autre part, en dessous de ce flux limite, la pente de la corrélation diminue très fortement. Cette rupture de pente n’avait jusqu’ici jamais été observée pour les sources connues.

Si l’on calcule à présent le coefficient de corrélation pour la partie « haut flux » du graphique, un autre mystère émerge. En effet, en ajustant aux données une fonction de la forme $F_{Rad} = k F_X^b$, nous obtenons $k = 4.43 \times 10^{12}$ et $b = 1.38 \pm 0.03$. Or, les observations d’autres microquasars avaient mené jusqu’ici à une corrélation universelle dont l’indice b était situé dans la gamme $\sim 0.5 - 0.7$: la valeur obtenue dans le cas de H1743–322 est ainsi très différente de la valeur attendue d’après cette corrélation.

Regardons à présent comment H1743–322 se place par rapport à la corrélation universelle. Pour cela, il est nécessaire de passer du flux apparent à la luminosité des sources, en utilisant les distances établies dans la littérature. La Figure 7.9 montre ces flux X et radio absolus, pour les trois microquasars H1743–322, GX 339–4 et V404 Cyg. Les données correspondant à plusieurs systèmes contenant une étoile à neutrons ont été ajoutées pour comparaison. Sur ce graphique, le décalage entre H1743–322 et les autres microquasars est frappant. En effet, à haut flux, H1743–322 ne suit pas la tendance tracée par GX 339–4 et V404 Cyg, mais semble plutôt suivre la corrélation tracée par les systèmes à étoile à neutrons. À bas flux, en revanche, H1743–322 rejoint la tendance formée par les autres binaires X à trou noir. Comment interpréter ce comportement atypique ?

7.2.3 L’efficacité radiative de la couronne en cause ?

Jusqu’à présent, nous nous sommes contentés d’observer l’évolution corrélée de F_{Rad} et F_X . Essayons à présent, à l’aide d’arguments physiques, de prédire quelle devrait être la relation entre ces quantités. Tout d’abord, l’énergie des binaires X provient de l’énorme réservoir d’éner-

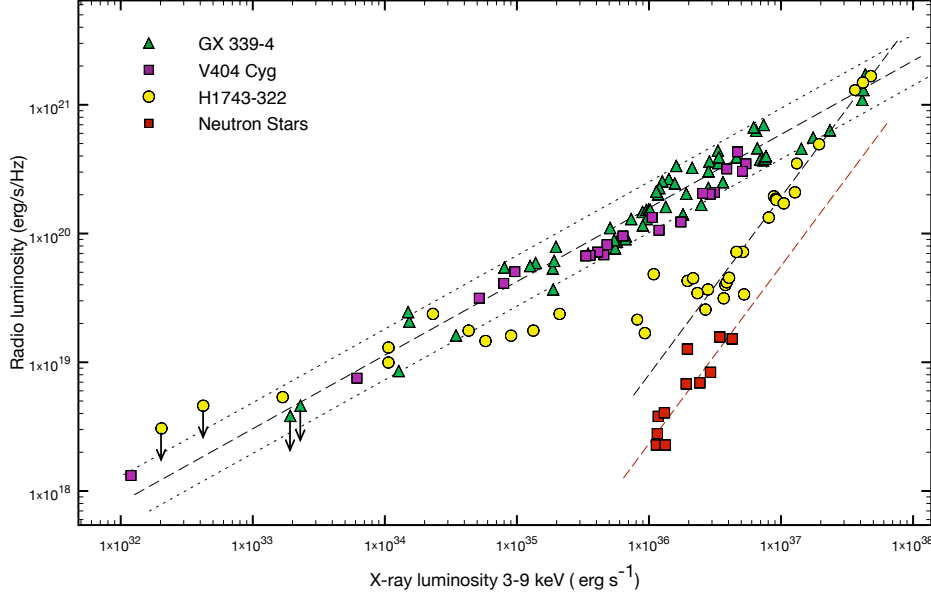


FIGURE 7.9 – Luminosités radio et X correspondant aux états HS de trois microquasars, ainsi qu’aux binaires X à étoile à neutrons étudiées par Migliari & Fender (2006). Les tiretés sont des ajustements aux ensembles constitués par les microquasars GX 339–4 et V404 Cyg d’une part, et par H1743–322 et les systèmes à étoile à neutrons d’autre part. Les fonctions utilisées pour ces ajustements sont de la forme $F_{Rad} \propto F_X^{0.6}$ et $F_{Rad} \propto F_X^{1.4}$, respectivement. Les pointillés correspondent à l’incertitude sur cet ajustement.

gie potentielle gravitationnelle que constitue le disque d’accrétion. Celui-ci fournit une énergie proportionnelle au taux d’accrétion de matière \dot{M} suivant $Q_{accr} = \eta \dot{M} c^2$, où η représente l’efficacité de conversion de l’énergie gravitationnelle au cours du processus.

La manière dont le jet est généré est encore sujette à débat, et en particulier la proportion de la puissance Q_{accr} emportée par le jet compact dépend des conditions physiques à la base du jet. Cependant, on peut supposer que la puissance emportée par le jet compact représente une fraction *constante* de la puissance d’accrétion : $Q_{jet} = f_j Q_{accr}$ (Blandford & Konigl 1979; Falcke & Biermann 1995). Nous avons donc $Q_{jet} \propto \dot{M}$. D’autre part, le jet rayonne principalement par effet synchrotron. La luminosité produite par ce phénomène à une fréquence donnée ν est caractérisée par la relation $L_\nu \propto Q_{jet}^\xi$ (Rybicki & Lightman 1979), où, dans le cas d’un jet optiquement épais, nous avons en général $\xi = 1.4$. Ainsi, en appliquant cette formule à la luminosité radio du jet, nous obtenons finalement $L_{Rad} \propto \dot{M}^{1.4}$.

A présent, il s’agit de relier la luminosité X du microquasar au taux d’accrétion. Pour cela, deux grandes catégories de processus existent : d’une part, les processus radiativement efficaces, c’est-à-dire les processus délivrant la majeure partie de la puissance gravitationnelle Q_{accr} sous forme lumineuse, et, d’autre part, les processus radiativement inefficaces. Dans la première catégorie, l’exemple le plus répandu est le modèle de disque α (Shakura & Sunyaev 1973). La seconde catégorie regroupe plusieurs modèles où une partie importante de l’énergie peut, au lieu d’être rayonnée, être soit advectionnée dans le trou noir (*Advection Dominated Accretion Flow*, ADAF, Ichimaru (1977)), soit transformée en énergie cinétique (*Advection Dominated Inflow-Outflow Solution*, ADIOS, Blandford & Begelman (1999)). Dans tous les cas, la luminosité X du microquasar peut s’écrire $L_X \propto \dot{M}^q$, où $q \sim 1$ dans le cas radiativement efficace, et $q \sim 2 - 3$ dans le cas radiativement inefficace.


En utilisant la relation obtenue pour L_{Rad} , nous obtenons donc finalement $L_{Rad} \propto L_X^{1.4}$ dans le cas radiativement efficace, et $L_{Rad} \propto L_X^{0.5-0.7}$ dans le second cas. *A priori*, le cas radiativement efficace $L_{Rad} \propto L_X^{1.4}$ correspond naturellement aux systèmes contenant une étoile à neutrons : dans ce cas en effet, la présence d’une surface solide entraîne la ré-émission totale de l’énergie gravitationnelle. Le cas $L_{Rad} \propto L_X^{0.5-0.7}$ correspond plutôt, lui, aux systèmes contenant un trou noir, où une partie importante de l’énergie peut franchir l’horizon sans espoir de retour. C’est ainsi qu’ont été interprétées les observations précédentes de la corrélation X-radio : les systèmes à étoile à neutrons suivent effectivement la première relation, tandis que les systèmes à trou noir GX 339–4 et V404 Cyg suivent la seconde.

Malheureusement, ce schéma ne convient pas à H1743–322. En effet, dans ce microquasar, bien que la nature de l’objet compact n’ait pas été confirmée dynamiquement, l’ensemble de ses caractéristiques spectrales et temporelles indiquent qu’il s’agit très probablement d’un trou noir (McClintock et al. 2009). La présence ou l’absence de surface n’est donc sans doute pas ici l’aspect déterminant la corrélation X-radio. De plus, le comportement de H1743–322 est très différent à faible et fort taux d’accrétion, ce qui ne peut provenir uniquement de la nature de l’objet compact. Ceci amène à penser que c’est la nature du processus d’accrétion lui-même qui entraîne le changement de pente dans H1743–322.

Nous pouvons imaginer un scénario simple expliquant le changement de comportement de H1743–322. Supposons qu’à fort taux d’accrétion, tout en restant dans l’état dur, le disque d’accrétion s’approche très près du trou noir. Dans ce cas, l’accrétion s’effectue presque directement depuis le disque, ce qui entraîne l’apparition de la relation $L_{Rad} \propto L_X^{1.4}$ observée à haut flux. À plus faible taux d’accrétion, cependant, le disque d’accrétion ne peut plus maintenir sa cohérence près du trou noir : une interface plus étendue se forme entre le disque et l’horizon, et prend la forme d’une couronne (chapitre 1). Plus le taux d’accrétion est faible, plus cette couronne prend de l’importance, et plus le processus d’accrétion devient radiativement inefficace. Ainsi, dans le diagramme de la Figure 7.9, la trajectoire de H1743–322 rejoint peu à peu le cas radiativement inefficace $L_{Rad} \propto L_X^{0.5-0.7}$.

Il s’agit là d’un scénario séduisant, mais très simpliste. Pourquoi, en effet, le processus d’accrétion de H1743–322 serait-il radiativement efficace à fort taux d’accrétion, et celui de GX 339–4 et V404 Cyg serait-il inefficace ? De plus, l’approximation importante faite dès le départ, supposant que la puissance emportée par le jet compact représente une fraction *constante* de la puissance d’accrétion, ne bénéficie pas de justification physique solide l’étayant. Pour une discussion plus complète et détaillée de ces limitations, ainsi que des implications de ce comportement pour la physique des jets compacts en général, je renvoie le lecteur à Coriat et al. (2010).

CONCLUSIONS DE LA DEUXIÈME PARTIE

 RÂCE aux nombreuses observations de microquasars aujourd'hui disponibles, il devient possible d'étudier chacune de leurs composantes non plus de manière isolée, mais en prenant en compte les interactions entre elles. Ainsi, à partir d'observations radio et X, nous avons pu constater deux types de liens observationnels entre ces deux domaines de longueur d'onde. D'une part, dans le cas de GRS 1915+105 et, probablement, de nombreuses autres sources, le comportement X est le déclencheur du comportement radio. Ainsi, un évènement très précis, un flash de lumière X, marque précisément le début d'une bouffée radio dans GRS 1915+105. De même, une modification spectrale majeure marque l'apparition d'éjections discrètes en radio pour plusieurs sources. D'autre part, durant les états durs, flux radio et flux X sont étroitement corrélés, ainsi que le montre le comportement de H1743–322.

Ces deux types de liens ne concernent cependant pas les mêmes éléments du microquasar. Dans le cas des bouffées radio, qui repèrent les éjections discrètes de matière, couronne et disque d'accrétion sont étroitement reliés. Ainsi, la transition spectrale correspond à deux phénomènes concomitants. D'une part, le bord interne du disque s'approche de l'objet compact et s'accroît en brillance (chapitre 5). D'autre part, la couronne semble diminuer en taille ou en densité (chapitre 7). Ces deux événements ayant lieu particulièrement rapidement dans le cas de GRS 1915+105 (chapitre 6). Ainsi, l'interaction étroite et manifeste entre disque et couronne précède de peu une éjection importante de matière.

Dans le cas de la corrélation X-radio, le lien s'effectue cette fois-ci entre disque et jet compact. Contrairement aux transitions spectrales, le phénomène n'est pas transitoire mais au contraire stable durant plusieurs semaines et plusieurs ordres de grandeur en luminosité (chapitre 7). L'interprétation de ce lien implique un transfert de matière continu entre le disque, où le taux d'accrétion est variable, et le jet, dont la luminosité dépend de manière non linéaire de l'apport de matière. L'indice de corrélation diffère dans le cas du microquasar H1743–322 par rapport aux autres systèmes étudiés, ce qui implique un cheminement différent depuis l'apport de matière par le disque jusqu'à l'émission ultime de lumière.

Globalement, l'étude multi-longueurs d'onde exposée dans cette partie affine le rôle moteur du disque d'accrétion dans l'évolution des microquasars. Ainsi, le disque détermine l'apparition d'une éruption elle-même, par le mécanisme du DIM. Mais il préside également à l'apparition d'un jet et à l'évolution de sa luminosité, à l'évolution du milieu coronal, ainsi qu'aux éjections discrètes de matière. Dans la partie suivante, nous verrons qu'un autre rôle peut échoir au disque d'accrétion : celui de générer des oscillations quasi-périodiques de basse fréquence, par l'intermédiaire d'un mécanisme d'instabilité affectant les parties internes du disque d'accrétion.

Troisième partie

Vers une modélisation

INTRODUCTION À LA TROISIÈME PARTIE

DEN presque un demi-siècle, les observations de binaires X ont repoussé très loin les limites de pans entiers de la physique : champs de gravité extrêmes, plasmas chauds ou accélérations jusqu'à des vitesses relativistes sont quelques uns des phénomènes que l'on ne pensait jamais pouvoir observer « en direct » avant de découvrir ces objets. Satellites et observatoires terrestres apportent chaque jour de nouveaux détails insoupçonnés sur ces objets, détails desquels naissent moult théories. Une expérimentation directe en laboratoire n'étant pas envisageable, ce sont les simulations numériques qui entrent alors en jeu pour confirmer et étendre les théories analytiques.

Dans ce contexte, plusieurs modèles de disques d'accrétion actuellement développés obtiennent des résultats encourageants. Dans cette partie, nous allons étudier l'un de ces modèles, qui prédit l'apparition d'une instabilité particulière dans le disque d'accrétion, instabilité dite d'accrétion-éjection (AEI). Cette instabilité apparaît lorsque la pression engendrée par le champ magnétique est du même ordre de grandeur que celle de la pression thermique dans le disque. À cette condition, une onde spirale de densité peut se développer dans la partie interne du disque, de forme comparable aux bras spiraux des galaxies (Figure 7.10). Elle se forme à l'intérieur d'une cavité résonnante dont la taille dépend de la position du bord interne du disque, et est capable d'extraire une partie de l'énergie d'accrétion depuis le bord interne pour l'amener plus loin à l'intérieur du disque. Au niveau du rayon de corotation, rayon où la fréquence de rotation de l'onde de densité égale la fréquence képlérienne du disque d'accrétion, un tourbillon de Rossby de forme et capte l'énergie et le moment angulaire amenés par l'onde. Si une couronne magnétisée est présente, ce tourbillon va alors tordre les lignes de champ magnétique, générant des ondes d'Alfvén vers la couronne (Varnière & Tagger 2002). L'AEI fournit ainsi un mécanisme permettant de lier accrétion et éjection de matière dans les microquasars.

D'autre part, l'AEI est également une instabilité prometteuse vis-à-vis des LFQPO. Ainsi, la vitesse de rotation de l'onde spirale est liée à la vitesse képlérienne du disque, et est caractérisée par une période de révolution représentant une dizaine de fois la période de révolution

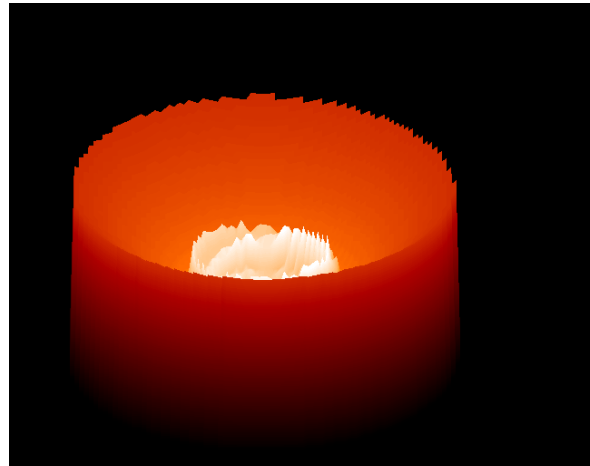


FIGURE 7.10 – Densité de surface dans le disque d'accrétion, lorsque s'y développe l'instabilité d'accrétion-éjection. Un fort mode $m = 1$ apparaît sous la forme d'une spirale. Afin d'améliorer la visibilité, la densité a été tracée en couleurs, en fausse 3D et le disque est vu sous un angle oblique.

du bord interne du disque d'accrétion (Tagger & Pellat 1999) : elle génère donc une fréquence compatible avec les observations de LFQPO. En outre, la fréquence de l'onde est susceptible de varier en fonction du rayon interne du disque. Cette relation, complexe, entre fréquence et rayon peut expliquer les évolutions de fréquences des LFQPO observées en particulier dans le cas de GRS 1915+105 (Rodriguez et al. 2002; Mikles et al. 2009). Enfin, les simulations numériques montrent que l'onde spirale reste approximativement stable à long terme, durant un temps suffisamment long pour expliquer la persistance des LFQPO (Caunt & Tagger 2001).

Ces caractéristiques encourageantes poussent à étudier plus avant l'AEI. En particulier, il serait intéressant de voir si cette instabilité peut générer non seulement la fréquence de la modulation de la courbe de lumière des microquasars, mais également son amplitude. Autrement dit, l'onde spirale est-elle capable de reproduire les $\sim 10 - 20\%$ d'amplitude RMS atteinte par les LFQPO ?

La réponse à cette question est limitée par plusieurs obstacles techniques, dont au moins deux sont à l'heure actuelle insurmontables. Du point de vue observationnel, il est impossible de résoudre directement le disque d'accrétion des microquasars, objets beaucoup trop distants, et donc illusoire d'espérer observer la spirale de densité elle-même. Il est donc nécessaire d'estimer son influence à grande échelle sur la courbe de lumière du système entier, seule observable accessible en pratique. Du point de vue numérique, si l'on désirait réaliser une simulation à trois dimensions de l'AEI, il faudrait y inclure à la fois le disque d'accrétion et la couronne, milieux de caractéristiques physiques très différentes (présentant en particulier un saut de densité à l'interface), ainsi qu'un champ magnétique vertical de l'ordre de l'équipartition. Or, à trois dimensions, aucun état d'équilibre non trivial d'un tel système n'est connu analytiquement ; il est donc extrêmement délicat d'initialiser une simulation numérique, ce qui limite pour l'instant l'étude à des modèles à deux dimensions.

Pour contourner ces obstacles, l'idée que je développe dans cette partie consiste à estimer l'épaississement local du disque d'accrétion dû à la présence de l'onde. Si le disque est observé selon une inclinaison importante, cet épaississement pourra causer un effet de masquage et donc, au cours de la rotation, une modulation de la courbe de lumière. Le calcul de cette modulation donnera un ordre de grandeur de la modulation d'amplitude que peut entraîner l'AEI, dans la bande spectrale caractéristique de l'émission du disque d'accrétion.

Un premier calcul de cette modulation a été effectué par Varnière et al. (2003). En prenant l'état physique du disque d'accrétion à deux dimensions à un instant donné, et en supposant que l'équilibre hydrostatique est vérifié à tout instant dans le disque, ces auteurs ont ainsi estimé un pourcentage RMS maximal de l'ordre de 5% (et jusqu'à 10% dans des conditions extrêmes). Cependant, il est possible que cette valeur soit faussée par l'hypothèse d'équilibre hydrostatique : après chaque passage de l'onde, le disque n'a en réalité pas le temps de se refroidir. Il est ainsi possible qu'un phénomène d'amplification ait lieu, chaque passage de l'onde augmentant la perturbation locale de densité. C'est pourquoi il est nécessaire d'estimer de façon *dynamique* l'épaississement du disque, en ajoutant au code numérique en deux dimensions un module permettant d'estimer l'épaisseur instantanée du disque d'accrétion. Cette estimation constitue le cœur de mon travail de simulation, que je décris dans ce chapitre.

VERS UNE SIMULATION DU DISQUE D'ACCRÉTION

8

8.1	Présentation de l'instabilité d'accrétion-éjection	125
8.2	Équations magnétohydrodynamiques dans le disque	130
8.2.1	Equations MHD vectorielles	130
8.2.2	Équations sur la quantité de mouvement	131
8.2.3	Équations sur la densité, l'épaisseur et le champ magnétique vertical	134
8.3	Le schéma numérique employé	134
8.3.1	L'étape d'advection	135
8.3.2	Les termes source	135
8.3.3	Calcul de l'épaississement du disque	136
8.4	Résumé général	138
8.5	Validation du code	139
8.5.1	Validation de l'étape d'épaississement	139
8.5.2	Stabilité du disque et génération de l'AEI	139
8.5.3	Condition au bord interne	141
8.5.4	Évolution de l'épaisseur du disque	144
8.6	Résultats : amplitude des QPO générés par l'AEI	145
8.6.1	Calcul de l'amplitude de la modulation	145
8.6.2	Comparaison avec l'ordre 0	146
8.7	Conclusions	148

DANS ce chapitre, je décris les améliorations que j'ai apportées à un code simulant l'instabilité d'accrétion-éjection (AEI), afin de relier les prédictions théoriques aux observations. Je décrirai en premier lieu les caractéristiques physiques de l'AEI, et en particulier les liens avec les oscillations quasi-périodiques de basse fréquence (LFQPO) observées dans les microquasars. Ensuite, je détaillerai les équations régissant le modèle ainsi que ses hypothèses, avant de présenter la manière dont ces équations sont implémentées dans le code. Après la validation des modifications apportées au code, je conclurai en comparant les résultats obtenus aux observations.

8.1 Présentation de l'instabilité d'accrétion-éjection

L'AEI est une instabilité se développant dans la partie interne d'un disque d'accrétion, dont un schéma est présenté sur la Figure 8.1. Dans le modèle que j'utilise, le disque est supposé infiniment mince afin de simplifier les équations et de se limiter à des simulations à deux dimensions.

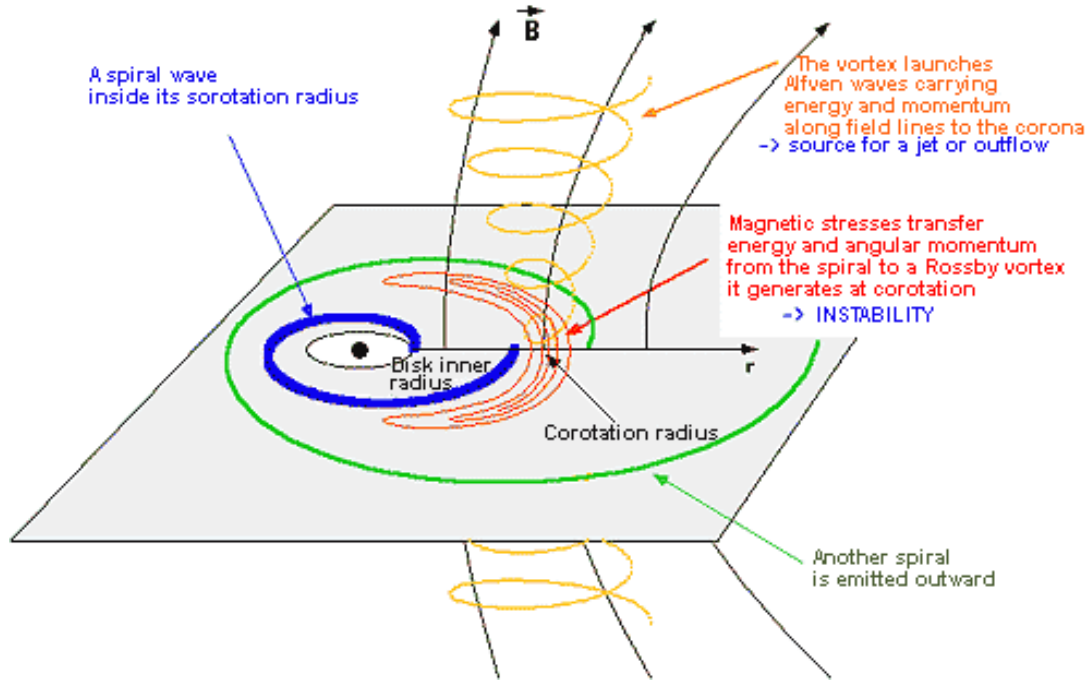


FIGURE 8.1 – L’AEI est formée d’une onde spirale, qui se propage entre le bord interne du disque et le rayon de corotation (le rayon où l’onde se déplace à la vitesse azimuthale du gaz). Ensuite, l’onde interagit avec un tourbillon de Rossby en forme de croissant, auquel elle transfère l’énergie d’accrétion et le moment angulaire extrait du disque. Si une couronne est présente, alors le tourbillon peut y générer des ondes d’Alfvén, et ainsi y déposer une partie de l’énergie et du moment angulaire (Tagger et al. 2004).

Cette supposition est justifiée par le fait que la longueur d’onde de l’AEI est plus grande que l’épaisseur du disque¹ et, donc, l’instabilité est quasi-invariante le long de l’épaisseur (Tagger et al. 1992). D’autre part, le disque est traversé par un champ magnétique vertical à grande échelle dont la pression magnétique est comparable à la pression thermique dans le disque. En pratique, ce champ peut être généré, par exemple, par un courant électrique en forme d’anneau se propageant entre le bord interne du disque et l’objet compact.

Lorsque ces conditions sont remplies, Tagger & Pellat (1999) ont montré qu’une onde spirale peut se propager au sein du disque. Son nombre d’onde peut être soit positif ($k(r) > 0$), et dans ce cas sa vitesse de groupe est dirigée vers la région de corotation (région où la vitesse de l’onde égale celle du gaz composant le disque), soit négatif ($k(r) < 0$), et dans ce cas sa vitesse de groupe l’éloigne de la région de corotation. Ces caractéristiques sont valables dans deux régions distinctes : celle formée entre la région de corotation et le bord externe, et celle formée entre cette même région de corotation et le bord interne. Dans la zone de corotation elle-même, ces ondes sont évanescentes. L’onde acquiert une forme spirale car son nombre d’onde radial est bien plus important que son nombre d’onde azimuthal. Suivant ces caractéristiques, deux ondes spirales peuvent donc se former, enroulées dans des directions opposées.

Dans la partie interne du disque, une cavité amplificatrice peut se former, ce qui mène à l’apparition d’ondes de grande amplitude; voyons comment. Prenons une onde comportant deux bras spiraux (mode $m = 2$), située entre le bord interne et la région de corotation, et se

1. Contrairement à d’autres mécanismes couramment étudiés, tel celui de l’instabilité magnéto-rotationnelle (MRI Balbus & Hawley 1991).

déplaçant initialement vers l'extérieur du disque. Au niveau de la résonance interne de Lindblad (rayon où, dans ce cas, l'onde effectue deux révolutions pour trois révolutions de la matière), elle va être réfléchiée et se diriger de nouveau vers le bord interne. Une fois arrivée au bord interne du disque, les conditions au bords considérées habituellement vont permettre à cette onde d'être à nouveau réfléchiée. Une cavité est donc formée : pour un ensemble discret de fréquences, l'onde réfléchiée au bord interne a la même phase que l'onde initiale, formant une onde stationnaire nommée un *mode normal*.

D'autre part, les ondes spirales peuvent également se propager dans la zone située au-delà de la région de corotation (Figure 8.1). Les ondes situées dans la région interne possèdent une énergie *négative* (elle ont un mouvement de rotation plus lent que le gaz), tandis que celles situées dans la région externe ont une énergie *positive* (rotation plus rapide). Bien qu'entre les résonances interne et externe de Lindblad elles ne puissent pas se propager, elles peuvent tout de même franchir cette zone par effet tunnel. Ainsi, à chaque réflexion à la résonance interne, l'onde spirale située dans la cavité interne perd de l'énergie au profit de l'onde située au-delà de la région de corotation. Son énergie est alors, en valeur absolue, plus importante : l'amplitude de l'onde augmente ainsi après chaque réflexion. L'effet tunnel fait que cette amplification est faible à chaque passage mais, comme elle a lieu à chaque aller-retour de l'onde, elle peut mener *in fine* à une onde d'amplitude importante.

Dans le même temps, l'onde peut également perdre de l'énergie au profit d'un tourbillon de Rossby qui se forme dans la région de corotation (Tagger & Pellat 1999), ce qui accélère le phénomène d'amplification au sein de la cavité. Ce tourbillon stocke donc une partie de l'énergie provenant du bord interne du disque, tandis que l'onde externe en emporte une autre partie. Par un mouvement de torsion (l'onde spirale étant essentiellement une onde de compression), le tourbillon de Rossby est alors capable de générer des ondes d'Alfvén perpendiculairement au disque (Varnière & Tagger 2002). De cette manière, l'AEI extrait de l'énergie et du moment angulaire du disque, et peut éventuellement nourrir une couronne ou un jet compact.

Une fois formés au sein de la cavité, les modes normaux oscillent à une fraction de quelques dixièmes de la fréquence de rotation du bord interne du disque d'accrétion (Varnière et al. 2002) : il s'agit donc d'une source potentielle des LFQPO. La Figure 8.2 montre visuellement comment cette instabilité se développe dans le disque interne, avec un nombre variable de bras spiraux : un mode sera dit $m = 1$ lorsqu'un bras spiral apparaît, $m = 2$ pour deux bras, etc.

L'AEI se développe à deux conditions. D'une part, le champ magnétique dans le disque doit être proche de l'équipartition : si l'on note P la pression du gaz et B le champ magnétique, l'équipartition correspond à un rapport β de la pression du gaz et de la pression magnétique valant 1 ($\beta = 8\pi P/B^2 \sim 1$). D'autre part, la présence de l'AEI dépend du profil de magnétovortensité dans le disque, cette quantité étant définie par :

$$\mathcal{L}_B = \frac{\kappa^2 \Sigma}{2\Omega B^2},$$

où Ω est la fréquence de rotation du disque, Σ la densité surfacique et κ est la fréquence épicyclique ($\kappa^2 = 4\Omega^2 + 2\Omega r \frac{d\Omega}{dr}$, κ étant égale à la fréquence képlérienne de révolution dans le cas d'un disque soumis à un potentiel newtonien). Si $\partial_r \mathcal{L}_B$ est positif dans le disque, alors l'AEI peut se développer (Tagger & Pellat 1999). Cette condition dépend des profils de densité et de champ magnétique dans le disque, profils qui ne sont pas connus *a priori* dans un contexte astrophysique. Cependant, la plupart des profils « réalistes », et en particulier ceux nécessaires aux modèles de jets relativistes, remplissent bien la condition $\partial_r \mathcal{L}_B > 0$.

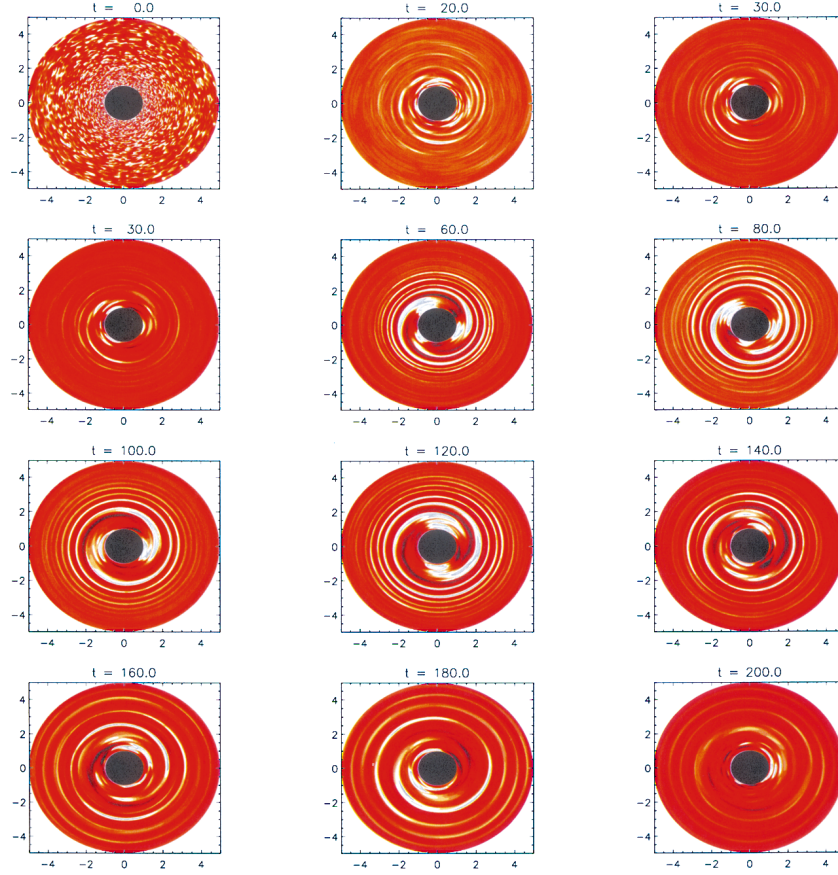


FIGURE 8.2 – Évolution de l'AEI au sein du disque, au cours du temps, vue à l'aide du tracé des lignes de niveaux de la vitesse radiale v_r . L'instabilité forme au départ une structure de mode $m = 3$ (trois bras spiraux), puis évolue en mode $m = 2$ puis $m = 1$. Les temps sont indiqués en périodes de rotation du bord interne du disque (Caunt & Tagger 2001).

L'AEI est donc un mécanisme prometteur permettant d'expliquer à la fois la présence de LFQPO dans les microquasars, ainsi que l'extraction d'énergie permettant d'alimenter une couronne ou un jet compact. Afin de vérifier la validité de ce mécanisme, il faut maintenant le confronter aux observations. Déjà, la fréquence prédite par ce mécanisme est cohérente avec les observations. En effet, l'AEI crée une oscillation dont la fréquence dépend de façon non-linéaire de la valeur du rayon interne du disque d'accrétion. En particulier, si l'on prend en compte les effets relativistes, elle prédit que la corrélation entre rayon interne et fréquence du LFQPO change de signe lorsque le rayon dépasse un certain seuil, ce qui est observé dans GRO J1655–40 (Varnière et al. 2002) et GRS 1915+105 (Mikles et al. 2009).

Ici, nous allons chercher à calculer l'amplitude de la modulation engendrée par l'AEI, et la comparer aux observations de LFQPO. L'amplitude des LFQPO n'est pas une quantité indépendante de la bande d'énergie d'observation. Ainsi, plusieurs « spectres » (l'amplitude de l'oscillation en fonction de l'énergie) de LFQPO ont été obtenus récemment dans le cas de GRS 1915+105 par Rodriguez et al. (2004, 2008b). Ces spectres se composent d'une loi de puissance coupée à haute énergie, semblable dans leur forme au spectre d'un milieu rayonnant par effet Compton inverse (Figure 8.3). Cependant, en comparant le spectre du LFQPO à celui de la couronne au même instant, Rodriguez et al. (2008b) ont montré que ces deux spectres sont

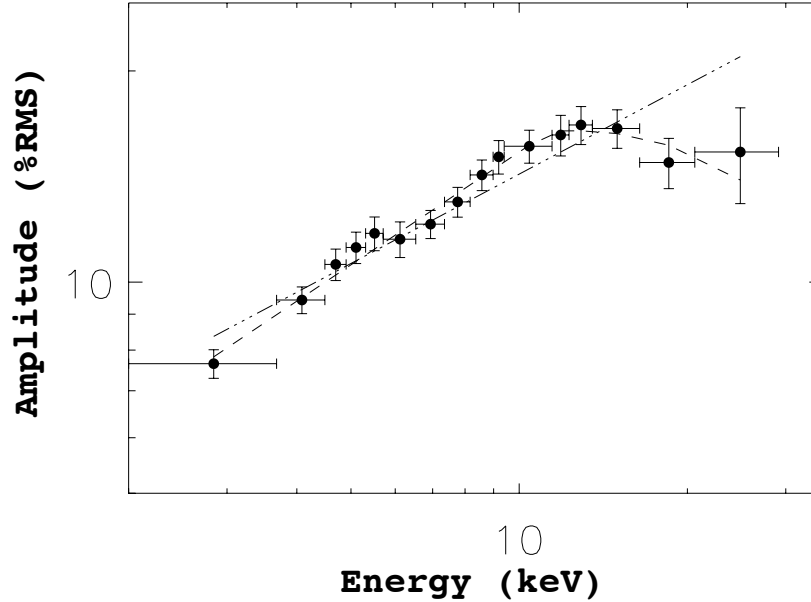


FIGURE 8.3 – Spectre d’une oscillation quasi-périodique de basse fréquence, obtenu lors d’une observation simultanée *RXTE/INTEGRAL* de *GRS 1915+105* en 2005. Deux modèles ont été superposés aux données : un modèle en loi de puissance, représenté par un tireté mixte, et un modèle en loi de puissance coupée à haute énergie, représenté par le tireté. Le second modèle est ici en meilleur accord avec les données. D’après Rodriguez et al. (2008b).

incompatibles. Ainsi, le LFQPO ne provient sans doute pas exclusivement d’une oscillation de la couronne, bien que ce milieu joue certainement un rôle majeur. Dans ce cadre, l’AEI est susceptible d’expliquer la présence des oscillations de deux manières. D’une part, en entraînant un épaississement local du disque, l’AEI peut entraîner une modulation de son flux si le disque est vu sous un angle important. Cet effet pourrait contribuer significativement à la partie basse énergie du LFQPO, jusqu’à ~ 5 keV. D’autre part, l’AEI entraîne l’émission d’ondes d’Alfvén dans la couronne, lesquelles sont susceptibles d’entraîner une réponse quasi-périodique de ce milieu. Ce phénomène pourrait expliquer la seconde partie du spectre du LFQPO, et en particulier la coupure à haute énergie. Le spectre du LFQPO résulterait alors de la somme de ces deux contributions, auxquelles s’ajouterait la Comptonisation de la partie basse énergie du spectre par les électrons de la couronne. Cependant, la simulation de cette interaction complexe entre disque et couronne demande l’élaboration d’un code numérique entièrement nouveau, prenant en compte le transfert radiatif entre disque et couronne, et dépasse très largement le cadre de ce travail. Dans la suite, je m’intéresserai donc au premier effet de l’AEI, celui entraînant une modulation du flux du disque d’accrétion et susceptible d’expliquer la partie basse énergie des spectres de LFQPO.

8.2 Équations magnétohydrodynamiques dans le disque

Nous considérerons un disque d'accrétion infiniment mince, en orbite autour d'un objet central massif, et traversé par un champ magnétique à grande échelle, poloïdal. Ce champ est supposé symétrique par rapport au plan du disque et, donc, purement vertical en $z = 0$. Il s'agit d'un modèle à deux dimensions, en coordonnées cylindriques (Caunt & Tagger 2001) : au sein du disque, toutes les quantités sont supposées indépendantes de z , et ne sont calculées que pour leurs composantes (r, ϕ) . Le disque est plongé dans le vide, et ne prend donc pas en compte la présence d'une couronne. Ceci permet de calculer le champ magnétique en dehors du disque (et donc à ses surfaces) à partir d'un potentiel magnétique : ce potentiel dépend du saut de champ magnétique entre les deux surfaces du disque, générateur de courants au sein du disque. Concernant l'épaississement du disque, seuls les mouvements symétriques par rapport au plan seront considérés. Ceci provient de la symétrie du champ de gravité du disque, qui n'engendre donc que des modes symétriques. L'AEI étant quasi-invariante selon z , elle ne sera pas non plus susceptible d'engendrer des torsions selon l'axe vertical.

Les variables utilisées pour caractériser le disque sont la densité de surface Σ (qui provient de l'intégration de la densité ρ), le champ des vitesses dans le disque \mathbf{v} , la densité d'énergie interne e , l'épaisseur du disque H et la composante verticale du champ magnétique B_z . Concernant la vitesse azimuthale, la variable utilisée sera la vitesse *perturbée* v_ϕ , définie comme la déviation de la vitesse azimuthale totale U_ϕ par rapport à la vitesse Keplerienne v_K : $U_\phi = v_K + v_\phi$. En utilisant comme variable cette composante perturbée v_ϕ plutôt que U_ϕ , le code est moins sujet à des erreurs d'arrondis lorsque la vitesse azimuthale augmente fortement.

8.2.1 Equations MHD vectorielles

Nous considérons un disque de plasma, plongé dans un champ magnétique à grande échelle. Ce champ magnétique influence les particules du plasma qui, à leur tour, peuvent influencer la force et la distribution du champ magnétique par leurs mouvements. Si l'on étudie un tel système à l'échelle microscopique, l'évolution du plasma est décrite par les équations de Maxwell-Boltzmann qui gouvernent la distribution en énergie des particules. À l'échelle macroscopique, cependant, ce même système peut être décrit statistiquement à l'aide des équations classiques de la magnétohydrodynamique (MHD) idéale. Dans le cas qui nous intéresse, celles-ci s'expriment selon (Jackson 1975) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (8.1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \frac{1}{4\pi} (\nabla \wedge \mathbf{B}) \wedge \mathbf{B} \quad (8.2)$$

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{e}{\rho} \right) = -P \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (8.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \wedge (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \quad (8.4)$$

où $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ est la dérivée lagrangienne, P la pression et \mathbf{g} le champ de gravité dans le disque. Les trois premières équations sont des équations de conservation : (8.1) exprime la conservation de la masse, dite aussi équation de continuité, (8.2) exprime la conservation de la quantité de mouvement, tandis que (8.3) exprime la conservation de l'énergie interne. L'équation (8.4) est la loi de Faraday, qui exprime dans ce cas l'advection du champ magnétique.

L'évolution de l'épaisseur du disque peut à son tour être décrite suivant Stehle & Spruit (1999) à l'aide d'une position verticale normalisée $\zeta = z/H$, où $H(r, \phi, t)$ est un facteur d'échelle indépendant de z . H mesure l'épaississement local du disque et est choisi de telle manière que ζ soit constant le long d'une ligne de courant du fluide :

$$\frac{D\zeta}{Dt} = 0 \quad (8.5)$$

Afin d'implémenter ces équations dans un code informatique, il est plus sage de les modifier pour les rendre au préalable conservatives, afin de garantir la stabilité du code. Pour cela, je m'appuierai fortement sur Caunt & Tagger (2001) et Stehle & Spruit (1999), tout en en détaillant un peu plus le raisonnement.

8.2.2 Équations sur la quantité de mouvement

Nous allons commencer par expliciter les équations sur la quantité de mouvement (8.2). Développons tout d'abord le terme de gauche en \mathbf{v} . Le terme d'advection d'écrit, en notant e_i les composantes des vecteurs unitaires en coordonnées cylindriques,

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \begin{pmatrix} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \\ v_r \frac{\partial U_\phi}{\partial r} + \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial U_\phi}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial U_\phi}{\partial z} \\ v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{pmatrix} + \mathbf{v} \cdot (\mathbf{v} \cdot \nabla) \begin{pmatrix} v_r \\ U_\phi \\ v_z \end{pmatrix} \quad (8.6)$$

D'autre part, nous avons $\frac{\partial \mathbf{e}_r}{\partial \phi} = e_\phi$, $\frac{\partial \mathbf{e}_\phi}{\partial \phi} = -e_r$, toutes les autres dérivées de vecteurs unitaires étant nulles. Le second terme de (8.6) se simplifie donc en :

$$v_r * \left[v_r \frac{\partial \mathbf{e}_r}{\partial r} + \frac{e_\phi}{r} \frac{\partial \mathbf{e}_r}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial \mathbf{e}_r}{\partial z} \right] = v_r \frac{U_\phi}{r} \mathbf{e}_\phi \quad (8.7)$$

$$U_\phi * \left[v_r \frac{\partial \mathbf{e}_\phi}{\partial r} + \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial \mathbf{e}_\phi}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial \mathbf{e}_\phi}{\partial z} \right] = -\frac{U_\phi^2}{r} \mathbf{e}_r \quad (8.8)$$

$$v_z * \left[v_r \frac{\partial \mathbf{e}_z}{\partial r} + \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial \mathbf{e}_z}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial \mathbf{e}_z}{\partial z} \right] = 0 \quad (8.9)$$

Comme souvent en astrophysique, le disque d'accrétion est mince : les observations indiquent un rapport entre l'épaisseur et le rayon $\frac{H}{r} \sim 10^{-2}$. Ceci permet de simplifier grandement les équations par l'approximation disque mince, qui consiste à faire un développement au premier ordre en le terme $\frac{H}{r}$, c'est-à-dire à négliger tous les termes en $O(H^2/r^2)$. Cette approximation se traduit également par $v_z \lesssim \frac{H}{r} v_r$, $\partial_z \approx \frac{H}{r} \partial_r$ et $\partial_r \approx \frac{1}{r}$. Ainsi, au premier ordre (8.6) devient :

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \begin{pmatrix} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{U_\phi^2}{r} \\ v_r \frac{\partial U_\phi}{\partial r} + \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial U_\phi}{\partial \phi} - \frac{v_r U_\phi}{r} \\ v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (8.10)$$

En revenant à l'équation complète (8.2), dont on explicite le gradient de pression, il vient finalement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} = & -v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{U_\phi^2}{r} \\ & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + g_r + \frac{1}{\rho} (\mathbf{j} \wedge \mathbf{B})_r \end{aligned} \quad (8.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_\phi}{\partial t} = & -v_r \frac{\partial U_\phi}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial U_\phi}{\partial \phi} + \frac{v_r U_\phi}{r} \\ & - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \phi} + g_\phi + \frac{1}{\rho} (\mathbf{j} \wedge \mathbf{B})_\phi \end{aligned} \quad (8.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_z}{\partial t} = & -v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \phi} - v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + g_z + \frac{1}{\rho} (\mathbf{j} \wedge \mathbf{B})_z \end{aligned} \quad (8.13)$$

Dans cette expression, il reste à expliciter les termes en \mathbf{B} . En unités cgs, nous avons $\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \nabla \wedge \mathbf{B}$. Donc,

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \begin{pmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \phi} - \frac{\partial B_\phi}{\partial z} \\ \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial \phi} \right) \end{pmatrix} \quad (8.14)$$

En utilisant à nouveau l'approximation disque mince, le produit vectoriel avec \mathbf{B} donne :

$$\mathbf{j} \wedge \mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} \begin{pmatrix} B_z \frac{\partial B_r}{\partial z} \\ B_z \frac{\partial B_\phi}{\partial z} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (8.15)$$

Enfin, en réécrivant cette expression dans les équations (8.11) à (8.13), nous obtenons finalement les équations sur le champ de vitesses :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} = & -v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{U_\phi^2}{r} \\ & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + g_r + \frac{1}{4\pi\rho} B_z \frac{\partial B_r}{\partial z} \end{aligned} \quad (8.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_\phi}{\partial t} = & -v_r \frac{\partial U_\phi}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial U_\phi}{\partial \phi} + \frac{v_r U_\phi}{r} \\ & - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \phi} + g_\phi + \frac{1}{4\pi\rho} B_z \frac{\partial B_\phi}{\partial z} \end{aligned} \quad (8.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_z}{\partial t} = & -v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \phi} - v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + g_z \end{aligned} \quad (8.18)$$

Dans le modèle décrit jusqu'ici, chaque quantité est supposée indépendante de z . Il est donc possible d'intégrer les équations précédentes selon la hauteur. Notons v_K la vitesse Keplerienne

dans le disque : $v_K = \sqrt{GM/r}$. Dans le cas où le champ de gravité provient uniquement de l'objet central, nous avons $g_r = \frac{v_K^2}{r}$ et $g_\phi = 0$ (Stehle & Spruit 1999). D'autre part, pour améliorer la stabilité numérique du code, nous remplaçons la vitesse azimuthale par l'écart à la vitesse Keplerienne : $v_\phi = U_\phi - v_K$. Pour les composantes radiale et azimuthale, en intégrant de $z = -\infty$ à $z = +\infty$, ceci donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} = & -\frac{1}{\Sigma} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{v_\phi^2}{r} + \frac{2v_\phi v_K}{r} + \frac{B_z \Delta B_r}{4\pi \Sigma} \\ & -v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (8.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\phi}{\partial t} = & -\frac{1}{\Sigma r} \frac{\partial P}{\partial \phi} + \frac{B_z \Delta B_\phi}{4\pi \Sigma} + \frac{v_r U_\phi}{r} \\ & -v_r \frac{\partial U_\phi}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial U_\phi}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (8.20)$$

Bien sûr, la composante verticale v_z étant paire, il n'est pas possible de l'intégrer de $z = -\infty$ à $z = +\infty$: l'intégration ne peut se faire que sur une moitié de disque. Si l'on se place près du plan médian du disque, un développement limité donne $v_z(r, \phi, z) = zv_z^+(r, \phi)$, où v_z^+ est indépendant de z . Dans la suite, nous supposons que ce développement est également valable pour l'ensemble du disque, et non seulement près du plan médian (Stehle & Spruit 1999). Cette approximation est valable lorsque l'épaisseur du disque reste faible par rapport aux longueurs d'onde horizontales. Ce qui est bien le cas pour l'AEI : en effet, la cavité interne est comprise entre le bord interne et la région de corotation, située à quelques fois le rayon interne du disque. Les fréquences de l'onde spirale amplifiées par l'AEI sont celles de m faible, dont les longueurs d'onde sont donc comparable au rayon interne du disque. Valeur qui reste très supérieure à l'épaisseur du disque, pour laquelle le modèle de Shakura & Sunyaev (1973) appliqué aux observations indique $H/r \sim 10^{-2}$.

Nous posons également $g_z = -zg_z^*$, afin de manipuler une quantité positive. L'équation sur la composante verticale devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial zv_z^+}{\partial t} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - zg_z^* \\ & -v_r \frac{\partial zv_z^+}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial zv_z^+}{\partial \phi} - zv_z^{+2} \end{aligned} \quad (8.21)$$

En notant $R = \int_0^\infty z\rho dz$, et P_c la pression en $z = 0$, on peut intégrer cette équation sur une demie-épaisseur du disque, pour obtenir :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_z^+}{\partial t} = & \frac{P_c}{R} - g_z^* - v_z^{+2} \\ & -v_r \frac{\partial v_z^+}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_z^+}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (8.22)$$

Afin de résoudre cette équation, il reste à relier R et P_c à la densité surfacique du disque Σ . Pour cela, nous adoptons une approximation polytropique pour le disque, donnant accès à la densité :

$$\Sigma = \int_0^\infty \rho_c e^{\frac{z^2}{2H^2}} dz = \sqrt{2\pi} \rho_c H \quad (8.23)$$

$$R = \int_0^\infty \rho_c e^{\frac{z^2}{2H^2}} z dz = \rho_c H^2 = \frac{\Sigma H}{\sqrt{2\pi}} \quad (8.24)$$

$$\Pi = \int_0^\infty P dz = \frac{\Sigma P_c}{\rho_c} \quad (8.25)$$

Ici, ρ_c est la densité en $z = 0$ dans le disque. L'épaisseur caractéristique du disque est définie par $H_c^2 = c_s^2/g_z^*$, où c_s est la vitesse du son dans le disque : $c_s = P/\rho$. Avec ces notations, nous obtenons l'équation finale sur la composante verticale :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_z^+}{\partial t} &= g_z^* \left(\frac{H_c^2}{H^2} - 1 \right) - v_z^{+2} \\ &\quad - v_r \frac{\partial v_z^+}{\partial r} - \frac{v U_\phi}{r} \frac{\partial v_z^+}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (8.26)$$

8.2.3 Équations sur la densité, l'épaisseur et le champ magnétique vertical

Jusqu'ici, nous n'avons traité qu'une seule des équations listées à la section 8.2.1. Les autres s'explicitent plus aisément. Ainsi, (8.1), (8.4) s'explicitent directement, après intégration sur l'épaisseur :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial(\Sigma r v_r)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(\Sigma U_\phi)}{\partial \phi} \quad (8.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z}{\partial t} &= [\mathbf{rot}(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B})]_z \\ &= -\frac{1}{r} \frac{\partial(B_z r v_r)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(B_z U_\phi)}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (8.28)$$

L'équation de conservation de l'énergie 8.3 est traitée un peu plus bas, après la description du schéma numérique. Enfin, concernant l'évolution de l'épaisseur régie par l'équation 8.5, en remplaçant la vitesse verticale v_z par v_z^+ il vient directement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} &= v_z^+ H \\ &\quad - v_r \frac{\partial H}{\partial r} - \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial H}{\partial \phi}, \end{aligned} \quad (8.29)$$

8.3 Le schéma numérique employé

Afin de résoudre les équations MHD, Caunt & Tagger (2001) utilisent une méthode aux différences finies. Le disque d'accrétion est représenté par une grille alternée : les quantités vectorielles sont calculées aux faces de chaque cellule, tandis que les quantités scalaires le sont au centre des cellules. Il s'agit là d'une des méthodes couramment utilisées en simulations numériques pour assurer la conservation des flux dans le disque. À chaque pas de temps, les quantités sont mises à

jour en plusieurs temps, séparant les termes conservatifs des termes non conservatifs (advection). Les équations gérant l'épaississement du disque sont résolues au moment de la prise en compte de l'advection, après l'ajout des termes prenant en compte l'advection radiale et avant la prise en compte de l'advection azimuthale (Figure 8.4).

8.3.1 L'étape d'advection

Cette étape prend en compte l'advection dans le fluide. Pour une quantité numérique X , elle s'écrit :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r X)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(U_\phi X)}{\partial \phi} \quad (8.30)$$

Le premier terme correspond à l'advection radiale, le second à l'advection azimuthale. Pour prendre en compte numériquement ces termes, les équations doivent au préalable être écrites sous forme conservative : les termes qui ne peuvent pas se mettre sous la forme d'une équation d'advection (termes « source ») sont séparés des termes conservant le flux d'advection. Ceci afin de limiter les imprécisions inhérentes à la résolution d'équations aux différences finies sur une grille (Stone & Norman 1992a). Pour résoudre ce problème, Norman et al. (1980) ont introduit la notion de « transport cohérent ». L'idée est de rendre les flux de chacune des variables cohérent avec le flux de *masse* transporté au sein de la grille. Cette méthode permet de limiter la diffusion numérique locale, et améliore grandement la conservation locale du moment angulaire.

En pratique, cela signifie qu'il faut utiliser des variables différentes pour les étapes source et advection, afin d'utiliser, pour l'étape d'advection, des variables se comportant comme la densité. Ainsi, les vitesses seront remplacées par les quantités de mouvement, et l'épaisseur du disque par l'énergie potentielle verticale (Stehle & Spruit 1999).

Pour illustrer ceci, voyons ce qu'il se passe pour la quantité de mouvement radiale p_r . Elle est définie par $p_r = \Sigma v_r$. Puisque les termes source de (8.19) ont déjà été pris en compte, p_r vérifie :

$$\frac{\partial p_r}{\partial t} = v_r \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \Sigma \frac{\partial v_r}{\partial t} \quad (8.31)$$

Donc,

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_r}{\partial t} &= -\frac{v_r}{r} \frac{\partial(\Sigma r v_r)}{\partial r} - \frac{v_r}{r} \frac{\partial(\Sigma U_\phi)}{\partial \phi} - \Sigma v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \Sigma \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} \\ &= -\frac{1}{r} \frac{\partial(r v_r p_r)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(U_\phi p_r)}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (8.32)$$

Ainsi, l'advection de p_r suit bien les mêmes équations que Σ . Ce comportement sera identique pour la quantité de mouvement azimuthale p_ϕ et le champ magnétique B_z .

8.3.2 Les termes source

Durant cette étape, on ajoute les termes liés aux forces de pression (interne et magnétique), ceux liés à la gravité de l'objet compact et les forces d'inertie. Ceci se traduit par :

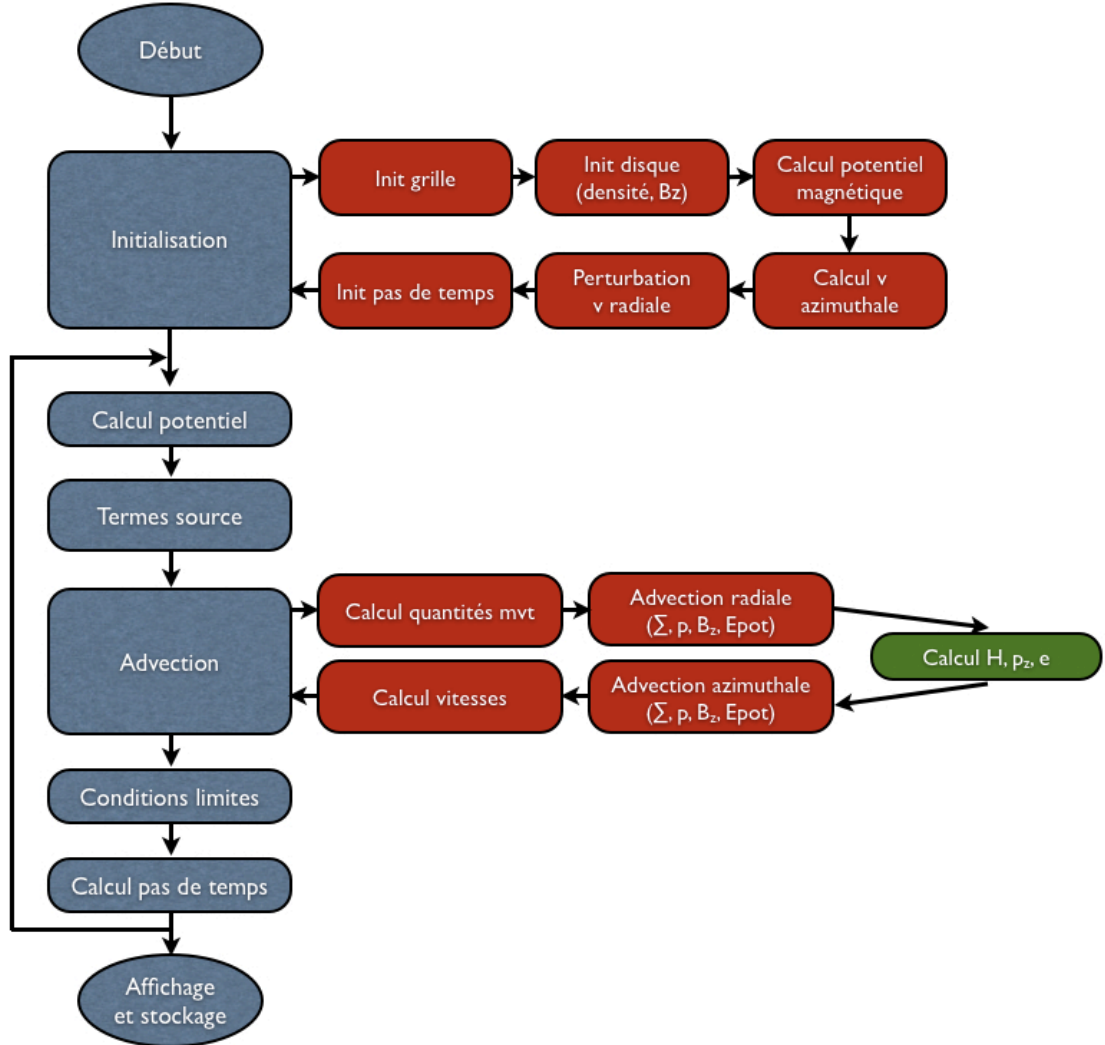


FIGURE 8.4 – Schéma de principe du code numérique employé. Les étapes principales de la procédure de résolution des équations régissant le disque sont indiquées. L'étape indiquée en vert correspond à la routine ajoutée pour prendre en compte l'épaississement dynamique du disque.

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = -\frac{1}{\Sigma} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{v_\phi^2}{r} + \frac{2v_\phi v_K}{r} + \frac{B_z \Delta B_r}{4\pi \Sigma} \quad (8.33)$$

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t} = -\frac{1}{\Sigma r} \frac{\partial P}{\partial \phi} + \frac{B_z \Delta B_\phi}{4\pi \Sigma} + \frac{v_r U_\phi}{r} \quad (8.34)$$

En pratique, la pression interne est calculée au début de cette étape à partir de l'équation d'état du plasma dans le disque.

8.3.3 Calcul de l'épaississement du disque

Voyons à présent comment calculer les quantités permettant de décrire l'épaisseur du disque d'accrétion. Pour l'intégrer dans le schéma numérique, il est nécessaire au préalable d'isoler les termes d'advection. Commençons par la composante verticale de la quantité de mouvement.

Puisque nous avons ignoré les termes de torsion du disque, nous cherchons la quantité de mouvement p_z^+ associée à la vitesse caractéristique v_z^+ (Stehle & Spruit 1999) :

$$p_z^+ = \int_0^\infty \rho v_z dz = v_z^+ \int_0^\infty \rho z dz = R v_z^+ = \frac{\Sigma H}{\sqrt{2\pi}} v_z^+ \quad (8.35)$$

En dérivant cette expression, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_z^+}{\partial t} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\partial(\Sigma)}{\partial t} H v_z^+ + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\partial(H)}{\partial t} \Sigma v_z^+ + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\partial(v_z^+)}{\partial t} \Sigma H \\ &= \frac{\Sigma H}{\sqrt{2\pi}} g_z^* \left[\frac{H_e^2}{H^2} - 1 \right] - adv. \end{aligned} \quad (8.36)$$

où « adv. » désigne les termes d'advection de la quantité de mouvement. En utilisant l'énergie interne e , nous avons :

$$H_e^2 = \frac{\Pi}{\Sigma g_z^*} = \frac{(\gamma - 1)e}{\Sigma g_z^*} \quad (8.37)$$

L'équation sur la quantité de mouvement verticale devient donc :

$$\frac{\partial p_z^+}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{(\gamma - 1)e}{H} - \Sigma H g_z^* \right] - adv. \quad (8.38)$$

De la même manière que v_i est associé à p_i au cours de l'étape de transport, l'épaisseur du disque H est associée à l'énergie potentielle $E_{pot,z}$: c'est cette quantité qui est advectée de façon identique la densité surfacique Σ . L'énergie potentielle est donnée par (Stehle & Spruit 1999) :

$$E_{pot,z} = \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{2} g_z^* \rho z^2 dz = \frac{1}{2} g_z^* H^2 \int_{-\infty}^\infty \rho (\zeta^2 dz) = \frac{1}{2} g_z^* \Sigma H^2 \quad (8.39)$$

En dérivant par rapport au temps, ceci donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{pot,z}}{\partial t} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial(r v_r E_{pot,z})}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(U_\phi E_{pot,z})}{\partial \phi} \\ &\quad + \sqrt{2\pi} g_z^* H p_z^+ + \frac{E_{pot,z}}{g_z^*} \left[v_r \frac{\partial g_z^*}{\partial r} + \frac{U_\phi}{r} \frac{\partial g_z^*}{\partial \phi} \right] \end{aligned} \quad (8.40)$$

L'étape d'advection de l'énergie potentielle est ici clairement présente. En utilisant à nouveau l'approximation disque mince et la valeur du champ de pesanteur autour de l'objet compact, cette équation devient

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{pot,z}}{\partial t} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial(r v_r E_{pot,z})}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(U_\phi E_{pot,z})}{\partial \phi} \\ &\quad + \sqrt{2\pi} g_z^* H p_z^+ \end{aligned} \quad (8.41)$$

En utilisant maintenant la quantité de mouvement plutôt que la vitesse, l'équation (8.29) donnant les termes sources pour l'épaisseur du disque devient :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = v_z^+ H = \sqrt{2\pi} \frac{p_z^+}{\Sigma} \quad (8.42)$$

Enfin, il reste à calculer l'évolution de l'énergie interne dans le disque. Cette énergie permet de coupler l'évolution de l'épaisseur aux vitesses radiale et azimuthale caractéristiques du disque. L'énergie interne volumique est donnée par :

$$e = \frac{\Pi}{\gamma - 1} = \frac{\Sigma c_s^2}{\gamma - 1} \quad (8.43)$$

L'équation de conservation de l'énergie (8.3) peut donc s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} = & -\frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r e)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(U_\phi e)}{\partial \phi} \\ & - \Pi \nabla_{r,\phi} \cdot \mathbf{v}_{r,\phi} - \Pi \frac{\sqrt{2\pi} p_z^+}{\Sigma H} \end{aligned} \quad (8.44)$$

L'étape d'advection est, une fois encore, bien présente dans cette dernière formule. En utilisant

$$\begin{aligned} \nabla_{r,\phi} \cdot \mathbf{v}_{r,\phi} &= \left(\frac{\partial}{\partial r} \right) \cdot \left(\frac{v_r}{U_\phi} \right) \\ &= \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\phi}{\partial \phi}, \end{aligned} \quad (8.45)$$

et en utilisant $\partial_t(\ln(e)) = \partial_t e / e$, le terme source de l'énergie interne devient finalement :

$$\frac{\partial \ln(e)}{\partial t} = -(\gamma - 1) \left[\sqrt{2\pi} \frac{p_z^+}{\Sigma H} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\phi}{\partial \phi} \right] \quad (8.46)$$

8.4 Résumé général

Résumons les différentes étapes effectuées par le code (Figure 8.4). Les simulations calculent l'évolution au cours du temps de 6 quantités : $v_r, v_\phi, B_z, \Sigma, p_z^+, E_{pot,z}$. À chaque pas de temps, le potentiel magnétique Φ_m est calculé en premier, afin d'obtenir les champs magnétiques radial et azimuthal à la surface du disque. Ensuite vient l'étape source :

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = -\frac{1}{\Sigma} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{v_\phi^2}{r} + \frac{2v_\phi v_K}{r} + \frac{B_z \Delta B_r}{4\pi \Sigma} \quad (8.47)$$

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t} = -\frac{1}{\Sigma r} \frac{\partial P}{\partial \phi} + \frac{B_z \Delta B_\phi}{4\pi \Sigma} + \frac{v_r U_\phi}{r} \quad (8.48)$$

Puis, l'advection radiale et azimuthale dans le disque est prise en compte. Ceci revient à calculer :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial(r v_r X)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(U_\phi X)}{\partial r} \quad (8.49)$$

pour $X = p_r, p_\phi, p_z^+, \Sigma, B_z$ et $E_{pot,z}$. Les équations gérant l'évolution de l'épaisseur du disque sont intégrées entre les advections radiale et azimuthale (Figure 8.4), selon :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \sqrt{2\pi} \frac{p_z^+}{\Sigma} \quad (8.50)$$

$$\frac{\partial p_z^+}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{(\gamma - 1)e}{H} - \Sigma H g_z^* \right] \quad (8.51)$$

$$\frac{\partial \ln(e)}{\partial t} = -(\gamma - 1) \sqrt{2\pi} \frac{p_z^+}{\Sigma H} \quad (8.52)$$

Dans ce schéma, e n'est pas une variable libre : elle peut en effet être calculée au début de l'étape épaisseur directement à partir de Σ . L'advection de l'énergie interne est donc calculée par l'intermédiaire de l'advection de Σ , et la variable e n'intervient que pour le calcul de l'évolution de l'épaisseur du disque.

8.5 Validation du code

8.5.1 Validation de l'étape d'épaississement

L'évolution de l'épaisseur du disque en réaction à la pression de plasma est gérée par les équations (8.50) à (8.52). La résolution de ces équations s'effectue, pour un pas de temps dt donné, entre les étapes d'advection radiale et azimuthale. J'ai ajouté cette résolution au code de simulation 2D du disque d'accrétion, à l'aide d'une routine Runge-Kutta d'ordre 5.

Afin de vérifier le bon fonctionnement de cette routine, j'ai vérifié qu'elle peut modéliser des oscillations libres du disque. En insérant les équations (8.50) et (8.51) dans (8.52), on obtient en effet :

$$\frac{\partial^2 p_z^+}{\partial t^2} + g_z^* \left(\gamma \frac{H_e^2}{H^2} + 1 \right) p_z^+ = 0, \quad (8.53)$$

équation caractéristique d'un mouvement oscillatoire. En régime linéaire ($H^2/H_e^2 \ll 1$), cette équation a pour solution une fonction sinusoïdale. La Figure 8.5 montre les résultats obtenus à l'aide de la routine Runge-Kutta, pour plusieurs valeurs arbitraires de la vitesse verticale initiale. Le code produit bien des oscillations sinusoïdales pour de faibles valeurs de p_z^+ , comme attendu. Pour de plus grandes valeurs initiales, des oscillations non linéaires apparaissent, de forme identique à celles obtenues par Stehle & Spruit (1999). Ceci valide le fonctionnement en vase clos de la routine Runge-Kutta.

8.5.2 Stabilité du disque et génération de l'AEI

Une fois le module ajouté au code, il est à présent nécessaire de vérifier la stabilité globale des simulations. Dans un premier temps, on peut vérifier que, si le disque est placé au départ dans une position d'équilibre, aucune instabilité ne s'y développe. Dans ce cas de figure, représenté sur la Figure 8.6, le disque reste effectivement stable à long terme. Néanmoins, on observe qu'une

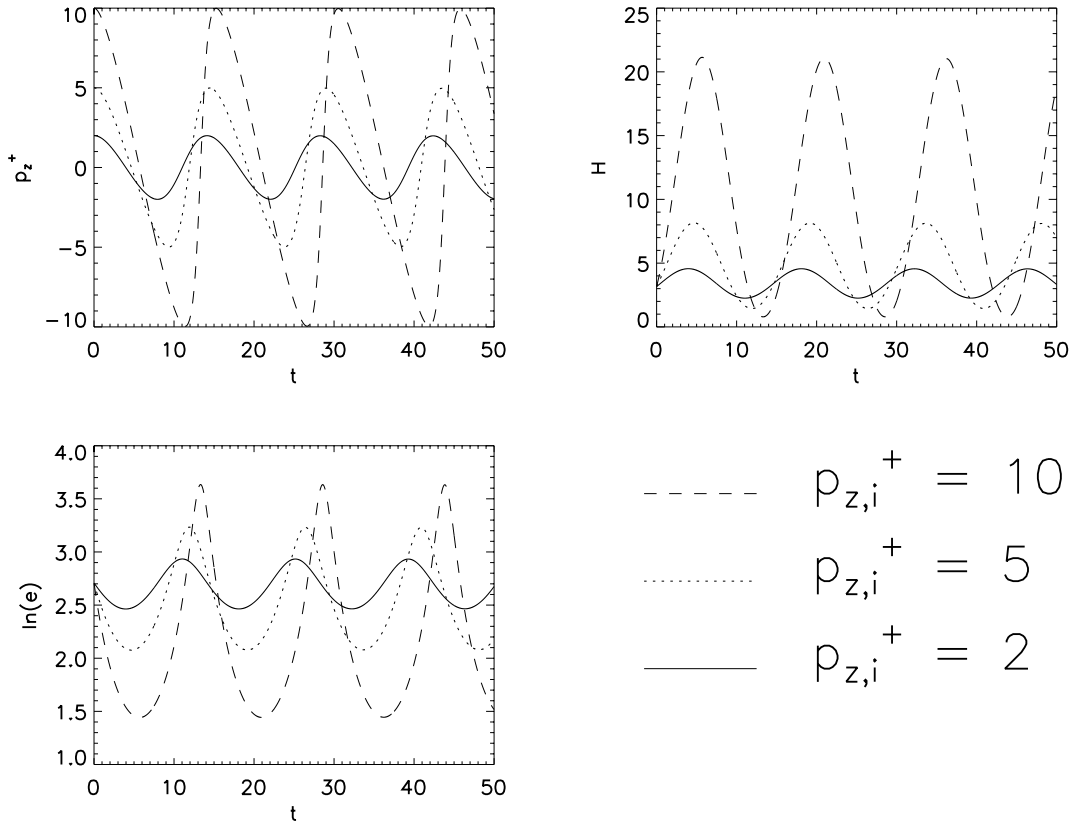


FIGURE 8.5 – Test de la routine Runge-Kutta d'ordre 5 permettant de mesurer l'évolution de l'épaisseur du disque au cours du temps. La quantité de mouvement verticale p_z^+ , l'épaisseur H et le logarithme de l'énergie interne $\ln(e)$ ont été tracés au cours du temps, pour plusieurs valeurs initiales de la quantité de mouvement. Pour de grandes valeurs initiales, des non-linéarités apparaissent dans les oscillations.

onde circulaire se développe depuis le bord interne du disque et se propage vers l'extérieur. Cette onde provient de l'étape d'initialisation du disque : en effet, une fois choisis les profils de densité et de champ magnétique dans le disque à l'instant initial, il est nécessaire d'initialiser les autres variables en fonction de ces profils. Or, en raison des conditions aux bords employées, l'étape d'initialisation de l'énergie interne introduit une modification artificielle en début de simulation. Ceci crée une petite perturbation de densité, de l'ordre de 0.09% pour une résolution de la grille de 256×128 , et 0.02% à 512×256 .

Cette perturbation est à symétrie cylindrique ; les instabilités du disque étant asymétriques, la perturbation de densité ne peut donc pas les exciter. C'est bien ce que l'on observe dans la simulation de la Figure 8.6 : le disque d'accrétion reste stable même après de nombreuses révolutions, et seules des perturbations numériques minimales sont visibles.

Dans un deuxième temps, j'ai comparé les simulations aux résultats de Caunt & Tagger (2001) sur l'AEI. Pour cela, le disque est initialisé avec des perturbations aléatoires de vitesse radiale, afin d'exciter les modes d'oscillations du disque. Les profils de densité et de champs magnétiques que j'ai utilisés sont les mêmes que ceux choisis par ces auteurs : profil de densité initial uniforme et $B_z \propto (r_{min}/r)^{5/4}$. Après plusieurs orbites, l'AEI apparaît effectivement dans la partie interne du disque d'accrétion (Figure 8.7). Sur cette figure, la pression magnétique initiale

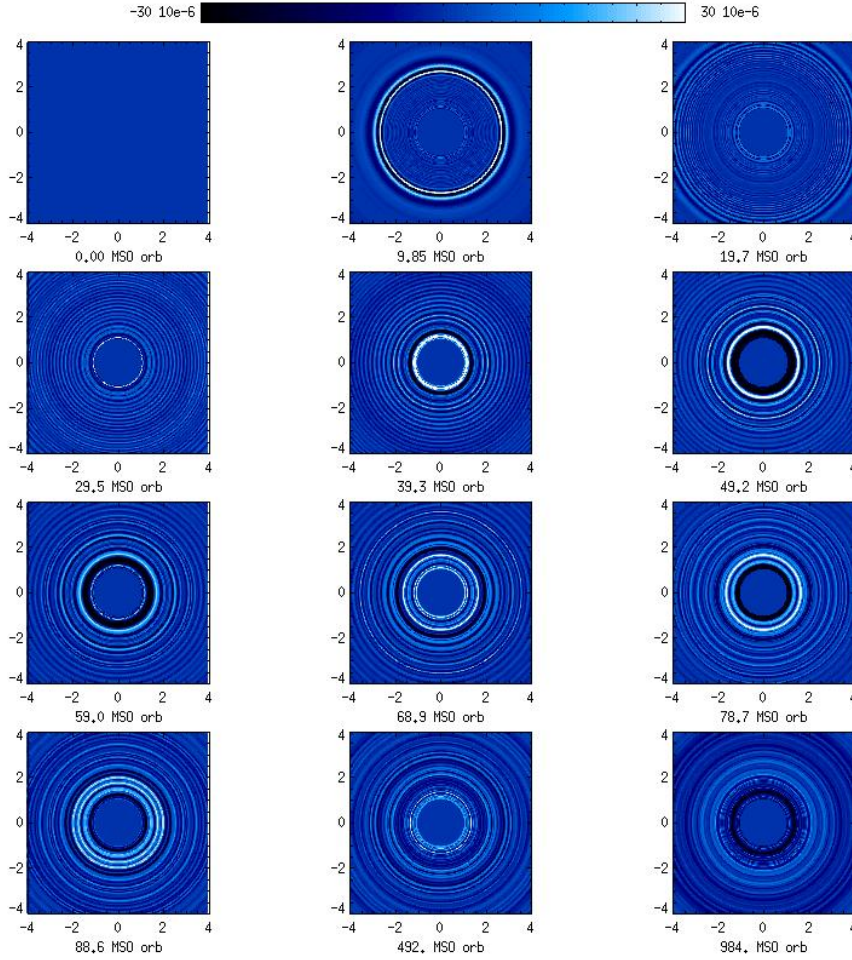


FIGURE 8.6 – Évolution de v_r au cours du temps, en l'absence de perturbations initiales. Une onde circulaire, provenant des conditions aux bords utilisées, se propage depuis l'intérieur du disque vers l'extérieur. Remarquez l'échelle : l'amplitude de l'onde reste très faible et ne génère pas de perturbations au sein du disque.

est forte, $\beta = 1$, ce qui explique l'apparition rapide de l'instabilité. Au départ, l'instabilité se développe selon un mode $m = 3$: 3 bras spiraux apparaissent. Graduellement, le mode $m = 1$ s'amplifie et prend progressivement le pas sur les autres modes.

Si l'on décompose par transformations de Fourier le champ des vitesses radiales, les différents modes d'oscillations apparaissent clairement (Figure 8.8). Les modes se déplaçant radialement vers l'extérieur au cours du temps sont caractéristiques de l'AEI : ils correspondent à une ou plusieurs spirales extrayant de l'énergie depuis les bords internes du disque. Le mode $m = 3$ apparaît assez tôt, et est suivi des modes $m = 2$ et $m = 1$ qui s'amplifient graduellement. Ces résultats sont en accord avec Caunt & Tagger (2001), et valident ainsi le fonctionnement de l'ensemble du code numérique à deux dimensions.

8.5.3 Condition au bord interne

Un problème important émerge des conditions au bord interne du disque d'accrétion. En effet, la condition utilisée est simplement réflexive : v_r est fixé à 0 sur la première orbite interne,

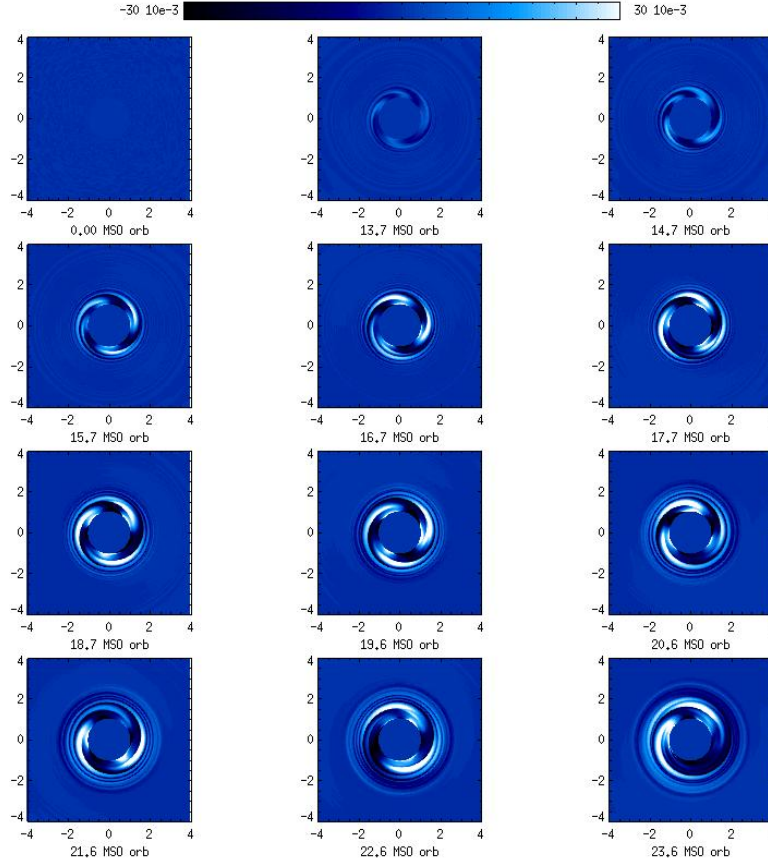


FIGURE 8.7 – Lignes de niveau de la vitesse radiale v_r dans la partie interne du disque, située entre 1 et 4 rayons internes, lorsque les conditions initiales imposent $\beta = 1$, un profil de densité uniforme, $B_z \propto (r_{\min}/r)^{5/4}$ et des perturbations aléatoires de v_r . Les temps sont indiqués en périodes de rotation du bord interne du disque. Une AEI apparaît au sein du disque, initialement dominée par le mode $m = 3$ (3 bras spiraux), et graduellement remplacée par les modes $m = 2$ puis $m = 1$.

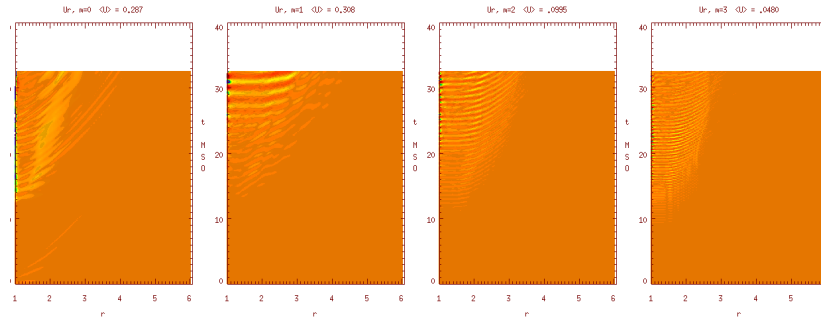


FIGURE 8.8 – Tracés du champ de vitesses radiales, en fonction du rayon (en abscisse) et du temps (en ordonnée). Une transformation de Fourier a été appliquée aux données afin de décomposer les modes d'oscillation de l'AEI en modes normaux. Les formes obliques indiquent une onde se propageant vers l'extérieur, tandis que les formes horizontales indiquent une structure stationnaire.

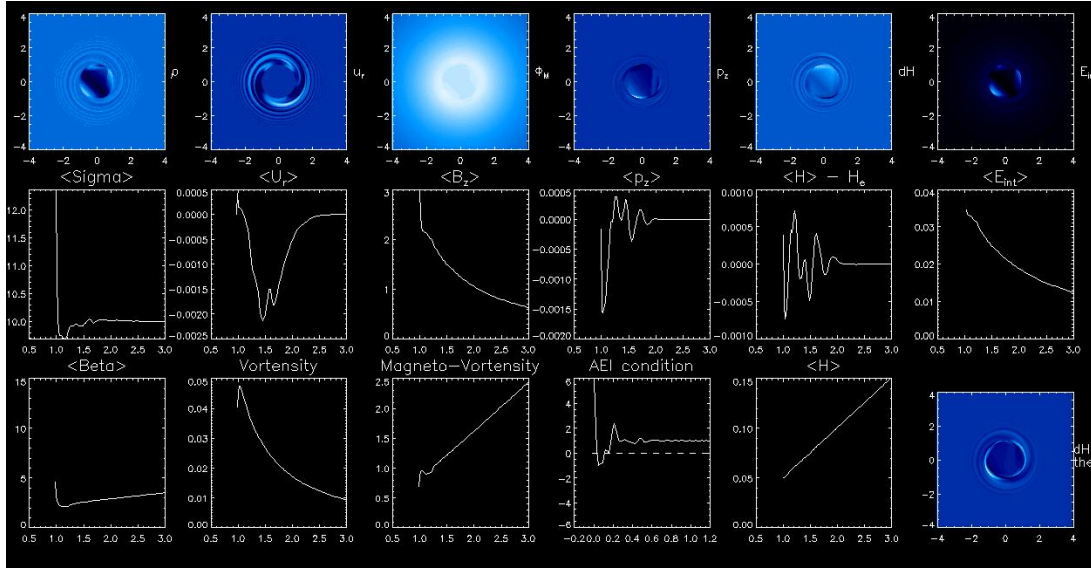


FIGURE 8.9 – État du disque d'accrétion après 34 révolutions du bord interne, dans le cas de conditions initiales imposant $\beta = 2$, un profil de densité uniforme, $B_z \propto (r_{\min}/r)^{5/4}$ et des perturbations aléatoires de v_r . La condition réflexive au bord interne a entraîné une forte accumulation de matière (ici $\sim 20\%$) dans les tout premiers rayons du disque, visible dans le tracé de la densité surfacique Σ . Cette accumulation perturbe également les autres quantités physiques caractérisant le disque.

ce qui permet aux ondes de l'AEI de s'y réfléchir comme sur un « mur » fixe. Cependant, au cours de l'évolution du disque, la matière va s'accumuler graduellement au bord interne, et finir par y créer une surdensité importante (Figure 8.9). Il s'agit là bien sûr d'un effet purement numérique : dans la réalité, cette matière serait simplement accrétée par l'objet compact, situé ici hors des limites de la grille de simulation. Lorsque la surdensité devient trop importante, elle perturbe le reste du disque et finit par masquer complètement l'AEI.

Afin de s'affranchir de cet effet, j'ai adopté une solution empirique. Lorsque la densité au bord interne excède de 20% la densité initiale, la densité à cet endroit est diminuée de 1%, l'accrétion de matière étant répartie uniformément sur toutes les cellules situées à ce rayon. Ainsi, l'accrétion de matière est relativement lente, et ne perturbe pas fortement le reste du disque. De plus, la perturbation induite par l'accrétion étant à symétrie cylindrique, elle n'affecte pas l'AEI qui est caractérisée par des perturbations azimuthales de densité. Cette solution empirique, bien que simpliste, suffit à préserver l'AEI assez longtemps pour observer une forte amplification.

Une solution plus rigoureuse consisterait à modifier le potentiel gravitationnel afin de simuler les effets relativistes, et d'imposer un bord interne transparent au disque. Ainsi, le code devient capable de simuler une « dernière orbite stable » caractéristique de l'accrétion autour d'un trou noir durant les états mous. Cependant, cette solution rend beaucoup plus complexe la détermination d'une configuration d'équilibre du disque, configuration nécessaire pour initialiser la simulation. De plus, dans ce cas la réflexion au bord interne est atténuée, l'AEI s'amplifie plus lentement et devient plus difficile à mettre en évidence. Enfin, durant les états durs (états durant lesquels l'AEI est plus susceptible de se manifester), le disque d'accrétion reste loin de l'objet compact, et cette solution ne peut donc pas s'appliquer. Ces problèmes sont en cours d'examen et, dans l'intervalle, j'ai utilisé une accrétion artificielle afin de mesurer plus efficacement l'impact de l'AEI sur les courbes de lumière.

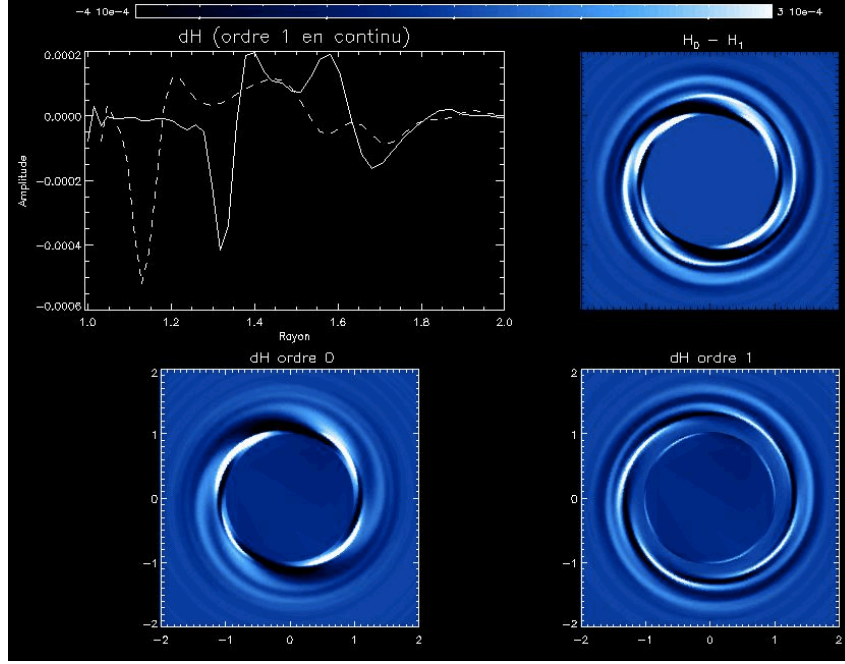


FIGURE 8.10 – Épaisseur du disque d'accrétion, après 13 révolutions, en utilisant des conditions initiales identiques à celles de la Figure 8.7. En haut à gauche, les deux courbes représentent l'écart de l'épaisseur à la valeur d'équilibre H_e , sur une tranche du disque à ϕ constant. La courbe continue correspond à $H_1 - H_e$, tandis que le tireté correspond à $H_0 - H_e$. En bas ont été représentées les lignes de niveaux de $H_0 - H_e$ (à gauche) et $H_1 - H_e$ (à droite), dans une zone située entre 1 et 2 rayons internes. Enfin, en haut à droite est représenté la différence $H_0 - H_1$.

8.5.4 Évolution de l'épaisseur du disque

À l'aide de la routine Runge-Kutta, l'épaisseur du disque est à présent évaluée de manière dynamique par le code, tout au long de l'évolution du disque d'accrétion. Nous pouvons comparer cette épaisseur, que nous pouvons noter $H_1(r, \phi)$, à une estimation à « l'ordre 0 » de l'épaisseur du disque, notée $H_0(r, \phi)$. Dans ce dernier cas, l'épaississement du disque est calculé à partir de la valeur instantanée de la température dans le disque, sans prise en compte de la dynamique d'épaississement :

$$H_0 = \frac{rc_s}{v_\phi}$$

Cette estimation, déjà calculée par Varnière et al. (2003), revient à supposer que l'équilibre de pression dans le disque s'effectue instantanément. La Figure 8.10 montre la valeur de ces deux estimations de l'épaisseur, après 13 révolutions du bord interne du disque, pour des conditions initiales identiques à celles de la Figure 8.7.

Les deux estimations de l'épaisseur du disque montrent des profils similaires, avec un décalage dans le temps et dans l'espace. Ainsi, l'onde spirale visible dans le cas de H_1 semble légèrement « en retard » sur celle de H_0 , avec un décalage d'environ un dixième de tour. D'autre part, l'onde H_1 est décalée vers un rayon plus grand, comme on le voit en observant une coupe de l'épaisseur à ϕ fixé. Ceci est conforme à ce que l'on peut attendre de ces deux estimations : en effet, l'estimation dynamique de l'épaisseur prend en compte un temps de latence, dû au temps nécessaire à l'équilibrage de pression au sein du disque. En ignorant ce temps de latence, le profil

de H_0 doit donc être « en avance » sur celui de H_1 , tout en ayant une forme similaire ; c'est bien ce que l'on observe sur la figure 8.10.

8.6 Résultats : amplitude des QPO générés par l'AEI

8.6.1 Calcul de l'amplitude de la modulation

L'estimation de la modulation d'amplitude générée par l'AEI s'effectue en deux étapes : d'une part le calcul de la luminosité totale du disque d'accrétion, et d'autre part le calcul de l'obscurcissement dû aux variations de hauteurs. La luminosité d'un élément du disque est donnée par la loi de Stefan : $L(r, \phi) = \sigma T(r, \phi)^4$. La température locale de cet élément peut être calculée à partir de la vitesse du son selon :

$$T(r, \phi) = \frac{c_s(r, \phi)^2}{\gamma R},$$

où R est la constante des gaz parfaits et γ le coefficient isentropique. Enfin, la vitesse du son dans le disque est elle-même donnée par :

$$c_s = \frac{2H/r}{1 + \sqrt{\frac{\Omega_{LSO}}{\Omega}}} \quad (8.54)$$

Une fois la luminosité de chaque élément du disque connue, il est possible de calculer l'impact de l'obscurcissement. Pour cela, j'ai utilisé un code simple écrit au départ par M. Muno. Pour chaque élément i du disque, l'ensemble de la grille est testée pour repérer les éléments susceptibles de cacher l'élément i . Ensuite, à l'aide de l'épaisseur du disque et de l'angle d'inclinaison du système, le code calcule si l'élément i est effectivement obscurci par un autre élément du disque. Ceci permet de calculer la luminosité du disque vue depuis la Terre à un instant donné.

Pour simuler à présent la courbe de lumière correspondante, l'ensemble de la procédure est répétée en opérant une rotation du disque selon ϕ : pour chaque élément azimuthal, la luminosité est calculée à l'aide de la même procédure. On obtient ainsi, à un instant donné de la simulation, une courbe de lumière comptant autant de points que la résolution azimuthale de la simulation le permet

(Figures 8.11, 8.12). Il ne reste qu'à calculer la valeur efficace de cette courbe de lumière pour obtenir l'amplitude de la modulation due à l'AEI à un instant donné.

Cependant, en l'état, ce code souffre d'un handicap majeur : le temps de calcul de chaque courbe de lumière est très long. Prenons une simulation dont la grille contient 256×128 éléments

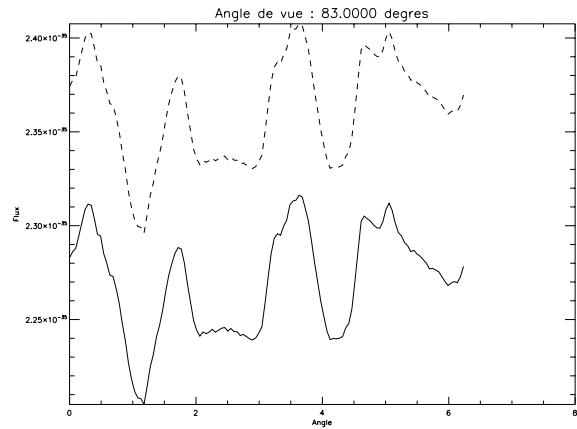


FIGURE 8.11 – Comparaison entre le calcul d'une courbe de lumière par la méthode « naïve » et la méthode utilisant une bijection entre la grille du code et une grille triée de référence, ici pour une estimation de l'épaisseur à l'ordre 0 (H_0). Les deux courbes (identiques) ont été décalées afin d'en faciliter la comparaison : les tiretés correspondent à l'estimation naïve, la courbe continue à la méthode bijective.

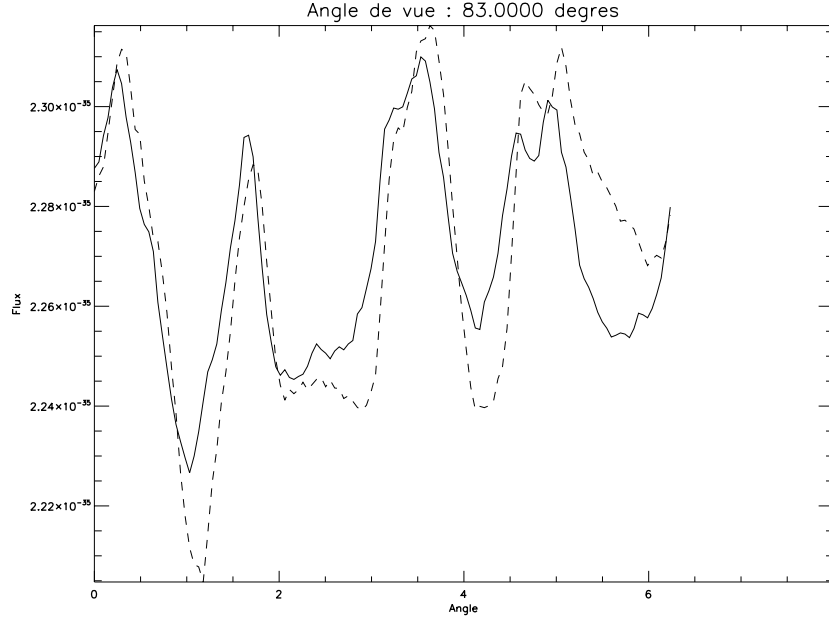


FIGURE 8.12 – Courbe de lumière du disque d'accrétion, calculée pour une rotation complète du disque après 17 orbites internes. Les tiretés correspondent au calcul à l'ordre 0 (H_0), tandis que la courbe continue correspond au résultat de la prise en compte de l'épaississement dynamique (H_1).

dans les dimensions $r * \phi$. Pour obtenir la luminosité instantanée, à chaque point de la grille, l'ensemble de la grille doit être testée pour calculer l'obscurcissement : ceci demande $(256 * 128)^2 \approx 10^9$ tests. Pour obtenir une unique courbe de lumière, ceci est répété 128 fois, ce qui représente au total $\sim 10^{11}$ opérations à effectuer. Si l'on désire à présent calculer l'évolution de la modulation tout au long du développement de l'AEI, l'ensemble du calcul peut ainsi demander plusieurs jours.

J'ai donc amélioré significativement le code pour pallier ce handicap. Pour cela, j'ai associé à chaque élément de la grille i un tableau T_i contenant l'ensemble des éléments susceptibles de l'obscurcir. Ainsi, le test ne doit être effectué qu'une seule fois pour chaque élément de disque, et les tableaux $\{T_i\}$ peuvent être réutilisés à chaque rotation du disque. Pour associer de façon unique un élément à son tableau, j'ai utilisé une bijection entre une grille de référence, dont les éléments sont classés en fonction de leur coordonnées cartésiennes, et la grille pivotée d'un angle ϕ donné. Cette bijection ajoute une série de tests à chaque mesure de luminosité, dont la longueur individuelle est donc légèrement accrue, tout en menant à un résultat identique à la procédure « naïve » (Figure 8.11). Au total, l'amélioration permet de gagner un facteur ~ 40 dans le temps de calcul de la modulation de lumière.

8.6.2 Comparaison avec l'ordre 0

Il est maintenant possible de calculer la modulation de luminosité induite par un disque d'accrétion à l'épaisseur perturbée, en calculant l'amplitude RMS des courbes de lumière produites par la rotation du disque. La Figure 8.13 montre l'évolution de cette modulation au cours du temps, au fur et à mesure que l'AEI se développe. Cette courbe confronte deux mesures de la modulation. D'une part, la modulation σ_0 issue de l'estimation à « l'ordre 0 » H_0 de la variation

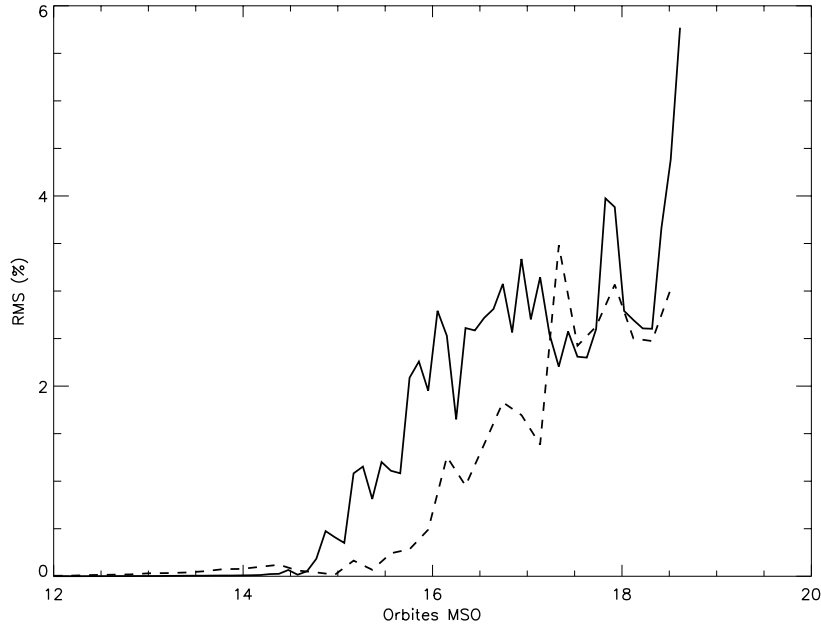


FIGURE 8.13 – Évolution de la modulation de luminosité en fonction du temps, pour un disque caractérisé par $\beta = 1$. Les tiretés correspondent à l'approximation à l'ordre 0, et la ligne continue à l'estimation dynamique de l'épaississement. L'angle d'inclinaison du système a été ici choisi à 83° .

d'épaisseur du disque. D'autre part, la modulation σ_1 issue d'une estimation à « l'ordre 1 » résulte de l'estimation *dynamique* de l'épaisseur du disque H_1 .

Au cours du temps, la modulation mesurée augmente petit à petit, le temps que l'AEI s'installe au sein du disque. Entre 15 et 20 révolutions du bord interne du disque d'accrétion, la modulation atteint un maximum, et oscille à proximité de cette valeur. L'instabilité semble alors avoir atteint son amplitude de saturation, et la variation de la modulation résulte de la forme complexe de la surdensité au sein du disque. Au-delà de 20 révolutions, l'AEI est rapidement dépassée par une seconde instabilité, l'instabilité d'ondes de Rossby (RWI, Lovelace & Hohlfield 1978), qui n'est pas le sujet de cette étude : cette instabilité est probablement plutôt reliée aux HFQPO des microquasars (Tagger & Varnière 2006).

Les deux valeurs de la modulation, σ_0 et σ_1 , ont une évolution très similaire au cours du temps. Globalement, l'épaississement mesuré dynamiquement mène à des valeurs similaires de la modulation de lumière : ici, pour un angle d'inclinaison fort, σ_1 atteint 6 %, contre 3 % pour σ_0 . Ces valeurs sont très proches de celles observées dans le cas de GRS 1915+105 (Figure 8.3), de l'ordre de 10 %.

Notons toutefois que l'angle d'inclinaison utilisé ici, 83° , est sans doute trop élevé pour permettre une comparaison directe avec les observations. La Figure 8.14 montre l'amplitude de σ_1 en fonction de l'angle d'inclinaison, après 19 révolutions du bord interne du disque d'accrétion. Comme prévu, la modulation augmente avec l'angle d'inclinaison : dans ce cas précis, σ_1 dépasse 5% au-delà de $\sim 80^\circ$.

L'angle d'inclinaison de GRS 1915+105 n'étant pas connu à l'heure actuelle, un placement précis sur cette courbe n'est pas possible. Néanmoins, Narayan & McClintock (2005) ont étudié statistiquement l'inclinaison des binaires X connues, ce qui peut donner une idée de celle de GRS 1915+105. Cette étude statistique donne en particulier deux contraintes. D'une part,

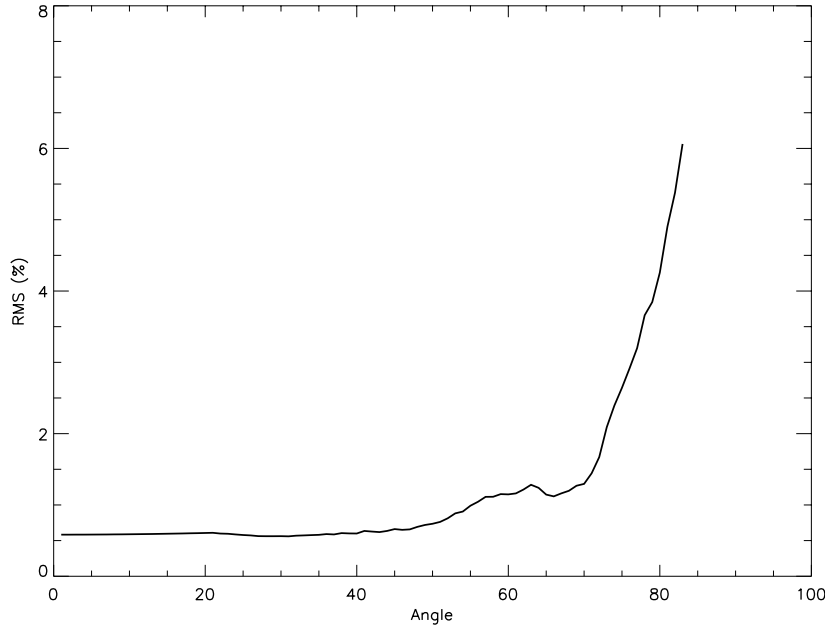


FIGURE 8.14 – Évolution de la modulation de luminosité en fonction de l'angle d'inclinaison du disque par rapport à la ligne de visée. Le disque a été pris dans l'état atteint après 19 révolutions du rayon interne (Figure 8.13). Il s'agit ici de l'estimation dynamique de l'épaississement.

aucune source connue ne présente une inclinaison supérieure à $\sim 75^\circ$. D'autre part, les sources présentant une inclinaison élevée, supérieure à $\sim 70^\circ$, montrent une courbe de lumière plus complexe que les autres, ce que les auteurs attribuent à un effet d'obscurcissement par le disque. Ainsi, une inclinaison élevée de GRS 1915+105 (source à la courbe de lumière particulièrement riche) serait en accord avec ces observations générales, bien qu'une inclinaison du système supérieure à 80° soit peu probable. Si l'on se limite à la zone $70 - 75^\circ$, la modulation prédite par l'AEI est comprise entre 1 et 4 %, et se situe donc un facteur 2 en-dessous de la modulation effectivement observée pour GRS 1915+105 (Figure 8.14).

8.7 Conclusions


La prise en compte dynamique de l'épaississement du disque d'accrétion confirme les résultats de Varnière et al. (2003) : l'AEI entraîne une modification de l'épaisseur du disque suffisante pour entraîner une modulation de l'ordre de $\sim 5\%$ de la courbe de lumière, si l'inclinaison du système atteint $\sim 80^\circ$. Dans le cas de GRS 1915+105, dont l'inclinaison est probablement inférieure à 75° , la valeur prédite par les simulations reste un facteur 2 en-dessous de la valeur effectivement observée dans la gamme d'énergie inférieure à ~ 5 keV. Cette amplitude reste donc insuffisante en l'état pour expliquer l'amplitude des LFQPO observées en rayons X, mais peut y contribuer de façon très significative : le fait qu'un modèle relativement simple d'épaississement du disque d'accrétion atteigne l'ordre de grandeur des observations est en soi un progrès significatif.

D'autre part, l'obscurcissement par le disque n'explore que l'un des effets de l'AEI sur la courbe de lumière des microquasars. Il est raisonnable de penser que le second effet, l'émission d'ondes d'Alfvén dans la couronne entraînant une réponse quasi-périodique de ce milieu, puisse

atteindre le même ordre de grandeur que l'épaississement du disque. Ainsi, la superposition des deux effets permettrait de reproduire l'ensemble du spectre des LFQPO. Cependant, ceci demande une analyse fine de l'interaction entre disque et couronne, du transfert radiatif entre les deux milieux, ainsi qu'une modélisation de la réponse de la couronne à l'arrivée d'ondes d'Alfvén. Il s'agit là d'un travail de très longue haleine, au sein duquel l'ajout d'équations modélisant l'épaississement et d'un module de calcul de courbes de lumière sont une étape certes intermédiaire, mais nécessaire et importante.

CONCLUSIONS GÉNÉRALES ET PERSPECTIVES

9

U terme de ce manuscrit, il est temps à présent de revenir aux questions générales énoncées au chapitre 3. Je vais ici résumer les réponses qui ont émergé, petit à petit, pour chacune d'entre elles. Tout d'abord, concernant les phénomènes d'accrétion dans les binaires X, il est indéniable que plusieurs décennies d'observations en rayons X nous ont permis d'acquérir une connaissance profonde des mécanismes à l'œuvre, connaissance applicable en particulier aux sources étudiées dans ce manuscrit.

Ainsi, dans le cas des HMXB, il est devenu possible d'utiliser les observations à haute énergie pour aller au-delà de la physique du seul objet compact et de ses mécanismes d'émission : la physique du vent stellaire se dévoile elle aussi par cette méthode. Au chapitre 4, j'ai montré comment, dans le cas d'IGR J19140+0951, l'émission lumineuse provenant de l'étoile à neutrons est susceptible de perturber le gaz environnant : cette émission est en effet assez énergétique pour ioniser fortement le milieu environnant. Ceci mène à un ralentissement local du vent stellaire, puisque plus la matière est ionisée, moins elle est accélérée par l'étoile supergéante compagnon. Lorsque l'objet compact se déplace le long de son orbite, la zone perturbée persiste quelques temps et devient visible en rayons X, avant d'être emportée dans le mouvement général : une « queue » se forme derrière l'objet compact. D'autre part, durant son déplacement l'objet compact parcourt le vent stellaire et, si le vent est hétérogène, rencontre des zones de densités différentes. Ceci modifie le taux d'accrétion de matière et, donc, peut engendrer de fortes variations de luminosité. C'est sans doute ce que l'on observe dans IGR J19140+0951 : l'accrétion de zones plus denses du vent y engendre un accroissement ponctuel de la luminosité, visible en rayons X. En observant le système à haute énergie, l'étoile à neutrons peut ainsi servir de « sonde » au sein du vent ; sonde imparfaite, puisque son impact sur le gaz environnant est non négligeable, mais néanmoins utile pour des systèmes dont l'absorption photoélectrique rend difficile toute étude à d'autres longueurs d'onde.

Dans le cas des microquasars, le modèle d'instabilité du disque d'accrétion (DIM) se révèle assez fiable pour décrire et caractériser finement les sources en éruption. Ainsi, au chapitre 5, j'ai montré comment, à l'aide du DIM, il est possible d'estimer la taille du disque d'accrétion et la distance de XTE J1818–245 à partir de la courbe de lumière de l'éruption. De même, ce modèle fournit une explication au comportement de H1743–322 durant les éruptions mineures apparues depuis l'éruption majeure de 2003. En effet, par l'étude spectrale de l'éruption de fin 2008, j'ai montré que cette éruption peut être qualifiée de sursaut « avorté », à l'amplitude et la variabilité spectrale faibles. Or, le DIM repose sur une densité élevée au sein du disque d'accrétion en début d'éruption, nécessaire au déclenchement de l'instabilité. Cette forte densité provient elle-même de l'accumulation progressive de matière provenant du compagnon. Il est ainsi possible que, depuis 2003, le taux d'accrétion ait été trop faible pour augmenter suffisamment la densité du disque : seule une petite partie du disque a pu participer aux différents sursauts mineurs advenus depuis lors.

Dans un microquasar, le disque d'accrétion n'est pas un système isolé : alimenté par l'étoile compagnon, il interagit également avec la couronne et joue un rôle complexe dans les éjections de matière. Au cours de mon doctorat, ce rôle moteur du disque a émergé de nombreuses manières.

Ainsi, l'étude spectrale de H1743–322, associée cette fois à une étude temporelle, révèle l'influence du disque sur l'évolution de la couronne (chapitre 5) : l'évolution de la fréquence du LFQPO y est fortement corrélée à l'indice spectral. Or, la fréquence du LFQPO est étroitement liée à la taille du disque d'accrétion, une diminution du rayon interne menant en général à une augmentation de sa fréquence, tandis que l'indice spectral caractérise l'état physique de la couronne. L'existence d'une corrélation entre ces deux quantités indique donc que l'extension spatiale du disque agit directement et profondément sur l'état physique de la couronne. L'interprétation la plus simple de ce phénomène est que le disque s'échauffe dans son mouvement vers l'objet compact, ce qui augmente sa luminosité et, *in fine*, refroidit progressivement la couronne.

Dans le cas particulier de GRS 1915+105, l'influence du disque se retrouve non seulement sur l'évolution de la couronne, mais également sur les éjections discrètes de matière. La couronne est visible en rayons X, tandis que les éjections de matière peuvent être suivies en radio. Au chapitre 6, j'ai montré un lien chronologique fort entre ces deux domaines de longueur d'onde, durant plusieurs classes de variabilité de GRS 1915+105. Il s'agit de classes caractérisées par la présence d'un « creux » dans la courbe de lumière X, terminé par un court flash de lumière. Durant le creux lui-même le spectre de la source est dur, puis devient subitement mou au moment du flash de lumière. Les observations multi-longueurs d'onde montrent que ce flash marque très précisément l'apparition d'une bouffée radio, signe d'une éjection discrète de matière.

L'amplitude de l'éjection de matière semble elle-même liée à la durée du creux X dur : un creux plus long mènera à une éjection plus importante. Le lien entre durée du creux et amplitude de l'éjection subséquente n'est cependant pas linéaire, et semble saturer pour un creux long. Ceci peut s'interpréter par un phénomène d'accumulation d'énergie dans la couronne durant le creux : si l'on suppose que les pertes d'énergie augmentent avec la quantité d'énergie stockée dans la couronne, le phénomène sature lorsque les pertes compensent les gains, limitant l'amplitude maximale des éjections de matière. Notons toutefois que cette interprétation est valable pour les éjections *mineures* de matière : les éruptions majeures font sans doute appel à un autre mécanisme permettant de libérer de plus grandes quantités d'énergie.

Au chapitre 7, j'ai montré que d'autres microquasars montrent un comportement comparable à celui de la source atypique qu'est GRS 1915+105. Ainsi, pour au moins 3 autres sources, une éjection majeure de matière est précédée, entre 0 et 2 jours plus tôt, par une diminution abrupte de la taille ou de la densité de la couronne. Néanmoins, les ordres de grandeur différents, et rendent encore incertains les conclusions à tirer de ces observations : dans le cas de GRS 1915+105, il s'agit d'éjections *mineures* de matière, sur un temps caractéristique de quelques minutes, alors que pour les autres sources seules les éjections *majeures*, sur un temps caractéristique de plusieurs heures, sont accessibles aux observations. Pour GRS 1915+105, l'évolution spectrale et la durée caractéristique du phénomène incitent à penser que la matière éjectée provient directement de la couronne : c'est ce milieu chaud qui est accéléré à grande vitesse à la fin des creux X. Dans le cas des autres sources, peut-être une partie de la couronne est-elle également éjectée, mais cette fois-ci sur une période plus longue, de manière plus progressive.

Enfin, au chapitre 8, j'ai étudié un modèle théorique prometteur visant à décrire finement l'évolution des microquasars : l'instabilité d'accrétion-éjection (AEI). Ce modèle repose sur la présence d'une onde spirale dans la partie interne du disque, capable d'extraire de l'énergie gravitationnelle. L'énergie extraite est amenée au rayon de corotation, où un tourbillon de Rossby

se forme. Ce dernier, par un mouvement de torsion des lignes de champ magnétique, est alors susceptible d'envoyer de la matière perpendiculairement au plan du disque, et ainsi de nourrir une couronne ou un jet. L'onde spirale présente dans le disque est, elle, caractérisée par une fréquence comparable à celle des LFQPO observées dans les microquasars.

À l'aide d'un modèle simplifié de rayonnement du disque, et d'un mécanisme de modulation reposant sur l'épaississement du disque, j'ai montré que l'amplitude de la modulation générée par l'AEI peut également être comparable aux observations : pour un domaine d'énergie inférieur à ~ 5 keV, l'amplitude RMS de la modulation issue de l'AEI peut atteindre $\sim 6\%$, celle des LFQPO observées étant de l'ordre de 10% . Ainsi, ce modèle donne une piste séduisante reproduisant la fréquence et l'amplitude des LFQPO, ainsi qu'un mécanisme reliant fermement évolution du disque d'accrétion et état physique de la couronne.

Néanmoins, au cours de mes recherches, plusieurs mystères ont émergé, dont l'exploration reste à mener en détails. Ainsi, l'origine des oscillations quasi-périodiques reste mal comprise. Certes, le modèle d'instabilité d'accrétion-éjection que j'ai étudié en fournit un mécanisme prometteur, mais le lien entre théorie et observations doit encore être affiné. Ainsi, l'étude de l'interaction précise entre l'AEI présente dans le disque, capable de générer des ondes d'Alfvén perpendiculairement au disque, et le milieu coronal reste à mener en détails.

D'autre part, du point de vue purement observationnel, le lien entre les oscillations quasi-périodiques et les différents paramètres d'un microquasar sont encore obscurs. Ainsi, fréquence du LFQPO et indice de photon sont corrélés dans le cas de H1743–322, tout comme dans plusieurs autres sources. Mais la corrélation entre ces deux quantités montre *deux* traces bien distinctes, au lieu d'une. Ceci pourrait s'interpréter comme un triplement de la fréquence du QPO entre deux instants d'une même éruption, à états du disque et de la couronne constants. Ou encore comme l'excitation privilégiée de la fréquence fondamentale du QPO ou de sa seconde harmonique, suivant les instants. Cette observation est encore unique, et doit encore être confrontée à l'étude spectro-temporelle d'autres binaires X pour essayer d'en comprendre les implications.

Pour cette même source, une autre corrélation très forte est observée entre les flux radio et X, durant l'état dur. L'évolution conjointe de ces quantités a déjà été observée pour plusieurs binaires X, et l'indice de la corrélation entre les deux a été interprétée comme une mesure de l'efficacité radiative des processus d'accrétion. En particulier, l'efficacité radiative était supposée dépendre de la nature de l'objet compact : radiativement efficace pour une étoile à neutrons et radiativement inefficace pour un trou noir. Néanmoins, H1743–322 montre un indice très différent de celui des autres binaires X à trou noir. Cette observation est inattendue, et pourrait signifier que l'indice ne varie pas en fonction de la nature de l'objet compact lui-même, mais plutôt en fonction des détails des processus d'accrétion et d'éjection de matière près de l'objet compact. Ici encore il s'agit d'une observation unique, et l'étude d'autres sources est nécessaire afin d'en préciser l'interprétation.


Enfin, l'observation de plusieurs microquasars indique un comportement complexe de la couronne au moment des transitions d'états spectraux. Celle-ci disparaît rapidement juste avant qu'une éjection de matière soit détectée. Relier directement ces deux phénomènes est encore très spéculatif, mais mène à un scénario séduisant : celui d'une nature coronale à la matière constituant les éjections discrètes. L'étude systématique des sources est en cours, mais elle dépend fortement des programmes d'observations : très peu de couverture simultanée radio et X est en générale disponible près d'une transition spectrale. Comme souvent dans l'étude des binaires X, il faut ici s'en remettre à des programmes de surveillance les plus complets possibles et à une bonne dose de chance pour pouvoir observer la source au moment adéquat.

Quatrième partie

Annexes

L'ANATOMIE DE LA BINAIRE X IGR J19140+0951 RÉVÉLÉE PAR DES OBSERVATIONS EN RAYONS X

A

RTICLE de recherche publié dans MNRAS, dont les résultats principaux sont exposés au chapitre 4. Dans cet article, nous étudions une binaire X à forte masse « enfouie », c'est-à-dire une source dont l'intense vent stellaire de l'étoile compagne voile une grande partie de l'émission lumineuse. Grâce aux mesures du satellite *INTEGRAL*, dont le domaine d'observation permet de s'affranchir des effets de l'absorption photoélectrique, l'étude de ce type d'objet connaît un intérêt croissant. Les HMXB permettent en effet d'étudier à la fois la physique des objets compacts accrétants et celle du vent stellaire des étoiles massives.

Nous avons utilisé 32 observations *RXTE* de IGR J19140+0951, la plupart effectuées simultanément avec le satellite *INTEGRAL*, afin d'obtenir l'évolution spectrale de cette HMXB au cours du temps. Les caractéristiques spectrales confirment en premier lieu que l'objet compact est une étoile à neutrons, et l'étoile compagne une supergéante. L'évolution de l'absorption photoélectrique locale est caractéristique d'une inclinaison du système par rapport à la direction d'observation, dont nous avons contraint l'angle dans la gamme 38° - 75° à l'aide d'un modèle de vent stellaire. Enfin, la détection d'un « excès mou » à certaines dates est probablement la signature d'une modification majeure de l'état physique du vent à proximité de l'étoile à neutrons, modification due au fort rayonnement à haute énergie provenant de l'objet compact.

Peering through the stellar wind of IGR J19140+0951 with simultaneous *INTEGRAL*/*RXTE* observations

L. Prat,¹★ J. Rodriguez,¹ D. C. Hannikainen^{2,3} and S. E. Shaw⁴

¹*DSM/IRFU/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France*

²*Observatory, PO Box 14, FI-00014 University of Helsinki, Finland*

³*Metsähovi Radio Observatory, Helsinki University of Technology TKK, Metsähovintie 114, FI-02540 Kylmälä, Finland*

⁴*School of Physics and Astronomy, University of Southampton, Southampton SO17 1BJ*

Accepted 2008 June 10. Received 2008 May 14; in original form 2007 October 15

ABSTRACT

We have used the *RXTE* and *INTEGRAL* satellites simultaneously to observe the high-mass X-ray binary (HMXB) IGR J19140+0951. The spectra obtained in the 3–80 keV range have allowed us to perform a precise spectral analysis of the system along its binary orbit. The spectral evolution confirms the supergiant nature of the companion star and the neutron star nature of the compact object. Using a simple stellar wind model to describe the evolution of the photoelectric absorption, we were able to restrict the orbital inclination angle in the range 38°–75°. This analysis leads to a wind mass-loss rate from the companion star of $\sim 5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, consistent with an OB I spectral type. We have detected a soft excess in at least four observations, for the first time for this source. Such soft excesses have been reported in several HMXBs in the past. We discuss the possible origin of this excess, and suggest, based on its spectral properties and occurrences around the superior conjunction, that it may be explained as the reprocessing of the X-ray emission originating from the neutron star by the surrounding ionized gas.

Key words: accretion, accretion discs – stars: individual: IGR J19140+0951 – X-rays: binaries.

1 INTRODUCTION

High-mass X-ray binaries (HMXBs) are binary systems consisting of a compact object orbiting a massive companion star. Prior to the launch of the INTErnational Gamma-ray Astrophysics Laboratory (*INTEGRAL*) in 2002, a large majority of the known HMXBs contained a Be companion. In Be-type HMXBs, the compact object emits strong X-ray flashes when it crosses the equatorial plane of the companion star, where a thick disc of matter originating from the stellar wind is present. Supergiant O- and B-type stars have more isotropic stellar winds which absorb the X-ray emission of the compact object, rendering them almost undetectable below a few keV. Thanks to its sensitivity in the soft gamma-ray range, however, *INTEGRAL* has found many such systems in the past few years (see e.g. Liu et al. 2006; Bodaghee et al. 2007). In this perspective, the use of X-ray spectroscopy at different orbital phases makes it possible to probe the stellar wind, providing two-dimensional information on the density and ionization structure of the wind. For instance, the soft excess that is present in the soft X-ray spectra of many HMXBs, whose origin is still quite mysterious, is linked to the physics of the wind close to the compact object, especially the

region where the fast moving stellar wind collides with the slow moving and highly ionized gas surrounding the compact object (Hickox, Narayan & Kallman 2004).

IGR J19140+0951 was discovered by *INTEGRAL* in 2003 March (Hannikainen, Rodriguez & Pottschmidt 2003), during the first observation of the nearby microquasar GRS 1915+105¹ (Hannikainen et al. 2004). Corbet, Hannikainen & Remillard (2004) and Wen et al. (2006) analysed archival *RXTE*/All-Sky Monitor (ASM) data from 1996 onwards and discovered a 13.552 ± 0.006 d periodicity in the X-ray light curve. They associated it with the orbital period of the system, identified as an X-ray binary. An early analysis of the first *RXTE* and *INTEGRAL* data is presented in Rodriguez et al. (2005, hereafter Paper I). These observations were not simultaneous, but the study of the spectral evolution of the source allowed them to classify it as a probable HMXB hosting a neutron star, which captures matter from the stellar wind without Roche lobe overflow. In this paper, we confirm this classification for IGR J19140+0951. There is no evidence in the *RXTE* data of an eclipse of the compact object by its companion star, which gives an upper limit to the inclination of the system (see Section 4.3). After the refinement

★E-mail: lionel.prat@cea.fr

¹ IGR J19140+0951 lies $\sim 1^\circ.1$ from GRS 1915+105.

of the X-ray position with *Chandra*, in't Zand et al. (2006) identified the infrared counterpart with Two-Micron All-Sky Survey (2MASS) 19140422+0952577. Nespoli, Fabrega & Mennickent (2007) later estimated the spectral type of the companion star to be B1 I. Hannikainen et al. (2007) made further observations, narrowing the spectral type to B0.5 I, confirming the HMXB nature of IGR J19140+0951. IGR J19140+0951 is situated in the direction of the Sagittarius arm, a site of active stellar formation. Given that HMXBs are young systems and that the Sagittarius arm already hosts several HMXBs, it is reasonable to think that IGR J19140+0951's distance lies between 2 and 6 kpc. This is further supported by the upper limit of 5 kpc obtained from the *K* magnitudes of the source (Hannikainen et al. 2007).

In this paper, we present several *RXTE* and *INTEGRAL* observations of IGR J19140+0951, most of them taken simultaneously with the two s. The sequence of observations and data reduction process are described in Section 2. In Section 3, we present the spectral analysis and its main results. In Section 4, we discuss these results and use a simple stellar wind model to calculate some characteristics of the source.

2 OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

We have been monitoring GRS 1915+105 (and therefore IGR J19140+0951) since 2003 March with *INTEGRAL*, and made simultaneous *RXTE* observations as often as possible. Our data cover the period 2004 March–2007 September with 32 observations, the log of which is reported in Table 1. We also used one public *RXTE* observation performed in 2003 March, and used the results from in't Zand et al. (2006) based on one *Chandra* observation taken in 2004 May.

2.1 *INTEGRAL*/IBIS data

To study the properties of the hard (>20 keV) X-ray emission from the source, we used the data from the Imager on Board the *INTEGRAL* Satellite (IBIS; Ubertini et al. 2003). This instrument uses a coded mask, which allows imaging over a large Field of View (FOV), $\sim 30^\circ \times 30^\circ$ up to zero response. The Totally Coded FOV (TCFOV), where the sensibility is uniform, is $9^\circ \times 9^\circ$. The *INTEGRAL* Soft Gamma-Ray Imager (ISGRI; Lebrun et al. 2003) is the upper layer of the IBIS detection unit, covering the range between 13 keV and a few hundred keV. Its angular resolution is 12 arcmin.

The *INTEGRAL* campaign was aimed at studying the microquasar GRS 1915+105, but also allows observations of every other source that lies in the IBIS TCFOV, including IGR J19140+0951. Since 2004 October, our *RXTE* observations were made simultaneously with the *INTEGRAL* observations. Following the method used in Paper I, the data were reduced using the standard OFF-LINE SCIENTIFIC ANALYSIS (OSA) v. 7.0 software package provided by the *INTEGRAL* Science Data Centre (<http://isdc.unige.ch>). First, we ran the software up to the production of images and mosaics in the 20–40 and 40–80 keV range, using only the science windows simultaneously with the *RXTE* observations. The software was left free to find the most significant sources in the images, which means that faint sources like IGR J19140+0951 were not always detected. Then, we used a catalogue containing the seven most luminous sources of the field for spectral extraction, in order to ‘force’ the program to extract the spectrum of our source from the images. Given the faintness of the source, we rebinned the redistribution matrix file provided with osa to obtain six energy bins in the range 18–110 keV.

Table 1. List of the observations.

Observation ID	<i>INTEGRAL</i> revolution	Date ^a (MJD)	<i>RXTE</i> exposure (s)	Orbital phase ^b (cycles)
P80404-01-01-00	0049	52708.847	2864	0.815
P90112-01-01-00		53087.593	7760	0.763
P90112-01-02-00	0246	53296.931	8752	0.210
P90112-01-03-00	0295	53443.185	1936	0.002
P90112-02-01-00	0305	53473.889	5808	0.268
P90112-02-01-01	0305	53473.202	3232	0.217
P90112-02-02-00	0361	53641.355	2016	0.625
P90112-02-03-00		53676.250	3216	0.199
P90112-03-01-00	0373	53677.239	9152	0.274
P90112-03-02-00	0431	53852.034	2352	0.170
P91083-01-01-00	0478	53990.140	1776	0.361
P91083-01-01-01	0478	53990.207	2176	0.366
P91083-01-02-00	0480	53996.118	2416	0.803
P91083-01-03-00	0481	54001.625	2272	0.209
P91083-01-04-00	0486	54016.558	1488	0.311
P91083-01-05-00	0489	54025.374	2176	0.961
P91083-01-06-00	0493	54037.379	1408	0.847
P91083-01-06-01	0495	54040.956	1520	0.111
P91083-01-07-00		54049.996	4816	0.778
P91083-02-01-00	0501	54059.039	3200	0.445
P91083-02-02-00	0537	54166.928	1680	0.406
P91083-02-03-00	0539	54173.148	1520	0.865
P91083-02-04-00	0542	54181.948	4336	0.514
P91083-02-05-00	0544	54187.806	6064	0.947
P91083-02-06-00	0546	54195.604	1904	0.523
P91083-02-06-01	0546	54195.537	1504	0.518
P91083-03-01-00	0549	54202.729	6832	0.048
P91083-03-02-00	0551	54208.841	3216	0.499
P91083-03-03-00	0553	54214.537	1920	0.920
P91083-03-04-00	0557	54226.594	3040	0.809
P91083-03-05-00	0559	54232.526	2160	0.247
P91083-03-05-01	0559	54232.594	2528	0.252
P91083-04-01-01		54373.323	2720	0.636
<i>Chandra</i>		53136.732		0.387

^aMid-point of observations.

^bThe orbital phases are calculated using an orbital period of 13.552 d, and a phase 0.5 in MJD 51593.4 (Corbet et al. 2004).

2.2 *RXTE*/PCA data

For our analysis of the *RXTE* data, we used the top layers of the Proportional Counter Units (PCUs) 2 and 3 of the Proportional Counter Array (PCA), which were turned on in every observation. The data were reduced using LHEASOFT package v6.4. We restricted the study to the time when the elevation angle was above 10° and the offset pointing was less than 0:02, as recommended by the Guest Observer Facility (GOF) to avoid Earth contamination and errors due to slew motion. In addition, and since the source is quite weak, we further rejected times of high electron background in the PCA (i.e. times when the electron ratio in one of the PCUs is greater than 0.1). The response and background were generated using PCARSP version 10.1, and PCABACKEST version 3.1, respectively, with the latest calibration files provided by the *RXTE* GOF. These files include the corrections applied to the PCA Background since 2007 September 18. We verified for IGR J19140+0951 that the impact of these corrections on the background is typically 5 per cent below 5 keV, and 2 per cent above, which is what is expected for a faint source. The source is faint and the errors dominated by statistical effects (Jahoda et al. 2006), so we did not include any systematic error. We, however, checked that the results remained the

same when adding a ‘standard’ systematic error of 0.6 per cent to the data, with only a slight and non-significant decrease in the reduced χ^2 . In addition, the default spectral binning of the PCA detector is too fine for this dim source, so we rebinned all our *RXTE*/PCA spectra above 8 keV to make one bin out of four native bins between 8.1 and 16.5 keV, and one bin out of 10 bins between 16.5 and 26.6 keV. This slightly improves the precision on the parameters.

We also checked the data from the High-Energy Timing Experiment (HEXTE), the second instrument onboard *RXTE*. However, as already pointed out in Paper I, no HEXTE data can sensibly be used in our analysis because of the faintness of the source.

The *PCABACKEST* software computes the total instrument and cosmic X-ray background. Since IGR J19140+0951 is a faint source, and lies in the Galactic ridge, we also corrected the spectra for the Galactic X-ray background (GXB). Valinia & Marshall (1998) quantified the diffuse GXB in several regions of the Galactic ridge, including one with Galactic Latitude in the range -1.5° – 1.5° and Galactic Longitude in the range -40° – 40° , which corresponds to our source. They used a three-component model in the 3–35 keV range: a Raymond–Smith model and a power law, attenuated by interstellar absorption with a column density of $N_{\text{HIS}} \sim 1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Note that the model absorption measures the Galactic column density through the whole Galaxy in a given direction, so it overestimates the absorption experienced by IGR J19140+0951 which is most probably situated between 2 and 6 kpc. As we are interested in the relative variations of the absorption, and since the Galactic absorption in the direction of the source is constant, the precise value of the latter is not needed as it just adds a constant to the absorption intrinsic to the source.

Moreover, the smallest measurement of the absorption we have near phase 0 with a meaningful error bar is $3.9 \pm 2.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, once the Galactic contribution has been removed. This means that, even if we assume the minimum intrinsic absorption is $\sim 1.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, this is still bigger than the Galactic absorption in the direction of the source. So, we can reasonably consider the absorption we measure as highly dominated by intrinsic absorption. In the following, we assume that what we measure is the local absorption, which is, hereafter, referred to as N_{H} . The *RXTE*/PCA spectra

were fitted in *XSPEC* version 11.3.2, between 3 and 25 keV. A joint *RXTE-INTTEGRAL* spectrum is shown in Fig. 1 (right-hand panel).

3 RESULTS

3.1 Spectral analysis

We used the ephemeris of Corbet et al. (2004) to fold the spectra, starting at phase 0 when the flux is at a minimum. The analysis of the absorption done by the X-ray flux along the orbit shows that phase 0 also corresponds to a minimum of the absorption (see Section 4.3). Thus, phase 0 corresponds to when the compact object is located between the Earth and the companion star (hereafter inferior conjunction): in this case, the X-ray flux coming from the compact object travels a shorter distance in the companion stellar wind. Phase 0.5 is therefore when the compact object is behind the companion star (superior conjunction). The fact that a minimum flux corresponds to a minimum absorption may be puzzling, but actually these two effects act on two different energy ranges: indeed, the modulation of the ASM flux is seen only in the 5–12 keV range (Wen et al. 2006), where the photoelectric absorption has no influence. Qualitatively, when the neutron star is behind the companion star, we directly see the shock between the stellar wind and the ionized gas surrounding the compact object, where the high-energy emission is produced. At inferior conjunction however, the high-energy-emitting region is partially occulted by the neutron star: thus, this moment appears as a minimum flux in the ASM.

The phases are calculated at the mid-point of the observations. One observation typically lasts 0.005 phase. The 0.003 d uncertainty in the period determination of 13.552 d by Wen et al. (2006) leads to an uncertainty of 0.02 on the phase determination over the 4 yr of observations.

We tested several models in analysing the spectra, starting with phenomenological models. The data were well fitted using an absorbed power law combined with a high-energy cut-off. An iron fluorescent line at 6.4 keV is present in the observations where the source is detected at a high enough significance (see Fig. 1, right-hand panel). Note that the high-energy cut-off is only detected in the

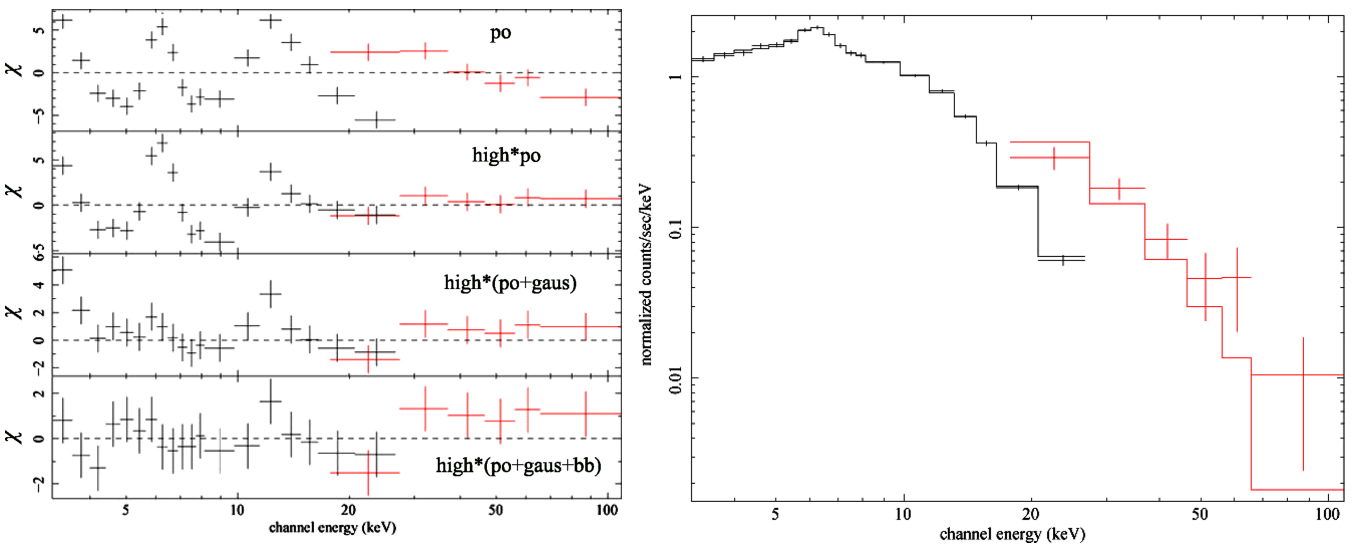


Figure 1. Left-hand panel: residuals in terms of σ between the models used to fit the *INTEGRAL* + *RXTE* spectra. In each case, the model mentioned in the panel is convolved with interstellar absorption. ‘Po’ stands for power law, ‘high’ stands for high-energy cut-off, ‘gaus’ stands for Gaussian and ‘bb’ stands for blackbody. Right-hand panel: joint *INTEGRAL* + *RXTE* spectrum from Obs ID P91083-03-02-00, corresponding to the residuals on the left-hand side. *RXTE*/PCA data are from 3 to 25 keV and *INTEGRAL*/ISGRI data from 20 to 100 keV. The best model is superposed on the spectrum.

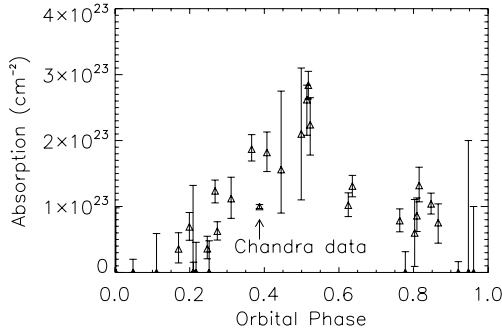


Figure 2. Evolution of the absorbing column density along the orbital phase of the system. Error bars are shown at the 90 per cent confidence level. ‘Chandra data’ refer to the value of N_H measured by in’t Zand et al. (2006).

observations where the source flux is sufficiently high, thus giving enough precision at the high-energy end of the spectra. Fig. 1 (left-hand panel) shows the residuals from the fit procedure when we add successively each component of the model. Note that for this observation, we need an additional component to accurately describe the spectrum below 6 keV. The spectrum shows a ‘soft excess’ feature in this range, which is discussed below. The best-fitting spectral parameters deduced from this phenomenological model are reported in Table 2 (left part).

3.2 Absorption evolution

The most important feature that we found is a strong evolution of N_H along the orbit (Fig. 2). In order to check whether the evolution of N_H was genuine or not, we produced power-law photon index (Γ) versus N_H contour plots for all observations. Eight typical observations are reported in Fig. 3. These correspond to spectra whose parameters are well constrained. The outer contour represents the 99 per cent confidence level. The parameters Γ and N_H are correlated: any variations of N_H will have a strong impact on the measure of Γ and vice versa. The elliptical elongation of each individual contour is the result of this link in the fitting process. The contours are clearly distinct from one observation to the next, which clearly indicates that the evolution of N_H and Γ is genuine. If this were not the case, the contours would overlap. The detailed study of the evolution of N_H along the orbital phase is presented in Section 4.3.

The absorption measured by *Chandra* is more precisely determined because of the better spectral resolution and the lower energy boundary of this instrument in the soft X-ray range. It is

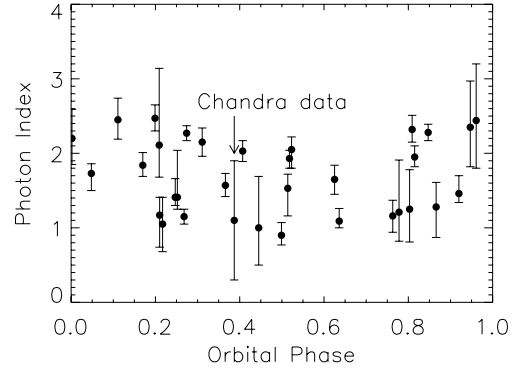


Figure 4. Evolution of the photon index along the orbital phase of the system. Error bars are shown at the 90 per cent confidence level. ‘Chandra data’ refer to the value of Γ measured by in’t Zand et al. (2006).

~ 40 per cent lower than the general tendency observed by *RXTE* around the same phase. The discrepancy may have two origins. First, there may be a difference of calibration between the two instruments. Secondly, the *Chandra* high-energy range is limited to 10 keV, so it gives bad constraints on the index of the power law, as can be seen in Fig. 4 [in’t Zand et al. (2006) obtained $N_H = 1.0 \pm 0.3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ and $\Gamma = 1.1 \pm 0.8$]. Since increasing Γ would increase N_H , confidence levels in the $N_H - \Gamma$ plane could increase the value of the error on N_H . Given these uncertainties, the value of N_H obtained with the *Chandra* observation was excluded from our wind model fits.

The absorption measured using the Comptonization model differs from the phenomenological model for some observations, especially in the observations where a soft excess is detected, but its overall evolution remains the same. It confirms the reality of this evolution, and the discrepancy is inherent to the differences between the models. Because the phenomenological model fits all the spectra, and in a view to obtain a consistent analysis, we used only the values of N_H obtained from the phenomenological model in our studies.

3.3 Thermal Comptonization

Since a cut-off power law is usually interpreted as a signature of thermal Comptonization, we replaced this simpler model with a more physical Comptonization model (COMPTT; Titarchuk 1994). In IGR J19140+0951, neither stable accretion disc nor thermal component has been detected, so we fixed the disc temperature parameter kT_0 at 0.1 keV. The χ^2_ν obtained when fitting with this model

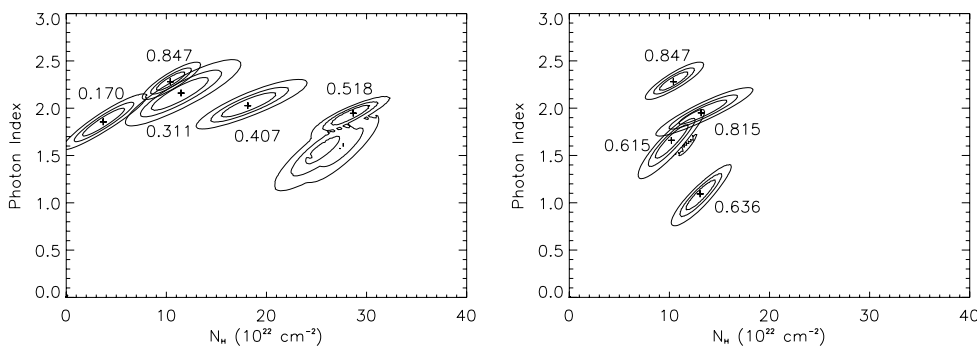


Figure 3. Contour plots of χ^2 in the $N_H - \Gamma$ plane from fits of eight spectra. The contours correspond to the 68, 90 and 99 per cent confidence limit, the central cross being the most probable value. The numbers next to the contours are the orbital phase of each observation. Left-hand panel: five observations with different N_H values and similar Γ . Right-hand panel: four observations with similar N_H values and different Γ .

(modified by photoelectric absorption) were comparable to those of the phenomenological models (see Table 2). Since the parameters are constrained by the high-energy end of the spectra, only observations with a relatively high flux, hence a relatively good signal-to-noise ratio at high energies, are suitable for the Comptonization model.

3.4 Soft excess detection

In some observations, the χ^2_ν was far higher than for the other observations, the discrepancy between the model and the data being particularly important at low energies. In those cases, the residuals between the model and the spectrum show that some soft excess is present (see Fig. 1, left-hand panel). This feature has already been observed in many X-ray binaries (see Hickox et al. 2004, for a review). We tried to systematically add a blackbody component at low energies to all our observations, obtaining a better χ^2_ν for several of them. In four observations, an F-statistic test indicated values greater than 99.9 per cent for a true improvement of the fit with the blackbody, giving a very good confidence in this detection. In one more observation, the test gave a value greater than 90 per cent. The spectral characteristics of these observations are given in Table 3.

Note that other models, such as the Raymond–Smith model, could also account for the soft excess, but we lack the resolution at low energies to discriminate between the different possibilities, so we kept the simplest one, i.e. the blackbody model. Besides, since the blackbody and the absorption models influence the spectra mostly below 5 keV where the PCA coverage and resolution are moderate (only six spectral channels cover the range 3–6 keV), it is difficult to separate their respective contributions, and hence we obtain large uncertainties for N_H . Similarly, the blackbody temperature that we found in the range 0.3–0.6 keV must be treated with caution. Other X-ray binaries have soft excess temperatures in the range 0.1–0.2 keV; a blackbody with this temperature has weak influence above 3 keV where *RXTE* is sensitive, so the values we obtain should be regarded more as an order of magnitude than absolute values.

Adding a blackbody at low energy increases the uncertainties as it adds a degeneracy in the fitting process: increasing the blackbody flux compensates for a decrease in the absorption level. Therefore, we verified, by drawing confidence levels in the $kT - N_H$ plane, that the blackbody temperature is clearly determined. Given the high uncertainties on this latter parameter, however, the contours of several observations in which the soft excess is detected overlap. We, therefore, cannot conclude on any evolution and/or relation of the temperature with orbital phase.

4 DISCUSSION

4.1 Comparison with previous work

A comprehensive analysis of the very first X-ray observations of IGR J19140+0951 is reported in Paper I. The goal of this study was to try to understand the nature of this, then newly discovered source. At that time only, a set of three *RXTE* observations and a limited number of simultaneous JEM-X and ISGRI data were available. Instead of performing an orbital phase resolved study, and in order to improve the signal-to-noise ratio of the *INTEGRAL* data, we performed a time-resolved spectroscopy based on the 20–40 keV luminosity level of the source. As a result, it is very likely that we mixed the spectra extracted at different orbital positions. This is particularly obvious if one tries to compare the results obtained in

Paper I and the ones we report here. Although qualitatively they match quite well, i.e. the spectral models are similar, and the sets of parameters are compatible, none of the ‘states’ identified through the *INTEGRAL* data in Paper I was observed here.

First of all, it has to be noted that during the fitting of the *INTEGRAL* spectra in Paper I, the value of N_H was frozen to that found in Swank & Markwardt (2003), i.e. $6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, while it is clear from the present study that N_H is tightly linked to the orbital phase. Secondly, the procedure of summing spectra taken at similar fluxes in Paper I may have allowed us to pick up peculiar phases of accretion, as, for example, flares due to enhanced accretion. The analysis reported here focuses more on a global and ‘normal’ behaviour of IGR J19140+0951. Finally, since the analysis of the *INTEGRAL* data in Paper I was based on the detection by ISGRI, it is clearly biased towards states that are bright at hard X-rays. Our orbital-phase-dependent analysis showed us that there was not necessarily a connection between the level of hard X-rays and the position on the orbital phase. Note also that although IGR J19140+0951 and GRS 1915+105 are 1°1 apart, some confusion is still possible in the JEM-X data.

Two of the *RXTE* observations presented here were already analysed in Paper I. They respectively correspond to phase 0.763 (Obs. 3 in Paper I) and 0.815 (Obs. 2 in Paper I). One can immediately see that the results obtained in both analyses clearly differ, in particular in the value of the absorption (and consequently the unabsorbed fluxes). There are two reasons that are the very probable origin of the discrepancies. First, the analysis presented in Paper I was made with old versions of the software and history file that could cause errors on the background estimation of up to 10 per cent. This problem has been solved since then. The second origin, which is probably the main reason for the differences, is that in Paper I the Galactic background was not taken into account in correcting the data. This has a strong effect at low energies, and hence influences highly on the determination of the absorption.

Qualitatively, however, the spectral behaviour of IGR J19140+0951 is confirmed. We confirm that an iron $K\alpha$ fluorescence line is present in most of the spectra. This line is intrinsic to the source, since if it were due to the Galactic background, we would expect its flux to be roughly constant, which is not the case here. We measure upper limits on its width in the range 300–1000 eV, depending on the line flux. This could be indicative of a narrow line, rather than a broad line, but actually we are mainly limited by the instrumental spectral resolution.

4.2 Spectral evolution

4.2.1 Comptonization model

Our first spectral analysis showed that a simple cut-off power-law model could accurately fit all the spectra. Therefore, we applied a thermal Comptonization model, as this is the usual physical model that explains this feature. We obtained the parameters kT_e and τ reported in Table 2, which are consistent with similar observations of other HMXBs and absorbed sources detected by *INTEGRAL* (e.g. IGR J16320–475; Rodríguez et al. 2006). The Comptonization parameter $y = \frac{AkT_e}{m_e c^2} \tau^2$ (also known as the Kompaneets parameter) determines the efficiency of the Comptonization process, and thus the shape of the spectrum (Titarchuk 1994). In our case, this parameter is ≈ 0.5 –1, indicating a moderately efficient process. It corresponds to a rather low accretion rate, which is consistent with the supposed nature of the system: wind-fed accretion is less efficient than Roche lobe overflow. Our estimation of this mass-loss

Table 2. Best-fitting parameters. The errors and upper limits are given at the 90 per cent confidence level.

Phase	Phenomenological model					Comptonization model				
	N_H (10^{22} cm^{-2})	Γ	E_{cut} (keV)	Unabs. flux ($10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	χ^2_ν	N_H (10^{22} cm^{-2})	kT_e (keV)	τ_p (keV)	$\frac{Y}{m_e c^2 \tau^2}$	χ^2_ν
0.002	<9.8	2.2 ± 0.37		2.6 ± 0.6	1.79					
0.048	<2	1.68 ± 0.18	7.5 ± 2.1	6.2 ± 2.2	1.19					
0.111	<5.9	2.45 ± 0.29		4.2 ± 1	1.19					
0.170	3.9 ± 2.3	1.84 ± 0.16		9.5 ± 1	1.42					
0.199 ^R	6.9 ± 2.1	2.47 ± 0.17		6.5 ± 0.5	1.20					
0.209	<13.2	2.35 ± 0.75		0.8 ± 0.1	1.00					
0.210	<1.6	1.25 ± 0.3	6.4 ± 0.6	3 ± 2	1.39	<4.5	3.7 ± 0.7	6.4 ± 1.5	1.1 ± 0.6	1.23
0.217	<4.6	1.05 ± 0.36	6.2 ± 0.7	9.2 ± 0.8	1.01	6.1 ± 2.0	3.6 ± 0.8	5.9 ± 1.2	1.0 ± 0.5	1.63
0.247	3.8 ± 1.6	1.35 ± 0.15	6.3 ± 0.5	19 ± 5	1.80					
0.252	<4.8	1.60 ± 0.35	<18	5.2 ± 2	1.61	<40	5.5 ± 1.6	4.6 ± 1.3	0.8 ± 0.5	1.56
0.268	12.4 ± 1.7	1.15 ± 0.1	9.2 ± 0.6	67 ± 3	1.08	$34.3 \pm 1.8^{**}$	13.3 ± 2.6	2.0 ± 0.4	0.4 ± 0.2	1.12
0.274	6.3 ± 1.4	2.3 ± 0.1		12 ± 2	1.29					
0.311	11.2 ± 3.1	2.15 ± 0.19		7.6 ± 1	1.13					
0.366	18.7 ± 2.0	1.57 ± 0.15	6.1 ± 0.8	27 ± 2	1.62	$27.1 \pm 5.0^{**}$	$13. \pm 4$	2.6 ± 0.5	0.6 ± 0.3	1.00
0.387 ^C	$10. \pm 0.3$	1.1 ± 0.8		35 ± 5	1.01					
0.407	18.2 ± 3.0	2.03 ± 0.14		12 ± 1	1.27					
0.445	$17.6 \pm 8.0^*$	1.0 ± 0.6	<10.4	32 ± 15	1.18	$17. \pm 3.0$	11.5 ± 7.0	<4.66	0.4 ± 0.8	1.30
0.499	$21. \pm 10^{**}$	0.9 ± 0.15	12.2 ± 0.8	13 ± 2.5	1.27	$32. \pm 4.5^*$	10.7 ± 4.1	3.6 ± 0.8	0.7 ± 0.5	1.04
0.514	24.5 ± 3.9	1.45 ± 0.27	$9.3 \pm 1.$	14 ± 3	1.15	<26.6	5.1 ± 0.5	9.5 ± 4.5	3.0 ± 3.0	1.41
0.518	28.4 ± 2.1	1.93 ± 0.12	10.2 ± 2	48 ± 5	1.60	28.3 ± 2.5	4.9 ± 0.3	5.5 ± 1.0	0.9 ± 0.4	1.74
0.523	22.4 ± 4.3	2.02 ± 0.2	<30	15 ± 4	1.34	$25. \pm 2.2$	5.5 ± 0.7	4.8 ± 0.8	0.9 ± 0.3	1.66
0.625	$10.2 \pm 1.8^*$	1.6 ± 0.2	6.6 ± 0.9	27 ± 5	1.16	21.6 ± 3.8	15 ± 10	2.2 ± 1.2	0.5 ± 0.8	1.30
0.636 ^R	13.1 ± 1.6	1.14 ± 0.13	6.3 ± 0.5	47 ± 5	1.38	$13.4 \pm 1.0^{**}$	13 ± 5.0	2.5 ± 0.7	0.5 ± 0.4	1.87
0.763 ^R	7.9 ± 1.7	1.16 ± 0.2	6.2 ± 0.5	16 ± 3	1.67	14.2 ± 1.5	4.9 ± 0.4	6.0 ± 0.6	1.4 ± 0.3	1.04
0.778 ^R	<3.2	1.35 ± 0.55	<9.2	6 ± 2	1.75	9.1 ± 1.5	4.3 ± 0.3	6.0 ± 0.7	1.2 ± 0.3	1.05
0.803	6.0 ± 5.0	1.25 ± 0.45	6.2 ± 1.5	5.6 ± 1	1.67	3.2 ± 2.2	4.9 ± 0.8	5.0 ± 1.2	0.9 ± 0.5	1.95
0.809	8.7 ± 2.5	2.32 ± 0.18		5.8 ± 1	1.78					
0.815	13.2 ± 2.5	1.95 ± 0.14		13.2 ± 2	1.68					
0.847	10.4 ± 1.6	2.28 ± 0.11		18 ± 2	1.12					
0.866	7.6 ± 2.9	1.25 ± 0.37	6.4 ± 0.8	18 ± 2	1.48	8.7 ± 2.4	4.3 ± 1.0	5.6 ± 1.2	1.1 ± 0.5	1.49
0.920	<1.7	1.52 ± 0.18	6.2 ± 0.7	9.6 ± 2	1.27	2.3 ± 1.7	4.0 ± 0.9	5.6 ± 0.9	0.8 ± 0.4	1.79
0.947	<20	2.3 ± 0.5		0.3 ± 0.2	1.75					
0.961	<10	2.4 ± 0.7		1.1 ± 0.5	1.23					

*Observations where a soft excess is detected with a 90 per cent confidence level; **With a 99.9 per cent confidence level. The reduced χ^2 are calculated for 16 degrees of freedom (d.o.f.) for observations with both *RXTE* and *INTEGRAL*, and 11 d.o.f. otherwise. The unabsorbed flux is calculated in the range 2–20 keV. C marks the *Chandra* data and R marks the four observations for which *INTEGRAL* data are missing.

Table 3. Spectral characteristics of the five soft excess observations.

Phase	kT	N_{H}^a	Γ	$\chi^2_{\nu}^b$	y^c
0.268	0.27 ± 0.02	12.4 ± 1.7	1.15 ± 0.1	1.08	0.4
0.366	0.27 ± 0.10	18.7 ± 2.0	1.57 ± 0.2	1.62	0.6
0.445	0.22 ± 0.04	17.6 ± 8.0	1.00 ± 0.6	1.18	0.7
0.499	0.46 ± 0.25	$21. \pm 10.$	0.90 ± 0.2	1.27	3.0
0.625	0.27 ± 0.08	10.2 ± 1.8	1.60 ± 0.2	1.16	0.5

^aPhenomenological model.^bCalculated for 15 d.o.f. for the phenomenological model. The Comptonization model gives χ^2_{ν} values with differences of ± 0.15 .^cKompaneets parameter obtained from the Comptonization model.

rate (Section 4.3.2) in the range $4\text{--}7 \times 10^{-8} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ corroborates the B-type nature of the companion. Note that it has no significant evolution along the orbital phase, showing that the emission process is remarkably stable along the orbit. This suggests a rather stable accretion rate, and therefore would tend to favour a circular orbit for the system.

4.2.2 Phenomenological model

Several observations show a photon index $\Gamma \sim 1$, for instance 1.15 ± 0.1 at phases 0.268 and 0.636, or 1.05 ± 0.36 at phase 0.217. This is consistent with a neutron star nature of the compact object, as these hard spectra are typical of saturated Comptonization found in binary systems containing a neutron star (Di Salvo, Santangelo & Segreto 2004).

Having identified the emission process as thermal Comptonization, we returned to the phenomenological model, which allows all the spectra to be fitted and permits a true study of the absorption evolution to be done. Before studying the evolution of N_{H} , we can draw some conclusions from the other parameters.

The unabsorbed flux undergoes strong variations that are not correlated with the orbital phase. The variations probably arise from the details of the accretion process. The stellar wind is not perfectly homogeneous and the accretion on to the neutron star, following the magnetic field line to the magnetic poles, is a highly unstable and complicated process (see e.g. Takata et al. 2006, and references therein, for a review of the emission processes). Since our observations are spread over several years, it is not surprising that the source flux is highly variable. However, if the orbit of the neutron star were eccentric, when the compact object approaches the companion star where the stellar wind density is higher, we would see an increase in the source flux. Such evolution is marginally visible, the unabsorbed flux being smaller between phases 0.9 and 0.2. However, as this is only marginal, we interpret it as another point in favour of a circular orbit for the system.

The photon index of the power-law component undergoes strong variations as well (Fig. 4). These variations are not correlated with the flux evolution or the orbital phase, which means that this is probably just another effect of the high variability of the accretion process.

4.2.3 Origin of the soft excess

During our study, some spectra exhibited an excess in the soft X-ray part of the spectra, which we modelled by adding a blackbody component to the model. Following Hickox et al. (2004), we can

Table 4. Typical parameter values for a B11 star.

Parameter	Value
R_{\star}	10–30 R_{\odot}
M_{\star}	10–30 M_{\odot}
\dot{M}_{\star}	$10^{-6} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1 a}$
V_{∞}	$\approx 1000 \text{ km s}^{-1 b}$
β	0.5–1

^aLamers (1981).^bHaberl et al. (1989).

look for possible mechanisms explaining this feature. Using the parameters listed in Table 4, the orbital separation between the two objects a ($a = [\frac{GM_{\star}P_{\text{orb}}^2}{4\pi^2}]^{1/3}$) is in the range 51–74 R_{\odot} . If we assume a mass for the neutron star of $\sim 2 \text{ M}_{\odot}$, then the Lagrange point L_1 is located at a distance from the companion star in the range 34–56 R_{\odot} . Thus, it is very unlikely that the companion star overflows its Roche lobe, which is confirmed by the fact that we do not observe any accretion disc. This rules out explanations for the soft excess feature involving an accretion disc or a gas stream flowing from the companion to the compact object (Fahlman & Walker 1980). We can also rule out soft emission from the accretion column, as it would imply soft pulses in the spectra.

According to Hickox et al. (2004), this leaves two possible processes which involve the immediate surroundings of the compact object, characterized by the influence of the compact object X-ray emission. The stellar wind of massive stars is mostly accelerated by bound–bound transitions of atoms. The neutron star, due to its high energy emission, ionizes the surrounding material, so the already-ionized gas around the neutron star is no longer accelerated by the stellar radiation field (Fransson & Fabian 1980). When the compact object moves along its orbit, the hot gas will gradually be overtaken by the stellar wind. This will lead to the formation of a ‘tail’ trailing the neutron star.

The stellar wind collides with this tail, transforming a fraction of its kinetic energy into X-ray emission. This results in a shock located between the compact object and the secondary. According to Hickox et al. (2004), this could explain the soft excess of faint sources ($L_{\mathrm{X}} \lesssim 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$), which is the case of IGR J19140+0951 ($L_{\mathrm{X}} \approx 3.10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ for a distance of $\sim 5 \text{ kpc}$ and a characteristic X-ray flux of $\sim 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Finally, the last process involves the ‘tail’ itself: the diffuse cloud around the neutron star may reprocess the hard X-rays coming from the compact object.

However, to differentiate between emission produced in collisionally or photoionized plasma, high-resolution grating spectra are required, which is unfortunately beyond the possibilities of *RXTE*. Still, the fact that the soft excess was only seen around the superior conjunction may be of some importance. Until now, only a handful of soft excess detections have been reported and among them two detections, reported for 4U 1700–37 by Haberl, White & Kallman (1989) and for Centaurus X-3 by Burderi et al. (2000), both sources for which the orbital position is known, fall during phase 0.5–0.75. However, this is too small a sample to draw any definite conclusion.

4.3 Wind model

4.3.1 Description of the model

Since the orbit of the X-ray source is probably almost circular, one possible explanation for the observed change in N_{H} relies on an

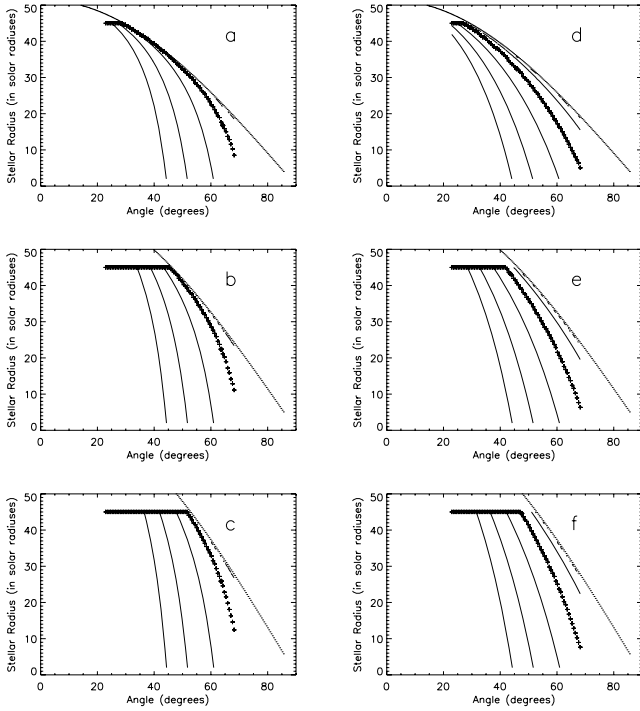


Figure 5. Most probable orbital inclination, as a function of the companion radius, for various M_* and β . (a) $\beta = 0.5$, $M_* = 10 M_\odot$. (b) $\beta = 0.5$, $M_* = 20 M_\odot$. (c) $\beta = 0.5$, $M_* = 30 M_\odot$. (d) $\beta = 1$, $M_* = 10 M_\odot$. (e) $\beta = 1$, $M_* = 20 M_\odot$. (f) $\beta = 1$, $M_* = 30 M_\odot$. The ‘+’ symbols correspond to the most probable orbital inclination, confidence contours are drawn at the 25, 68 and 90 per cent confidence levels. The dotted line is the ‘eclipse limit’: points above this line are excluded as it would imply an eclipse of the neutron star by its companion, which is not observed.

inclined orbit for the system. Qualitatively, when the neutron star is behind its companion, its light has to travel a longer distance in the stellar wind, so the absorption in the soft X-rays increases. Therefore, at the superior conjunction we should observe a maximum in the absorption, which is indeed the case (Fig. 2). Following this hypothesis, we used a simple wind model in order to constrain several parameters for the system, following the method already used by Levine et al. (2004). A B-type star emits a strong stellar wind, usually taken to be stationary and spherically symmetric (e.g. Castor,

Abbott & Klein 1975). Its velocity is given by a β -law:

$$V(r) = V_0 + (V_\infty - V_0) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \quad (1)$$

where r is the distance from the companion star, R_* its radius, V_0 the wind velocity at the photosphere and V_∞ the terminal wind velocity. Observations show that V_∞ typically lies in the range 1000–1500 km s^{−1} for a B1 star (Gathier, Lamers & Snow 1981). For early-type stars, β is in the range 0.7–1.2 (e.g. Puls et al. 1996). We have $V_0 \ll V_\infty$, so for our purposes we can take

$$V(r) \simeq V_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta. \quad (2)$$

The equation of mass conservation then gives

$$\dot{M}_* = 4\pi r^2 V(r) \rho(r), \quad (3)$$

where \dot{M}_* is the mass-loss rate of the star and $\rho(r)$ the density. The number density $n(r)$ of hydrogen atoms is in turn given by $\rho(r) = \mu m_H n(r)$, where μ is the mean atomic weight of the particles expressed in units of the hydrogen atom mass m_H ($\mu = 0.602$ for solar composition material). The instantaneous equivalent absorbing column density of hydrogen N_H between the neutron star and the observer is given by

$$\begin{aligned} N_H &= N_{\text{HISM}} + \int_0^\infty n[r(s)] ds \\ &= N_{\text{HISM}} + \frac{\dot{M}_*}{4\pi\mu m_H V_\infty} \int_0^\infty \frac{ds}{r^2 \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta}, \end{aligned} \quad (4)$$

where N_{HISM} is the contribution from the interstellar medium, and s is the distance along the line joining the neutron star and the observer. s is given by

$$r^2 = a^2 + s^2 - 2as \cos(\psi), \quad (5)$$

where ψ is the angle subtended at the neutron star between the radial and the observer directions, and a is the orbital separation. Finally, for a circular orbit with orbital inclination i , the angle ψ is related to the inclination angle and the orbital phase ϕ by

$$\cos(\psi) = -\sin i \cos[\phi(t) - \phi(\tau_{90})] \quad (6)$$

where τ_{90} is the instant of the superior conjunction. Since no eclipse is visible in the system’s light curve, we can restrict the inclination angle to

$$i < \arccos\left(\frac{R_*}{a}\right). \quad (7)$$

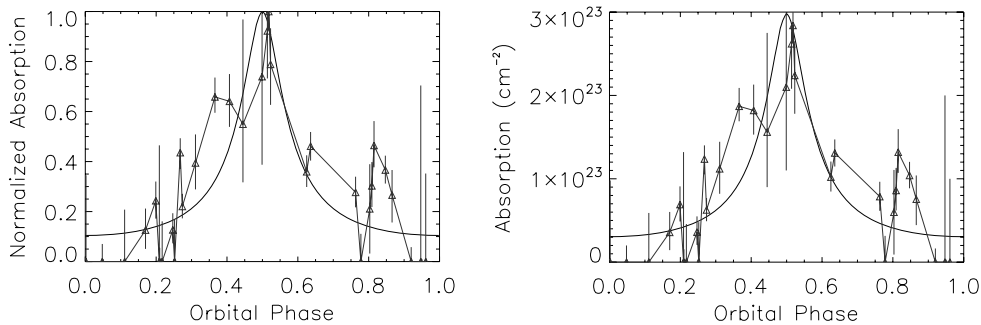


Figure 6. Model absorption (continuous line) and experimental absorption (Δ symbols), for the stellar model with parameters $M_* = 20 M_\odot$, $R_* = 21 R_\odot$ and $\beta = 0.5$. Left-hand panel: result obtained with data and model normalized ($\chi^2_v = 1.440$). Right-hand panel: same as left-hand side, but without normalization ($\chi^2_v = 1.432$).

4.3.2 Parameter fitting

Our model needs four parameters, R_* , M_* , β and the ratio \dot{M}_*/V_∞ , and computes the most probable orbital inclination i . We first verified the consistency of the ephemeris. We fixed every parameter to the typical values listed in Table 4, and let the program adjust the maximum of the absorption for several i . We obtained maxima between phases 0.49 and 0.5, thus confirming the value of τ_{90} . Then, fixing the maximum to phase 0.5, we left free the inclination i and the stellar radius R_* , set M_* to 10, 20 and $30 M_\odot$, β to 0.5 and 1, and the ratio \dot{M}_*/V_∞ normalized to the data.

The results are shown in Fig. 5. The outer contour lines correspond to the 90 per cent confidence levels. The two lines at $2 R_\odot$ and $45 R_\odot$ are artefacts caused by the artificial constraint of R_* between these two values. For the most probable stellar radius of $21 R_\odot$, the lower inclination limit is constrained between 38° and 43° , with χ^2 being at a minimum in the range 60° – 67° . Fig. 6 (left-hand panel) shows the best-fitting model against the experimental normalized data, with a good agreement.

We can also determine the ratio $K = \frac{\dot{M}_*}{4\pi\mu_{\text{mH}}V_\infty}$. Using the values given in Table 4, the predicted value of K is $K_0 = 5.0 \times 10^{34}$ atoms cm^{-1} . An estimate of the experimental value of K can be obtained using the best model, whose parameters are $M_* = 20 M_\odot$, $R_* = 21 R_\odot$ and $\beta = 0.5$. We let the program adjust the normalization of the model, and obtain $K = 0.045 K_0$ (Fig. 6, right-hand panel). The observations predict V_∞ in the range 1000–1500 km s^{-1} for a B1I star (Gathier et al. 1981), which give \dot{M}_* in the range 4 – $7 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. This is consistent with the expected value, and retrospectively corroborates the model. However, the wind model used in this analysis is really simple, it does not take into account, for example, a clumping of the wind, since our data are not sufficiently precise to allow a refinement the model. Therefore, our numerical results should remain mostly indicative of the evolution of the system.

5 CONCLUSIONS: SIMPLE REPRESENTATION OF THE SYSTEM

Fig. 7 schematically summarizes our main results. We found that photoelectric absorption highly correlates with the orbital phase of the system. Using a simple stellar wind model, we found a rather high orbital inclination, $\sim 65^\circ$. We have detected a soft excess in some observations, just before the superior conjunction, in the area indicated on the figure. This may be explained by a cloud of highly ionized gas surrounding the neutron star. Because of its ionization, this gas is less accelerated by the stellar wind and, while being gradually overtaken by the wind, tends to form a ‘tail’. For typical parameters for the secondary star, the neutron star velocity V_{NS} on its orbit is $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ and the wind velocity at the position of the orbit is $\sim 0.8 V_\infty$. Therefore, as the diagram shows, the angle between the ‘tail’ and a vector normal to the orbit is $\theta = \arcsin(\frac{V_{\text{NS}}}{0.8V_\infty}) \approx 10^\circ$. This tail could scatter the hard X-ray emission from the compact object and thus explain the soft excess feature. However, these results remain qualitative, as a precise determination of the geometry of the stellar wind would require a better sensitivity in the soft X-ray range, which could be achieved, for instance, with the use of the *XMM* or *Chandra* satellites.

The study of X-ray binaries is challenging since it is often difficult if not impossible to identify their visible and infrared counterparts. Even if an infrared counterpart were observed, the distance to some systems prohibits the measurement of the orbital characteristics. Our study shows that X-ray observations can overcome these limitations and produce very precise inferences. The *RXTE* and *INTEGRAL* observations of IGR J19140+0951 have led to good measurements of the orbital period of the system and constraints on its inclination angle.

Moreover, we can use the compact object to probe the stellar wind of the companion. In the case of IGR J19140+0951, we diagnosed the type of the companion (supergiant O or B), the wind density

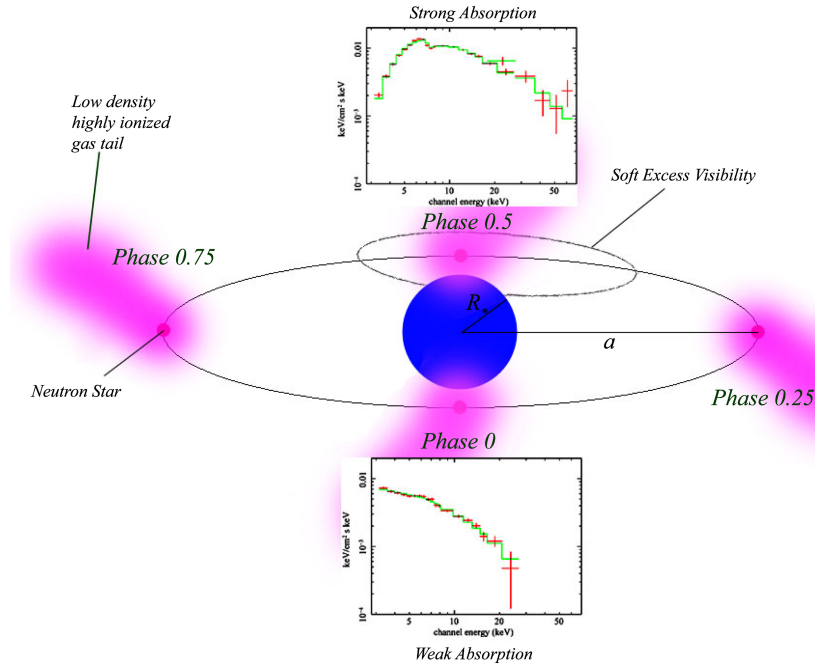


Figure 7. Diagram of IGR J19140+0951 as it could be seen from the Earth. The orbital inclination of the system is taken to be $\sim 65^\circ$.

and its structure around the neutron star. More precise observations could lead to constraints on the mass and radius of the companion, and better constraints on the stellar wind. This allows the study of new *INTEGRAL* sources, either distant or highly absorbed, and ultimately the determination of new useful data for X-ray binary evolution scenarios.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank T. Foglizzo for useful discussions on the soft excess interpretation. We are grateful to an anonymous referee for a careful reading of the manuscript and constructive comments that significantly improved this paper. The authors warmly thank the *RXTE* and *INTEGRAL* planners for having scheduled the observations in simultaneity. DCH gratefully acknowledges a Fellowship from the Academy of Finland. This research has made use of data obtained through the High Energy Astrophysics Science Archive Research Centre and quick-look results provided by the ASM/RXTE team. Based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data centre funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain), Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the United States.


REFERENCES

- Bodaghe A. et al., 2007, *A&A*, 457, 585
 Burderi L., Di Salvo T., Robba N. R., La Barbera A., Guainazzi M., 2000, *ApJ*, 530, 429
 Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, *ApJ*, 195, 157
 Corbet R., Hannikainen D., Remillard R., 2004, *Astron. Telegram*, 269
 Di Salvo T., Santangelo A., Segreto A., 2004, *Nucl. Phys. B*, 132, 446
 Fahlman G. G., Walker G. A. H., 1980, *ApJ*, 240, 169
 Fransson C., Fabian A., 1980, *A&A*, 87, 102
 Gathier R., Lamers H. J. G. L. M., Snow T. P., 1981, *ApJ*, 247, 173
 Haberl F., White N., Kallman T., 1989, *ApJ*, 343, 409
 Hannikainen D., Rodriguez J., Pottschmidt K., 2003, *IAU Circ.*, 8088
 Hannikainen D., Rodriguez J., Cabanac C., Lund N., Vilhu O., Petrucci P., Henri G., 2004, *A&A*, 423, L17
 Hannikainen D., Rawlings M. G., Muhli P., Vilhu O., Schultz J., Rodriguez J., 2007, *MNRAS*, 380, 665
 Hickox R. C., Narayan R., Kallman T. R., 2004, *ApJ*, 614, 881
 In't Zand J., Jonker P., Nelemans G., Steeghs D., O'Brien K., 2006, *A&A*, 448, 1101
 Jahoda K., Markwardt C. B., Radeva Y., Rots A. H., Stark M. J., Swank J. H., Strohmayer T. E., Zhang W., 2006, *ApJS*, 163, 401
 Kitamoto S., Miyamoto S., Tanaka Y., Ohashi T., Kondo Y., Tawara Y., Nakagawa M., 1984, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 36, 731
 Lamers H. J. G. L. M., 1981, *ApJ*, 245, 593
 Lebrun F. et al., 2003, *A&A*, 411, L141
 Levine A. M., Rappaport S., Remillard R., Savcheva A., 2004, *ApJ*, 617, 134
 Liu Q. Z., Paradijs J., van, Heuvel E. P. J. van den, 2006, *A&A*, 455, 1165
 Nespoli E., Fabrega J., Mennickent R., 2007, *Astron. Telegram*, 983
 Puls J. et al., 1996, *A&A*, 305, 171
 Rodriguez J., Cabanac C., Hannikainen D., Beckmann V., Shaw S., Schultz J., 2005, *A&A*, 432, L17 (Paper I)
 Rodriguez J. et al., 2006, *MNRAS*, 366, 274
 Swank J. H., Markwardt C. B., 2003, *Astron. Telegram*, 128
 Takata J., Shibata S., Hirofani K., Chang H.-K., 2006, *MNRAS*, 366, 1310
 Titarchuk L., 1994, *ApJ*, 434, 570
 Ubertini P. et al., 2003, *A&A*, 411, L131
 Valinia A., Marshall F. E., 1998, *ApJ*, 505, 134
 Wen L., Levine A., Corbet R., Bradt H., 2006, *ApJS*, 163, 372

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

OBSERVATIONS EN RAYONS X DES TOUTES PREMIÈRES PHASES D'UNE ÉRUPTION DE H1743–322

B

RTICLE de recherche publié dans A&A. Les chapitres 5 et 7 exposent les résultats de cette articles et les confrontent à des mesures plus récentes. H1743–322 est un microquasar très actif, entrant en éruption quasiment tous les ans depuis 2003. Fin 2008, l'une de ces éruptions a débuté durant une observation d'*INTEGRAL* : il s'agit là d'une chance rare, qui a permis de suivre l'évolution de la source extrêmement tôt dans son éruption.

L'article expose les données spectrales et temporelles de H1743–322 durant les 35 premiers jours de son éruption. Au cours de cette période, H1743–322 est resté 25 jours en état dur, avec un flux croissant, avant d'effectuer une transition vers l'état dur intermédiaire. L'étude temporelle révèle la présence d'une forte oscillation quasi-périodique, dont la fréquence change abruptement à la transition spectrale. La corrélation observée entre la fréquence de cette oscillation et l'indice de photon mesuré sur les spectres indique une relation profonde entre l'évolution du disque d'accrétion et celle de la couronne au cours de l'éruption.

LETTER TO THE EDITOR

The early phase of a H1743–322 outburst observed by *INTEGRAL*, *RXTE*, *Swift*, and *XMM/Newton*

L. Prat^{1,2}, J. Rodriguez^{1,2}, M. Cadolle Bel³, E. Kuulkers^{3,*}, M. Hanke^{4,5}, J. Tomsick⁶,
S. Corbel^{1,2}, M. Coriat^{1,2}, J. Wilms^{4,5}, and A. Goldwurm^{1,7}

¹ DSM/IRFU/Service d’Astrophysique/CEA-Saclay, France
e-mail: lionel.prat@cea.fr

² AIM-UMR 7158, Paris, France

³ ESAC, ISOC, Villañueva de la Cañada, Madrid, Spain

⁴ Dr. Karl Remeis-Observatory, Bamberg, Germany

⁵ Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Germany

⁶ Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, USA

⁷ APC-UMR 7164, Paris, France

Received 21 November 2008 / Accepted 26 December 2008

ABSTRACT

Aims. We investigate the early phase of the first state change during the 2008 September–November outburst of H1743–322, first detected by the *INTEGRAL* satellite. We focus on the preliminary hard X-ray state with the aim of investigating the possible influence of this phase on the subsequent evolution during the outburst.

Methods. The outburst started on MJD 54732, and remains ongoing at the time of writing this paper (MJD 54770). We analyse *INTEGRAL*, *RXTE*, *Swift*, and *XMM/Newton* observations, which provide coverage of the quiescence to outburst evolution in the 3–200 keV range every few days. We present both the spectral and timing analysis. We compare these parameters with the behaviour of the source during a previous outburst in 2003, which was observed by *INTEGRAL* and *RXTE*.

Results. The energy spectra are well fitted by a phenomenological model consisting of an exponentially cut-off power law plus a disc component. A more physical model of thermal Comptonisation (and a disc) represents the spectra equally well. In a first phase (up to MJD 54760), the photon index and temperature of the disc do not vary significantly, and have values reminiscent of the Hard State (HS). The timing analysis is also consistent with that of a HS, and shows in particular a rather high degree of variability (~30%), and a strong ~0.5–1 Hz QPO with its first harmonic. After MJD 54760, a change to softer spectra and a ~5–6 Hz QPO indicate that the source underwent a state transition into a Hard-Intermediate State (HIMS).

Conclusions. The timing and spectral characteristics of H1743–322 are similar to those of the first HS during its 2003 outburst. We observe a correlation between the QPO frequency and the photon index, which indicates a strong link between the accretion disc, generally understood to determine the QPO frequency, and the corona, which determines the QPO power. The gradual disappearance of the QPO harmonic, and the slowly decreasing hard X-ray flux, imply that the accretion disc slowly moved inwards during the HS.

Key words. X-rays: binaries – gamma rays: observations – X-rays: individuals: H1743–322 – X-rays: individuals: IGR J17464–3213

1. Introduction

The X-ray nova H1743–322 was discovered during a bright outburst that occurred in 1977 with the *Ariel V* and *HEAO I* satellites by Kaluzienski & Holt (1977). In 2003, another bright outburst was first detected with *INTEGRAL*, and the source was then dubbed IGR J17464–3213, before it was realised that it was H1743–322 (Markwardt & Swank 2003). This outburst has been studied considerably at all wavelengths (see e.g. Parmar et al. 2003; Lutovinov et al. 2005; Kalemci et al. 2006). It was shown in particular that H1743–322 had a behaviour consistent with most black-hole X-ray transients, and was, thus, classified as a Black-Hole Candidate. This 2003 outburst was followed by weaker episodes in 2004, 2005, and in the first months of 2008 (see Kalemci et al. 2008).

A new outburst was detected on 2008 September 23 (Kuulkers et al. 2008), during *INTEGRAL* observations of the Galactic Bulge (GB). The source brightened above the detection

limit in the middle of the *INTEGRAL* observation, and thus provided us with the rare privilege of observing an X-ray nova during the very first stages of an outburst, from the quiescent state to the rising phase. Due to this early notice, several high energy satellites were able to follow rapidly H1743–322: *INTEGRAL* and *RXTE* observations occurred almost every second day, while at softer X-rays, *Swift* (XRT) and *XMM/Newton* provided 3 and 1 observations, respectively.

Herein, we present the results of the X and γ -ray coverage of the source in its Hard State (HS) until its transition to the Hard Intermediate State (HIMS, see e.g. Homan & Belloni 2005), which is characterized by a photon index between ~1.5–2.5, and the presence of strong type C Quasi Periodic Oscillations (QPOs). Our study is focused on the very first stages of its evolution from quiescence to outburst. We analyse the spectral and timing characteristics of H1743–322, and compare its behaviour with that of the well-studied 2003 outburst. The outburst remains ongoing while this letter is being written, and the study of the complete outburst is deferred to a future investigation.

* On behalf of the *INTEGRAL* Galactic bulge monitoring team.

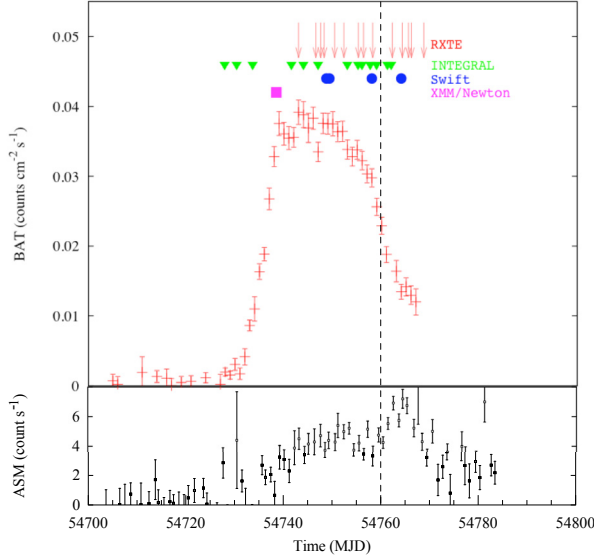


Fig. 1. *Swift*/BAT and *RXTE*/ASM lightcurves of H1743–322 during its 2008 outburst, in the 15–150 keV and 1.5–12 keV energy ranges, respectively. The periods of the observations used in this paper are indicated for each instrument.

2. Observations and data reduction

The *INTEGRAL* observations analysed here originate in two different programmes. The Galactic Bulge (GB) programme (Kuulkers et al. 2007) is performed once every *INTEGRAL* revolution whenever the region is visible, and consists of 12.6 ks exposure observations. The Galactic Centre (GC) programme provides longer exposures, of duration typically between ~ 40 and ~ 200 ks, every ~ 2 revolutions, as part of the “Key Projects” strategy of *INTEGRAL*. The black-hole candidates within the field of view are monitored by our team (PI Prat, see Prat et al. 2008a), by taking advantage of the long exposure time to achieve early detections of new outbursts and monitor their evolution. The *XMM/Newton* observation originate in a private programme (PI Wilms, Hanke et al. 2008), while the data from *RXTE* and *Swift* are public. The times of all observations are indicated in Fig. 1.

The *INTEGRAL* data were reduced using the standard Off-line Scientific Analysis (OSA) v7.0 software package (Goldwurm et al. 2003). We used standard response files to obtain spectra of the source in the 18–200 keV range, with 11 spectral bins (see Fig. 2 for a sample spectrum). A systematic error of 2% was applied to all bins. The activation of H1743–322 was monitored for ~ 170 ks without interruption by *INTEGRAL*, and we therefore took special care in analysing the very first data available. Since H1743–322 was too faint to be detected in single science window pointings, we used a “sliding” technique: we accumulated images of ~ 30 ks exposure time, every ~ 6 ks. This enables a more detailed study of its evolution, especially when considering the 20–200 keV flux (Fig. 3, panel a). In the 3–20 keV range, JEM-X data were included in our analysis only after MJD 54749, when the source was sufficiently bright for spectral extraction to be possible in the data.

The *RXTE* and *Swift*/XRT data were reduced with the HEASOFT v6.5 software package following the standard steps explained in the *RXTE* cookbook¹ and XRT users manual². High

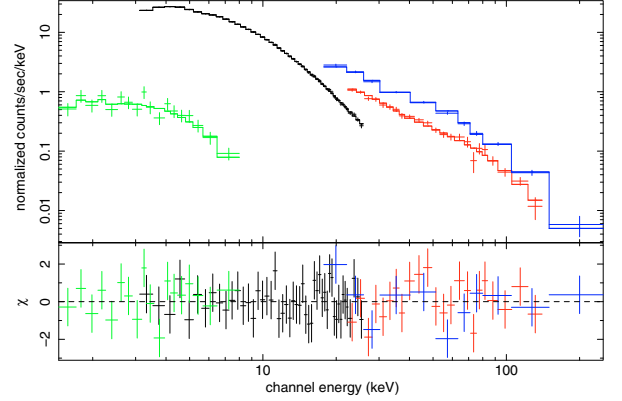


Fig. 2. Joint *RXTE*/*INTEGRAL* spectrum, taken around MJD 54748 (*INTEGRAL* revolution 731), with the PCA (black), HEXTE (red), IBIS/ISGRI (blue) and *Swift*/XRT (green) data, along with the best-fit model: an absorbed powerlaw with a high-energy cutoff, a disc blackbody and a faint Fe fluorescent line. The residuals, in σ units, are also shown below.

time resolution light curves were extracted from the PCA (all layers, all active PCUs) EVENT data with $\sim 500 \mu\text{s}$ resolution, after removing the artificial time marker with *sefilter*. We restricted the energy range to ~ 3 –40 keV (Channels 5–91). We produced power-density spectra (PDS) with *powspec* v1.0 in the frequency range 0.0156–1024 Hz. The PCA spectra were extracted in the ~ 3 –25 keV range from the top layer of PCU 2, from STANDARD 2 data, while background spectra were estimated from the PCA background model for bright sources. Systematic errors at a level of 0.8% were added to all channels. The HEXTE spectra were extracted from Cluster B only.

For XRT data, we produced level 2 data with the *xrtpipeline* v0.12.0, which removed calibration source, bad pixels and grade selection. We analyse only observations completed in photon-counting mode. We extracted images, light curves, and spectra from these cleaned event files with *xselect* v2.4. However, even during the first observation the source was bright and its light was lightly to cause saturation; we therefore extracted source and background spectra from annuli centred on the most accurately determined position of H1743–322. We generated exposure maps with *xrtexpomap* v0.2.5, and ancillary response files with the tool *xrtmkarf* v0.5.6. The resultant spectra were rebinned so as to have at least 20 counts per channel, allowing the chi-squared statistics to be evaluated using *xspect* v11.3.2ag. The spectra were fitted between 0.5 keV and ~ 10 keV.

The *XMM/Newton* data were reduced with the Science Analysis Software, *xmmsas*, v. 7.1, following standard procedures. We used successively the tasks *epchain*, *rgsproc*, *evselect*, *rmfgen*, and *arfgen* to produce spectra and response matrices. We restricted the data from the EPIC-pn (timing mode) to the 1–10 keV range. The first and second order spectra from RGS 1 and 2 were rebinned to contain ≥ 50 counts per bin.

3. Results

3.1. Spectral analysis and results

Apart from the first stages of the outburst, when the flux increased quickly, the source did not evolve significantly during any single day. Therefore, we combined the data from the various satellites when the observations were separated by less than

¹ Available at http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/data_analysis.html.

² <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/swift/analysis/>

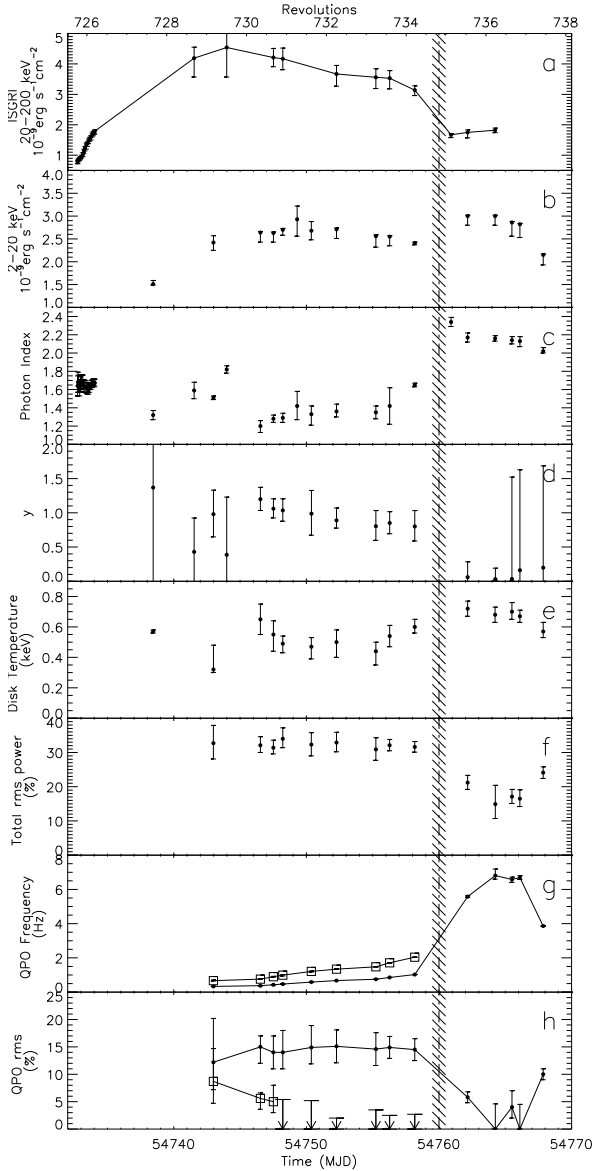


Fig. 3. Spectral and timing characteristics of H1743–322. From top to bottom, lightcurves in the 20–200 keV **a)** and 2–20 keV **b)** bands, **c)** photon index of the power law component, **d)** Kompaneets parameter, **e)** disc blackbody maximum temperature, **f)** total rms power, **g)** frequencies of the two detected QPOs and **h)** rms power of these QPOs. The filled zone marks the spectral transition from the Hard State (HS) to the Hard Intermediate State (HIMS). Error bars are at the 90% confidence level.

one day, to be able to extend the energy range and constrain the spectral parameters more accurately.

The high-energy ends of the spectra are well fitted using a simple power-law, with a high-energy cutoff located typically in the ~ 15 – 25 keV range, with relative error bars of $\sim 20\%$. The 1–20 keV range shows a disc blackbody component and a Gaussian FeK emission line. As a cut-off power law is usually interpreted as a signature of thermal Comptonization, we replaced this simpler model with a more physical Comptonization model (COMPTT, Titarchuk 1994), and obtained equally good fits. The plasma temperatures that we obtained are similar to those corresponding to the cutoff energies measured using the phenomenological model, with slightly smaller error bars. Hereafter, the photon indices were

thus deduced from the phenomenological model, while the other spectral parameters were calculated using the more physical `CONSTANT*WABS*(COMPTT+DISKBB+GAUSSIAN)` model (in XSPEC terminology). The absorption is not well constrained by the *RXTE*/PCA observations and, when leaving this parameter free, we were unable to determine the temperature of the disc. Therefore, we assumed the value calculated using the *Swift* and *XMM/Newton* observations, $N_H = 1.8 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, and fixed the N_H parameter to this value in every observation.

The spectral evolution of H1743–322 is reported in Fig. 3 (panels a to e). The sizes of the error bars depend on the availability of the various satellites.

During the first days of the outburst, around MJD 54733, the source exhibited a rapid rise in hard X-ray flux: the flux increased by a factor ~ 2.3 in less than 1.5 days (Fig. 3, panel a). At the same time, the photon index remained remarkably stable, around 1.65 (panel c). Then, between MJD 54741.5 and MJD 54760, the 20–200 keV flux reached a maximum and slowly decayed, while the photon index stayed at low values, in the range 1.2–1.6. The times when *RXTE* or *Swift* satellites are available correspond to indices lower by ~ 0.3 compared with the *INTEGRAL* data alone. This is due to the fact that the two former satellites provide coverage in softer energy bands: since the coverage of ISGRI starts around 18 keV, it cannot accurately constrain the high-energy cutoff around ~ 20 keV. Instead, the presence of this cutoff appears to cause the photon index to be softer, because the fitting process tends to mix the beginning of the high energy rollover with the end of the pure power-law part.

The Comptonized component can be characterised by the Kompaneets parameter (Rybicki & Lightman 1986), $y = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \max(\tau, \tau^2)$, where kT_e is the plasma temperature, and τ its optical depth (panel d). This parameter did not evolve significantly before MJD 54759, and then decreased significantly within two days. At the same time, the 20–200 keV flux decreased by $\sim 45\%$, and a softening of the spectra occurred.

3.2. Timing

The *RXTE* PDS exhibit a shape reminiscent of many other BHs during the first phases of their outbursts. They show a flat top component until a break frequency, above which the decrease in power versus frequency is almost power law like. This is also similar to the PDS of GRS 1915+105 during the so-called χ class of variability (Rodríguez et al. 2008). We therefore modelled the PDS of H1743–322 using the same kind of model: one or two zero-centred Lorentzians, plus narrower ones to account for the presence of QPOs. Due to limited quality of our data, above ~ 20 Hz the PDS are consistent with white noise. We therefore restricted the fits to the range 0.0156–20 Hz. In all PDS extracted before MJD 54760, a strong type C QPO with its harmonic is visible, as reported by Yamaoka et al. (2008). The evolution in the QPO parameters (in terms of frequency and rms amplitude) is reported in Fig. 3 (panels g and h).

The rms of the continuum remained about $\sim 30\%$ during the HS (Fig. 3, panel f). The rms fraction of the lower frequency QPO remained stable of around 15%. The rms fraction of the first harmonic QPO decreased during the first 3 *RXTE* observations, and was insufficiently strong to be measurable afterwards.

4. Discussion

The spectral and temporal parameters of H1743–322 from MJD 54732 to 54759 indicated that the source was in a HS

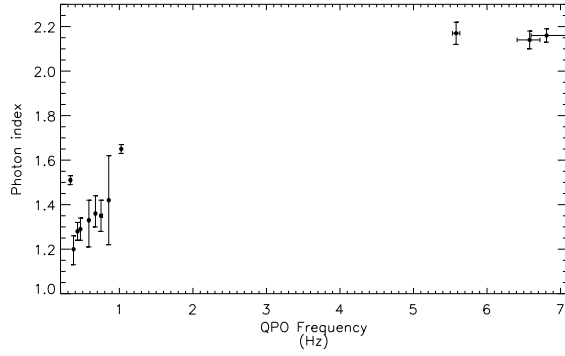


Fig. 4. Photon index of the power law component as a function of the frequency of the main QPO. The left part of the diagram corresponds to the HS, while the right part corresponds to the HIMS.

typical of a Black-Hole Binary (Prat et al. 2008a). This was further supported by the observation of radio emission with a flat or slightly inverted spectrum (Corbel et al. 2008). We note that the source was observed to be in this state from the very beginning of the outburst. After MJD 54761, the sharp decline in the rms variability and the sudden increase in the QPO frequency within the timing domain, observed to occur simultaneously with a sudden increase in photon index and decrease in hard X-ray flux, indicate that the source had changed its state. We identify the new state as a HIMS (Belloni et al. 2008; Prat et al. 2008b).

When comparing this behaviour with that of the beginning of the 2003 outburst, we can see that H1743–322 emulated in an approximate way its past behaviour. H1743–322 remained within a HS for ~ 12 days only, compared with ~ 28 days for the current outburst. The total fluxes were comparable: it was then in the range $2.5\text{--}3 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in the 20–100 keV band (McClintock et al. 2007), compared with $0.5\text{--}3.3 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The total rms powers were in the same range, i.e. $\sim 25\%$ in 2003, compared with $\sim 30\%$. The rms power and photon index are also similar to those exhibited during the 2003 outburst decay, when the source re-entered the HS (Kalemci et al. 2006). We detect two QPOs, of frequencies ~ 0.3 and ~ 1 Hz, and rms amplitudes of ~ 5 and $\sim 10\%$ respectively. During the beginning of the 2003 outburst, a QPO was detected around ~ 0.1 Hz, along with its first harmonic, of $\sim 3\text{--}14\%$ rms amplitude.

The main differences reside in the photon indices, which were lower during the 2008 outburst, and the duration of the HS, which was shorter during the 2003 outburst, although it is unclear whether these differences are related.

The evolution in the different parameters follows two distinct paths. The overall evolution is characterised by a slowly decreasing hard X-ray flux and a slowly increasing QPO frequency. At the same time, more rapid changes occur: we detect a rapid increase in the flux at the onset of the outburst, and a rapid softening of the spectra precisely as a drastic increase in the QPO frequency takes place at the state transition. These two distinct behaviours are reminiscent of the interpretation of Smith et al. (2002), which involved two different media: one medium that evolves with a long viscous timescale (the accretion disc), and one that evolves more rapidly (a corona and/or a jet). We can indeed interpret the slowly decreasing hard X-ray flux as being a consequence of the disc evolution: the disc slowly moves in and, as it does, gradually cools the corona. The properties of the QPOs are also comparable to that seen for other BHs in outburst. In particular, the frequency increases with the photon index (Fig. 4, Vignarca et al. 2003). The fact that the energy spectra

are dominated by the Comptonized component indicates that, although the disc properties probably determine the frequency, the observed QPO power is probably generated in the corona.

The slow increase in the QPO frequency is of particular interest. If we consider a model of an instability propagating inside the disc, the increase in frequency can be interpreted as a movement of the inner part of the disc. In such a model, the frequency is somehow related to the Keplerian rotation frequency, such if the inner part of the disc moves in, the rotation frequency increases, and thus so does the QPO frequency. After the transition to the HIMS, when the QPO frequency increases dramatically, this would indicate that the disk had moved further inwards. Unfortunately, H1743–322 was not bright enough to enable the inner radius of the accretion disc to be determined precisely using the multicolor disc blackbody model.

We had the rare privilege to observe a poorly studied early phase of a BH outburst. Our analysis shows that the outburst started in a hard state, initiated by a rapid increase in the flux with a roughly constant spectral shape. The parameters of these early phases could provide important constraint on the subsequent evolution of the outburst. For example, the quite hard spectra seen here could be linked to the length of the HS interval. In the future, more sensitive hard X-ray instruments, such as SIMBOL-X, should allow us to study even fainter and thus earlier phases.


Acknowledgements. The authors warmly thank the *INTEGRAL* planners for having scheduled numerous and regular observations quickly after the beginning of the outburst. We thank P. Varnière for useful discussions on the evolution of the QPOs. M.H. and J.W. acknowledge funding from the Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie through Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt grant 50OR0701. This research has made use of data obtained through the High Energy Astrophysics Science Archive Research Center and quick-look results provided by the *RXTE*/ASM and *Swift*/BAT teams. Based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data centre funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain), Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA. J.A.T. acknowledges partial support from NASA *INTEGRAL* Guest Observer grant NNX08AX92G.

References

- Belloni, T., Homan, J., Yamaoka, K., & Swank, J. 2008, ATel, 1804
- Corbel, S., Tzioumis, T., Coriat, M., Brocksopp, C., & Fender, R. 2008, ATel, 1766
- Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, A&A, 411, L223
- Hanke, M., Wilms, J., Fürst, F., Nowak, M. A., & Pottschmidt, K. 2008, ATel, 1829
- Homan, J., & Belloni, T. 2005, Ap&SS, 300, 107
- Kalemci, E., Tomsick, J. A., Rothschild, R. E., et al. 2006, ApJ, 639, 340
- Kalemci, E., Tomsick, J. A., Yamaoka, K., & Ueda, Y. 2008, ATel, 1348
- Kaluzienski, L. J., & Holt, S. S. 1977, IAU Circ., 3099, 3
- Kuulkers, E., Shaw, S. E., Paizis, A., et al. 2007, A&A, 466, 595
- Kuulkers, E., Brandt, S., Budtz-Jørgensen, C., et al. 2008, ATel, 1739
- Lutovinov, A., Revnivtsev, M., Molkov, S., & Sunyaev, R. 2005, A&A, 430, 997
- Markwardt, C. B., & Swank, J. H. 2003, ATel, 133
- McClintock, J. E., Remillard, R. A., Rupen, M. P., et al. 2007 [arXiv:0705.1034]
- Parmar, A. N., Kuulkers, E., Oosterbroek, T., et al. 2003, A&A, 411, L421
- Prat, L., Rodriguez, J., & Cadolle Bel, M. 2008a, ATel, 1745
- Prat, L., Rodriguez, J., Cadolle Bel, M., et al. 2008b, ATel, 1808
- Rodriguez, J., Shaw, S. E., Hannikainen, D. C., et al. 2008, ApJ, 675, 1449
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1986, in Radiative Transfer in Astrophysics (Wiley-VCH)
- Smith, D. M., Heindl, W. A., & Swank, J. H. 2002, ApJ, 569, 362
- Titarchuk, L. 1994, ApJ, 434, 570
- Vignarca, F., Migliari, S., Belloni, T., Psaltis, D., & van der Klis, M. 2003, A&A, 397, 729
- Yamaoka, K., Swank, J. H., Belloni, T., & Takahashi, H. 2008, ATel, 1780

CARACTÉRISATION DE LA CONNEXION X-RADIO DANS GRS 1915+105

C

 RTICLE de recherche publié dans ApJ, dont les résultats principaux sont exposés au chapitre 6. GRS 1915+105 est un microquasar spectaculaire, dont l'activité n'a pas faibli en 18 ans d'observations depuis sa découverte. Son flux X est extrêmement variable et complexe, et pas moins de 13 classes spectrales sont nécessaires pour caractériser sa courbe de lumière. À cette variabilité, GRS 1915+105 ajoute une très forte activité en radio, trahissant de très nombreuses éjections de matière de toutes tailles et de toutes durées : jets compacts, éjections discrètes mineures et majeures émaillent l'existence de ce microquasar.

Dans cet article, nous tentons de relier certaines classes spectrales aux éjections de matière émanant de cette source. Pour cela, nous analysons 11 ans d'observations radio afin de déterminer les caractéristiques moyennes des éjections de matière. Puis, nous relions temporairement certaines de ces éjections aux classes spectrales vues en rayons X. Les observations montrent que lorsque la courbe de lumière X montre un « creux » suivi d'un flash de lumière très court, une éjection de matière a lieu. L'amplitude de cette éjection semble être proportionnelle à la durée du creux, et saturer dans le cas de creux très longs. Ceci nous conduit à tracer un scénario dans lequel le creux correspond à une accumulation graduelle d'énergie dans la couronne, laquelle est éjectée au moment du flash X.

CHARACTERIZING THE RADIO–X-RAY CONNECTION IN GRS 1915+105

L. PRAT¹, J. RODRIGUEZ¹, AND G. G. POOLEY²

¹ Laboratoire AIM, CEA/IRFU - CNRS/INSU - Université Paris Diderot, CEA DSM/IRFU/SAP, Centre de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France;
lionel.prat@cea.fr

² Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, University of Cambridge J. J. Thomson Avenue, Cambridge CB3 0HE, UK

Received 2010 March 5; accepted 2010 May 18; published 2010 June 23

ABSTRACT

We analyzed radio and X-ray observations of GRS 1915+105, between 1995 May and 2006 June, focusing on the times characterized by radio flares and cycles of hard dips—soft spikes in the X-ray light curve. Assuming these flares to be discrete ejections, we applied a plasmon model to the radio data, with good agreement with the light curves. We fitted a total of 687 radio flares with a standard model of a plasmon. We found that the distribution of width is $t_0 = 1160$ s with an rms deviation of 360 s, while that of the amplitude is $S_{\max} = 59$ mJy with an rms deviation of 28 mJy. The distribution of width is thus rather peaked, while that of the amplitude is not. Regarding radio and X-ray links, this study confirms previous observations on smaller data sets, namely that X-ray cycles of hard dips—soft spikes are always followed by radio flares. A strong correlation is found between the length of X-ray “dips” in the X-ray light curves and the amplitude and fluence of the subsequent radio oscillations. A model of an exponential rise of the form $L_{15\text{ GHz}}(\Delta t) = L_{\max}(1 - \exp(-(\Delta t - \Delta t_{\min})/\tau))$ is in good agreement with the observations, with the maximum fluence L_{\max} on the order of 70 Jy s, and the characteristic time τ on the order of 200–500 s. We discuss possible physical interpretations of this correlation, regarding the nature of the ejected material and the physical process responsible for the ejection.

Key words: accretion, accretion disks – X-rays: binaries – X-rays: individual (GRS 1915+105)

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

One of the main issues of black hole binary physics is the link between accretion and ejection processes. Indeed, if the strong gravitational potential naturally favors the accretion of matter, the occurrence of relativistic ejections of plasma in these systems is still far from being understood. A very promising object on which to conduct this study is GRS 1915+105.

Indeed, GRS 1915+105 is a unique source in many respects. On the one hand, its main features classify it as a microquasar. GRS 1915+105 is a low-mass X-ray binary (LMXB), composed of a K-type star orbiting a black hole (BH) of $14.0 \pm 4.4 M_{\odot}$ (Harlaftis & Greiner 2004). As in most LMXBs, its X-ray spectrum can be described with a soft disk blackbody (with $kT \sim 1\text{--}2$ keV) and a hard power law extending to ≥ 200 keV (e.g., Rodriguez et al. 2008b). These are interpreted as an accretion disk and a Comptonizing region (often called a “corona”), respectively. At times, it displays superluminal ejections with true bulk velocities $\geq 0.9c$ (Mirabel & Rodríguez 1994) or a steady compact jet (Dhawan et al. 2000; Fuchs et al. 2003). This overall description corresponds to the “canonical” microquasar.

On the other hand, GRS 1915+105 shows a unique wealth of behavior (see, e.g., the review by Fender & Belloni 2004). Contrary to transient microquasars, which are usually active for a few months between quiescent states, GRS 1915+105 has been constantly active for the 17 years since its discovery with *GRANAT* (Castro-Tirado et al. 1992). It shows a very high level of variability, which may be linked to the fact that GRS 1915+105 has a very high accretion rate compared with most other LMXBs. Belloni et al. (2000) classified its variability into 12 separate classes, which have been observed to recur almost identically over the years. In particular, the X-ray light curves display cycles of hard dips—soft spikes spe-

cific to GRS 1915+105. They are characterized by phases of low X-ray luminosity and hard spectra, which last between ~ 10 and ~ 2000 s (see Figures 1 and 2 for sample light curves). These phases are ended by a short spike (~ 10 s), which marks the end of the hard phase. Note that because of the scaling, these spikes, although present, are not distinguishable in Figure 1 (right). Such features (a hard X-ray dip ended by a spike) will be labeled simply “cycle” in the following. After the spike, the spectrum of the source becomes softer and the X-ray luminosity decreases for a while. Usually, the light curve then starts to increase again and shows a second spike, longer (~ 100 s), softer, and brighter than the one marking the end of the hard dip. This second spike marks the beginning of a soft and highly variable phase, which ends when a new hard dip begins.

The 12 GRS 1915+105 classes can, in turn, be interpreted as transitions between three basic states, labeled A, B, and C. Using the classification of Homan & Belloni (2005), these three states can be related to the canonical soft state, soft intermediate state, and hard intermediate state, respectively. Cycles can thus be described as short C states separated by sequences of A and B states.

In the radio range, GRS 1915+105 also displays a very high level of variability, which is related to the 12 variability classes. In particular, strong radio oscillations or isolated flares are detected, which are clearly related to the X-ray dips (Pooley & Fender 1997; Mirabel et al. 1998). The power required to generate the synchrotron emission of these oscillations is likely to be a very significant fraction of the entire accretion energy of the system (Fender & Pooley 2000; Meier 2001). Radio oscillations are particularly strong during β and ν classes (Klein-Wolt et al. 2002). The α , λ , θ , κ , and ρ classes are characterized by a weak or variable radio flux.

Since X-ray cycles and radio oscillations seem to occur at the same times, it is tempting to look for a link between them.

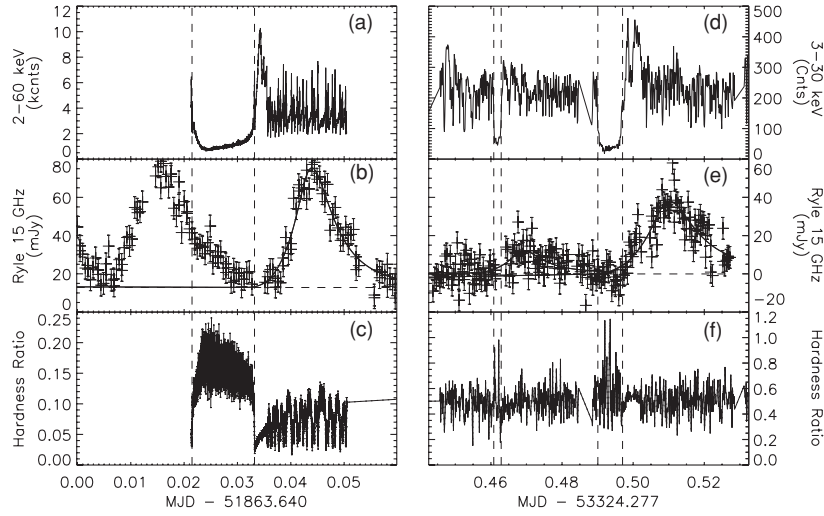


Figure 1. Simultaneous X-ray and Ryle observations of GRS 1915+105. On MJD 51863.64 GRS 1915+105 was in the variability class ν (left), on MJD 53324.27 it was in class λ (right). On the top, the plots show the 2–60 keV *RXTE* light curve (panel (a)) and the 3–30 keV JEM-X light curve (panel (d)). Panels (b) and (e) display the 15 GHz radio light curve, while panels (c) and (f) display the HRs. The vertical dotted lines mark the beginning and the end of the X-ray dips on each panel. The horizontal dotted lines are the estimated level of background radio emission. On top of these lines, the continuous lines show the fit of the plasmon model on the radio data. Both observations correspond to a confidence index of 1 (see Section 4.3).

Previous analyses (Pooley & Fender 1997; Klein-Wolt et al. 2002) have indeed found such a link, namely that X-ray cycles are followed by radio flares during β and ν classes. Rodriguez et al. (2008a) showed that this behavior can be extended to λ classes and that the time lag between the X-ray spike at the end of a cycle and the maximum of the subsequent radio flare is roughly constant, regardless of the characteristics of the preceding dip. This led to the interpretation that the spike is the trigger of the radio flare.

This possible X-ray–radio link, which is specific to GRS 1915+105, can be related to the behavior of “conventional” transients. Indeed, the spike also marks an abrupt transition from harder to softer spectral states and is followed by radio activity. In the temporal domain, timing analyses suggest that this transition is associated with type B quasi-periodic oscillations (QPOs, Soleri et al. 2008). This sequence of events and timing behavior is analogous to the detection of major radio flares and type B QPOs at the time of X-ray spectral transitions in many microquasars (Fender et al. 2009).

The purpose of this paper is to explore the possible link between X-ray dips and radio flares with an extended data set and a physical treatment of the radio ejections. Our analysis is centered on α , β , λ , and ν classes, which are well covered by observations. A few words will be said about the other cyclic classes in Section 4.5.

Section 2 starts with a description of the available data and the reduction process. Section 3 describes the method and models used to analyze the radio data while Section 4 explores the links between radio and X-ray behaviors. In Section 5, we discuss the physical interpretation of these links.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

In the radio range, the Ryle Telescope (RT) provides an extensive coverage of GRS 1915+105 between 1995 May and 2006 June. Its sensitivity (a few mJy with a 32 s temporal binning) is sufficient to follow discrete ejection events in GRS 1915+105 and adjust physical models to represent them.

2.1. Radio Data: Ryle Telescope

RT observations follow the scheme described by Pooley & Fender (1997). The setup measured the Stokes parameter $I + Q$, calibrated using the phase calibrator B 1920+154, and the amplitude calibrators 3C 48 or 3C 286. The resulting 15.2 GHz light curves were binned at 32 s. Using data taken during a quiet period, we estimated a standard deviation of 5.7 mJy and used this value as nominal error bars.

2.2. X-ray Data: *RXTE*/*PCA* and *INTEGRAL*/*JEM-X*

The *RXTE* data were reduced with the *HEASOFT* v6.5 software package, as described in Rodriguez et al. (2008a). We extracted 1 s resolution light curves from the Proportional Counter Array (PCA) in the 2–60 keV range, as well as in the two energy bands defined in Belloni et al. (2000): 2–5.7 keV and 5.7–14.8 keV. We then computed the Hardness Ratio, $HR = 5.7\text{--}14.8/2\text{--}5.7$ keV.

We also used data from the *INTEGRAL* monitoring campaign described in Rodriguez et al. (2008a). The *INTEGRAL* data were reduced using the standard Off-line Scientific Analysis (OSA) v7.0 software package (Goldwurm et al. 2003). Data from the JEM-X instruments were reduced to construct 10 s light curves in the 3–7, 7–15, and 3–30 keV energy range (channels 46–95, 95–159, and 46–210, respectively). Since JEM-X is less sensitive than the PCA, the HR is too noisy to be more than a hint to the classification of variability classes.

3. A LOOK AT THE RADIO FLARES

In the radio range, GRS 1915+105 displays a very rich behavior, characterized by the presence of discrete events. Two types of flares are visible. First, a few giant flares have been detected, which last several days and reach hundreds of mJy (Figure 3). Then, numerous flares with a typical amplitude of a few tens of mJy are also visible, which last around 1 hr. These smaller flares are either isolated or repetitive, and several successive radio flares can overlap in the radio light curve (Figure 2). Before looking at X-ray observations and variability classes, we tried to characterize these small flares, i.e., their width, amplitude, and recurrence period.

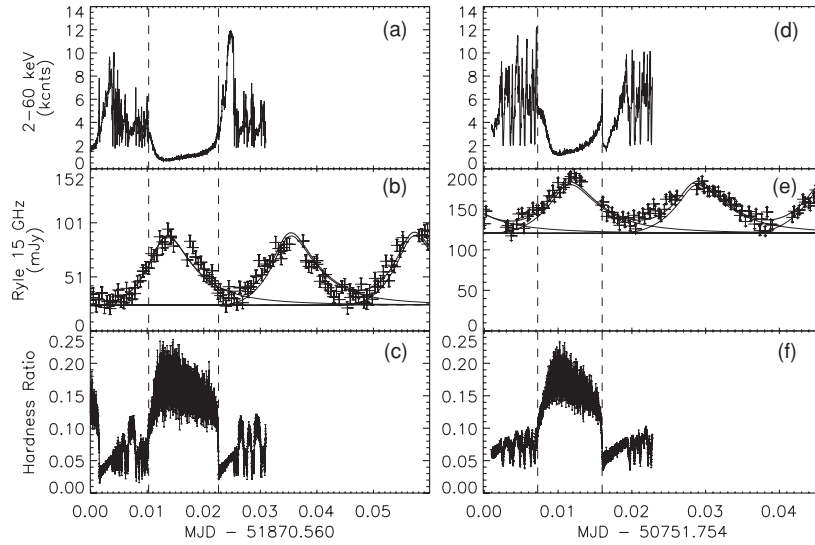


Figure 2. Simultaneous *RXTE* and Ryle observations of GRS 1915+105, during variability class β . Panels and lines are identical to Figure 1. On the left side the radio light curve corresponds to a confidence index of 2, while on the right side it corresponds to an index of 3 (see Section 4.3).

To do this, we searched for radio oscillations in the 11 years of RT data. They contain about ~ 1000 clearly identified flares. In order to study these flares, we need an emission model to map their evolution.

3.1. Flare Models

Multiwavelength studies provided good confidence that synchrotron processes are responsible for the emission during radio flares. However, doubts remain on the exact nature of the synchrotron-emitting medium and on its geometry. The most widely used model was described by van der Laan (1966), who calculated synchrotron emission from an adiabatically expanding cloud. This model was first developed for active galactic nuclei, for which it is still commonly used. In the case of GRS 1915+105, Mirabel et al. (1998) observed delays in the light curves at different radio and infrared wavelengths compatible with this plasmon model.

Another possibility was described by Hjellming & Johnston (1988). Starting with the van der Laan model, they calculated the emission from conical twin jets and adequately predicted the emission of several X-ray binaries. They also provided a geometrical refinement for the van der Laan model leading to slightly different radio light curves for expanding spherical bubbles.

Kaiser et al. (2000) described an internal shock model for the observed synchrotron emission. In this scheme, a quasi-continuous jet emission is “lit up” by shock fronts traveling along the jets. This model led to similar results as the plasmon model, although with a smaller power emitted by the central engine.

Until now, no scenario is clearly favored by the observations. In this paper, we are first interested in the morphological parameters of the flares, i.e., amplitude, width, and fluence. For these parameters, every model will produce approximately the same values, as long as it describes accurately the observations. Therefore, we used the simplest one in our study, i.e., the van der Laan plasmon model, but it should be noted that the physical nature of the flares could be different from a simple spherical plasmon.

3.2. Description of the Adopted Model

In the van der Laan (1966) model, flaring emission is produced through the adiabatic expansion of an initially optically thick blob of synchrotron-emitting relativistic electrons. During the first phase, the increase in the blob’s surface area causes an increase in the flux. Then, the curve turns over as the plasma becomes optically thin because of the reduction in magnetic field, the adiabatic cooling of the electrons, and the reduced column density as the blob expands. Simultaneous observation at a lower frequency will show the same fractional rate of increase, but the maximum will be reached later and have a smaller value.

As a starting point, we assume that the electrons have an energy spectrum $n(E) \propto E^{-p}$. The synchrotron optical depth at frequency ν of a homogeneous and spherical blob then scales as

$$\tau_\nu(t) = \tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-(p+4)/2} \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{-(2p+3)},$$

where $R(t)$ is the radius of the spherical blob at a given time. The flux density then scales as

$$S_\nu(R) = S_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{5/2} \left(\frac{R}{R_0} \right)^3 \frac{1 - \exp(-\tau)}{1 - \exp(-\tau_0)}.$$

Here, R_0 , S_0 , and τ_0 are the size, flux density, and optical depth at the peak frequency of the synchrotron spectrum ν_0 (van der Laan 1966). τ_0 only depends on p through the condition

$$e^{\tau_0} - \tau_0(p+4)/5 - 1 = 0.$$

Thus, given the particle energy spectral index p and the peak flux S_0 at a given frequency ν_0 , this model predicts the variation in flux density at any other frequency as a function of the expansion factor (R/R_0) . A model for $R(t)$ is needed to map this relation to time: we will assume a simple linear expansion at constant speed v_{exp} . The major ejections detected from GRS 1915+105 indicate an expanding velocity of $\sim 0.8c$ (Fender et al. 1999). This model predicts a sharp increase of luminosity, followed by an exponentially decreasing tail. The last parameter, the energy spectral index p , depends on the source at hand and is usually taken between 1 and 3.

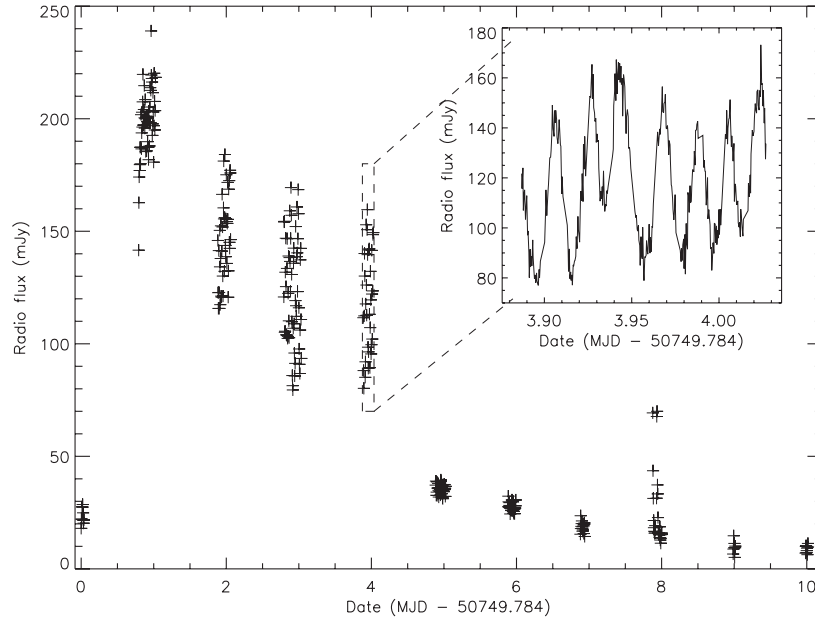


Figure 3. Radio light curve of the MJD 50749–50759 major flare seen by the RT. The inset shows a zoom on the light curve, where smaller flares are clearly visible on top of the major event.

In order to provide precise measurements of the plasmon parameters, the model requires simultaneous monitoring at several frequencies. In particular, the peak frequency ν_0 cannot be determined without a spectral monitoring. Since we observe at a fixed frequency of $\nu = 15.2$ GHz only, we will use a simplified version of the formula. We define the characteristic length of a flare as

$$t_0 = \frac{R_0}{v_{\text{exp}}} \tau_0^{\frac{1}{(2p+3)}} \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{\frac{(p+4)}{(4p+6)}}.$$

This leads to the final fitting function

$$S_\nu(t) = S_{\text{max}} \left(\frac{t}{t_0} \right)^3 \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{t_0} \right)^{-(2p+3)}} \right).$$

Thus, the model will have three free parameters: the characteristic length of the flare t_0 , the maximum amplitude S_{max} , and the initial time of the ejection.

Several radio observations show a more complex behavior: distinct radio oscillations are visible on top of a strong, slowly varying “background flux.” Figure 3 shows an example of such observations: a very bright flare occurs between MJD 50749 and MJD 50759, on top of which smaller flares are clearly distinguishable. In order to isolate the contribution from individual flares, one thus has to remove the contribution from the background flux. To do this, we adopted an empirical solution: since the additional flux varies on a timescale larger than a few radio oscillations (see Figure 2), we assumed the background flux to be linear over a few flares. Thus, we removed from the radio flux a linear function of the form $S_{\text{back}}(t) = At + K_0$, where A is computed by a linear fit to the radio data and K_0 is let free under the condition that S_{back} remains below the minima of the radio light curve. Under this definition, $S_{\text{back}}(t)$ represents the source flux underlying the small flares: a fraction of the flare flux will be incorporated in this quantity, which will lead to a slight underestimation of the flare fluxes.

3.3. Typical Radio Flare Parameters

Once applied to the observations, the plasmon model adequately fits all data, with a reduced chi-squared χ_ν^2 between 1 and 3. This is especially true for isolated flares, when no strong background correction is needed. Panels (b) and (e) of Figure 1 show such fits, with $\chi_\nu^2 = 1.26$ and 1.79 for the two flares peaking on MJD 51863.68 and MJD 53324.79, respectively. These good results give us good confidence in our approach.

We checked for the influence of the spectral energy index p of the electrons for the predicted light curve. $p = 2$ and $p = 3$ gives very similar results: the shape of the predicted flare is similar and adequately fits the observations. Using $p = 1$, however, the predicted flare is narrower and fails to reproduce the observations. In the following, the results are given for the nominal value $p = 2$.

In order to extract the main characteristics of the flares, we applied the plasmon model systematically to the RT data. In doing so, we excluded very noisy data or incomplete flares. A total of 687 flares have been fitted. Figure 4 presents the distribution of their characteristic width (given by the t_0 parameter) and amplitude. t_0 varies between 0 and 3000 s, while the maximum amplitude varies between 10 and 150 mJy.

The distribution of flare width and amplitude appears to be Gaussian. Gaussian fits to these histograms give $t_0 = 1160$ s with an rms deviation of 360 s and a mean amplitude of $S_{\text{max}} = 59$ mJy with an rms deviation of 28 mJy.

Note that the distribution of these parameters is biased by four main uncertainties. First, very small flares will hardly be distinguishable from the background noise, which varies between 5 and 6 mJy on the 32 s bin light curve. Thus, the histograms are truncated at small values. Then, the uncertainty in the background correction will tend to increase the width of the distribution: the linear model is a strong approximation.

In the case of successive flares, an overlap between them can occur. This was first not taken into account in the background correction. The uncertainty this introduces will tend to shift the maximum of the t_0 and S_{max} distributions toward higher

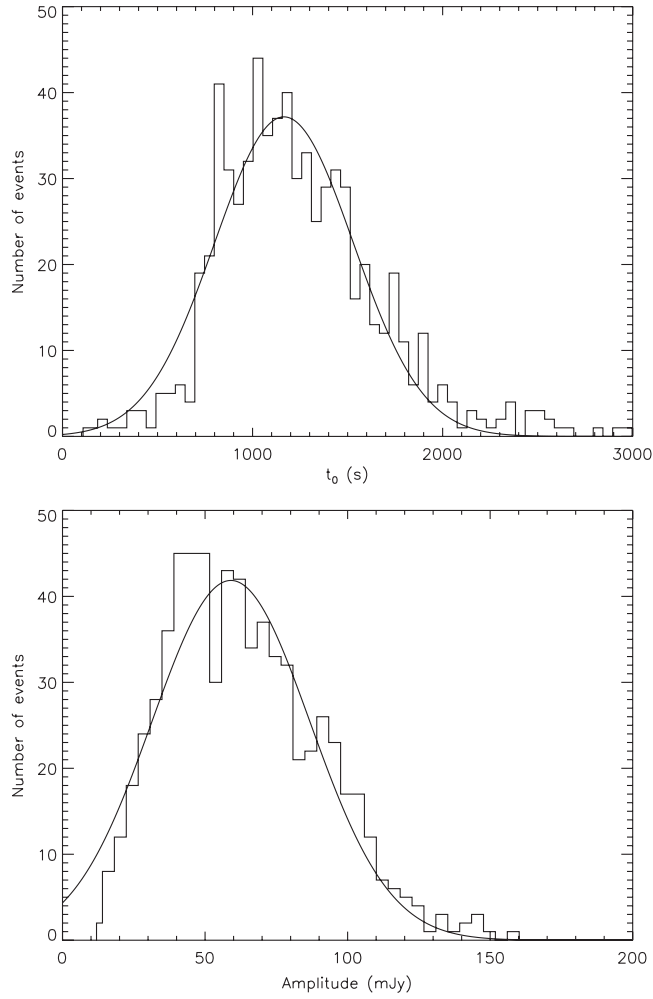


Figure 4. Distribution of the characteristic width and amplitude of the radio flares. The histograms are computed using 687 flares. The continuous lines are Gaussian fits to the histograms.

values. The effects of overlapping flares are considered in the next section. Finally, in a few cases the fit leads to a rather high χ^2_ν of around 3 because of the simplified nature of the model. In these cases the flare parameters are not well constrained, so the effect on the distributions is an increase of their widths (rms deviations).

4. RADIO–X-RAY LINKS

4.1. Relevant Observations

We cross-correlated the log of the radio pointings to X-ray observatories and found a total of 352 *RXTE* pointings and 7 simultaneous *INTEGRAL* observations with the RT data.

Since our purpose is to study the radio behavior during X-ray cycles, we again filtered our data set to retain only those observations with good simultaneous coverage. We looked for observations with (1) enough X-ray coverage to clearly detect a hard X-ray dip and (2) radio coverage during the following hour to detect possible activity. A total of 28 *RXTE* pointings and 3 JEM-X observations display these characteristics for α , β , λ , and ν classes. These pointings contain 54 hard X-ray dips with radio coverage, which are listed in Table 1.

Figures 1 and 2 display four examples of *RXTE*/PCA and *INTEGRAL*/JEM-X light curves with X-ray dips, for classes β ,

Table 1
List of Observations with Simultaneous X-ray and Radio Coverage, During Classes α , β , λ , and ν

Start Date (MJD)	Class	X-ray Instrument	Dip Length (s)	Confidence Index
50381.495	ν	PCA	1526 ± 3	2
	ν	PCA	1333 ± 5	2
	ν	PCA	> 1800	2
50698.658	β	PCA	562 ± 5	1
	β	PCA	554 ± 1	1
	β	PCA	542 ± 1	1
50751.687	β	PCA	767 ± 1	3
	β	PCA	> 515	3
50751.754	β	PCA	766 ± 1	3
51343.042	β	PCA	> 410	3
	β	PCA	1000 ± 2	3
	β	PCA	> 440	3
	β	PCA	884 ± 2	3
51352.957	β	PCA	> 1430	...
	β	PCA	1411 ± 2	...
51353.025	β	PCA	> 1400	3
51476.639	β	PCA	756 ± 3	3
	β	PCA	> 400	3
51814.727	ν	PCA	> 1830	3
51863.594	ν	PCA	1125 ± 1	1
51863.661	ν	PCA	1009 ± 1	1
51870.554	β	PCA	> 540	2
	β	PCA	1076 ± 2	2
51870.627	β	PCA	948 ± 2	3
	β	PCA	> 530	3
	β	PCA	955 ± 2	3
	β	PCA	> 740	3
51877.522	ν	PCA	1470 ± 10	...
	ν	PCA	> 700	...
51877.599	ν	PCA	1828 ± 10	2
	ν	PCA	> 1400	2
51885.509	β	PCA	925 ± 75	3
51954.302	ν	PCA	1140 ± 5	2
51954.441	ν	PCA	> 815	1
52108.806	ν	PCA	> 1800	2
52108.877	ν	PCA	> 1400	2
52171.799	λ	PCA	140 ± 2	1
	λ	PCA	72 ± 2	1
	λ	PCA	82 ± 2	1
52500.893	α	PCA	1975 ± 20	...
53150.057	β	PCA	857 ± 3	3
53296.373	ν	JEM-X	1826 ± 20	1
	ν	JEM-X	1727 ± 20	1
53296.728	ν	PCA	> 1400	1
53296.794	ν	PCA	> 1000	1
53318.559	β	PCA	> 200	1
	β	PCA	794 ± 2	1
53324.277	λ	JEM-X	130 ± 20	1
	λ	JEM-X	180 ± 10	1
	λ	JEM-X	600 ± 20	1
53503.633	β	JEM-X	420 ± 20	2
	β	JEM-X	460 ± 10	2
53703.573	ν	PCA	> 700	2
53703.639	ν	PCA	827 ± 10	2

ν , and λ . The corresponding HRs displayed in panels (c) and (f) illustrate the sharp spectral hardening that occurs during dips. The end of each dip is marked by a short spike, particularly visible in β and ν classes. In the radio range, oscillations or isolated flares follow this spike.

4.2. Consecutive Flares

In order to compare the flare characteristics to the X-ray data, our simple model is needed to be refined, notably in the case of consecutive flares. Indeed, several radio light curves of GRS 1915+105 are characterized by quasi-sinusoidal modulations, which can be interpreted as repeated discrete ejections. In this case, the emission coming from different flares overlaps in the light curve. In order to disentangle the emission from each one of them, we modeled these successive ejections using multiple identical flares, separated by a constant interval t_{lag} . We checked that, when looking at a sequence of a few radio flares, the time lag between two maxima remains constant within a few percent (Figure 2).

This “multiflare” approach can be compared to the previous approach used on the 687 flares. By taking the overlaps into account, the refined model leads to values that are lower by at most 10% for the amplitude, width, and fluence of a given flare. This has to be compared to the uncertainties of these parameters, which lie between $\sim 10\%$ – 50% . Therefore, in the general study above, this effect is not crucial in the determination of the global characteristics of the flares. Since the refined model also leads to lower χ^2_ν values, the main source of uncertainty that now remains is the level of the background radio flux.

4.3. Confidence Indices

However, in the case of a strong background, this level is poorly constrained. Indeed, there is a degeneracy between the offset level K_0 and the other parameters: if K_0 is fixed to lower values, the fitting routine will change the other parameters to increase the overlap between flares, which will lead to an acceptable fit. This effect is particularly true in the case of strong overlap.

In order to quantify this issue, we attributed a “confidence index” to our data. This index is based on two criteria: the level of background flux and the morphology of the observed flares. Indeed, when a radio oscillation is fully shaped, in particular with a clear exponential tail, we have good confidence that the background subtraction is accurate. On the other hand, in the case when only the “tip” of the flare is visible, the background level cannot be precisely constrained, which is a source of higher uncertainty for the determination of flare properties.

We attributed a confidence index of 1 to the most reliable data: observations with fully shaped flares, either isolated or on top of a low background emission ($\lesssim 15$ mJy, Figure 1). An index of 2 corresponds to observations where the exponential decrease is still clearly visible, with moderate background emission ($\lesssim 30$ mJy, Figure 2, left). Finally, observations with almost sinusoidal oscillations on top of a strong background (up to 120 mJy, Figure 2, right) correspond to index 3. Thus, parameters deduced from index 3 observations should be considered with care, while index 1 observations would produce reliable parameters.

Among the observations listed in Table 1, four observations had to be excluded from our data set: on three observations two successive flares are visible but not distinguishable, while on one more observation the radio data are too noisy to get any constraint on the flare.

4.4. X-ray Dips and Occurrence of Radio Flares

To measure the characteristics of the X-ray dips, we used the following definition. Time 0 is defined as the time when the phase of highly variable X-ray flux ends. This time is also

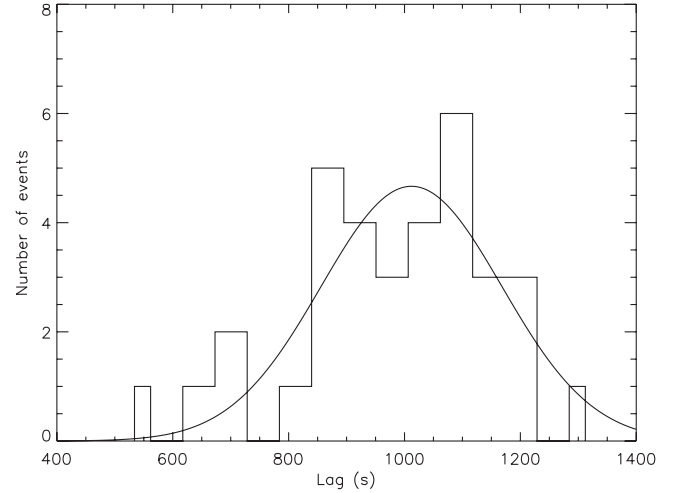


Figure 5. Distribution of the delay between the X-ray spike and the maximum of the subsequent radio flares. The histogram has been computed for the 34 flares for which the spike was visible. The continuous line is a Gaussian fit to the histogram.

the first point of spectral hardening (visible in the HR). We used the position of the maximum flux of the X-ray spike to mark the end of the dip, whose duration will be noted Δt . At this time, the HR has gone down to values close to the pre-dip phase.

In order to measure the amplitude of the final spike, the difficulty lies in the determination of the beginning of the spike: there is no particular feature marking this point. Instead, we used the minimum flux of the dip, whose value is close to the flux near the end of the dip. Thus, the amplitude was taken to be the difference between the top of the spike and the minimum flux of the dip.

Using the parameters given by the fits, we looked for links between the X-ray and radio behaviors of GRS 1915+105. We confirm the association between X-ray dips and radio flares: among the 54 X-ray dips listed in Table 1, 52 are directly followed by a radio flare and only the 2 shortest dips are not followed by a detectable activity. We thus confirm that X-ray dips during α , β , λ , and ν classes are always followed by radio flares. Figure 5 shows the distribution of the delay between the X-ray spike and the peak of the radio flare, for 34 X-ray dips. For 18 other dips, a flare is also detected but the date of the spike is not known because of the lack of X-ray coverage.

The average delay between the X-ray spike and the peak of the radio flare is 1040 ± 185 s (at 1σ), a value consistent with the one calculated by Rodriguez et al. (2008a). As for the derived start time of the ejection, according to the van der Laan model, the ejection of matter is coincident with the time of the X-ray spike within less than five minutes.

4.5. Other Cyclic Observations

Since this connection between X-ray dips and radio flares seems ubiquitous, it is interesting to look for cycles *not* followed by detectable flares. First, very short cycles, such as the two λ cycles observed on MJD 52171.799, are not followed by detectable radio activity (upper limit of ~ 2 mJy). Given that λ cycles longer than 100 s, such as the one displayed in Figure 1, right, are followed by a weak radio flare, an explanation may simply be that such flares trigger too small ejections to be detected by the RT.

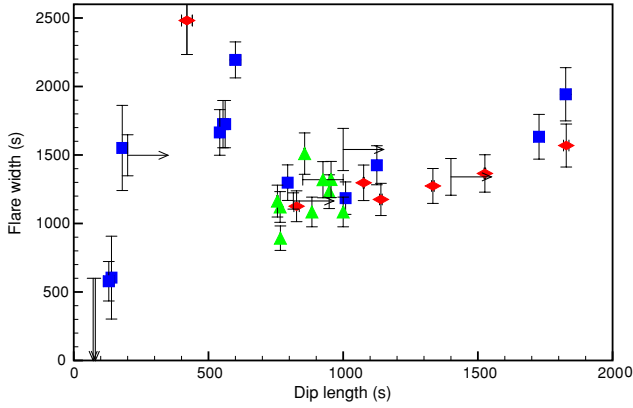


Figure 6. Width of the radio flares (t_0) as a function of the length of the preceding hard X-ray dip Δt . Blue squares correspond to confidence index 1 observations, red diamonds to index 2, and green triangles to index 3. Upper limits correspond to index 1 data with no detection of a radio activity following the dip, while lower limits correspond to index 1 data with not enough X-ray coverage to see the dip in its entirety. The error bars are estimated at the 3σ confidence level (note that errors on index 3 data are questionable).

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

Then, the θ , κ , and ρ classes are not followed by distinct radio flares, either. These classes were not included in the analysis so far. κ and ρ classes display very short cycles between 10 and 50 s. These cycles recur very quickly, with less than 100 s between two consecutive X-ray spikes. Our fits show that the radio flares of GRS 1915+105 are at their peak around 1000 s after the end of the cycle and last typically 1200 s, thus they could not be seen individually during these classes. Note that a weak radio flux is detectable, at ~ 3 –4 mJy (as already seen by Klein-Wolt et al. 2002), which could be compatible with the sum of very small radio ejections occurring after each cycle.

θ classes display longer cycles, with X-ray dips lasting typically between 300 and 600 s. These cycles also recur quickly, with less than 1000 s between two consecutive X-ray spikes. In this case too, individual flares will not be distinguishable but should produce a varying radio flux.

Radio observations during this class show a strong radio flux at ~ 10 –80 mJy (Klein-Wolt et al. 2002). This flux is highly variable but displays no specific pattern. This value of ~ 10 –80 mJy is significantly lower than the maximum fluxes observed after β and ν cycles of comparable duration. Thus, this radio activity could be explained by radio flares, but of lower amplitude. Note that θ cycles are also characterized by less pronounced X-ray dips: the HR is lower and the minimum flux higher than during other cyclic classes. This may explain their different behaviors regarding radio activity.

In a nutshell, observations of θ , κ , and ρ classes are not entirely conclusive. On the one hand, they can be understood within the framework of radio ejections; the distinct emissions of matter are simply too quick to be separated in the radio light curve. On the other hand, the observed radio flux is lower than expected if we followed the trend given by β , λ , and ν classes. This probably means that several features determine the characteristics of the radio activity: the length of the X-ray dips may not be the only parameter required to explain all the radio flares.

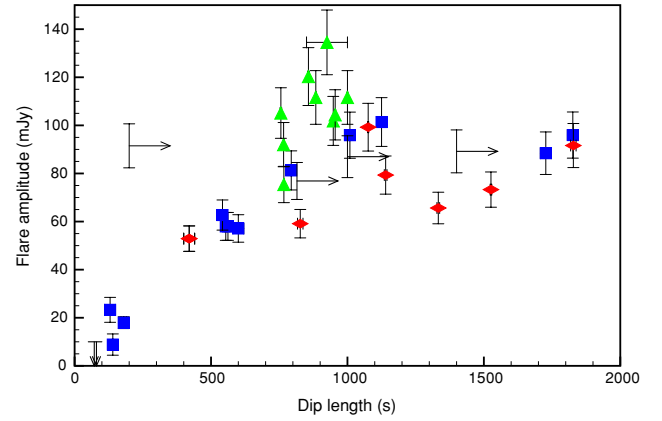


Figure 7. Amplitude of the flare (normalization S_{\max}) as a function of the dip-length Δt . The symbols are identical to those in Figure 6.

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

Table 2

Significance of the Correlation Between the Length of X-ray Dips Δt and the Amplitude S_{\max} , Width t_0 , and Fluence $L_{15\text{ GHz}}$ of Subsequent Radio Flares

Quantities	Test	Index 1	Indices 1 and 2	All Data
$L_{15\text{ GHz}}$ vs. Δt	Spearman	>99.99%	98.4%	98.3%
	Pearson	87.3%	65.1%	56.5%
S_{\max} vs. Δt	Spearman	99.98%	>99.99%	99.92%
	Pearson	85.6%	80.5%	59.0%
t_0 vs. Δt	Spearman	77.0%	1.0%	1.0%
	Pearson	39.1%	1.2%	2.3%

Note. Values are expressed in levels of significance for the two tests.

4.6. A Correlation Between Duration of X-ray Dips and Fluence/Amplitude?

Now, let us look for correlations between the various parameters at hand. The amplitude of the final X-ray spike is not related to the width or amplitude of the following radio flare; the maximum X-ray flux seems to be random. No link was found between the minimum flux during a dip and the characteristics of the following flare either. A slight link, although not statistically significant, was found between the minimum X-ray flux and the duration of the dip; lower minimum fluxes tend to be related to longer dips. This link was already mentioned by Belloni et al. (1997) in the case of class κ observations.

Finally, a more pronounced trend is visible between the duration of the dips Δt and the parameters of the subsequent flares: longer dips seem to be followed by more important radio ejections (Figures 6–8). In particular, a correlation is visible between Δt and the amplitude S_{\max} of the following radio flare. A correlation is also visible between Δt and the fluence $L_{15\text{ GHz}}$ of the following radio flare.

To quantify this, we used the Pearson and Spearman tests of correlation. The Spearman test detects any monotonic correlation in the data, while the Pearson test detects linear correlation. Values of these indices are reported in Table 2 in confidence levels. The two tests show a strong correlation between the length of the X-ray dip Δt and the maximum of the following flare S_{\max} . The correlation between the length of the dips and the fluence $L_{15\text{ GHz}}$ is also high. Spearman and Pearson tests are not significant in the case of length of the X-ray dip Δt versus width t_0 of the flares.

Note, however, that the $L_{15\text{ GHz}}$ versus Δt and S_{\max} versus Δt correlations are less pronounced when ignoring the five points

Table 3
Values Obtained by Fitting Power Law and Exponential Functions to the Dip Length Versus Fluence Data

Set	L_{\max} (Jy s)	τ (s)	Δt_{\min} (s)	χ^2_ν	A (Jy s)	Δt_0 (s)	γ	χ^2_ν
Index 1	80 ± 13	490 ± 190	50 ± 70	0.34	6 ± 4	125 ± 15	0.35 ± 0.10	0.29
Indices 1 and 2	55 ± 20	90 ± 67	120 ± 20	2.09	77 ± 6	130 ± 2	0.17 ± 0.06	2.11
All Data	63 ± 10	220 ± 75	90 ± 40	3.90	9 ± 2	129 ± 6	0.28 ± 0.02	4.08

Notes. The two functions used were of the form $L_{15 \text{ GHz}}(\Delta t) = L_{\max}(1 - e^{-\frac{\Delta t - \Delta t_{\min}}{\tau}})$ and $L_{15 \text{ GHz}}(\Delta t) = A(\Delta t - \Delta t_0)^\gamma$. Errors are given at the 68% confidence level (1σ).

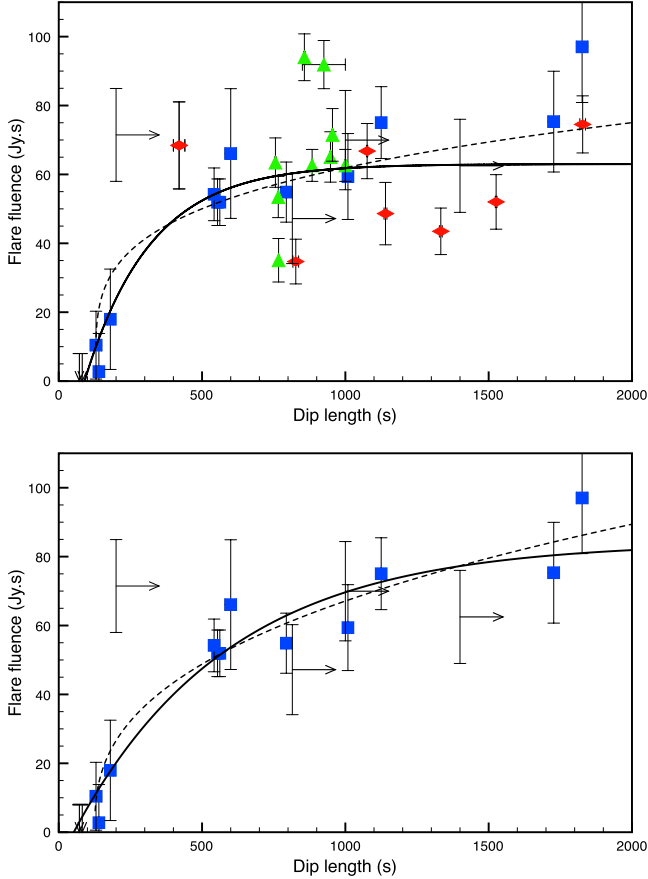


Figure 8. Fluence of the radio flares as a function of the dip-length Δt . The symbols are identical to those in Figure 6. The top panel displays all available observations, while the lower one displays index 1 data only. The continuous line is an exponential fit and the dashed line a power-law fit to the data on each panel.

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

corresponding to $\Delta t < 200$ s. In the case of S_{\max} versus Δt , the level of significance for the Spearman test drops to values between 60% and 98%, for the “all data” and “Index 1” subsets, respectively. Indeed, as visible in Figure 7, the index 1 data are still correlated when ignoring the λ points. In the case of $L_{15 \text{ GHz}}$ versus Δt , however, the non- λ points are almost compatible with a constant.

During the λ observations, there is no radio emission prior to the X-ray spike, so the characteristics of the flare are well constrained. We therefore have good confidence in the robustness of these values. However, a crucial test for the reality of the S_{\max} versus Δt and $L_{15 \text{ GHz}}$ versus Δt correlations would be to observe X-ray dips in the range 200–500 s. More observations

are needed to populate this range in order to refine the link between X-ray dips and radio flares.

Looking at the fluence versus dip-length relationship, the correlation does not seem to be linear nor affine. Indeed, short X-ray dips produce much weaker radio flares than long dips (see Figure 8). This is consistent with the statement of Klein-Wolt et al. (2002), who mentioned that dips shorter than 100 s do not seem to be followed by radio flares.

Therefore, we looked for other functions to describe the relationship between the radio fluence $L_{15 \text{ GHz}}$ and the length Δt of the X-ray dip than a simple linear or affine law (Figure 8). Two types of functions produced good results, which are listed in Table 3. First, the data are well described by a function of the form $L_{15 \text{ GHz}}(\Delta t) = A(\Delta t - \Delta t_0)^\gamma$, with γ between 0.17 and 0.35 depending on the subset considered. Then, an exponential function of the form $L_{15 \text{ GHz}}(\Delta t) = L_{\max}(1 - e^{-\frac{\Delta t - \Delta t_{\min}}{\tau}})$ provided very similar χ^2_ν , with a characteristic time τ between 100 and 500 s and a saturating fluence L_{\max} between 55 and 80 Jy s.

Both models are truncated at short dip-length, as visible on the plots. In these two cases, the quantities Δt_0 and Δt_{\min} correspond to the length of the X-ray dip below which no flare is detected ($L_{15 \text{ GHz}} = 0$). They measure Δt_0 and Δt_{\min} between 50 and 130 s. This is compatible with the empirical observation that no flare is detected after dips shorter than ~ 100 s.

5. DISCUSSION

Our analysis extends the previous results on the occurrence of radio flares. Klein-Wolt et al. (2002) suggested that, during β and ν classes, long and spectrally hard state C intervals are followed by radio oscillations. Rodriguez et al. (2008a) extended this connection to λ classes and identified the X-ray spike at the end of the X-ray dips as the trigger to the ejection. With an extended data set, we confirm that, during α , β , λ , and ν classes, every X-ray dip in the light curve is followed by a radio flare. Moreover, the beginning of this flare coincides with the X-ray spike within less than 300 s. On κ and ρ classes, we lack the sensitivity to confirm or reject a similar behavior. Finally, θ classes may also follow this scheme with, however, radio flares significantly smaller than during β and ν dips of comparable duration.

Using the available β , λ , and ν observations, a trend is visible between the length of the X-ray dips and the characteristics of the following flare: the longer the X-ray dip is, the bigger the following radio flare will be. This result does not directly depend on the plasmon model used to characterize the radio data. Indeed, this model we chose was used mainly to distinguish between the energy emitted during each individual flare in a sequence of radio flares, rather than as a precise description of each flare. Therefore, every “realistic” function with a fast rise and slow decay able to fit the shape of the radio flares would lead to the same result. In particular, emission from a conical

jet or a shock-heated compact jet would have almost the same temporal shape and thus lead to similar results concerning the basic parameters explored here.

This link seems to be related to the length of hard X-ray dips: longer dips lead to more energetic ejections. Although the data are scarce, this link does not seem to be linear and can be described, for instance, by a power-law or exponential relationship. Given the high uncertainties on the data, it is not possible to discriminate between these functions.

Yet, in the second case, one could think of an attractive scenario to explain the relationship. Observations show that the beginning of the dip is marked by a quick increase in the accretion disk inner radius. Then, during the dip itself, the disk draws closer to the BH (Belloni et al. 1997; Migliari & Belloni 2003; Rodriguez et al. 2008b). This evolution brings more gravitational energy close to the BH. Let us suppose that, during the hard X-ray dip, energy is somehow extracted from the accretion disk and accumulated in the surrounding medium. Thus, the luminosity of the disk and corona slowly increase. At the same time, the amount of energy lost by the corona in a given time grows as the energy density of the corona increases. Thus, the total energy stored inside the corona saturates after, say, ~ 1000 s. Then, at some point, this energy is released in the form of a quickly expanding blob of matter. In the X-ray light curve, this ejection is marked by a short X-ray spike (Mirabel et al. 1998; Rodriguez et al. 2008a). Note that the ejected material can come from the corona itself or from the inner accreting disk; either way, after the spike the corona is not visible anymore, and the disk is closer to the BH.

In the case of a jet (either steady or shock-heated), the scenario is similar: during the dips an injection of material into the jet from the corona takes place (Klein-Wolt et al. 2002). Assuming a more or less constant injection rate, longer X-ray dips will thus be radio-brighter, as more material is ejected. Furthermore, during the dip, as the disk moves back in toward the compact object, one can assume that it reduces the injection rate, which would explain the apparent saturation in the flare fluence. Then, at some point, the disk is so close to the BH that it suppresses the injection of particles. The X-ray dip ends, and radio emission is detected afterwards.

However, the jet interpretation suffers from an important caveat: it predicts light curves different from the observed radio flares. Indeed, using the conical jet from Hjellming & Johnston (1988), it is possible to model the radio emission from a transient jet. During a given dip, the jet would be active for ~ 30 min. With a velocity of about $v_{\text{exp}} = 0.8c$, the jet would have a total extension of $\sim 4 \cdot 10^{13}$ cm or about $\sim 10^7 R_S$. The resulting synchrotron emission would thus emanate from electrons at very different temperatures, due to adiabatic expansion. When looking at a fixed radio frequency, the light curve would then be broader than that of a single plasmon. Besides, the radio emission would be detected from the beginning of the X-ray dip or with a constant time-lag with it. Since the data show that the radio emission begins within a few minutes from the X-ray spike at the end of the dip, with no dependence on the length of the dip, this interpretation seems less probable than the discrete ejection model.

It is interesting to note that the distribution of width of the radio flares is quite peaked while that of the amplitude not. In the framework of the plasmon model (van der Laan 1966), the width of the flare is related to the initial physical size of the plasmon. Thus, the relative sharpness of this distribution means that the initial radius of the plasmon is roughly always the same.

It is tempting to interpret that this radius may be constrained by the inner radius of the disk. On the other hand, the maximum amplitude of the flare is related to the initial temperature and energy distribution of the ejected plasma. Thus, the relative broadness of the amplitude distribution could mean that the amount of energy stored inside the plasma prior to the ejection is more variable.

If we assume that the amount of energy stored inside the plasma depends on the duration of the preceding X-ray dip, then this relative broadness can be easily explained. Indeed, during shorter dips the input of energy would be shorter, thus the amplitude of the following flare would be smaller. Since the duration of the X-ray dips is highly variable, the amplitude of the flares will also be variable. On the other hand, the medium which stores this energy will always be located in the same region, close to the inner radius of the disk; if its physical size is constrained by the disk, then the width of the flares will be roughly constant.

One possible interesting model which could provide a more precise interpretation of this behavior is the “magnetic flood” model (Tagger et al. 2004). This model was proposed to account for the behavior of GRS 1915+105 during the β class. It relies on the accretion-ejection instability (Tagger & Pellat 1999), which would develop during the X-ray dip. This instability relies on the presence of a moderate magnetic field in the inner parts of the disk and can produce low-frequency quasi-periodic oscillations and feed a corona with matter from the disk as well. Then, if the magnetic configuration is favorable, a sudden reconnection event can occur between magnetic fields of opposite polarities in the accretion disk. This reconnection event would produce the spike seen in X-rays and power the ejection of matter.

J.R. acknowledges partial funding from the European Community’s Seventh Framework Programme (FP7/2007–2013) under grant agreement number ITN 215212 “Black Hole Universe.” This work has been (partly) financially supported by the GdR PCHE in France. This research has made use of data from the *RXTE* satellite operated by NASA, obtained through the High Energy Astrophysics Science Archive Center Online Service, provided by the NASA/Goddard Space Flight Center. This research has also made use of data from the *INTEGRAL* satellite, an ESA project with instruments and science data center funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain), the Czech Republic, and Poland, and with the participation of Russia and the USA. The RT was operated by the University of Cambridge and supported by STFC.


REFERENCES

- Belloni, T., Klein-Wolt, M., Méndez, M., van der Klis, M., & van Paradijs, J. 2000, *A&A*, **355**, 271
- Belloni, T., Méndez, M., King, A. R., van der Klis, M., & van Paradijs, J. 1997, *ApJ*, **488**, L109
- Castro-Tirado, A. J., Brandt, S., & Lund, N. 1992, *Int. Astron. Union Circ.*, **5590**, 2
- Dhawan, V., Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 2000, *ApJ*, **543**, 373
- Fender, R., & Belloni, T. 2004, *ARA&A*, **42**, 317
- Fender, R. P., Homan, J., & Belloni, T. M. 2009, *MNRAS*, **396**, 1370
- Fender, R. P., & Pooley, G. G. 2000, *MNRAS*, **318**, L1
- Fender, R. P., et al. 1999, *MNRAS*, **304**, 865
- Fuchs, Y., et al. 2003, *A&A*, **409**, L35
- Goldwurm, A., et al. 2003, *A&A*, **411**, L223
- Harlaftis, E. T., & Greiner, J. 2004, *A&A*, **414**, L13
- Hjellming, R. M., & Johnston, K. J. 1988, *ApJ*, **328**, 600
- Homan, J., & Belloni, T. 2005, *Ap&SS*, **300**, 107

- Kaiser, C. R., Sunyaev, R., & Spruit, H. C. 2000, *A&A*, [356](#), [975](#)
- Klein-Wolt, M., Fender, R. P., Pooley, G. G., Belloni, T., Migliari, S., Morgan, E. H., & van der Klis, M. 2002, *MNRAS*, [331](#), [745](#)
- Meier, D. L. 2001, *ApJ*, [548](#), [L9](#)
- Migliari, S., & Belloni, T. 2003, *A&A*, [404](#), [283](#)
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, [371](#), [46](#)
- Mirabel, I. F., et al. 1998, *A&A*, [330](#), [L9](#)
- Pooley, G. G., & Fender, R. P. 1997, *MNRAS*, [292](#), [925](#)
- Rodríguez, J., et al. 2008a, *ApJ*, [675](#), [1436](#)
- Rodríguez, J., et al. 2008b, *ApJ*, [675](#), [1449](#)
- Soleri, P., Belloni, T., & Casella, P. 2008, *MNRAS*, [383](#), [1089](#)
- Tagger, M., & Pellat, R. 1999, *A&A*, [349](#), [1003](#)
- Tagger, M., Varnière, P., Rodríguez, J., & Pellat, R. 2004, *ApJ*, [607](#), [410](#)
- van der Laan, H. 1966, *Nature*, [211](#), [1131](#)

ÉTUDE DE XTE J1818–245 DEPUIS LE DOMAINE RADIO JUSQU’AUX RAYONS X

D

RTICLE de recherche publié dans A&A, dont certains résultats sont repris au chapitre 5. L'éruption de 2005 de la binaire X XTE J1818–245 a permis de découvrir cette source auparavant inconnue. Cet article synthétise et analyse l'ensemble des observations de cette source, observations prises tout au long de l'éruption par plusieurs instruments dans les domaines radio, optique/infrarouge et X.

L'étude spectrale de XTE J1818–245 montre que cette source est probablement une LMXB contenant un trou noir, laquelle a subi un sursaut « classique » et parcouru l'ensemble des états spectraux usuels montrés par ce type d'objets. L'analyse de la courbe de lumière X a permis de donner une première estimation de la taille du disque d'accrétion et de la distance du système. Plusieurs éjections de matière ont été détectées assez tard durant l'état SIMS, et l'activité radio observée au début de l'état SS est inhabituelle pour ce type d'objet.

Detailed radio to soft γ -ray studies of the 2005 outburst of the new X-ray transient XTE J1818–245

M. Cadolle Bel¹, L. Prat^{2,3}, J. Rodríguez^{2,3}, M. Ribó⁴, L. Barragán^{1,5,6}, P. D’Avanzo^{7,8}, D. C. Hannikainen⁹, E. Kuulkers¹, S. Campana^{7,8}, J. Moldón⁴, S. Chaty^{2,3}, J. Zurita-Heras^{2,3}, A. Goldwurm^{2,10}, and P. Goldoni^{2,10}

¹ ESAC, ISOC, Villañueva de la Cañada, Madrid, Spain
 e-mail: Marion.Cadolle@sciops.esa.int

² CEA-Saclay, DSM/IRFU/SAP, France

³ AIM UMR 7158, Paris, France

⁴ Departament d’Astronomia i Meteorologia and Institut de Ciències del Cosmos (ICC), Universitat de Barcelona (UB/IEEC), Martí i Franquès 1, 08028 Barcelona, Spain

⁵ Dr. Karl Remeis Sternwarte, Sternwartstr. 7, 96049 Bamberg, Germany

⁶ ECAP, Erwin-Rommel-Straße 1, 91058 Erlangen, Germany

⁷ INAF, Osservatorio Astronomico di Brera, Merate, Italy

⁸ Università degli Studi dell’Insubria, Como, Italy

⁹ Metsähovi Radio Observatory, Helsinki University of Technology TKK, Metsähovintie 114, 02540 Kylmälä, Finland

¹⁰ APC-UMR 7164, Paris, France

Received 4 August 2008 / Accepted 18 March 2009

ABSTRACT

Context. XTE J1818–245 is an X-ray nova that experienced an outburst in 2005, as first seen by the *RXTE* satellite. The source was observed simultaneously at various wavelengths up to soft γ -rays with the *INTEGRAL* satellite, from 2005 February to September, during our *INTEGRAL* Target of Opportunity program dedicated to new X-ray novae and during Galactic Bulge observations.

Aims. X-ray novae are extreme systems that often harbor a black hole, and are known to emit throughout the electromagnetic spectrum when in outburst. The goals of our programme are to understand the physical processes close to the black hole and to study the possible connection with the jets that are observed in the radio.

Methods. We analysed radio, (N)IR, optical, X-ray and soft γ -ray observations. We constructed simultaneous broad-band X-ray spectra covering a major part of the outburst, which we fitted with physical models. Analyzing both the light curves in various energy ranges and the hardness-intensity diagram enabled us to study the long-term behaviour of the source.

Results. Spectral parameters were typical of the soft intermediate states and the high soft states of a black hole candidate. The source showed relatively small spectral variations in X-rays with considerable flux variation in radio. Spectral studies showed that the accretion disc cooled down from 0.64 to 0.27 keV in ~ 100 days and that the total flux decreased while the relative flux of the hot medium increased. Radio emission was detected several times, and, interestingly, five days after entering the HSS. Modeling the spectral energy distribution from the radio to the soft γ -rays reveals that the radio flares arise from several ejection events.

Conclusions. XTE J1818–245 probably belongs to the class of low-mass X-ray binaries and is likely a black hole candidate transient source that might be closer than the Galactic Bulge. The results from the data analysis trace the physical changes that took place in the system (disc, jet/corona) at a maximum bolometric luminosity of $0.4\text{--}0.9 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ (assuming a distance between 2.8–4.3 kpc) and they are discussed within the context of disc and jet models.

Key words. black hole physics – stars: individual: XTE J1818–245 – gamma rays: observations – X-rays: binaries – infrared: general – radio continuum: general

1. Introduction

X-ray novae (XNe), also known as soft X-ray transients, are accreting low-mass X-ray binaries (LMXB) that spend most of their time in a faint, quiescent state. They undergo large amplitude outbursts with rise times of only a few days or weeks, with typical recurrence periods of many years (Tanaka & Shibazaki 1996). The picture commonly accepted for an XN involves the transition from a low-mass accretion rate state to a high-mass accretion rate, optically thick accretion flow, triggered by an accretion disc instability. The optically thick and geometrically thin accretion disc has a varying inner radius and temperature, emitting at typical X-ray energies of ~ 1 keV. This region is

probably surrounded by a hot corona, where soft X-ray photons originating in the disc undergo inverse Comptonization, emitting a power law spectrum up to γ -rays. A relativistic jet might be present, typically observed in the radio. These spectral characteristics are coupled to different levels of variability, to quasi periodic oscillations (QPOs) observed in the power spectrum spectrum (e.g., Belloni et al. 2001; Belloni 2005) and to changes in the radio. Depending on the relative strengths of each component and on how they vary, several spectral states have been identified: see, e.g., McClintock & Remillard (2006), Homan & Belloni (2005). In the second classification, the two main spectral states are the low/hard state (LHS), dominated by non-thermal emission and the high soft state (HSS), dominated

Table 1. Log of the XTE J1818–245 observations analysed in this paper.

Observatory	Instrument	Bandpass	Period (MJD–53596.5) ^a	Total Exposure (ks)	Number of Obs.	Observation Type
<i>INTEGRAL</i>	IBIS/ISGRI	18–200 keV	2.5–23.8	315	3/4	ToO (5×5 ^b)/Galactic Bulge ^c (hex ^d)
	JEM-X	5–25 keV	5.9–14.8	240	3	ToO
<i>RXTE</i>	PCA	3–25 keV	3.1–103.3	146	54	Public
	HEXTE	20–150 keV	3.1–103.3	146	54	Public
<i>Swift</i> ^e	XRT	0.3–10 keV	5.8	0.13	1	Public
<i>REM</i> ^e	ROSS	550–800 nm	22.7–76.5	3.2	10	ToO
<i>NTT</i> ^e	SUSI-2	320–900 nm	9.6–0.6	1	ToO	
<i>VLA</i> ^e	L,C,X,U	1.4–15 GHz	5.6–196.01	4.8/15.4	1/13	ToO/Public
<i>VLBA</i> ^e	S/X	2.3–8.4 GHz	8.54–8.67	10.8	1	ToO

Notes:

^a MJD 53596.5 corresponds to the maximum flux of the source measured during the period covered by *RXTE*/ASM.^b 5×5 dither pattern around the nominal target location.^c Monitoring program of E. Kuulkers et al. (see Kuulkers et al. 2007).^d Hexagonal pattern around the nominal target location.^e Snap-shot observations with the specified instruments or receivers.

by emission from the accretion disc. In the LHS, the fast time variability is dominated by strong ($\sim 30\%$ fractional rms) band-limited noise. At times, low-frequency QPOs are present. In this state, flat-spectrum radio emission is observed, associated with compact jet ejection (Corbel et al. 2000, 2003; Gallo et al. 2003, 2006; Fender et al. 2004). In the HSS, only weak power law noise is present in the power spectrum. No core radio emission is detected (see Fender et al. 1999, 2005: “quenching” of the jet). Further states have been identified as “intermediate” based on the above-mentioned differences in the soft/hard X-ray components, variability and radio emission: the HIMS (hard intermediate state) and SIMS (soft intermediate state). In the HIMS, the energy spectrum is softer than in the LHS, with evidence for a soft thermal disc component. The power spectra feature band-limited noise with characteristic frequency higher than the LHS and usually a rather strong 0.1–15 Hz type-C QPO (see, e.g., Casella et al. 2005). In the SIMS, the disc component dominates the flux. No strong band-limited noise is observed but transient type-A and type-B QPOs are seen (the frequency of which spans only a limited range). As in the HSS, no core radio emission is detected.

XTE J1818–245 was discovered by the All-Sky Monitor (ASM) telescope on board the *RXTE* satellite on 2005 August 12. The ASM hardness ratio (hereafter, HR) indicated a very soft spectrum, often associated with a black hole (BH) as the compact object of the binary system (Levine et al. 2005). Follow-up *RXTE*/Proportional Counter Array (PCA) observations provided a refined position and no pulsations were detected (Markwardt et al. 2005). On August 16–17, the *INTEGRAL* Soft Gamma-Ray Imager (IBIS/ISGRI) observed the source for 12.6 ks during the Galactic Bulge (GB) program: Shaw et al. (2005) found a position in the ISGRI mosaic image consistent with (and with smaller uncertainties) than the one found by the *RXTE* instruments. Soon after, the optical counterpart was identified (Steehgs et al. 2005) and the *Swift*/X-ray Telescope, XRT, (Still et al. 2005) improved the X-ray position. Finally, Rupen et al. (2005) detected XTE J1818–245 with the Very Large Array (VLA) at the optical position: the flux densities at 4.9 GHz increased from ~ 7 to 27 mJy between August 20–21.

Based on the above-mentioned characteristics, XTE J1818–245 was suggested to be a BH candidate

(BHC). Target of Opportunity (ToO) observations for XNe in outburst were triggered with *INTEGRAL*, associated with a large multi-wavelength campaign. We report here the results of the *INTEGRAL* observations of XTE J1818–245 together with *Swift*, *RXTE* and NIR/optical/radio data. We start with a description of the available data and of the analysis procedures employed in Sect. 2. Results are presented in Sect. 3, followed by the interpretations and discussions in Sect. 4. We summarize our conclusions in Sect. 5.

2. Observations and data reduction

Table 1 summarizes the observations analysed in this paper, giving for each of them the instrument data available, energy ranges, dates, exposure times and modes. Figure 1 shows the *RXTE*/ASM soft X-ray light curve of the outburst, with the time of the multiwavelength observations indicated.

2.1. INTEGRAL

Target of Opportunity observations were performed on (2005) August 20–21, 23 and 28–29, corresponding to revolutions (hereafter, Rev.) 348, 349 and 351, respectively. We also used the data from public observations performed during the GB monitoring program.

The IBIS/ISGRI and JEM-X data were reduced with the standard analysis procedures of the Off-Line Scientific Analysis OSA 7.0 released by ISDC, with algorithms described in Goldwurm et al. (2003) and Westergaard et al. (2003) for ISGRI and JEM-X respectively. Systematic errors of 2% were added for both JEM-X (in the 5–25 keV range) and ISGRI (in the 18–200 keV range). We used the maps, the response matrices and the off-axis and background corrections from OSA 7.0. For ISGRI, we rebinned the standard spectra to obtain between 4 and 10 spectral points, depending on the brightness of the source. We checked that the spectral index did not change by more than 2% during a single revolution (*INTEGRAL* orbit around the Earth lasting ~ 3 days): this allowed us to sum the flux per *INTEGRAL* Rev. to improve the signal-to-noise ratio for both light curves and spectra. The ISGRI image and light curves are respectively shown in Figs. 2 and 3a.

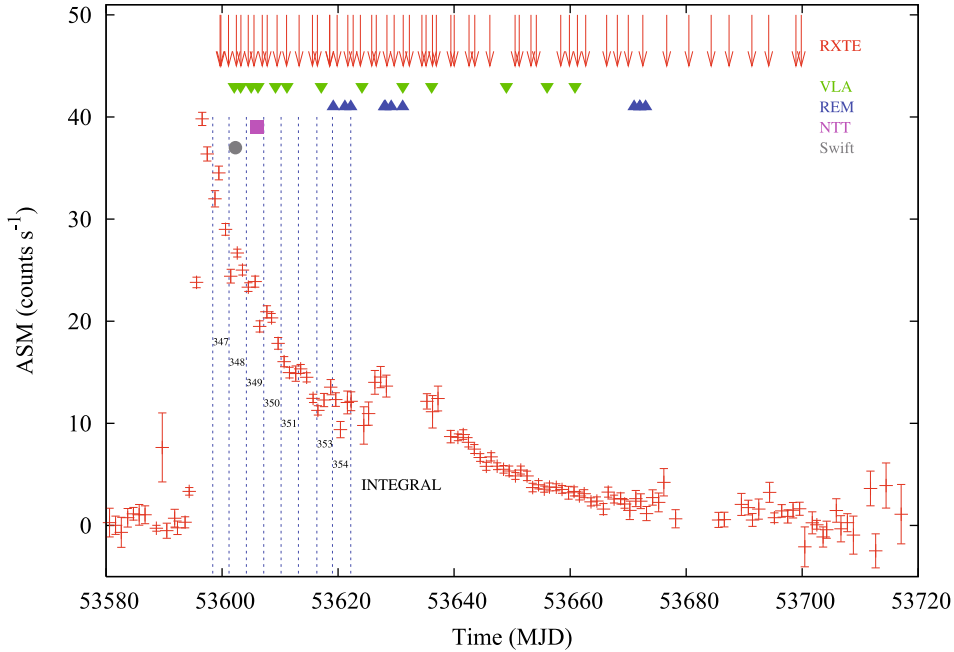


Fig. 1. *RXTE*/ASM light curve of XTE J1818–245 during the 2005 outburst. The times of the observations are indicated for each instrument as well as the *INTEGRAL* revolutions (lasting ~ 3 days between consecutive vertical dashed lines). Other observations lasting from 100 to 3000 s are indicated (see Table 1).

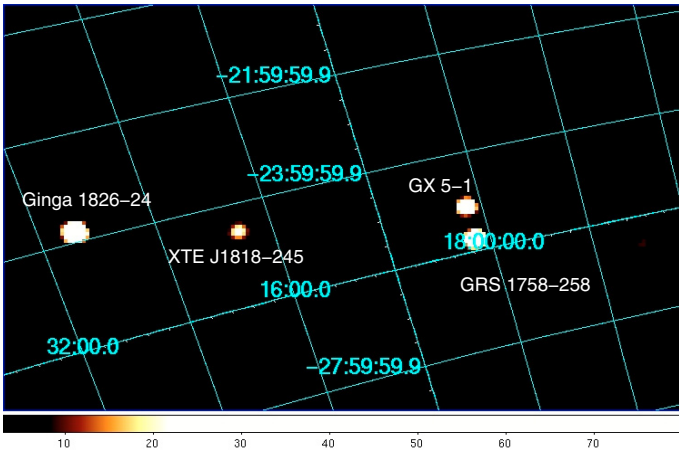


Fig. 2. *INTEGRAL* 20–40 keV IBIS/ISGRI reconstructed sky image (logarithmic black-body colour scale) of the region around XTE J1818–245 during our first ToO (Rev. 348, 70 ks exposure). The source appears at a significance level of 18σ over the background, the type I X-ray burster Ginga 1826–24 at 129σ , the microquasar GRS 1758–258 at 86σ and the neutron star GX 5–1 at 65σ .

We could only perform JEM-X analysis on our ToO data as the source was outside the field of view (FOV) of JEM-X in the GB monitoring program. Since the *RXTE*/PCA instrument observes the source more frequently and has a higher sensitivity than JEM-X, the JEM-X data were not included in the broad-band spectra so as to be consistent over all our data sets. However, we verified that the best-fit spectral parameters using JEM-X and PCA were consistent within the error bars.

2.2. *RXTE*

We analysed all available observations, taken about once every two days from MJD $\sim 53\,599$ to $53\,700$. Each observation lasted between 1 and 3.3 ks. The *RXTE* data were reduced with the

HEASOFT software package v6.4, following standard procedures (see Rodriguez et al. 2003). Energy spectra were only extracted from detector 2 of the PCA top layer.

We used the latest calibration files provided by the *RXTE* GOF (guest observer facility), which include important corrections applied to the PCA background since 2007 September 18. To determine the level of systematic errors, we used Crab spectra which were fitted with a model consisting of an absorbed power law. The photon index was left free in a narrow band. Without adding systematic errors in the spectra, the reduced chi-squared (hereafter, χ^2_{red}) was well above 1.0. When including a 0.8% systematic error, the χ^2_{red} dropped to 1.0: this level was adopted for XTE J1818–245 to account for uncertainties in the PCA response. This value is consistent with Jahoda et al. (2006).

Data from the High-Energy Timing Experiment (HEXTE) were reduced in the standard way as described in Rodriguez et al. (2003) apart from the newer version of the reduction software. Due to problems brought about by the rocking motion of HEXTE Cluster A, the extraction of spectra was restricted to Cluster B. Furthermore, due to poor statistics in the HEXTE data points in most of the observations, all channels were rebinned by a factor of 4. The resultant *RXTE* spectra of a single observation were fitted simultaneously between 3–25 keV for PCA and 20–150 keV for HEXTE. Note that we also added the IBIS/ISGRI data when available; one *INTEGRAL* revolution corresponds typically to three distinct *RXTE* observations.

2.3. *Swift*/XRT

After the observation that announced a refined X-ray *Swift* position (Still et al. 2005), an additional *Swift* observation took place on 2005 August 20. The source was observed for 129 s in photon counting mode in order to assess its position. The XRT data were processed with the *xrtpipeline* (v0.9.9) task applying standard calibration, filtering and screening criteria. An on board event threshold of ~ 0.2 keV was applied to the central pixel of

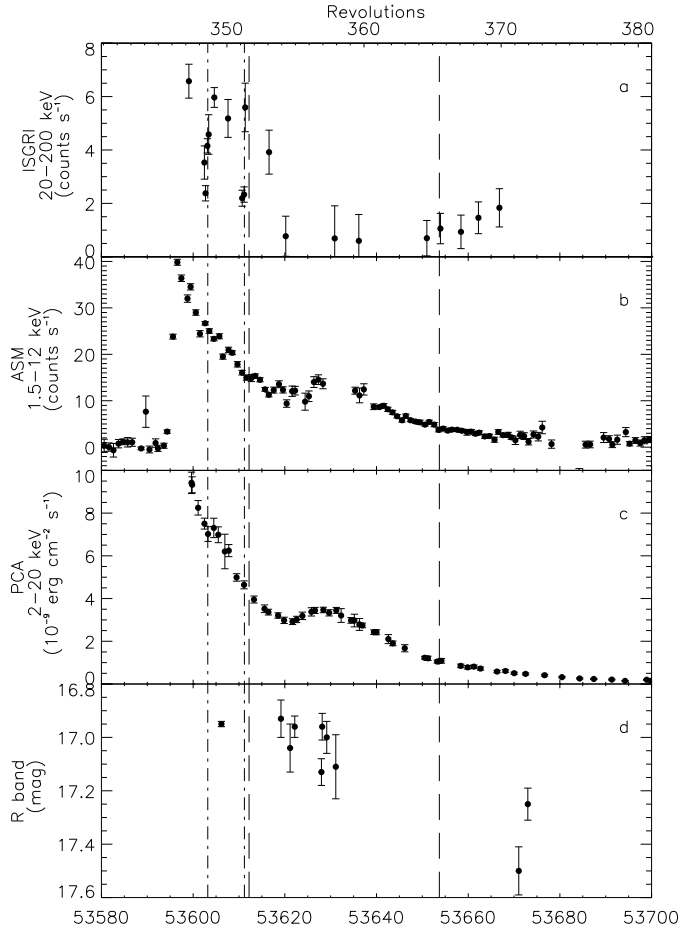


Fig. 3. Light curves of XTE J1818–245 at several wavelengths. **a)** ISGRI light curve (*INTEGRAL* revolutions indicated above); **b), c)** *RXTE*/ASM and PCA light curves (flux obtained from spectral modeling, see Sect. 3.4); **d)** REM and NTT light curves in the *R* filter (magnitudes de-reddened). Dot-dashed lines correspond to the radio peaks at 4.9 GHz, then at 1.4 GHz (during our coverage) while dashed lines locate the spectral transitions from SIMS to HSS and then back to the SIMS.

each event, which has been proven to reduce most of the background due to either the bright Earth limb or the CCD dark current (which depends on the CCD temperature). For our analysis, XRT grades in the 0–12 range were selected. Since the source was extremely bright with more than 50 counts s^{-1} , the data suffered from heavy pile-up. In order to overcome this problem, we extracted photons from an annular region with inner and outer radius of 25 and 80 pixels respectively. 3831 photons were extracted in the 0.3–10 keV energy band and used in the spectral analysis.

2.4. Optical and NIR

Optical and NIR observations were performed with the Rapid Eye Mount (REM) telescope (Zerbi et al. 2001; Chincarini et al. 2003; Covino et al. 2004) equipped with the ROSS optical spectrograph/imager and the REMIR NIR camera. Observations of XTE J1818–245 were carried out during 2005 September–October (*R* band), and on October 29 (*JHK* bands); late time observations in the *R* band were also performed during quiescence on 2007 July 18. Image reduction was carried out by following the standard procedures: subtraction of an averaged

bias frame and division by a normalized flat frame. Astrometry was performed using the USNOB1.0¹ and the 2MASS² catalogues. Aperture photometry performed with the SExtractor package (Bertin & Arnouts 1996) for all the objects in the field. The calibration was done against Landolt standard stars for the optical filters and against the 2MASS catalog for the NIR filters. In order to minimize any systematic effect, we performed differential photometry with respect to a selection of local isolated and non-saturated standard stars. Due to the low galactic latitude (-4°) and relatively low absorption in the line of sight, doing this analysis presented a number of challenges in obtaining the absolute flux calibration (difficulties in finding a source-free background annulus). The counterpart to XTE J1818–245 was sufficiently isolated from neighboring stars and we verified that the corrected light curves of the comparison field stars were sufficiently stable (within the errors of $\sim 0.05 \text{ mag}$).

The source was also observed in the optical and NIR with the imager SUSI-2 installed on the NTT (New Technology Telescope) at La Silla Observatory (private communication: S. Chaty). In this paper, we include only the *U*, *B*, *V*, *R* and *I* photometry to build the Spectral Energy Distributions (hereafter SED) simultaneously with the radio/X-ray/ γ -ray data.

2.5. Radio

2.5.1. VLA

We observed XTE J1818–245 with the National Radio Astronomy Observatory (NRAO) VLA at 1.4, 4.9, 8.4 and 15 GHz from 23:34 UT of August 22 to 01:35 UT of August 23 with the VLA in its C configuration. These observations were thus simultaneous with our *INTEGRAL* run. The receiver setup included two intermediate frequency (IF) channel pairs of 50 MHz bandwidth each. We used the phase reference calibrators J1811–2055 at 1.4 GHz, J1820–2528 at 4.9 and 8.4 GHz, and J1751–2524 at 15 GHz. The flux density calibrator was J1331+3030 (3C 286). Snapshots of 10 min were obtained at 1.4, 4.9 and 15 GHz. We also acquired a $\sim 1 \text{ h}$ light curve at 8.4 GHz.

Archival data obtained with the VLA in the same configuration were also retrieved from the NRAO database. A log of the observations, the observed fluxes and their associated errors can be found in Table 2. All the data were reduced using standard procedures within the NRAO aips software package. We restricted the 1.4 GHz data analysis to baselines above $3 \text{ k}\lambda$ to avoid the extended galactic diffuse emission as much as possible. Images with natural weighting were produced and flux density measurements were obtained with the aips task JMFIT: the absolute flux calibration is expected to be accurate to the 3% level.

2.5.2. VLBA

From 01:00 to 04:00 UT of August 23, we also observed XTE J1818–245 with the NRAO Very Long Baseline Array (VLBA) simultaneously at 2.3 and 8.4 GHz. These observations were simultaneous with our *INTEGRAL* run and overlapped with the end of the VLA observations. They were conducted using the phase-referencing technique, switching between the phase reference calibrator J1820–2528 and XTE J1818–245 (separated by 1°), with cycling times of 2.5 min (100 s for the source and 50 s for the calibrator), compatible with

¹ <http://www.nofs.navy.mil/data/fchpix/>

² <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>

Table 2. VLA observation log for XTE J1818–245 indicating the calendar dates, MJD and *INTEGRAL* revolutions during which the source was observed, together with flux densities at four radio frequencies, the radio spectral index α , errors and the spectral X-ray state.

Date (yyyy-mm-dd)	Time (MJD)	Rev.	$S_{1.4\text{ GHz}}$ (mJy)	$S_{4.9\text{ GHz}}$ (mJy)	$S_{8.4\text{ GHz}}$ (mJy)	$S_{15\text{ GHz}}$ (mJy)	Spectral index α ($S_\nu \propto \nu^\alpha$)	X-ray state
2005-08-20	53 602.10	347		7.13 ± 0.07 (i, 3.5σ)				SIMS
2005-08-21	53 603.19	348		27.33 ± 0.06 (d, 7.7σ)				SIMS
2005-08-23	53 605.02	349	1.5 ± 0.4	1.49 ± 0.07	2.3 ± 1.0 (o, 25σ)	<0.83	~ 0	SIMS
2005-08-24	53 606.19	349			0.60 ± 0.04			SIMS
2005-08-27	53 609.19	350		1.12 ± 0.07				SIMS
2005-08-29	53 611.19	351	9.3 ± 0.5 (d, 3.1σ)	3.72 ± 0.08	2.27 ± 0.07		-0.8 ± 0.1	SIMS
2005-09-04	53 617.09	353	<1.22	0.77 ± 0.08	0.40 ± 0.09		-1.2 ± 0.5	HSS
2005-09-11	53 624.11		<0.86	<0.23	<0.17			HSS
2005-09-18	53 631.15			<0.17				HSS
2005-09-23	53 636.12			<0.13				HSS
2005-10-06	53 649.02			<0.22				HSS
2005-10-13	53 656.02			<0.16				SIMS
2005-10-17	53 660.84			<0.23				SIMS
2006-02-26	53 792.51			<0.23				Unknown

Note:

The large errors at 1.4 GHz are due to bright sources in the primary beam (field of view). Upper limits are at the 3σ level. The large errors at 8.4 GHz during these observations (Rev. 349) reflect the variability of the source (see text). For the runs where variability is present, we quote in parentheses whether the source flux density is increasing (i), decreasing (d) or oscillating (o), together with the significance of this variability.

the expected coherence times. Scans of 2 min were acquired on the fringe finders J1733–1304 and J2000–1748. The data were recorded with 2-bit sampling at 256 Mbps at both circular polarizations. A total bandwidth of 64 MHz was provided by 8 sub-bands. Half of the bandwidth was used at 2.3 GHz and the other half at 8.4 GHz. The data were processed at the VLBA correlator in Socorro, using an integration time of 2 s. Post-processing and data reduction were conducted using standard procedures within the NRAO aips software package.

3. Results

The following two sub-sections refer to the hard X-ray image shown in Fig. 2 and the optical, (N)IR and X/ γ -ray light curves shown in Fig. 3.

3.1. X-ray position

In the combined IBIS/ISGRI images obtained near the peak of the outburst (August 20–21), XTE J1818–245 was detected at 18 and 12σ in the 20–40 and 40–80 keV energy bands, respectively. Figure 2 shows the 20–40 keV IBIS/ISGRI mosaic obtained during ~ 70 ks within Rev. 348. The best-fit position in this image is $\alpha_{J2000} = 18^{\text{h}}18^{\text{m}}24^{\text{s}}.36$ and $\delta_{J2000} = -24^{\circ}32'34''.3$, with an accuracy of $1''.58$ at the 90% confidence level (Gros et al. 2003).

This is compatible within errors with the most precise position obtained from the XRT data using `xrtcentroid`: $\alpha_{J2000} = 18^{\text{h}}18^{\text{m}}24^{\text{s}}.02$ and $\delta_{J2000} = -24^{\circ}32'19''.3$, with an accuracy of $3''.5$ at the 90% confidence level.

In turn, this lies just $5''.8$ away from the center of the radio position at 4.9 GHz reported by Rupen et al. (2005) at the beginning of the outburst: $\alpha_{J2000} = 18^{\text{h}}18^{\text{m}}24^{\text{s}}.43 \pm 0''.2$ and $\delta_{J2000} = -24^{\circ}32'17''.96 \pm 0''.4$ (see Sect. 3.5.2 for an updated radio position). The high-energy source and the optical/radio counterparts are therefore all unambiguously associated with the new X-ray transient source.

3.2. X-ray and soft γ -ray light curves

Figure 3a shows the *INTEGRAL*/IBIS light curve of XTE J1818–245 during the outburst. The peak seen by ISGRI occurs at approximately MJD 53599: the source flux reaches the maximum value of ~ 7 counts s^{-1} in the 20–200 keV range, which corresponds to ~ 33 mCrab. Note that due to incomplete ISGRI coverage at the beginning of the outburst, the actual hard X-ray maximum may have occurred a few days earlier. Up to MJD 53620, the IBIS/ISGRI count rate slowly decreased.

Figure 3b shows the 1.5–12 keV *RXTE*/ASM daily average light curve from (2005) July 29 to December 16, with a peak flux around MJD 53596.5. Assuming an exponential shape for both the rise and the decay phases seen in the ASM light curve, we obtained time constants of, respectively, 5 ± 1 and 19 ± 1 days. An interesting feature is present between MJD 53 620 and 53 635 (Fig. 3c): the exponential decrease of the 2–20 keV flux ceases, and then begins to increase again during the subsequent ~ 10 days. A shorter event, with smaller amplitude, might have also occurred between MJD 53 603 and 53 606. This feature, sometimes known as a secondary maximum or a *bump* has already been noticed in several XNe (e.g., A0620–00, Nova Muscae, 4U 1543–47) and will be discussed Sect. 4.1.

3.3. Hardness intensity diagrams and quasi-periodic oscillations

To get a first idea of the spectral behaviour of the source, we produced a hardness-intensity diagram (HID) with *RXTE*/PCA (Fig. 4) similar to those widely used in the literature (Fender et al. 2004). While there was no coverage from the start of the outburst to the peak, XTE J1818–245 did not follow the usual path of XNe in outburst on this diagram: although it certainly went from high flux and relatively low HR to lower flux and higher HR, tracing the end of the usual Q-shape (see, e.g., Belloni et al. 2005), there were slight deviations. Indeed, the source returned along its path twice and traced a Z pattern in each spectral state, evolving from low to high HR (see Sect. 4.1).

Using this HID obtained with the PCA, together with the analysis that will follow (Sect. 3.4, Figs. 5 and 6), we identified

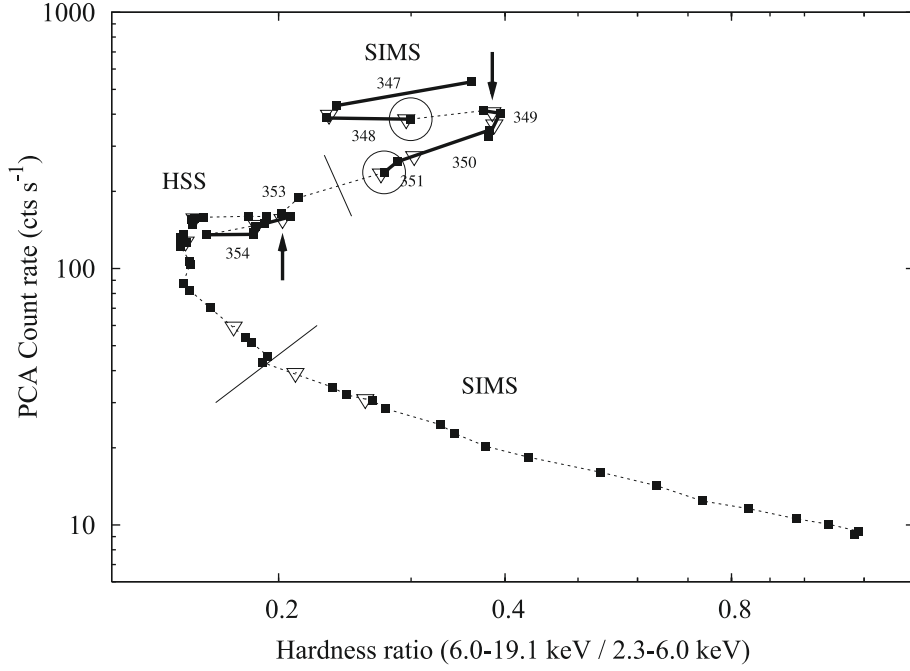


Fig. 4. Hardness-intensity diagram of XTE J1818–245 on a logarithmic scale as obtained with the top layer of *RXTE*/PCA (2.3–19.1 keV, detector 2). The source globally evolved from top to bottom and from right to left then right again, but returned along the track twice. The filled squares represent individual *RXTE* observations, the thicker paths indicate the times of the *INTEGRAL* Rev. (approximately indicated). The SIMS and HSS states are delimited by solid lines perpendicular to the source path. The times of radio observations are represented by the open triangles. The big circles correspond to the times of the radio flares (*top*: 4.9 GHz; *bottom*: 1.4 GHz). The downward arrow on top indicates the HID position during our simultaneous radio and ToO observations of MJD 53 605 (Rev. 349). The upward arrow marks the HID position during the HSS radio detection on MJD 53 617.

two distinct spectral states. The upper branch on the HID had a HR ~ 0.3 , a power law flux representing ~ 10 – 20% of the total 2–20 keV flux, and a spectral index in the range 2.2–2.5 (Fig. 7). This Soft Intermediate State (SIMS) evolved to a pure HSS around MJD 53612: the power law fraction dropped to $\sim 5\%$, with a HR around 0.15. After MJD 53 654, the source returned to the SIMS, and slowly evolved to harder states: the power law fraction increased again to 20%, while the HR increased to 1, and the spectral index gradually decreased. Unfortunately, the X-ray coverage did not extend beyond MJD 53 700, and thus there is no proof that the source eventually evolved to the LHS (the photon index was ~ 2.3 instead of 1.3–1.5 and the power law fraction was too low compared to the high values – greater than 80% – reported in [Homan & Belloni 2005](#); see Table 3), as is usually the case for such objects (e.g., [Cadolle Bel et al. 2004](#); [McClintock & Remillard 2006](#)). In this work, the last and hardest data we have analysed occur when the source was still in the SIMS.

The *RXTE* PDS showed very weak variability, with the power decreasing against frequency in a roughly power law-like fashion below a few Hz. The total RMS level was around 6–8% before MJD 53 608 and too faint (below the detector noise) to be quantified. Above a few Hz, the PDS quickly fell to the level of the white noise. QPOs were also searched for, but none were detected. To quantify this, we used the following formula from [van der Klis \(2006\)](#) which reflects the detection limit at which a QPO would be picked up at the 3σ level:

$$A = \left(6 * \frac{S + B}{S^2} \sqrt{\frac{FWHM}{T}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

where A is the detection level (at 3σ), S the source count rate, B the background level, $FWHM$ the width of the searched QPO and T the exposure time in seconds. In the case of XTE J1818–245, for a typical QPO with a 1 Hz $FWHM$, the limit at which a QPO would have been detected at the 3σ level is 2% rms amplitude at the onset of the outburst, and 8% when the X-ray flux was minimum (at the end of the outburst). The absence of strong QPOs and of strong band-limited noise is expected during soft states like the HSS and the SIMS, giving further support to the proposed spectral classification below.

3.4. X-ray and γ -ray spectra

Using XSPEC v11.3.2 ([Arnaud 1996](#)), we fitted spectra from the PCA (3–25 keV), HEXTE (20–100 keV), IBIS (18–200 keV) and XRT (0.3–10 keV) instruments simultaneously. Several models were tested when analyzing the spectra. A normalization constant was added to account for uncertainties in the cross-calibration of the instruments.

The data were well fitted using an absorbed power law combined with a multicolour black-body and a fluorescent (Gaussian) iron line. Neither a reflection component nor a high-energy cut-off were needed at any time in our fits, at least up to 150 keV: this was tested by adding these additional contributions, and, as we did not observe any improvement in the goodness of the fit, we concluded they were not necessary. The absorption was fixed to the value found by XRT ($N_H = 5.4^{+2.0}_{-0.9} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) since it cannot be constrained by either the PCA or JEM-X data. This value is compatible, within the errors, with the average galactic column density in the source direction ($4.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, estimated from [Schlegel et al. 1998](#)). An iron

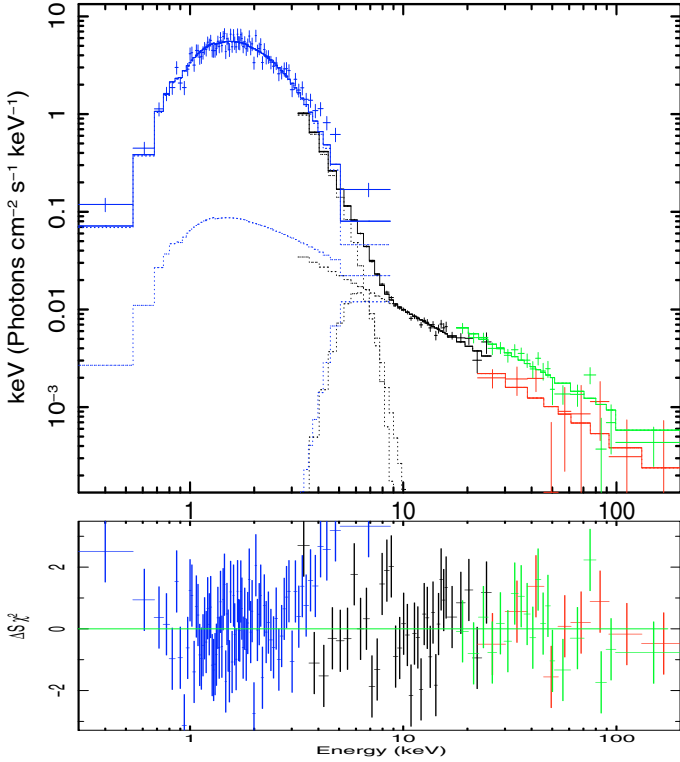


Fig. 5. Energy spectra of XTE J1818–245 during the first *INTEGRAL* ToO (Rev. 348, MJD \sim 53 602.5) with the *Swift*/XRT (blue), *RXTE*/PCA (black), *RXTE*/HEXTE (red) and *INTEGRAL*/IBIS/ISGRI (green) data, along with the best-fit model: an absorbed multicolour black-body disc and a power law with a Gaussian component (see Table 3 for parameter values). Residuals ($\Delta\chi^2$) in σ units are also shown below. The source was in the SIMS.

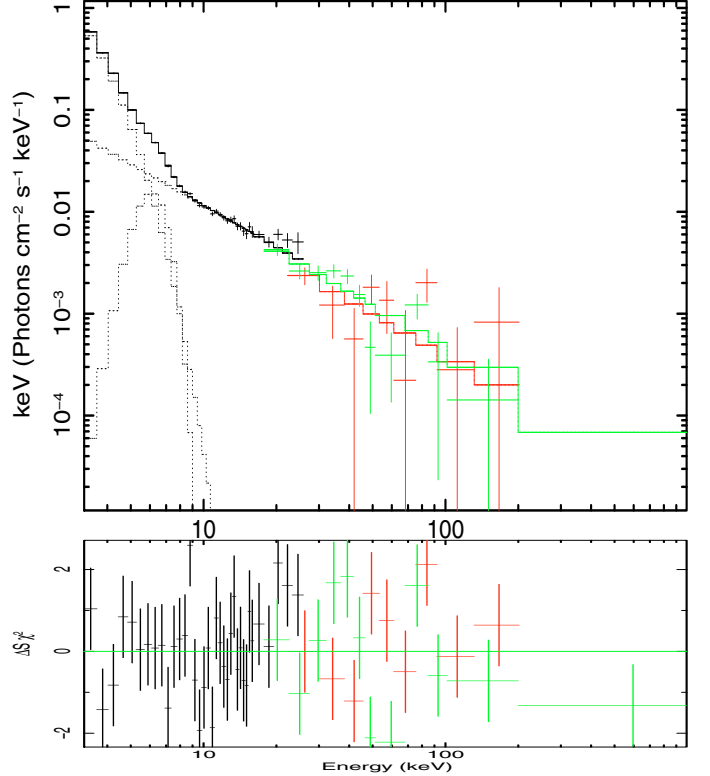


Fig. 6. Energy spectra of XTE J1818–245 during the third *INTEGRAL* ToO (Rev. 351, MJD \sim 53 611.1) with the PCA (black), HEXTE (red) and IBIS/ISGRI (green) data, along with the best-fit model: an absorbed multicolour black-body disc and a power law with a Gaussian component (see Table 3 for parameter values). Residuals ($\Delta\chi^2$) in σ units are also shown below. The source was in the HSS.

line was necessary to adequately fit the data, but the line centroids could not be constrained by the PCA and we thus forced them to have energies above 6 keV.

For the disc component, the *EZDISKBB* model in *XSPEC* notation (Zimmerman et al. 2005) was used: it assumes a zero-torque boundary condition at the inner edge of the accretion disc, which is not the case in the widely used *DISKBB* model. This condition normally leads to a more accurate determination of the inner radii of the accretion disc, as well as a more physical value for the maximum temperature in the disc. The quality of the fit to the data was similar for the *DISKBB* and *EZDISKBB* models: we only found a factor ~ 2.2 of difference between the inner radii, which was consistent with the value found by Zimmerman et al. (2005).

The power law component is taken to be a purely phenomenological model and could signal the presence of a compact jet, a corona, or reprocessed hard X-ray emission due to X-ray heating from an extended central source (Hynes 2005). We tried the more physical Comptonization models of Sunyaev & Titarchuk (1980) and Titarchuk (1994) without success (the fit was worse than with the simpler model). We also applied much more complex models better adapted for such soft states such as *COMPBS* and *EQPAIR*, developed respectively by Poutanen & Svensson (1996) and Coppi (1999) (see Cadolle Bel et al. 2006 for discussions). Unfortunately, the source was not bright enough to constrain the spectral parameters: the resulting χ^2_{red} did not decrease. Besides, a simple power law fit allowed us to compare more easily the spectral parameters between the bright beginning and the faint end of the outburst.

Thus, we fitted all the data with the unique *CONSTANT*WABS*(EZDISKBB+GAUSSIAN+POWERLAW)* model (in *XSPEC* terminology) throughout the whole outburst. For all spectra, normalization constants were in the 0.7–1.4 range for instruments other than the PCA (which was fixed to 1). Two examples of fitted spectra obtained during our *INTEGRAL* ToO observations are shown in Figs. 5 and 6 (in photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) with residuals.

Table 3 lists the spectral parameters derived for all the *INTEGRAL* observations. A plot of the main spectral parameters for all the observations is shown in Fig. 7, together with the ASM light curve. The spectral parameters were compatible with the source being first in the SIMS, then transitioning into the HSS and returning to the SIMS, this time with a lower flux and a higher HR; the dashed lines of Fig. 7 indicate both spectral state limits. Throughout the outburst, a regular decrease of the disc temperature from a high value of ~ 0.64 to 0.27 keV was observed.

Although not extremely well constrained by the PCA restricted to energies above 3 keV, the temperature trend could be derived: we verified that the disc parameters we derived for the XRT data plotted in Fig. 5 are compatible with those epochs for which no XRT data is available. The observed decrease for the inner disc temperature corresponds to what is usually observed for a transient source in outburst: the disc dominates the emission at the beginning and then gradually cools. The rather low temperatures are more consistent with a binary system containing a BH than a neutron star (Tanaka & Lewin 1995). The disc normalization slowly increased during the outburst, from ~ 150

Table 3. Best-fit spectral parameters over all our *INTEGRAL* observations.

Time (MJD)	Observations	Disc Norm. ^a	kT_{in} (keV)	Γ	E_{Fe} line (keV)	χ^2_{red} (d.o.f.)	F_{total}^b (10^{-10} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	$F_{\text{bolometric}}^c$ (10^{-8} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)
53599.8	Rev. 347	1320 $^{+90}_{-112}$	0.640 \pm 0.008	2.44 $^{+0.08}_{-0.07}$	6.0 $^{+0.05}_{-0.04}$	1.39 (57)	81 \pm 3	5.96
53602.5	Rev. 348	1990 $^{+21}_{-107}$	0.59 \pm 0.01	2.21 $^{+0.04}_{-0.04}$	6.0 $^{+0.06}_{-0.04}$	1.49 (136)	63 \pm 1	4.19
53605.5	Rev. 349	1160 $^{+110}_{-34}$	0.624 \pm 0.008	2.34 $^{+0.05}_{-0.08}$	6.0 $^{+0.04}_{-0.04}$	1.69 (57)	59 \pm 2	3.92
53607.8	Rev. 350	1090 $^{+100}_{-85}$	0.614 \pm 0.007	2.37 $^{+0.07}_{-0.06}$	6.0 $^{+0.04}_{-0.04}$	1.10 (48)	52 \pm 2	3.08
53611.1	Rev. 351	1730 $^{+140}_{-130}$	0.55 \pm 0.007	2.32 $^{+0.09}_{-0.10}$	6.0 $^{+0.05}_{-0.05}$	1.51 (48)	39 \pm 1	2.20
53618.5	Rev. 353	2260 $^{+230}_{-170}$	0.51 \pm 0.01	2.30 $^{+0.29}_{-0.21}$	6.0 $^{+0.07}_{-0.07}$	0.73 (41)	27 \pm 2	2.40
53619.8	Rev. 354	2270 $^{+230}_{-180}$	0.502 \pm 0.006	2.82 $^{+0.58}_{-0.32}$	6.0 $^{+0.18}_{-0.18}$	1.08 (41)	25 \pm 1	2.33
53621.7	First min. ^d	2160 $^{+290}_{-140}$	0.50 \pm 0.01	2.45 $^{+0.43}_{-0.28}$	6.0 $^{+0.07}_{-0.07}$	1.41 (41)	23.3 \pm 0.5	2.20
53631.2	Second. max. ^d	2440 $^{+170}_{-206}$	0.511 \pm 0.005	2.30 $^{+0.70}_{-0.78}$	6.0 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.08 (42)	28.0 \pm 0.5	2.29
53699.8	Last obs. ^d	< 20 000	0.27 \pm 0.06	2.28 $^{+0.28}_{-0.24}$	—	1.11 (40)	1.5 \pm 0.1	0.92

Notes:

Model applied in XSPEC notations: CONSTANT*WABS*(EZDISKBB+GAUSSIAN+POWERLAW) with N_{H} fixed to 5.4×10^{21} cm $^{-2}$. Errors are given at the 90% confidence level ($\Delta\chi^2 = 2.7$).

^a Disc normalization K is proportional to $(R/D)^2 \cos \theta$, where R is the inner disc radius in km, D is the distance to the source in kpc and θ the inclination angle of the disc.

^b Computed in the 2–20 keV range.

^c Extrapolated in the 0.001 keV–10 MeV range.

^d Based on the *RXTE*/PCA light curve.

to $400 \times D \sqrt{(1/\cos \theta)}$ km (D is the distance to the source in units of 10 kpc, θ the inclination angle of the disc). Although some caveats may be raised about the exact value of the inner radius of the accretion disc obtained from the fits, a clear trend is seen: the disc receded globally during the decay phase of the outburst. Again, this is a typical feature in X-ray Novae: during the hardening, the disc usually moves outwards slowly (Chen et al. 1997; Cadolle Bel et al. 2004), even though this is not necessarily true for all transient sources (see, e.g., Miller et al. 2006). However, this point is still strongly debated (Done et al. 2007; Rykoff et al. 2007; Gierliński et al. 2008) as, for example, in XTE J1817–330. We do not address this question specifically here as our data – with a lower energy limit of 3 keV – are not sensitive enough for this purpose.

At the same time, at higher energies, the power law photon index varied between 2.0 and 3.5, thereby confirming that the source remained in the softer states. Towards the middle of the observations (MJD 53635–53655) the fraction of the power law flux compared to the total flux decreased from 5 to 2% (HSS), while the photon indices displayed large error bars (statistical fluctuations). Subsequently, the power law flux increased rapidly from 2 to 5% and gradually returned to the original $\sim 20\%$ level (SIMS). The spectral fits and the HR indicate that the spectrum was harder at the end of the outburst compared to the peak. This is not unusual as XNe tend to evolve towards harder states in the late stages of their outbursts. For example, during the decay of their outbursts, XTE J1720–318, XTE J1650–500, SWIFT J1753.5–0127 and GX 339–4 showed a slowly receding disc with decreasing inner temperature, while at the same time the relative amount of the power law contribution increased.

3.5. Multiwavelength studies

3.5.1. NIR/optical

The standard photometry performed with EMMI/NTT on XTE J1818–245 around August 24 (between 3–5 UT, i.e., Rev. 349) provided the following optical magnitudes (private communication: S. Chaty): $U = 18.24 \pm 0.03$, $B = 18.47 \pm 0.014$,

$V = 17.46 \pm 0.01$, $R = 16.95 \pm 0.01$ and $I = 16.34 \pm 0.01$. They were perfectly consistent with the data reported by Steeghs et al. (2005) and the REM results which cover a much longer period.

Figure 3d shows the magnitude in the R filter corrected for reddening, obtained with the REM and NTT telescopes along the outburst. To estimate the E_{B-V} parameter necessary for the de-reddening, we used the relation $N_{\text{H}}/E_{B-V} = 5.8 \times 10^{21}$ cm $^{-2}$ mag $^{-1}$ (Bohlin et al. 1978) and the absorption column density estimated from *Swift*/XRT data ($N_{\text{H}} = 5.4^{+2.0}_{-0.9} \times 10^{21}$ cm $^{-2}$). The resulting colour excess was $E_{B-V} = 0.93^{+0.34}_{-0.15}$ mag. Using a standard extinction curve from Fitzpatrick (1999), we thus obtained the de-reddening parameters for each of the optical/NIR filters.

The source faded consistently, as expected given that the REM observations started during the decay phase of the outburst. Some two months after the peak of the outburst (around MJD 53672), the magnitudes in the R , J , H and K filters were respectively: >18.3 (at the 3σ limit), 16.2 ± 0.3 , 14.7 ± 0.2 and 15.1 ± 0.2 . This is compatible with the *classical* picture of XN transients in outburst: well after the peak of the outburst, when the soft thermal component has faded, the accretion disc still contributes (albeit marginally) to the emission in the optical/NIR while the jet activity may have ceased. In quiescence, the optical/NIR is mainly the quiescent, likely optically thin disc, plus the mass donor star, and eventually synchrotron emission from a persistent jet: see, e.g., SWIFT J1753.5–0127 (Cadolle Bel et al. 2007, although this source remained in the LHS), and more generally BH XNe in outburst (Chen et al. 1997; Brocksopp et al. 2001; Hynes et al. 2002) as discussed hereafter.

3.5.2. Radio

We show in Table 2 the flux densities measured during the VLA observations from MJD 53602.10–53792.51. The large errors at 1.4 GHz are due to the presence of bright radio sources in the field. The radio light curves at 1.4, 4.9 and 8.4 GHz are shown together with the ASM X-ray light curve in Fig. 8.

At least two distinct radio flares were visible (indicated by dot-dashed lines in Figs. 3, 7 and 8) during the period covered by

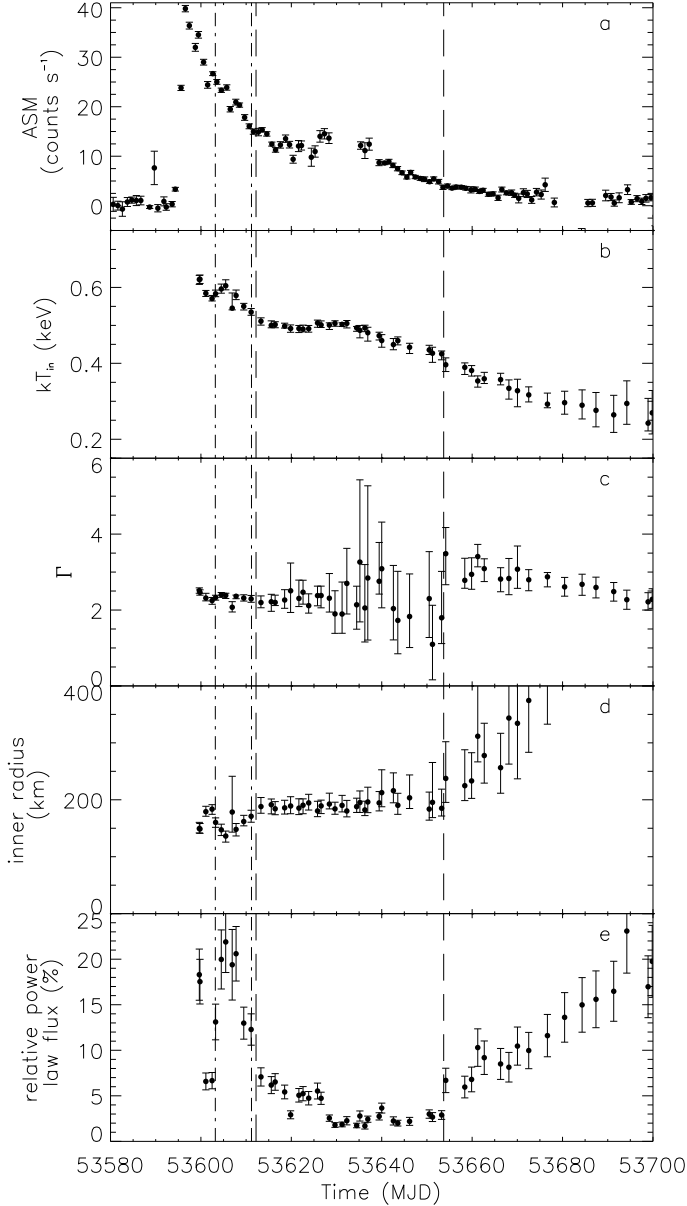


Fig. 7. Spectral characteristics of XTE J1818–245 during outburst; **a**: the ASM light curve is reproduced here in order to easily compare with the changes in the spectral parameters; **b**), **c**), **d**) disc temperature (in keV), photon index and inner radius of the accretion disc (in km) derived from the spectral analysis (the inner radius values after MJD 53680 were ignored because of the high level of uncertainties); **e**: fraction of the power law flux to the total flux in the 2–20 keV range. Dot-dashed lines correspond to the radio flares at 4.9 and 1.4 GHz while dashed lines indicate the spectral transitions from and to the SIMS (see Table 3 and text for details).

our data. First, between MJD 53602 and 53603, XTE J1818–245 showed a strong variation at 4.9 GHz: the flux density increased from ~ 7 to 27 mJy in less than 24 h (Rupen et al. 2005). Afterwards, between MJD 53605 and 53611, the flux density at 1.4 GHz increased from 1.5 to 9.3 mJy, while at 8.4 GHz it only increased from 1.5 to 3.7 mJy. Meanwhile, small spectral changes were occurring in the X-ray range: XTE J1818–245 was slowly going from a SIMS to a pure HSS without following the classical path in the HID. The X-ray photon index Γ was ~ 2.3 at that time.

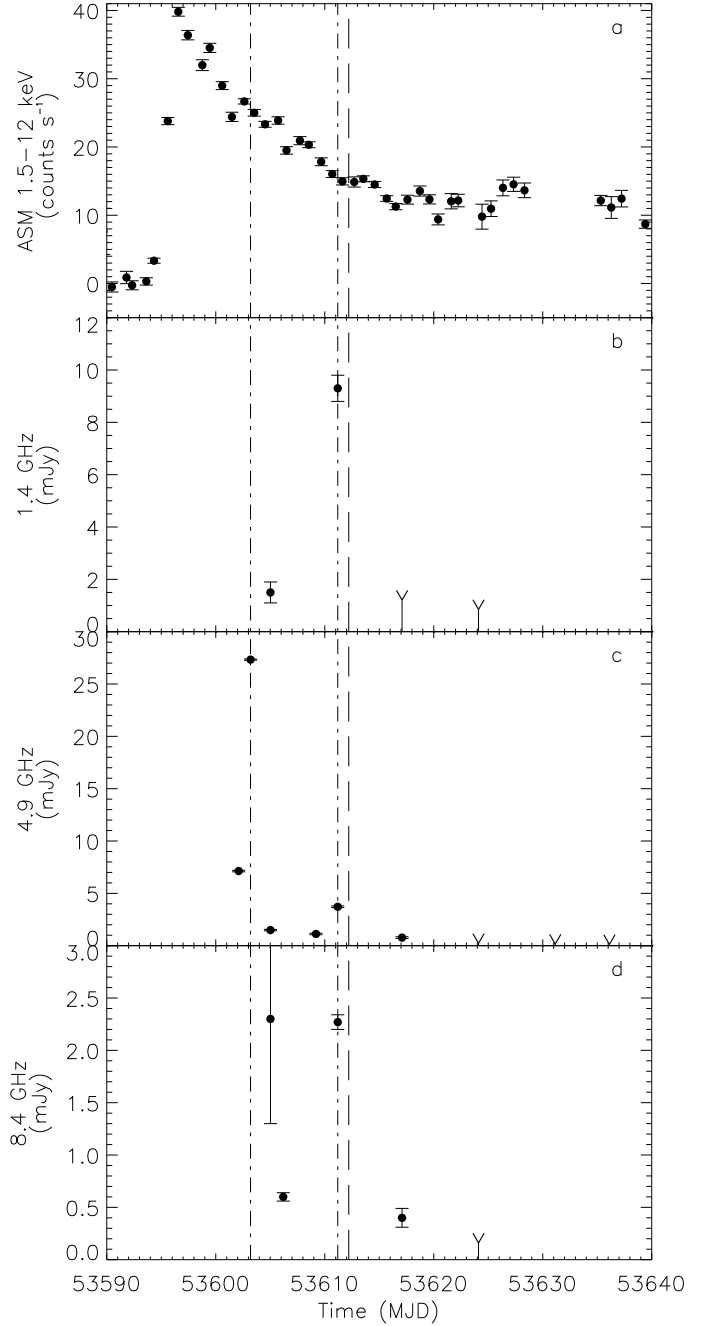


Fig. 8. From top to bottom: zoom on the ASM X-ray light curve (a) and radio flux densities at three frequencies (1.4, 4.9 and 8.4 GHz, respectively in panels b, c and d) obtained with the VLA from MJD 53 590 to 53 640. Dot-dashed lines correspond to the radio flares at 4.9 and 1.4 GHz, while the dashed lines indicate the spectral transition from the SIMS to the HSS and then back to SIMS.

Regarding the observations conducted on 2005 August 23 (MJD 53 605.02) simultaneously with the *INTEGRAL* ones (Rev. 349), the 8.4 GHz flux density measured in the image obtained with the whole data set was 2.37 ± 0.04 mJy. We split the data set in 10 and 5 minute intervals, constructed images and measured the corresponding flux densities to search for variability. The results are shown in Fig. 9. As can be seen, the flux density at 8.4 GHz increased from 1 to 4 mJy in just 30 min and decreased again to the initial value on a similar timescale. Meanwhile, the phase-reference source J1820–2528, observed every 10 min, was clearly stable (with a less than

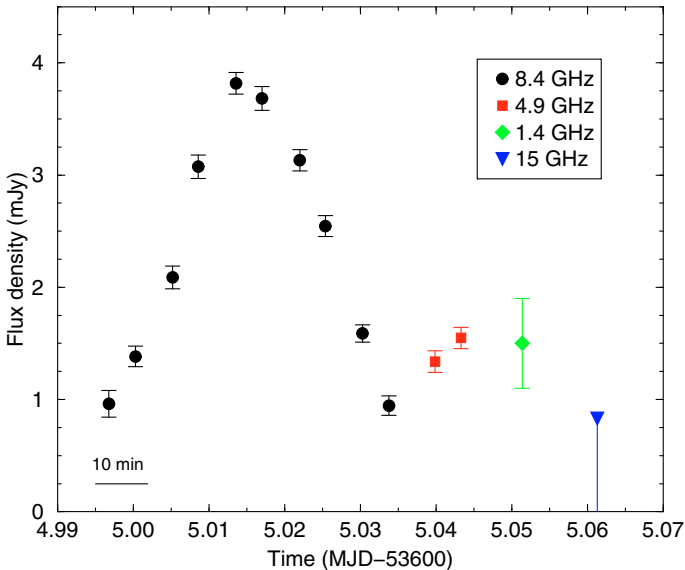


Fig. 9. Radio flux density measurements as a function of time obtained on 2005 August 23 at 8.4 (circles), 4.9 (squares), 1.4 (diamond) and 15 GHz (lower triangle). The bin size is 5 minutes for the first two frequencies and 10 minutes for the other ones. The 15 GHz data point corresponds to the 3σ upper limit.

7% probability that the source was variable): this showed that XTE J1818–245 was variable. The average of the 5-min measurements is 2.3 ± 1.0 mJy, and this is the value we report in Table 2. Since the source was highly variable and the multi-frequency radio data were not strictly simultaneous, it was not possible to derive a reliable spectral index for the source. We analysed separately the flux densities measured in different IFs for the 10 min scans around the maximum at 8.4 GHz, but the large errors did not allow us to extract any conclusion on the spectral shape. However, comparing the quasi-simultaneous 8.4 and 4.9 GHz data in Fig. 9, one can see that the spectrum was most likely close to flat.

A similar variability analysis splitting the data of each run was conducted for the runs with flux densities above 1 mJy. Variability can only be claimed in the following four cases (see also the caption of Table 2). The source flux density at 4.9 GHz was increasing during the first radio observation, with a significance of 3.5σ . It was already decreasing (7.7σ) during the second one, when the first radio outburst took place. It was oscillating (25σ) at 8.4 GHz during the third run, as noted in the above paragraph. It was marginally decreasing (3.1σ) at 1.4 GHz at the time of the second radio outburst.

The radio position reported by Rupen et al. (2005) was obtained at 4.9 GHz at the beginning of the outburst: however, at that time, the source was highly variable and the flux density decreased from 28.1 ± 0.1 to 26.7 ± 0.2 mJy in just 20 min of observations. Therefore, to obtain the best position of the radio source, we selected the VLA 8.4 GHz data set acquired when the source was brighter and stable, which corresponds to 2005 August 29 (MJD 53611.19). The best-fit position was $\alpha_{J2000} = 18^h18^m24^s.430 \pm 0^s.003$ and $\delta_{J2000} = -24^\circ32'17''.91 \pm 0''.07$. This position is more precise than (and compatible within the errors with) the one reported by Rupen et al. (2005). The offset is $0''.42$ only from the R-band optical position reported by Steeghs et al. (2005) and $0''.49$ from our REM R-band results, both given with an estimated uncertainty around, respectively, $0''.3$ and $0''.2$. Therefore, these optical positions are fully compatible, within

the errors, with our radio results. The radio source was unresolved at all frequencies and epochs.

The VLBA observations conducted at the end of our simultaneous VLA run show that no source was detected within $1''$ of the VLA position of XTE J1818–245. We could set an upper limit of 1.0 mJy beam $^{-1}$ at both 2.3 and 8.4 GHz frequencies. The beam at 2.3 GHz was at $11.6 \times 5.9''$ with a position angle (north to east) of -5° while the beam at 8.4 GHz was at $2.5 \times 1.5''$ with a position angle of -3° .

4. Discussion

4.1. X-rays and γ -rays

In Sects. 3.3 and 3.4, we showed that, during the broad-band observations of XTE J1818–245 presented in this work, the source switched between the SIMS and the HSS, as shown by the best-fit parameters obtained in Table 3 and summarized in Fig. 7. In the X-ray range, the high peak luminosity, the fast rise timescale, the bright state and the spectral properties are typically observed in other dynamically confirmed BHs during their outbursts. The characteristic decay time derived is compatible with the usual behaviour of XNe in outburst (Tanaka & Shibazaki 1996; Chen et al. 1997) as seen recently in XTE J1720–318 (Cadolle Bel et al. 2004) and SWIFT J1753.5–0127 (Cadolle Bel et al. 2007). This clearly supports the hypothesis that XTE J1818–245 is a good BHC.

Interestingly, secondary maxima or *bumps* were seen in the ASM and PCA light curves: a smaller one around MJD 53605 (just before the first observed radio outburst when the disc temperature was at a relative minimum) and a clear one around MJD 53625 (Fig. 7). During those *bumps*, the X-ray flux levelled off and was accompanied by a simultaneous increase in the disc temperature (Fig. 7). Several mechanisms have been proposed to explain similar features, one of the most promising being the outer disc irradiation proposed by King & Ritter (1998). In this model, the central X-ray source irradiates the accretion disc, and maintains it hot until the central accretion rate is sharply reduced. Thus, part of the disc keeps a high effective viscosity during the outburst. If the irradiation is strong enough to heat the whole disc, the X-ray light curve will decay exponentially.

Moreover, in this picture, the secondary maxima are explained by a more marked increase in viscosity in the outer regions than further in, causing a *pulse* of extra mass to move inwards. Depending on the radial size of the disc region that is involved, the secondary maximum thus appears roughly on a viscous time-scale after the initial outburst.

Using the model developed in Shahbaz et al. (1998), one can try to estimate the distance to the source with the following formula:

$$D_{\text{kpc}} = 4.3 \times 10^{-5} \sqrt{\frac{\eta f t_s^3}{F_p \tau_d}}$$

η is the radiation efficiency parameter (typically 0.10 for BH systems); f is the ratio of the disc mass at the start of the outburst to the maximum possible (we took 0.5 and 1); t_s is the time in days when the secondary maximum occurs after the outburst peak; F_p is the peak flux in the 0.4–10 keV band, and τ_d is the e-folding time of the decay in days. For XTE J1818–245, we obtained $\tau_d = 18$ –20 d, $t_s \approx 30$ d and a distance between 2.8–4.3 kpc. We used it in the luminosity estimation, since this is one of the few constraints we have on the source distance which relies on

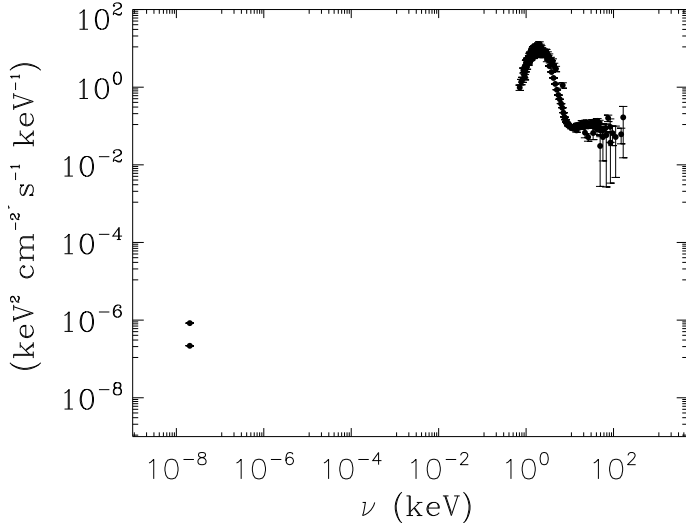


Fig. 10. Unabsorbed spectral energy distribution of XTE J1818–245 from radio (VLA at 4.9 GHz) to X-ray/soft γ -ray data (XRT, PCA, HEXTE and ISGRI from 0.3 up to 200 keV) during the end of Rev. 347/beginning of 348 (i.e., first *INTEGRAL* ToO). A strong increase in the VLA flux density was observed in less than 1 day.

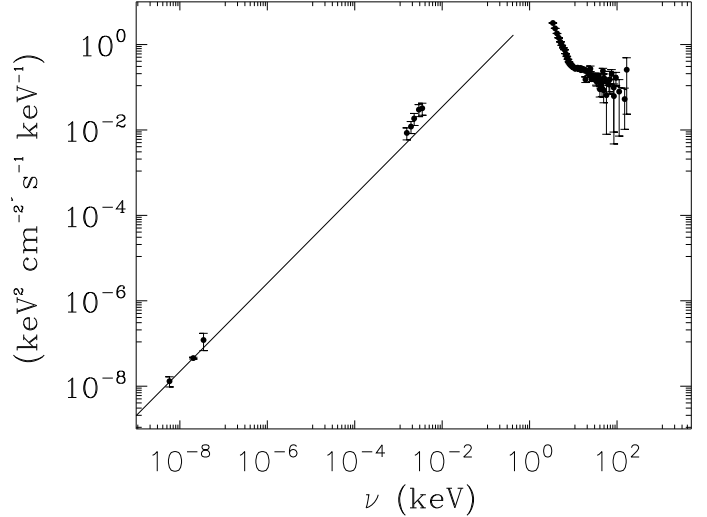


Fig. 11. Unabsorbed spectral energy distribution of XTE J1818–245 including radio (VLA at 1.4, 4.9 and 8.4 GHz), NIR/optical (NTT) and X-ray/soft γ -ray data (PCA, HEXTE and ISGRI instruments from 3 up to 200 keV) during the second *INTEGRAL* ToO (Rev. 349). A simple power law is plotted through the radio data to show the optical excess: at least 3 distinct contributions (jet, disc, hot medium) are needed to fit the data.

a model. This model also leads to the determination of the outer radius of the disc ($2.5\text{--}4.1 \times 10^{10}$ cm) and its outer viscosity ($0.8\text{--}2.3 \times 10^{14}$ cm² s⁻¹). It should be noted, however, that this model has been tested on ~ 10 sources only, and should not be considered as a precise measurement of these parameters.

The evolution of the source in the HID (Fig. 4) did not strictly follow the usual Q-path of BH XNe: between its first time in the SIMS and HSS, the source returned twice along the usual path towards higher HR, tracing a small Z-shape, before going back to a smoother evolution in the last part of the SIMS. This behaviour was first seen in XTE J1550–564 by Homan et al. (2001), and that led these authors to suggest the need for an additional parameter to the accretion rate to drive state changes.

While our spectral information usually started above 3 keV, leading to a possible underestimation of the bolometric luminosity, we derived for the spectra obtained during the first *INTEGRAL* ToO with *Swift*/XRT a high unabsorbed 0.3–10 keV flux of 3.8×10^{-8} erg cm⁻² s⁻¹. The 10–200 keV flux reached 2.6×10^{-9} erg cm⁻² s⁻¹ while the bolometric flux (extrapolated from 0.001 keV to 10 MeV) was 4.2×10^{-8} erg cm⁻² s⁻¹ (dominated by the disc emission at the beginning of the outburst). Assuming a distance to the source of between 2.8–4.3 kpc, this corresponds to an unabsorbed bolometric luminosity of $0.4\text{--}0.9 \times 10^{38}$ erg s⁻¹, below the Eddington regime for a 3 solar mass BH (i.e., 3.9×10^{38} erg s⁻¹). This high luminosity is not surprising considering the soft spectral state at this time. The disc and bolometric fluxes then decreased while the high-energy emission, well modeled by a power law, increased up to 25% (see Table 3 and Fig. 7).

In the latest stages of the observations presented in this work, the source flux was still higher than the expected flux in the LHS: the source stayed far from the “hard section” zone of the HID. The relatively high power law index of ~ 2.3 , its low flux contribution and the HR value in the HID clearly show the source had not reached the LHS yet; extrapolating the later behaviour in Fig. 4 shows that it could have taken weeks before the source did so. Until the end of our observations, the luminosity stayed greater than the usual quiescence values (between

$10^{30}\text{--}10^{33}$ erg s⁻¹ in, e.g., XTE J1550–564 and H 1743–322; Corbel et al. 2006, and references therein); later, the source did eventually return to quiescence. Several studies on BH LMXBs have shown that such sources can spend weeks to months or even years in a given spectral state (e.g., XTE J1720–318, Cadolle Bel et al. 2004; XTE J650–500, Corbel et al. 2004, SWIFT J1753.5–0127, Soleri et al. 2008). The spectral evolution of XTE J1818–245 is therefore quite typical when compared to other BH LMXBs.

4.2. Spectral Energy Distribution (SED)

Two SEDs composed of simultaneous radio, optical, NIR and X-ray/soft γ -ray data are shown in Figs. 10 and 11. In Fig. 10, we plot the data obtained during the first *INTEGRAL* ToO (Rev. 348): strong variation in the VLA flux at 4.9 GHz was observed, with the flux increasing by ~ 20 mJy in less than one day. For the second SED (Rev. 349, Fig. 11), three radio data points are shown at 1.4, 4.9 and 8.4 GHz (the 15 GHz upper limit was omitted for clarity) and we added the NTT magnitudes corrected for absorption (as described in Sect. 3.5.1).

Firstly, when fitting separately the radio and the NIR/optical data with a simple power law, we obtain clearly distinct slopes. From the SED obtained with the most complete coverage (Rev. 349, Fig. 11), we derived a radio spectral index α (where $S_\nu \propto \nu^\alpha$) close to 0 for the (non-strictly simultaneous) multi-frequency radio data, while the NIR/optical spectral index was $+1.0$. In the SED plot the spectral photon indexes Γ (where $\nu F_\nu \propto \nu^{-\Gamma}$) were thus close to -1 and -2 , respectively. Extending the power law spectrum derived from the radio data points up to the NIR/optical frequencies with the same slope, we inferred that the radio (whether from a jet or flaring events) could contribute significantly to the NIR data. However, emission in excess to that extrapolation was also seen in the optical bands, as suggested by the simple power law plotted through the optical data in Fig. 11. This emission probably originates in both the disc and the companion star. Finally, a break was necessary to account for the X-ray/soft γ -ray data, well fitted by a steeper slope than in

radio/NIR/optical, with a very soft power law photon index value (+2.34): the hot medium was thus detected. Therefore at least three components were needed to fit our broad band spectra, from radio to X/ γ -rays, probably accounting for the presence of matter from a previous ejection event, a disc (plus the companion star) and a hot medium. However, we did not have enough data in the required range (0.1–2 keV and in the optical) to precisely constrain the SEDs: the disc contribution was too small.

The shape of the SED is similar to the one of the transient LMXB XTE J1118+480 (Chaty et al. 2003; Zurita et al. 2006): although in the LHS during its 2005 outburst, the latter work gave IR and optical slopes with different α values, softening from 0.49 at the peak, not far from our value but distinct, as XTE J1818–245 was in another spectral state, to 0.25 (decay). In the case of the 2000 outburst, the SED of XTE J1118+480 from radio to X-rays has been explained as a combination of synchrotron radiation from a jet and a truncated optically thick disc, whereas models assuming advection dominated accretion flows alone underestimated the optical and IR fluxes (Zurita et al. 2006 and references therein). In 2005, discrepancies observed between the optical and IR SEDs suggested that the IR was dominated by a different component (a jet?) whereas in the optical, the authors were targeting the disc evolution (as we show in this work for XTE J1818–245). Linear fits to optical SEDs have also been performed for other BH XNe in outburst (Hynes 2005): results are relatively uniform and all SEDs exhibit quasi power law spectra, with α ranging from 0.5–1.5 (compatible with our spectral index of 1), all steeper than the canonical $S_\nu \propto \nu^{1/3}$. In particular, Hynes et al. (2002) observed XTE J1859+226 during the decline from its 1999–2000 outburst: in the soft state, the slopes derived were always between 0.1 and 0.5. This is slightly different to our value found in the SIMS: we took it closer to the peak. The authors found that the UV/optical/X-ray data – when detectable – could be fitted with a simple black-body model of an accretion disc heated by internal viscosity and X-ray irradiation, but the inner radius could not be well constrained. They concluded that the flat-spectrum synchrotron emission may be important in the IR and optical in this source. However, they did not exclude the alternative explanation that the IR excess could come from the cool outer disc. In our case, although we do not have enough broad-band and time coverage with our data to constrain models as in the previous works, the contribution of the radio (from a jet or flares, see Sect. 4.3) to synchrotron emission up to the NIR/optical could be important, but another component (for example from the cooling disc and/or the companion, or even an irradiated disc, see Sects. 4.1 and 4.2) is necessary to account for the NIR/optical excess observed.

4.3. Radio constraints and links with X/ γ -rays

The VLA radio observations of XTE J1818–245 started around 6 days after the ASM peak of the X-ray outburst. While the presence of a possible major flare associated with this outburst was not covered by these data, two radio flares were detected 7 and 15 days after the soft X-ray peak. The first one occurred around MJD 53 603 when the source was still in the SIMS; no spectral information is available for this flare. A few days later, when the source was in the harder part of the SIMS, it displayed the behaviour shown in Fig. 9, reminiscent of the radio flares displayed by GRS 1915+105 (Mirabel et al. 1998). The lack of strictly simultaneous multi-frequency light curves prevents us from deriving the spectral behaviour of the source.

The VLBA upper limits of 1 mJy beam^{−1} at both 2.3 and 8.4 GHz were obtained with data taken during the second hour

of this VLA run and lasting two more hours. These upper limits could indicate either that the source has faded significantly, as suggested by the VLA 15 GHz upper limit, or that the source has slightly expanded, lowering the flux of compact emission with respect to the total emission seen at VLA scales. The lack of simultaneous VLA observations covering the whole VLBA run prevents us from reaching a firm conclusion in this respect. The second radio flare took place around MJD 53 611, just before a transition to the HSS (see HID in Fig. 4). The radio spectral index ($\alpha = -0.8 \pm 0.1$) obtained during this observation is typical of optically thin synchrotron radiation, probably as a result of freely expanding plasma blobs previously ejected (see, e.g., Fender et al. 2004). This suggests that multiple ejection events took place in the outburst of XTE J1818–245. Interestingly, the source was also detected on MJD 53 617, five days after the start of the HSS. The spectral index is very negative, suggesting that this might be residual emission from the second flare. However, the large error bars due to the faintness of the source prevent us from being sure about this result.

5. Summary and conclusions

During its 2005 outburst, XTE J1818–245 showed light curves and spectral evolution of a LMXB in outburst, probably with a BH as the compact object. Spectral parameters were typical of soft-intermediate and high-soft states, showing the usual decrease in disc temperature, increase in inner disc radius, and the decreasing disc flux as the high-energy flux becomes comparatively stronger. However, the track in the HID was not completely standard, and it was accompanied by at least two radio flares in the soft intermediate state, without strong hard X-ray changes. Even if there was an evolution in the power law index and flux, we did not observe the source switching to the LHS as we did for XTE J1720–318 (Cadolle Bel et al. 2004) or XTE J1817–330 (Cadolle Bel et al. 2008).

Radio flares have now been seen in a large number of sources while transiting from HIMS to SIMS (see, e.g., Fender et al. 2004). Several models attempt to characterize the expelled material, the simplest of which is adiabatically expanding material ejected by the system, detectable from its synchrotron emission (van der Laan 1966). In this model, a lag of several tens of minutes is expected between the high and low radio frequencies. Such a delay has now been seen in several sources (see, e.g., Mirabel et al. 1998; Fender et al. 2004; Rodríguez et al. 2008a,b). In the case of XTE J1818–245, the two radio flares were clearly associated with two different ejection events. The fact we detected radio emission 5 days after the source entered the HSS is intriguing and cannot be due to the residuals of the flare. One could compare this behaviour to XTE J1650–500 or XTE J1550–564 (Corbel et al. 2004), where the authors surprisingly detected a faint level of radio emission in the soft state. It was consistent with the emission of previously ejected material interacting with the interstellar medium: this might also be the case here.

In most BH binaries, a major ejection event occurs when the compact jet, present in the LHS in the very first stage of an outburst, turns off as the source enters the HSS. But in some cases the source then alternates between softer and harder states, and repeated ejections on a timescale of days to months may occur. This was the case for, e.g., A0620–00, GRO J1655–40 and XTE J1859+226 (Harmon et al. 1995; Kuulkers et al. 1999; Brocksopp et al. 2002). However, contrary to what was observed in these sources, we did not observe a clear correlation between the (hard) X-ray spectral behaviour and the occurrences of the

radio flares in XTE J1818–245. Although some “switches” back and forth between SIMS and HSS were seen in the HID, this source remained in rather soft states, and only the last radio flare event was followed by a spectral state transition to a HSS, as in XTE J1859+226 (Brocksopp et al. 2002).

Our analysis clearly shows the importance of a simultaneous multiwavelength and monitoring campaign of sources in outburst. In particular, and although XTE J1818–245 shows quite common behaviour for a BH in outburst, some specific points are quite intriguing. Constraints from the modeling of the SEDs revealed that its behaviour was not fully compatible with the interpretation formed for other sources in terms of radio/X-ray evolution. The radio extrapolation might be interpreted as non-thermal emission from ejected material, such as discrete ejection events that rapidly faded, except for residual emission seen a few days after entering the HSS. The radio, whether emitted by a jet or as flaring events, could contribute significantly to the NIR data, but an excess was seen and could be explained by contributions from the cooling disc plus the companion. However, alternative processes, such as X-ray irradiation, are sometimes inferred, depending on the source and data available, but there is no consensus yet on that issue (even for the same source), nor on the exact disc geometry/hard radiation origin. Clearly, the diversity and complexity of the interplay of the different emitting media during state transitions need more campaigns and observations to be better understood.


Acknowledgements. We thank the referee for help with our manuscript. We thank the *INTEGRAL*, *Swift* and *RXTE* mission planners for programming the ToO observations described in the paper. L. B. acknowledges support from the Faculty of the European Space Astronomy Center (ESAC). The authors thank M. Nowak for his help in the SED, P. Kretschmar and S. Migliari for their general advice. M.R. and J.M. acknowledge support by DGI of the Spanish Ministerio de Educación y Ciencia (MEC) under grant AYA2007-68034-C03-01 and FEDER funds. M.R. acknowledges financial support from MEC and European Social Funds through a *Ramón y Cajal* fellowship. DCH is grateful to the Academy of Finland for a Fellowship project number 212656. The present work is based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data center funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain, Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA), and with *RXTE*. The NRAO is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc. This research has made use of the NASA Astrophysics Data System Abstract Service and of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France.

References

- Arnaud, K. A. 1996, ASP Conf., 101, 17
- Belloni, T. 2005, AIP Conf., 797, 197
- Belloni, T., Méndez, M., & Sánchez-Fernández, C. 2001, A&A, 372, 551
- Belloni, T., Homan, J., Casella, P., et al. 2005, A&A, 440, 207
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, ApJ, 224, 132
- Brocksopp, C., Jonker, P. G., Fender, R. P., et al. 2001, MNRAS, 323, 517
- Brocksopp, C., Fender, R. P., McCollough, M., et al. 2002, MNRAS, 331, 765
- Cadolle Bel, M., Rodríguez, J., Sizun, P., et al. 2004, A&A, 426, 659
- Cadolle Bel, M., Sizun, P., Goldwurm, A., et al. 2006, A&A, 446, 591
- Cadolle Bel, M., Ribó, M., Rodríguez, J., et al. 2007, ApJ, 659, 549
- Cadolle Bel, M., Kuulkers, E., Barragán, L., et al. 2008, Proceedings of A Population Explosion (St Petersburg/FL, USA), 28 Oct.–02 Nov. 2007
- Casella, P., Belloni, T., & Stella, L. 2005, ApJ, 629, 403
- Chaty, S., Haswell, C. A., Malzac, J., et al. 2003, MNRAS, 346, 689
- Chen, W., Shrader, C. R., & Livio, M. 1997, ApJ, 491, 312
- Chincarini, G., Zerbi, F., Antonelli, A., et al. 2003, The Messenger, 113, 40
- Coppi, P. S. 1999, ASP Conference Series, 161, 375
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2000, A&A, 359, 251
- Corbel, S., Nowak, M. A., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., & Markoff, S. 2003, A&A, 400, 1007
- Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K., & Tingay, S. 2004, ApJ, 617, 1272
- Corbel, S., Tomsick, J. A., & Kaaret, P. 2006, ApJ, 636, 971
- Covino, S., Stefanon, M., Sciuto, G., et al. 2004, Proc. SPIE, 5492, 1613
- Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, A&A Rev., 15, 1
- Fender, R., Corbel, S., Tzioumis, T., et al. 1999, ApJ, 519, L165
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, MNRAS, 355, 1105
- Fender, R., Belloni, T., & Gallo, E. 2005, Ap&SS, 300, 1
- Fitzpatrick, E. L. 1999, PASP, 111, 63
- Gallo, E., Fender, R. P., & Pooley, G. G. 2003, MNRAS, 344, 60
- Gallo, E., Fender, R. P., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2006, MNRAS, 370, 1351
- Gierliński, M., Done, C., & Page, K. 2008, MNRAS, 388, 753
- Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, A&A, 411, L223
- Gros, A., Goldwurm, A., Cadolle-Bel, M., et al. 2003, A&A, 411, L179
- Harmon, B. A., Wilson, C. A., Zhang, S. N., et al. 1995, Nature, 374, 703
- Homan, J., & Belloni, T. 2005, Ap&SS, 300, 107
- Homan, J., Wijnands, R., van der Klis, M., et al. 2001, ApJS, 132, 377
- Hynes, R. I. 2005, ApJ, 623, 1026
- Hynes, R. I., Haswell, C. A., Chaty, S., Shrader, C. R., & Cui, W. 2002, MNRAS, 331, 169
- Jahoda, K., Markwardt, C. B., Radeva, Y., et al. 2006, ApJS, 163, 401
- King, A. R., & Ritter, H. 1998, MNRAS, 293, L42
- Kuulkers, E., Fender, R. P., Spencer, R. E., Davis, R. J., & Morison, I. 1999, MNRAS, 306, 919
- Kuulkers, E., Shaw, S. E., Paizis, A., et al. 2007, A&A, 466, 595
- Levine, A. M., Swank, J. H., Lin, D., & Remillard, R. A. 2005, Atel, 578
- Markwardt, C. B., Strohmayer, T. E., Swank, J. H., & Levine, A. M. 2005, Atel, 579
- McClintock, J. E., & Remillard, R. A. 2006, Black hole binaries, Compact stellar X-ray sources, ed. W. Lewin, & M. van der Klis (Cambridge University Press), 157
- Miller, J. M., Homan, J., Steeghs, D., et al. 2006, ApJ, 653, 525
- Mirabel, I. F., Dhawan, V., Chaty, S., et al. 1998, A&A, 330, L9
- Poutanen, J., & Svensson, R. 1996, ApJ, 470, 249
- Rodríguez, J., Corbel, S., & Tomsick, J. A. 2003, ApJ, 595, 1032
- Rodríguez, J., Hannikainen, D. C., Shaw, S. E., et al. 2008a, ApJ, 675, 1436
- Rodríguez, J., Shaw, S. E., Hannikainen, D. C., et al. 2008b, ApJ, 675, 1449
- Rupen, M. P., Dhawan, V., & Mioduszewski, A. J. 2005, Atel, 589
- Rykoff, E. S., Miller, J. M., Steeghs, D., & Torres, M. A. P. 2007, ApJ, 666, 1129
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
- Shahbaz, T., Charles, P. A., & King, A. R. 1998, MNRAS, 301, 382
- Shaw, S. E., Kuulkers, E., Turler, M., et al. 2005, Atel, 583
- Soleri, P., Altamirano, D., Fender, R., et al. 2008, A population explosion, AIPC, 1010, 103
- Steeghs, D., Torres, M. A. P., Pych, W., & Thompson, I. 2005, Atel, 585
- Still, M., Gehrels, N., Steeghs, D., et al. 2005, Atel, 588
- Sunyaev, R. A., & Titarchuk, L. G. 1980, A&A, 86, 121
- Tanaka, Y., & Lewin, W. H. G. 1995, in X-ray Binaries, ed. Lewin, van Paradijs, & van den Heuvel (Cambridge University Press), 126
- Tanaka, Y., & Shibazaki, N. 1996, ARA&A, 34, 607
- Titarchuk, L. 1994, ApJ, 434, 570
- van der Klis, M. 2006, in Compact Stellar X-ray Sources, ed. W. Lewin & M. van der Klis (Cambridge University Press), 39
- van der Laan, H. 1966, Nature, 211, 1131
- Westergaard, N. J., Kretschmar, P., Oxborrow, C. A., et al. 2003, A&A, 411, L257
- Zerbi, R. M., Chincarini, G., Ghisellini, G., et al. 2001, AN, 322, 275
- Zimmerman, E. R., Narayan, R., McClintock, J. E., & Miller, J. M. 2005, ApJ, 618, 832
- Zurita, C., Torres, M. A. P., Steeghs, D., et al. 2006, ApJ, 644, 432

ÉTUDE DE L'EFFICACITÉ RADIATIVE DE H1743–322 DURANT L'ÉTAT DUR

E

RTICLE de recherche publié dans MNRAS. Une partie des résultats de l'étude conduite dans cet article est décrite au chapitre 7. Les jets de microquasars tirent leur énergie du potentiel gravitationnel formé par l'objet compact, et rayonnent principalement par effet synchrotron. Cependant, l'efficacité de ce processus, c'est-à-dire la fraction d'énergie gravitationnelle finalement rayonnée par le jet, est peu connue. À l'aide d'observations simultanées en radio et en X de H1743–322 durant ses états durs, durant plusieurs éruptions, nous tentons de contraindre cette efficacité.

Nos mesures montrent que les flux radio et X de la source sont très fortement corrélés. Ainsi, une loi de puissance de pente $b \sim 1.4$ décrit très précisément la relation entre les flux radio à 8.4 GHz et X dans la bande 3-9 keV. Cette pente est cependant très différente de celle mesurée sur d'autres microquasars, ce qui indique qu'un processus physique fondamentalement différent est à l'œuvre chez H1743–322. Cette différence de mécanisme physique peut être reliée soit à des propriétés intrinsèques des processus d'accrétion, soit à la physique du jet elle-même. Dans le premier cas, un processus d'accrétion radiativement efficace serait favorisé : si le disque d'accrétion s'approche très près du trou noir dans H1743–322, alors qu'il est tronqué et remplacé par un milieu radiativement efficace dans les autres microquasars, ceci expliquerait les corrélations observées. Dans le second cas, si, par exemple, la fraction de l'énergie d'accrétion injectée dans le jet dépend du taux d'accrétion de matière, la luminosité du jet s'en trouverait affectée, ce qui pourrait également expliquer la différence de corrélation X-radio.

Radiatively efficient accreting black holes in the hard state: the case study H1743–322

M. Coriat,^{1,2*} S. Corbel,^{1,2} L. Prat,^{1,2} J. C. A. Miller-Jones,³ D. Cseh,^{1,2}
A. K. Tzioumis,⁴ C. Brocksopp,⁵ J. Rodriguez,² R. P. Fender⁶ and G. R. Sivakoff⁷

¹ *Université Paris Diderot, AIM UMR 7158, Paris, France*

² *Service d'Astrophysique, AIM UMR 7158, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France*

³ *NRAO Headquarters, 520 Edgemont Road, Charlottesville, VA 22903, USA*

⁴ *Australia Telescope National Facility, CSIRO, P.O. Box 76, Epping, NSW 1710, Australia*

⁵ *Mullard Space Science Laboratory, University College London, Holmbury St. Mary, Dorking, Surrey RH5 6NT, UK*

⁶ *School of Physics and Astronomy, University of Southampton, Highfield, Southampton, SO17 1BJ, UK*

⁷ *Department of Astronomy, University of Virginia, P.O. Box 400325, Charlottesville, VA 22904-4325, USA*

3 June 2010

ABSTRACT

In recent years, numerous efforts have been devoted to unravel the connection between accretion flow and jets in accreting compact objects. Here we report new constraints on these issues, through the long term study of the radio and X-ray behaviour of the Black Hole Candidate H1743–322. This source is known to be one of the “outliers” of the universal radio/X-ray correlation i.e. a group of stellar mass accreting black holes displaying fainter radio emission for a given X-ray luminosity, than expected from the correlation. In this work we find, at high X-ray luminosity in the hard state, a tight radio/X-ray correlation with an unusual steep slope of $b = 1.38 \pm 0.03$. This correlation then breaks below $\sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}} (M/10M_{\odot})^{-1}$ in X-ray and becomes shallower. When compared with radio/X-ray data from other Black Hole X-ray Binaries, we see that the deviant points of H1743–322 join the universal correlation and seem to follow it at low luminosity. Based on these results, we investigate several hypotheses that could explain both the $b \sim 1.4$ slope and the transition toward the universal correlation. We first show that if the standard relation, $L_{\text{radio}} \propto \dot{M}^{1.4}$, between the jet radio emission and the accretion rate is valid, then our results require a radiatively efficient accretion flow that dominate the X-ray emission in the hard state at high accretion rate. In addition, below a critical accretion rate, the flow has to become radiatively inefficient to account for the transition. We finally investigate the possibility that our results arise from the outflow properties of the source rather than from the accretion flow. We highlight in particular that, if we relax the assumption that the jet power is a fixed fraction of the accretion power and we consider this fraction linearly dependent on the accretion rate, we can obtain the required correlation with an inefficient accretion flow.

Key words: X-rays: individual: H1743–322 – X-rays: binaries – radio: jets

1 INTRODUCTION

Black hole X-ray binaries (BHXBs) are binary systems consisting of a black hole primary orbiting a less evolved star. These systems spend most of their time in a faint quiescent state, being barely detectable at almost all wavelengths. They may undergo sudden and bright few-month-long X-ray outbursts with typical recurrence periods of many years (Tanaka & Shibazaki 1996). The picture commonly accepted

to explain the emission of such objects involves the emission of an optically thick and geometrically thin accretion disc, mostly emitting at typical energies of ~ 1 keV. This region is probably surrounded by a corona of hot plasma, where UV and soft X-ray photons originating from the disc undergo inverse Comptonization, emitting a power law spectrum in hard X-rays. In addition to this “X-ray picture”, BHXBs are also characterised by the intermittent presence of relativistic outflows. This ejected material is mainly detected in the radio range (see e.g. Hjellming & Johnston 1981; Mirabel & Rodriguez 1994; Fender 2006) though it can sometimes

* E-mail: mickael.coriat@cea.fr

dominate the low frequency emission up to the near infrared (Corbel et al. 2001; Jain et al. 2001; Corbel & Fender 2002; Homan et al. 2005; Russell et al. 2006; Coriat et al. 2009). These jets are undoubtedly coupled to the accretion flow, although the nature of this connection is still unclear.

Several spectral states have been initially identified depending on the relative strengths and properties of the X-ray emitting components (see, e.g., McClintock & Remillard 2006; Homan & Belloni 2005). The two main spectral states are the soft state, dominated by thermal emission from the accretion disc, and the hard state, dominated by non-thermal emission in the form of a power-law extending up to few hundreds keV. Thereafter, further states have been defined as various instances (hard or soft) of the intermediate state during which the spectra display hardnesses in between the hard and the soft state. The above-mentioned characteristics are also coupled to different levels of X-ray variability (see e.g. van der Klis 2006, and references therein) and radio properties, jets being usually observed in the hard state while they are quenched in the soft state (Fender et al. 1999; Corbel et al. 2000).

The radio emission of X-ray Binaries in the hard state is usually characterized by a flat or slightly inverted spectrum ($S_\nu \propto \nu^\alpha$ with $\alpha \sim 0$). This is interpreted as arising from collimated, self-absorbed compact jets, in analogy to those observed in active galactic nuclei (Blandford & Königl 1979; Hjellming & Johnston 1988). During the soft state these compact jets are expected to be quenched and any radio emission, if present, is thought to originate from the residual optically thin synchrotron emission of an extended jet or transient ejecta (Corbel et al. 2004; Fender, Belloni & Gallo 2004).

Observations of several sources have brought evidence that a strong connection exists between radio and X-ray emissions during the hard state (Hannikainen et al. 1998; Corbel et al. 2000, 2003; Gallo, Fender & Pooley 2003). This connection takes the form of a non-linear flux correlation, $F_{\text{Rad}} \propto F_{\text{X}}^b$, where F_{Rad} is the radio flux density, F_{X} is the X-ray flux and $b \sim 0.5 - 0.7$. Following these results, it has been shown that this correlation also holds between optical-IR (OIR) and X-ray wavelengths (Homan et al. 2005; Russell et al. 2006, 2007; Coriat et al. 2009). This indicates that the compact jets are strongly connected with the accretion flow (disk and/or corona), and possibly that their emission (synchrotron and/or inverse Compton) can be significantly contributing at higher energies (see e.g. Markoff et al. 2005). This radio/X-ray correlation, initially established for the source GX 339-4, has been extended to other galactic black holes (mainly V404 Cyg, Gallo, Fender & Pooley 2003; Corbel, Körding & Kaaret 2008) and even active galactic nuclei (Merloni, Heinz & di Matteo 2003; Falcke, Körding & Markoff 2004; Körding, Falcke & Corbel 2006). Migliari & Fender (2006) also showed that a similar correlation exists for Neutron Star X-ray Binaries (NSXB) but with a steeper correlation coefficient ($b \sim 1.4$) and a fainter radio emission than black holes for a given X-ray luminosity (Fender & Hendry 2000; Fender & Kuulkers 2001; Muno et al. 2005).

However in the following years, a few galactic black hole candidates (BHCs) have been found to lie outside the scatter of the original radio/X-ray correlation, (e.g. XTE J1720-318, Brocksopp et al. 2005; XTE J1650-500, Corbel

et al. 2004; IGR J17497-2821, Rodriguez et al. 2007; Swift J1753.5-0127, Cadolle Bel et al. 2007, Soleri et al. 2010) thus either increasing its scatter, or challenging the universality of the correlation itself. All these outliers show a radio flux below the correlation (thus are sometimes dubbed radio-quiet BHCs), and are all at relatively high X-ray luminosities (while still in their hard state). For most of these outliers however, there are no radio measurements available at low X-ray luminosities, thus we do not know whether they remain under luminous in radio at lower accretion rates. The current lack of data also prevents to precisely measure the slope of the correlation (if any) for the outliers. It is therefore unclear if the outliers follow a correlation similar to the “standard” BHXBs but with a lower normalisation or if their inflow/outflow connection is intrinsically different. Moreover, we do not know if their behaviour is repeated over several outbursts. This is what we should address in this work.

In the following, we will use the term “outliers” rather than “radio-quiet BHCs” to describe these sources since as we will show, they could be considered “X-ray loud” as well. However, one should keep in mind that “outliers” could not be appropriate either. Indeed, given the number of sources discovered in this category, the “outliers” could turn out to be predominant.

1.1 H1743-322

The X-ray transient H1743-322 was discovered during a bright outburst in 1977 with the *Ariel V* and *HEAO I* satellites by Kaluzienski & Holt (1977). In 2003, another bright outburst was first detected with the International Gamma-ray Astrophysics Laboratory (*INTEGRAL*). The source was initially dubbed IGR J17464-3213, before it was identified as H1743-322 (Markwardt & Swank 2003). This outburst has been extensively studied at all wavelengths (see e.g. Parmar et al. 2003; Joinet et al. 2005; Homan et al. 2005; Capitanio et al. 2005; Lutovinov et al. 2005; Miller et al. 2006; Kalemci et al. 2006; McClintock et al. 2009). It was shown in particular that H1743-322 had a behaviour consistent with most black-hole X-ray transients, and was, thus, classified as a Black-Hole Candidate. During the return to quiescence following this outburst, Corbel et al. (2005) reported the detection of large scale, synchrotron emitting jets moving away from the central source. These jets have been detected in both radio and X-ray, as a consequence of the interaction between the ejected plasma and the interstellar medium (ISM). Using the observed X-ray jets proper motion, these authors also derived an upper limit to the distance to the source of 10.4 ± 2.9 kpc. Given its location ($l = 357.255$ and $b = -1.83$) in the direction of the Galactic bulge, and a rather high column density, this upper limit is consistent with a Galactic center distance for H1743-322. In the following, we will therefore assume a distance of 8 kpc.

The 2003 outburst was followed by weaker activity periods (see Fig.1) in 2004 (Swank 2004), 2005 (Rupen et al. 2005), in the first months of 2008 (2008a in the following; Kalemci et al. 2008; Jonker et al. 2010), in September-November 2008 (2008b in the following; Corbel et al. 2008; Prat et al. 2009; Capitanio et al. 2009), in 2009 (Krimm et al. 2009) and in early 2010 (Yamaoka & et al. 2009). During the outburst decay of the 2008a outburst, Jonker et al. (2010)

reported a radio/X-ray correlation slope of $b = 0.18 \pm 0.01$. Comparing the normalisation of the radio/X-ray correlation for a distance of 7.5 kpc with that of other sources, the authors also found that H1743–322 lies well below the area traced out by GX 339–4 and V404 Cyg, making of H1743–322 another outlier of the “universal” correlation.

All outbursts between 2003 and 2010 were followed by various X-ray satellites and ground-based radio observatories, providing a comprehensive set of data to study the accretion/ejection coupling in this source. The purpose of this work is to investigate this connection in detail through the study of the radio/X-ray correlation over the 6 outbursts. Consequently, we analyse all available radio data covering these outbursts, together with all the X-ray data from the Rossi X-ray Timing Explorer (*RXTE*) instruments. The sequence of observations and data reduction processes are described in Section 2. In section 3, we quickly describe the 2003–2010 outburst activity of the source. In Section 4, we present the analysis of the radio-X-ray correlation, the selection process that we applied to isolate and study the connection between the compact jets and the inner accretion flow and finally a comparison with other black hole and neutron star X-ray binaries. These results are then discussed in Section 4, in which we investigate several possible interpretations. Our conclusions are summarized in Section 5.

2 OBSERVATIONS

2.1 X-ray

2.1.1 *RXTE*: Data reduction and spectral analysis

We analyzed all observations of H1743–322 publicly available in the *RXTE* archive between 2003 January 1 and 2010 February 13. The data were reduced using the *HEASOFT* software package v6.8, following the standard steps described in the *RXTE* cookbook¹. Spectra were extracted from the Proportional Counter Array (PCA; Jahoda et al. 2006) in the ~ 3 –25 keV range. We only used the top layer of the Proportional Counter Unit (PCU) 2 as it is the only operational unit across all observations and is the best-calibrated detector out of the five PCUs. Systematic errors of 0.5 per cent were added to all channels. In the 20–150 keV range, we used data from the High-Energy Timing Experiment (HEXTE), which we reduced following standard steps. From December 2005, due to problems in the rocking motion of Cluster A, we extracted spectra from Cluster B only. Due to low count rate in the HEXTE data in most of the observations, all channels were rebinned by a factor of 4.

In addition, we constructed Hardness Intensity Diagrams (HIDs) from PCA data. These data were extracted from the PCU2 (all layers) and corrected for background. Averaged count rates were extracted in two bands: (standard 2) channels 2–10 and 19–40, corresponding to 2.5–6.1 and 9.4–18.5 keV, respectively. The ratio of second to the first band was defined as the hardness ratio, while their sum was defined as the intensity.

The PCA and HEXTE spectra of each observation were fitted simultaneously in *XSPEC V12.5.1n* using an overall

normalization constant that was allowed to float for cross-calibration purposes. We used the following models to fit the spectra: a power-law (*powerlaw*), an absorption component (*phabs*) and when necessary, a high energy cutoff (*highcut*), a multi-temperature disc blackbody (*diskbb*) and a Gaussian emission line (*gaussian*). The hydrogen column density is not well constrained by the *RXTE*/PCA observations. If we left this parameter free, we were unable to determine the temperature of the disc. We therefore fixed the value to the one obtained using *Swift* and *XMM/Newton* observations by Prat et al. (2009) i.e. $N_{\text{H}} = 1.8 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. At fainter flux, when H1743–322 was not significantly detected with HEXTE, fits were made to the PCA spectrum only. We finally obtained an average reduced χ^2 of 1.04 with a minimum of 0.43 and a maximum of 1.97. Unabsorbed fluxes were then estimated in the 3–9 keV energy ranges, according to the PCA normalisation.

2.1.2 Other X-ray satellites

Jonker et al. (2010) studied the decay of the 2008a outburst using *Chandra* and *Swift* data simultaneous with VLA observations. We include these data in our dataset since they provide important constraints on the correlation at low luminosity. Using the hydrogen column density and photon index given by Jonker et al. (2010), we converted the unabsorbed 0.5–10 keV fluxes into unabsorbed 3–9 keV fluxes with the *WebPimms* tool provided by HEASARC². For consistency purposes, we estimated the unabsorbed 3–9 keV fluxes using the same N_{H} as for *RXTE* data.

2.1.3 X-ray state classification

We classify the observations in X-ray state according to the definition of Homan & Belloni (2005). For simplicity, we group together the hard and soft intermediate states (HIMS and SIMS) into a single intermediate state (IS). Therefore, in the following we will distinguish the hard, soft and intermediate states which is sufficient for the purpose of our work.

2.1.4 Galactic ridge emission

Due to the location of the source close to the Galactic plane, the Galactic ridge emission starts to significantly contaminate the estimated PCA flux, below $\sim 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ in the 3–9 keV band. Kalemci et al. (2006) determined a 3–25 keV unabsorbed flux from the ridge emission of $1.08 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, based on the analysis of nine observations in 2004 (MJD 53021–53055). We reanalyse the same data set and found for the 3–9 keV band an unabsorbed flux of $(6.0 \pm 0.6) \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, in agreement with the Kalemci et al. (2006) results. Consequently, we subtracted this value from all 3–9 keV PCA fluxes.

¹ http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/data_analysis.html

² <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms.html>

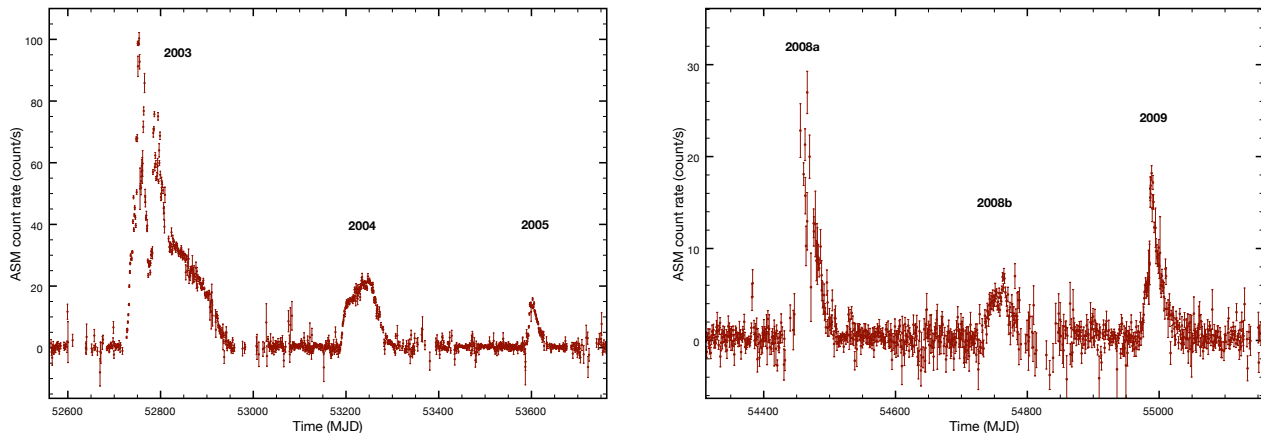


Figure 1. *RXTE*/ASM light curve of H1743–322 between 2003 and 2009. We note a major outburst in 2003 followed by five minor activity periods between 2004 and 2009. Note the different scaling between the two plots. The 2010 light curve is not presented due to the very low number of counts detected by the ASM during this short outburst.

2.2 Radio

2.2.1 ATCA

From 2003 April 24 (MJD 52753) to 2010 February 13 (MJD 55240), we performed a total of 38 observations of H1743–322 with the Australia Telescope Compact Array (ATCA). From April 2009, the observations were carried out using the Compact Array Broadband Backend (CABB). This upgrade has provided a new broadband backend system for the ATCA, increasing the maximum bandwidth from 128 MHz to 2GHz. Each observation has been conducted at two frequency bands simultaneously, with central frequencies at 4.8 GHz and 8.64 GHz (respectively 5.5 GHz and 9 GHz after the CABB upgrade). Various array configurations have been used during these observations.

The ATCA has orthogonal linearly polarized feeds and full Stokes parameters (I, Q, U, V) are recorded at each frequency. We used PKS 1934–638 for absolute flux and band-pass calibration, and PMN 1729–37 to calibrate the antenna gains and phases as a function of time and to determine the polarization leakages. Cleaning process was carried out using a combination of multi-frequency (Sault & Wieringa 1994) and standard clean algorithms. The editing, calibration, Fourier transformation, deconvolution and image analysis were carried out with the Multichannel Image Reconstruction, Image Analysis and Display (MIRIAD) software (Sault, Teuben & Wright 1995).

2.2.2 VLA

H1743–322 has been also regularly observed between 2003 and 2010 with the Very Large Array (VLA). To extend our data set, we made use of the radio flux densities at 4.86 GHz and 8.46 GHz published in McClintock et al. (2009) for the 2003 outburst, in Rupen et al. (2004, 2005) for the 2004 outburst and in Rupen et al. (2008a,b) and Jonker et al. (2010) for the 2008a outbursts. We collected a total of 68 VLA pointings. All VLA data are summarised in the above-mentioned references in which data reduction and analysis are detailed.

For the 2009 outburst, we triggered VLA observations of H1743–322 after detection of an X-ray flare by Swift/BAT on 2009 May 26 (Krimm et al. 2009). On 2009 May 27, we detected unresolved radio emission at 8.4 GHz and triggered a monitoring campaign to cover the outburst of the source from the rising hard state through the decay back to quiescence. Our final observation was taken on 2009 August 6. Observations were made in dual circular polarization in each of two contiguous intermediate frequency pairs, giving a total bandwidth of 100 MHz. We observed primarily at 8.4 and 4.8 GHz, but also at 1.4 GHz when the source flux density was predicted to be above 0.3 mJy, and at 22.4 GHz for two epochs at the peak of the flare, although the source was not detected in either observation at this frequency. The array was in its intermediate CnB and C configurations throughout the duration of our observing campaign. In addition, we retrieved unpublished archival data of the 2004 outburst (PI: Rupen) from the National Radio Astronomy Observatory (NRAO) database. All data were reduced using standard procedures within the NRAO AIPS software package, using 3C286 as our primary calibrator, and J1744–3116 as the secondary calibrator.

2.3 Simultaneity

For the vast majority of the radio data, we found quasi-simultaneous ($\Delta t \leq 1$ day) *RXTE* observations. Otherwise, we interpolated the X-ray flux from a polynomial fit to the PCA lightcurve. The uncertainty introduced by this method is very minor as the flux evolution was found to be very regular in each case. When the missing flux was not framed by at least two X-ray pointing, we converted the *RXTE*/All Sky Monitor (ASM) count rate into 3–9 keV unabsorbed flux with *WebPimms*, using the spectral parameters of the nearest X-ray observation. We used this method for two dates at the beginning of the 2008a outburst (MJD 54472 and MJD 54475).

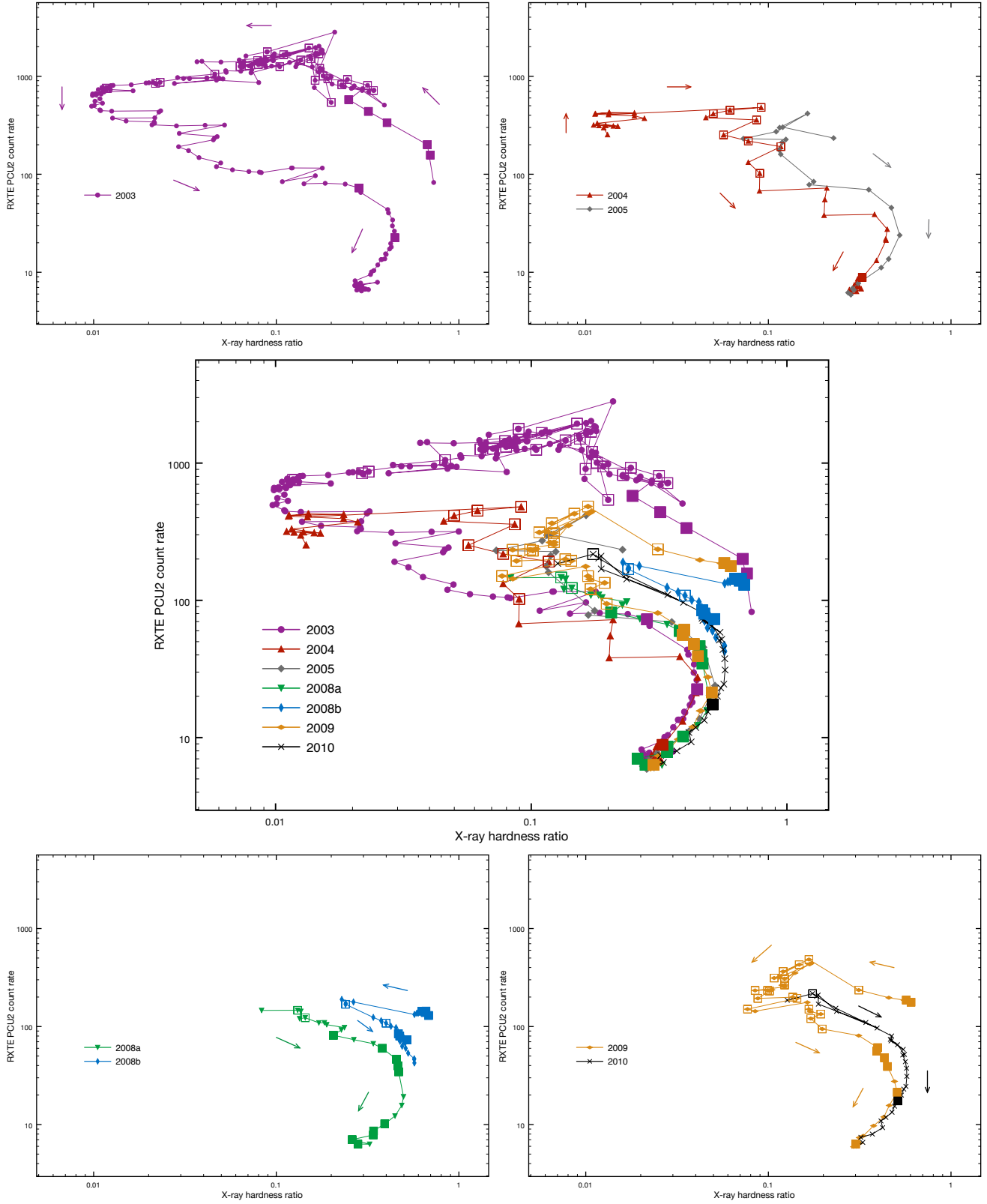


Figure 2. Hardness intensity diagrams of H1743–322 from 2003 to 2010. Squares (open and filled) indicate the radio detections, plotted on top of the HID at the location of the nearest RXTE observation. Filled squares indicate the data selected for the radio/X-ray diagram on Fig.5. Arrows indicate the temporal evolution over the outburst. Note that all the outbursts, except the 2003 and 2004 ones, only reached the intermediate state. In 2003, H1743–322 displayed the “complete” outburst pattern with numerous radio flare during the hard to soft transitions and radio activity during the soft state. In 2004, the source followed a clockwise pattern in the HID with the detection of a radio flare during the soft to hard transition.

3 THE 2003-2010 OUTBURST ACTIVITY

We show on Fig. 1 the *RXTE*/ASM light curve of H1743–322 between 2003 and 2009. The 2010 light curve is not presented due to the very low number of counts detected by the ASM during this short outburst. On Fig. 2, we plot the Hardness Intensity Diagrams (HIDs) of all the outbursts between 2003 and 2010. We also indicate the radio detections and the filtered data used for the radio/X-ray correlation on Fig. 5 (see section 4.2).

In the following, we highlight some noticeable events that occurred during the last seven years of activity of the source, without trying to be exhaustive. Our aim is to point out some specific features that might (or not) be related to its status of outlier of the radio/X-ray correlation. For detailed spectral and timing analysis of most of the outbursts, the interested reader could refer to the papers already mentioned in the introduction. Note that radio and X-ray analysis of the 2009 outburst will be presented in a forthcoming paper (Miller-Jones et al. in prep.)

Over the 6 outbursts underwent by H1743–322, we note on Fig. 2 that only one of them (2003) was observed to exhibit the “complete” pattern in the HID. All the other outbursts but the 2004 one, only reached the intermediate state. In 2003, numerous radio flares were observed during the hard to soft state transition (McClintock et al. 2009) with radio flare activity detected until late in the soft state. This could arise from interactions of the ejected plasma with the ISM as was later observed on larger scales (Corbel et al. 2005). However McClintock et al. (2009) do not mention any VLA detection away from the core emission. The VLA was in the A configuration during all the observations in the soft state. We can therefore expect a resolution of $\sim 0.3''$ at 8.46 GHz. If we consider the average proper motion of the plasma blobs calculated by Corbel et al. (2005), we expect an angular separation of $\sim 2''$ for the eastern jet and $\sim 1.3''$ for the western jet at the date of the last radio detection in the soft state (MJD 52833). Consequently, if the radio emission observed during the soft state originates from the plasma blobs observed later by Corbel et al. (2005), the VLA should have resolved them. On the other hand, it could be a new ejection event after the major radio flare. The closest radio peak preceding the last detection in the soft state is located 47 days before. If we assume the same average proper motions as before, the angular separation should be $1''.0 \pm 0''.07$ and $0''.6 \pm 0''.03$ for the eastern and western jet respectively. So it should have been resolved as well. This suggests that the radio emission observed during the soft state could be an ejection event that took place during the soft state.

During our global radio analysis, we also found that, even in the hardest states where the radio emission is steady and can be safely attributed to compact jets, the radio spectral index is very often slightly negative ($F_\nu \propto \nu^\alpha$ with $\alpha \in [-0.3, 0]$). Interestingly, this property seems to be shared by two other outliers: XTE J1650–500 (Corbel et al. 2005) and Swift J1753.5–0127, as recently reported by Soleri et al. (2010).

In addition, we would like to briefly highlight the apparent softening of the X-ray spectrum when the source reaches low count rate on Fig. 2. Note that, for the HID, we do not corrected the PCA count rate for the Galactic Ridge emis-

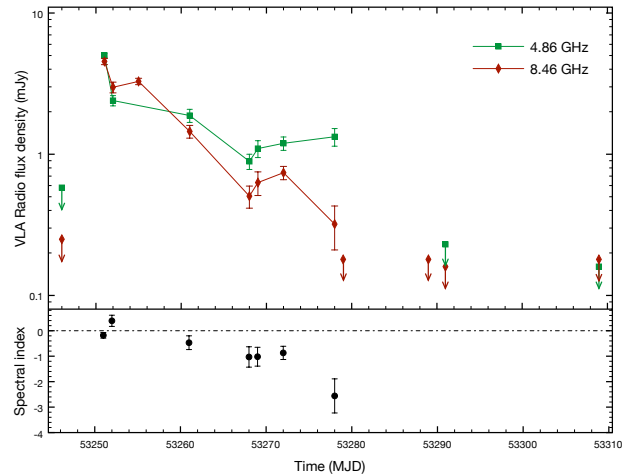


Figure 3. Upper panel: VLA lightcurve at 4.86 and 8.46 GHz of the weak radio flare during the soft to hard state transition of the 2004 outburst. Lower panel: The corresponding radio spectral index α , defined as $F_\nu \propto \nu^\alpha$.

sion. This softening is therefore due to the (soft) emission of the Ridge that starts to contaminate the PCA data below ~ 20 count/s.

The 2004 event

The 2004 event has not been published elsewhere and so warrants further consideration since it showed some unusual features. The pointed PCA observations started on MJD 53197, when the source was still in the initial rising phase of the outburst. As we see on Fig. 2, H1743–322 was already in the soft state, and kept rising at low hardness. Once it reached the peak of the outburst (\sim MJD 53235), it initiated the transition to the intermediate and hard states. Given that the source flux was increasing before the first PCA observation (see the *RXTE*/ASM lightcurve on Fig. 1), it is interesting to note that it followed a clockwise pattern in the HID, in opposition to the standard behaviour. Note that this pattern has been seen in only one other sources, 4U 1630–47 (Tomsick et al. 2005). Another unusual feature of this outburst is the radio emission detected during the soft to hard state transition (red open squares at hardnesses between 0.05 and 0.1). The lightcurve and radio spectral index during these observations are consistent with optically thin synchrotron emission from a radio flare (see Fig. 3). As far as we know, this is the first radio flare detected during a soft to hard transition. Coupled with the clockwise pattern, it reinforces the feeling of a “reverse” outburst.

4 RADIO/X-RAY CORRELATION

4.1 General overview

In a first approach to characterize the global radio-X-ray behaviour of H1743–322, we use our complete data-set without restriction neither upon the X-ray state nor the origin of the radio emission (e.g. compact jet, discrete ejecta, interaction with the ISM). Fig. 4 shows the 8.5 GHz radio flux

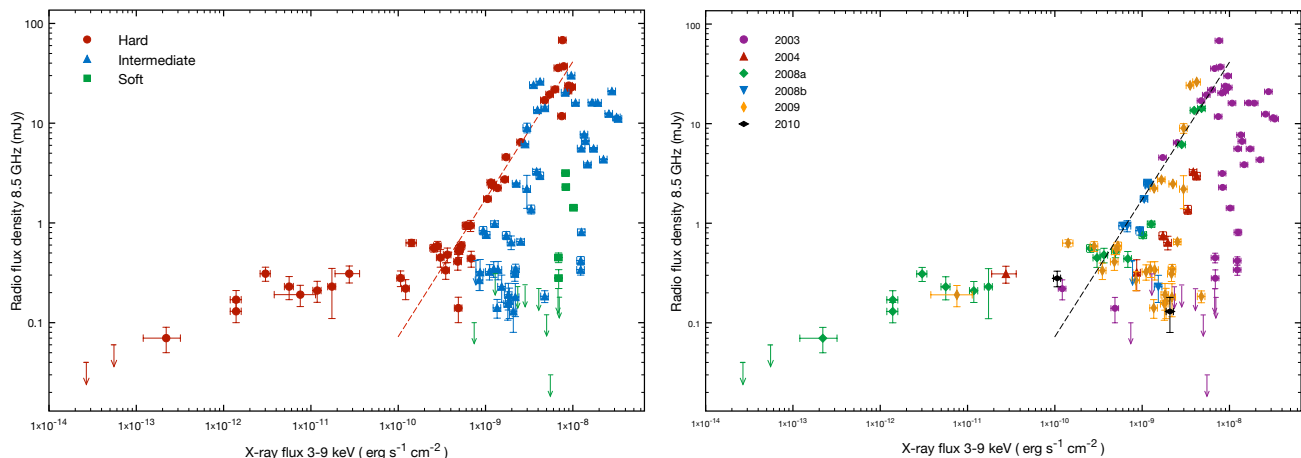


Figure 4. Quasi-simultaneous radio 8.5 GHz flux density versus 3–9 keV X-ray flux during the five outbursts. (a) *Left panel:* Data are grouped by X-ray states. Red, green and blue points correspond to hard, soft and intermediate state respectively. Dashed line indicates the fit to the selected hard state data (see text). (b) *Right panel:* Same as right panel but data are grouped by outburst.

density³ versus the 3–9 keV unabsorbed flux over the 2003, 2004, 2008a, 2008b, 2009 and 2010 outbursts. No simultaneous radio/X-ray data were available for 2005. The left and right panels of Fig. 4, group the data according to the X-ray state and the outburst respectively.

If we first focus on the high flux regime (above $\sim 2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) in Fig. 4a, we distinguish three main zones related to the main X-ray states: hard, intermediate and soft. The pattern they form is in relative agreement with the radio/X-ray behaviour currently observed during a BHXB outburst (For a detailed discussion on this unified picture see e.g. Fender, Homan & Belloni 2009 and references therein). The hard state shows correlated radio and X-ray emissions over two orders of magnitude. On average, it is the most radio loud state for a given X-ray luminosity, if we disregard the bright radio flares episodes occurring during state transitions. The intermediate state data show higher X-ray fluxes but uncorrelated with the radio emission. This emission likely originates from transient ejecta given the radio spectra that are consistent, most of the time, with optically thin synchrotron emission ($\alpha \lesssim -0.7$). During the soft state, radio emission is usually not detected as illustrated by the various upper limits.

An important feature that we note on this plot, is the group of low flux data that clearly depart from the main hard state correlation below $\sim 2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ in X-ray. Most of this points (green dots in Fig. 4b) belong to the decay phase of the 2008a outburst (Jonker et al. 2010) and were obtained using the *Chandra* and *Swift* satellites along with the VLA. The origin of the radio emission is unclear since most of the VLA observations were conducted at only one frequency. For three of them, however, upper limits at 1.4 GHz are available. But the corresponding lower limits of the radio spectral indices ($\alpha \geq -0.58, -0.53$ and -0.60) encompass both possibilities of optically thick and thin spectrum. On the other hand, we note that the data from the

declining hard state of the outbursts 2004 and 2009 (and possibly 2003 and 2010) also deviate from the main correlation and seem to follow the same trend as the 2008a data. Moreover, their nearly flat radio spectra are consistent with a compact jet origin. This would suggest that this deviation is a significant evolution of the inflow - outflow connection when the source reaches low luminosities.

4.1.1 Jets quenching factor

The drop of radio emission during the hard to soft state transition is usually attributed to the quenching of the compact (core) jets. To estimate this level of suppression, we can use the ratio between the highest radio flux attributed to compact jets emission from the initial hard state of an outburst and the lowest upper limit of the following soft state. The 3σ upper limit of 0.03 mJy obtained on MJD 52863 during the soft state of the 2003 outburst, provides a quenching factor of ~ 700 , which is, as far as we know, the strongest constraint to date (Fender et al. 1999; Corbel et al. 2001, 2004) supporting the idea of jet suppression during the soft state.

4.2 Isolating the compact jets - corona connection

The radio/X-ray correlation in BHXBs is usually observed during the canonical hard state where the radio and X-ray emission are assumed to originate from the compact jets and the corona respectively. To study this connection in detail, we restricted our data-set to observations for which the contribution of the disc emission to the X-ray 3–9 keV flux was below 10% and where the radio spectrum was indicative of optically thick synchrotron emission from compact jets, i.e. a radio spectral index $\alpha \geq -0.3$. We also discarded observations that took place following the first radio flare of an outburst, since it is believed that the compact jets are disrupted when discrete ejection events take place (Corbel et al. 2004; Fender et al. 2004, 2009).

The radio/X-ray plot obtained using these filtered data is shown on Fig. 5. Above $\sim 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ in the X-ray

³ We use an average frequency of 8.5 GHz for simplicity since the radio data come from the VLA (8.46 GHz) and the ATCA (8.64 GHz).

3–9 keV band, we note a clear correlation over two orders of magnitude. We fit the data in log space with a non linear relation of the form $F_{\text{Rad}} = k F_X^b$, where F_{Rad} is the radio flux density at 8.5 GHz (in mJy) and F_X is the X-ray 3–9 keV unabsorbed flux (in $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$). We obtain $b = 1.38 \pm 0.03$ and $k = 4.43 \times 10^{12}$. The $b \sim 1.4$ correlation coefficient clearly differs from the range of values (0.5–0.7) usually observed for other BHXBs (e.g. GX 339-4, V404 Cyg, XTE J1118+480; see Corbel et al. 2003; Gallo et al. 2003; Xue & Cui 2007; Corbel, K rding & Kaaret 2008). It intriguingly reminds us of the results found for atoll neutron stars in the island state (Migliari & Fender 2006). A state that is supposed to share similar properties with the hard state of BHXBs. We also note that our derived correlation coefficient is not consistent with the coefficient $b = 0.18 \pm 0.01$ found by Jonker et al. (2010). However, these authors obtained this coefficient based on the low luminosity data of only one outburst. Our work indicates that it likely corresponds to a transition phase.

We note however that it is the 2003 high flux data that mostly constrain the correlation coefficient since it is the brightest outburst observed to date from H1743–322. Nonetheless, if we exclude the 2003 data from the fitting process, we obtain the following 90% confidence interval for the power-law slope: [1.30, 1.49]. This is in good agreement with the previous results and seems to favour a constant slope along all outbursts.

4.3 The universal correlation and the outliers

To locate H1743–322 with regards to the universal radio/X-ray correlation of black holes and neutron stars X-ray binaries, we plot on Fig. 6 the data from H1743–322, GX 339-4 (the data cover 7 outbursts over the 1997–2010 period; Corbel et al., in prep), V404 Cyg (Gallo et al. 2003; Corbel et al. 2008) and the neutron stars Aql X-1 (Tudose et al. 2009; Miller-Jones et al. 2010) and 4U 1728-34 (Migliari & Fender 2006). To convert fluxes into luminosity, we used a distance of 8 kpc for GX 339-4 (Hynes et al. 2003, 2004) and the new distance of 2.39 kpc for V404 Cyg, that was derived using accurate astrometric VLBI observations (Miller-Jones et al. 2009).

Fig. 6 shows that H1743–322 lies significantly below the correlation for BHXBs but is still more “radio-loud” than neutrons stars. In addition, we note the deviant points at low luminosity that join the correlation driven by GX 339–4 and V404 Cyg, and seem to follow it (cf. points below $2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$). This supports the idea of a significant transition in the coupling between the jets and the X-ray emitting component. We note that the points start to leave the high luminosity correlation at a 3–9 keV luminosity of $\sim 2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$. The corresponding bolometric (3–100 keV) luminosity in Eddington units is $L_{\text{trans}} \sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}} (M/10 M_{\odot})^{-1}$, where M is the black hole mass.

As mentioned in the introduction, H1743–322 belongs to the outliers of the universal radio/X-ray correlation. Some of the numerous questions associated with these sources are whether they follow the same correlation as the other BHXBs but with a lower normalisation, and whether they remain under luminous in radio at low accretion rates. In the case of H1743–322, we obtain a correlation coefficient

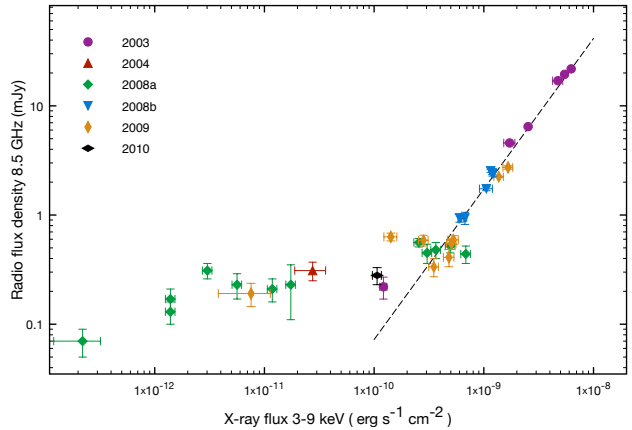


Figure 5. Radio flux density at 8.5 GHz versus the unabsorbed 3–9 keV flux. This plot shows the data-set restrained to the “canonical” hard state where the radio emission can be attributed to synchrotron self-absorbed emission of the compact jets and where the X-ray spectra are dominated by the power-law. Dashed line indicate the fit to the data above $2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ with a function of the form $F_{\text{Rad}} = k F_X^b$, with $b = 1.38 \pm 0.03$ and $k = 4.43 \times 10^{12}$.

of $b = 1.38 \pm 0.03$. This is the first precise measurement of the radio/X-ray correlation of an outlier. If H1743–322 is representative of these radio-quiet Galactic black holes, our results suggest that their radio sub-luminosity is due to a different correlation coefficient rather than a different normalisation constant. In this respect, we point out the recent work by Soleri et al. (2010) on the outlier Swift J1753.5–0127. These authors report a slope of the radio/X-ray correlation of the source, lying between 1.0 and 1.4, which support our results on H1743–322. Concerning the behaviour at low luminosity, the data from Jonker et al. (2010) combined with our data set suggest that the outliers do not remain sub-luminous in radio but rather seem to dovetail with the “standard” correlation.

5 DISCUSSION

5.1 Nature of the compact object

As mentioned above, the mass of the compact object is not yet constrained, so its nature is still uncertain. Based on the radio/X-ray correlation alone and considering the results of Migliari & Fender (2006), the 1.4 power-law index could suggest the accreting compact object is a neutron star. However, the overall behaviour of the source during an outburst, and its X-ray spectral and timing features are very similar to other, dynamically confirmed, black holes binaries (e.g. XTE J1550-564; McClintock et al. 2009). In the following, we will therefore consider it as a black hole candidate, keeping in mind that a neutron star primary cannot be entirely excluded.

5.2 Radio-quiet or X-ray-loud microquasar?

As shown on Fig. 6, H1743–322 spans the same range of X-ray and radio luminosity in the hard state as “standard”

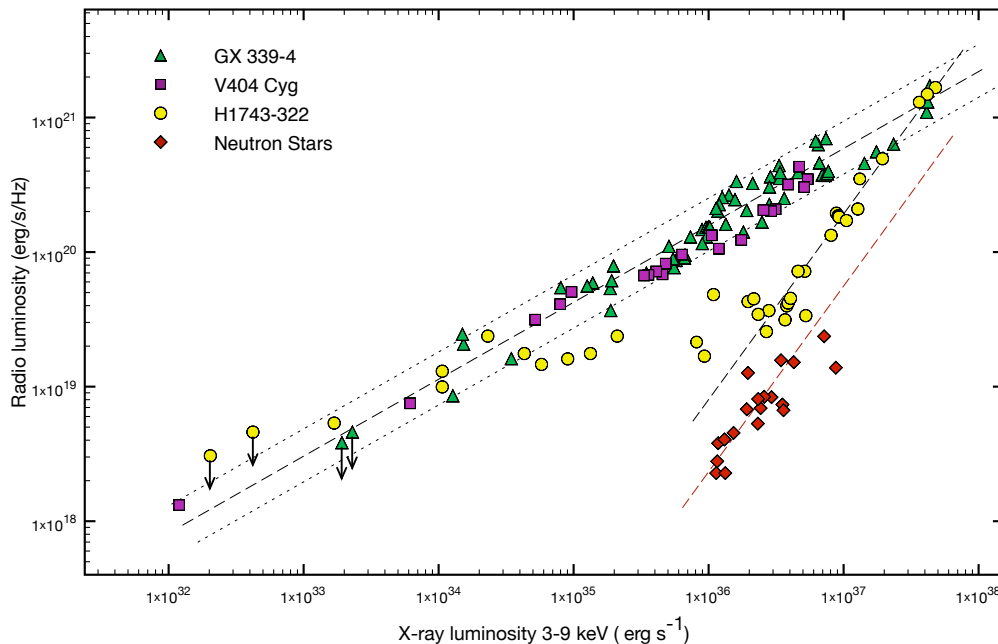


Figure 6. Radio 8.5 GHz luminosity against X-ray 3–9 keV luminosity from the hard state BHCs H1743–322, GX 339-4, V404 Cyg and the hard state neutron stars sample of Migliari & Fender (2006). The dashed line is the fit to the high luminosity data of H1743–322 and the neutron stars data with a relation of the form $L_{\text{Rad}} \propto L_X^b$, with $b \sim 1.4$. Dashed-dotted line is the fit to the GX 339-4 and V404 Cyg data with $b \sim 0.6$. The dotted lines are the upper and lower limits of this fit.

microquasars. Consequently, should we consider that it displays dimmer radio emission for a given X-ray luminosity or the contrary? In other words, are we facing a radio quiet or an X-ray loud microquasar? In the following, we investigate both hypotheses. First, we consider that, for a similar accretion power, the radiative efficiency of the hard X-ray emitting component is different between the “standard” microquasars and the outliers, leading to enhanced X-ray emission for the outliers. Then, we consider that, for a similar accretion power, the outliers produce weaker jets, leading to fainter radio emission. Regarding this last possibility, we note the recent results reported by Fender, Gallo & Russell (2010). In this paper, the authors use the reported measurements of black hole spin for black hole X-ray binaries, and compare them against measurements of jet power and speed across all accretion states in these systems. They finally find no evidence for any correlation between the properties of the jets and the reported spin measurements. This result is also in agreement with our finding since we observe a transition between the two tracks, that cannot be accounted for by a variation of the black hole spin on a so short time scale.

5.2.1 Radiative efficiency of the accretion flow in the hard state

We usually define two general classes of accretion flow, depending on whether the gravitational energy of the accreted matter is preferentially released through radiation (radiatively efficient) or carried away with the flow (radiatively inefficient). Radiatively efficient flows include for instance, the standard optically thick and geometrically thin accretion disc model (Shakura & Sunyaev 1973) or the class of

accretion flows where X-ray emission is produced by inverse Compton scattering of the soft, blackbody disc photons on a population of hot electrons that surround the innermost region of the cooler disc, the so-called accretion disc corona (see e.g. Galeev, Rosner & Vaiana 1979; Haardt & Maraschi 1991; Di Matteo, Celotti & Fabian 1999; Merloni & Fabian 2002). From simple physical assumptions, the scaling of the X-ray luminosity with accretion rate in most radiatively efficient flows, is expected to be linear, $L_X \propto \dot{M}^q$, with $q \sim 1$.

On the other hand, radiatively inefficient flows are expected to produce X-ray emission with efficiency coefficient $q \sim 2 - 3$. This is the case of accretion flows dominated by advection in which a significant fraction of the energy is advected instead of radiated away. This advected energy can either cross the event horizons (Advection Dominated Accretion Flow: ADAF; Ichimaru 1977; Narayan & Yi 1994; Abramowicz et al. 1996) and/or be expelled in outflows (Advection Dominated Inflow-Outflow Solution: ADIOS; Blandford & Begelman 1999). In such models, the X-ray emission arise mainly from Compton up-scattering of internal (synchrotron, bremsstrahlung) or external (blackbody emission from outer thin disc) photon fields. A similar efficiency coefficient ($q \sim 2 - 3$) is also obtained in systems dominated by jet emission, where most of the energy is channeled into the jets (Markoff et al. 2003, 2005). The X-rays, in that case, can originate at the base of the jets as optically thin synchrotron emission and/or inverse Compton on the synchrotron photons (synchrotron self-Compton) and disc photons on the outflowing particles (external Compton).

Let us consider now the classical assumption stating that the total jet power Q_{jet} is a fraction $f_j < 1$ of the accretion power Q_{accr} :

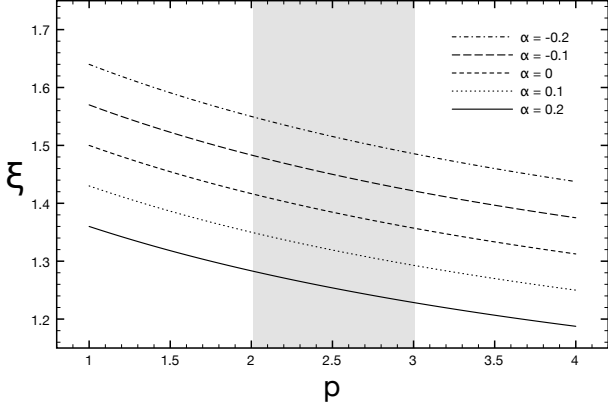


Figure 7. Variation of the exponent ξ in the relation $L_\nu \propto Q_{jet}^\xi$, as a function of the power-law index p of the electron distribution, for several values of the spectral index α of the compact jets. Grey zone delimits the range of values usually assume for the power-law index p .

$$Q_{accr} = \eta \dot{M} c^2 \quad \text{and} \quad Q_{jet} = f_j Q_{accr}, \quad (1)$$

with the coefficient η reflecting the efficiency of the accretion process to convert gravitational energy. The fraction f_j is usually considered as independent of the accretion rate (see e.g. Blandford & Königl 1979; Falcke & Biermann 1995; Heinz & Sunyaev 2003). Q_{jet} should therefore scale linearly with \dot{M} . We will adopt this assumption at first instance. However, there is no strong physical argument justifying that f_j is independent of \dot{M} , so we shall discuss it the next section on jet radio emission.

From the standard equations for synchrotron emission (e.g. Rybicki & Lightman 1979), one can obtain the following scaling between the jet luminosity L_ν at a given frequency and the jet power (see e.g. Heinz & Sunyaev 2003):

$$L_\nu \propto Q_{jet}^\xi \quad \text{with} \quad \xi = \frac{2p - (p+6)\alpha + 13}{2(p+4)} \quad (2)$$

and where α is the spectral index of the jet spectrum (with our definition $L_\nu \propto \nu^\alpha$). This relation is valid in the case of a conical jet with an initial power-law distribution of relativistic electrons with index p . The classical values assumed for this index are in the range 2–3, while the spectral index α of the compact jets in the radio range is usually observed between -0.2 and 0.2 . For simplicity, we will limit ourselves to the usual value of $\xi = 1.4$ which corresponds to $p \sim 2.25$ and a flat compact jet spectrum. However, for the fiducial values of p and α stated above, we plot on Fig. 7 the corresponding variation of ξ . We note that ξ is weakly dependent on this two parameters and for reasonable values of p and α , it will never strongly deviate from 1.4.

If the observing frequency is located in the radio range, Eq.(1) and Eq.(2) give $L_{radio} \propto \dot{M}^{1.4}$. Given an efficiency coefficient q for the X-ray emitting accretion flow, we expect the following relation between radio and X-ray luminosities:

$$L_{radio} \propto L_X^{1.4/q} \quad (3)$$

Consequently, the radio/X-ray correlation usually found for microquasars ($L_{radio} \propto L_X^{0.5-0.7}$), requires a radiatively inefficient component that dominates the X-rays in the hard

state, whereas the $L_{radio} \propto L_X^{1.4}$ relation of H1743–322 suggests the X-ray emitting flow is radiatively efficient. As mentioned above, to obtain the radio/X-ray plot on fig 5, we filtered the X-ray data to minimize the contribution of the disc. We can thus safely exclude the accretion disc as the contaminating efficient component.

Other than the standard accretion disc solution, we can roughly divide the other classes of accretion flows in two categories, according to their geometry:

(i) Hot accretion flow models: the standard accretion disc extends to a truncation radius, where it is replaced by a hot flow in the inner parts.

(ii) Accretion Disc Corona (ADC) models: the standard accretion disc extends to \sim the last stable orbit and is sandwiched by a corona of hot plasma.

In both categories, several models have been developed to explain the properties of BHXBs in the hard state by coupling the accretion flow with steady jets. Since the aim of this work is not to review all these models, we will limit ourselves to those that can be radiatively efficient.

Hot accretion flows: Most of the hot accretion flow models are found to be inefficient, at least at low accretion rates (e.g. ADAF, ADIOS). However, we note that Yuan (2001) has shown that a hot flow may also exist in the higher accretion rate regime (Luminous Hot Accretion Flow: LHAF) where the coupling between electrons and ions becomes effective: the flow is then radiatively efficient (see also Yuan & Zdziarski 2004; Yuan et al. 2006). In a similar fashion, new hot solutions have been recently found (Petrucci private com.) for the Jet Emitting Disc model (JED; see e.g. Ferreira et al. 2006; Ferreira 2002, 2008; Combet & Ferreira 2008, and references therein), in which the flow goes from radiatively inefficient to radiatively efficient when the accretion rate increases. These JED hot solutions have properties very similar to those of one-temperature accretion flow studied by Esin et al. (1996) in the ADAF regime and revisited for higher accretion rates by Yuan & al. (2006) in the LHAF regime. The originality of the JED solutions resides in the fact that, by construction, they integrate self-consistently stationary powerful self collimated MHD jets.

Accretion disc corona: The ADC models could in principle satisfy the requirement of radiative efficiency in the hard state. In these models, a fraction f_c of the accretion energy is dissipated in the corona (and eventually emerges as X-ray radiation). The X-ray luminosity can be written as $L_X \propto f_c \dot{M}$. In the case where the coronal plasma is heated by magnetic dissipation, Merloni & Fabian (2002) and Merloni (2003) have shown that f_c is constant when gas pressure dominates in the disc and therefore $q = 1$ ($L_X \propto \dot{M}$). On the other hand, $f_c \propto \dot{M}^{-1/2}$ in the radiation pressure dominated parts of the disc, and consequently $q = 1/2$ ($L_X \propto \dot{M}^{1/2}$). However, Eq.(2) is also modified in that case⁴, leading finally

⁴ The coronal magnetic energy density is also dependent on f_c and determine the boundary conditions of the magnetic field at the base of the jet. This, in turn, will affect the scaling of the synchrotron radiation with the jet power.

to the same $L_{\text{radio}} \propto L_X^{1.4}$ relation as in the gas pressure dominated case. We note that among the several ADC models, it has been shown that from an observational point of view, the corona need to be patchy and dynamic to reproduce the low disc flux and the weak reflection component observed in the hard state (Beloborodov 1999; Malzac, Beloborodov & Poutanen 2001). Under these assumptions, the corona could be radiatively efficient or not.

Nonetheless, the radiative efficiency is not the only parameter needed to explain our results. Indeed, H1743–322 does not maintain its steep radio/X-ray correlation over the full range of luminosity. As pointed out previously, data depart from the source-specific correlation below $\sim 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ and join the “standard” correlation. Most of these data come from Jonker et al. (2010) and the end of 2008a outburst decay. In this paper, the authors attribute this unusual behaviour as a renewed radio flaring activity during the hard state. However, when compared with data from other outburst (Fig. 4b), we note a similar trend in 2004, 2009 and potentially 2003 and 2010. Although the lack of data at low X-ray luminosity does not allow us to draw firm conclusions, this strongly suggests that we are observing a recurrent phenomenon. A phenomenon that reflects a significant change of the accretion-ejection coupling of the source. As for instance, a transition from a radiatively efficient to a radiatively inefficient accretion flow below $\sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}} (M/10M_{\odot})^{-1}$. This transition could arise from intrinsic properties of the flow as for the ADAF/LHAF or JED hot solutions mentioned above. However, if we are observing an LHAF to ADAF transition, we would favor the two-temperatures versions of these models. Indeed, in the one-temperature versions (see e.g. Yuan et al. 2006, and references therein), the critical accretion rate predicted for the LHAF/ADAF transition is $\dot{M}_{\text{trans}} \sim 10^{-3} \alpha_v^2 \dot{M}_{\text{Edd}}$, where α_v is the viscous parameter and $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/c^2$ is the Eddington accretion rate. Hence, for relatively high value of $\alpha_v \sim 0.1$, we expect $\dot{M}_{\text{trans}} \sim 10^{-5} \dot{M}_{\text{Edd}}$. Given that $L_X \leq \dot{M} c^2$, we expect the corresponding transitional luminosity to be $L_{X_{\text{trans}}} \leq 10^{-5} L_{\text{Edd}}$. As previously mentioned, we find that the transition occurs at $L_{X_{\text{trans}}} \sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$ which is thus inconsistent with the expectations of the one-temperature models. On the other hand, the two-temperatures models predict a critical accretion rate for the transition of the order $\dot{M}_{\text{trans}} \sim 10 \alpha_v^2 \dot{M}_{\text{Edd}} \sim 0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$. Under the assumption that $L_{\text{radio}} \propto \dot{M}^{1.4}$ (as we assumed previously), Körding, Fender & Migliari (2006) provided a method to estimate the accretion rate from the radio luminosity. From Fig. 6, we find that the radio luminosity at which the transition occurs is $L_{\text{radio}} \sim 2.5 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$, which gives a corresponding accretion rate of $\dot{M}_{\text{trans}} \sim 1.5 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$. For a $10M_{\odot}$ black hole, this corresponds to $0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$, in perfect agreement with the expected value for the two-temperatures models.

The transition could be also the consequence of competing emitting media that dominate alternatively the X-ray emission, one being efficient and the other one inefficient. In this respect, we can point out the work by Russell et al. (2010) on XTE J1550–564. The authors demonstrate the possibility that the origin of the X-ray emission evolves throughout the hard state, being alternatively dominated by thermal Comptonization or direct synchrotron from the

compact jets. This supports the idea that several components coexist and dominate alternatively the X-ray band during the hard state. In our case, we can consider several combinations of efficient-inefficient components such as those mentioned above, including as well, the emission from the base of the jets (synchrotron, SSC) for the possible inefficient components. However, a detailed study about the coexistence of these components has to be carried out to determine the “consistent” associations.

Regardless of the specific models to use, a radiatively efficient accretion flow seems necessary to explain our results, as long as the assumptions about the jet physics stated in Eq.(2) and Eq.(3) are correct. Note that a radiatively efficient hard state is also found for Cyg X-1 (Malzac et al. 2009). In the case of H1743–322, the flow needs then to become inefficient below a critical accretion rate to explain the transition at low flux. Under this interpretation, we can represent the universal radio/X-ray diagram of BHXBs by the sketch shown on Fig. 8.

However, the crucial point now is to determine which fundamental parameter will make some black holes fall on the “efficient” branch, and others on the “inefficient” branch, for similar accretion rates. In future works we thus need to investigate the influence of parameters such as the size of the disc, the orbital period, the environment (interstellar, magnetic) of the binary, or perhaps the nature of the companion star.

5.2.2 Jet radio emission

Another way to assess the problem would be to consider that the difference between the standard microquasars and the outliers arises from different jet properties rather than from different accretion flows. In this aim we can relax the assumptions leading to Eq.(2) and Eq.(3).

We can first consider that the fraction f_j (in $Q_{\text{jet}} = f_j Q_{\text{accr}}$) of accretion energy injected into the jets is in fact dependent on the accretion rate. For simplicity, we will consider a linear dependence, $f_j \propto \dot{M}$. In that case, Eq.(3) becomes $L_{\text{radio}} \propto L_X^{2.8/q}$, which gives, for a radiatively inefficient accretion flow ($q \sim 2$), the required relation.

Whether f_j is dependent or not on the accretion rate depends on the mass loading into the jet, the specific acceleration mechanism and the origin of the magnetic field. A detailed theoretical study is therefore required to address this issue, which is beyond the scope of this paper. However, as an example, if we consider the standard theories of magnetically driven jets, we note that the material is accelerated from a given region of the disc. The size of this region is usually considered as constant in the models (and is often the entire disc). But if we assume that, for any reason, this size increases with accretion rate, it would therefore introduce a dependency of f_j on \dot{M} .

Another parameter that could strongly influence the jet emission is the strength of the magnetic field embedded in the jet plasma. This will modify the synchrotron emission as a function of the jet power (Eq. 2). Pe’er & Casella (2009) presented a new model for jet emission in XRBs, in which they showed that the flux at the radio wavelengths depends on the value of the magnetic field in a nontrivial way. Above a critical value of the magnetic field, the outflowing elec-

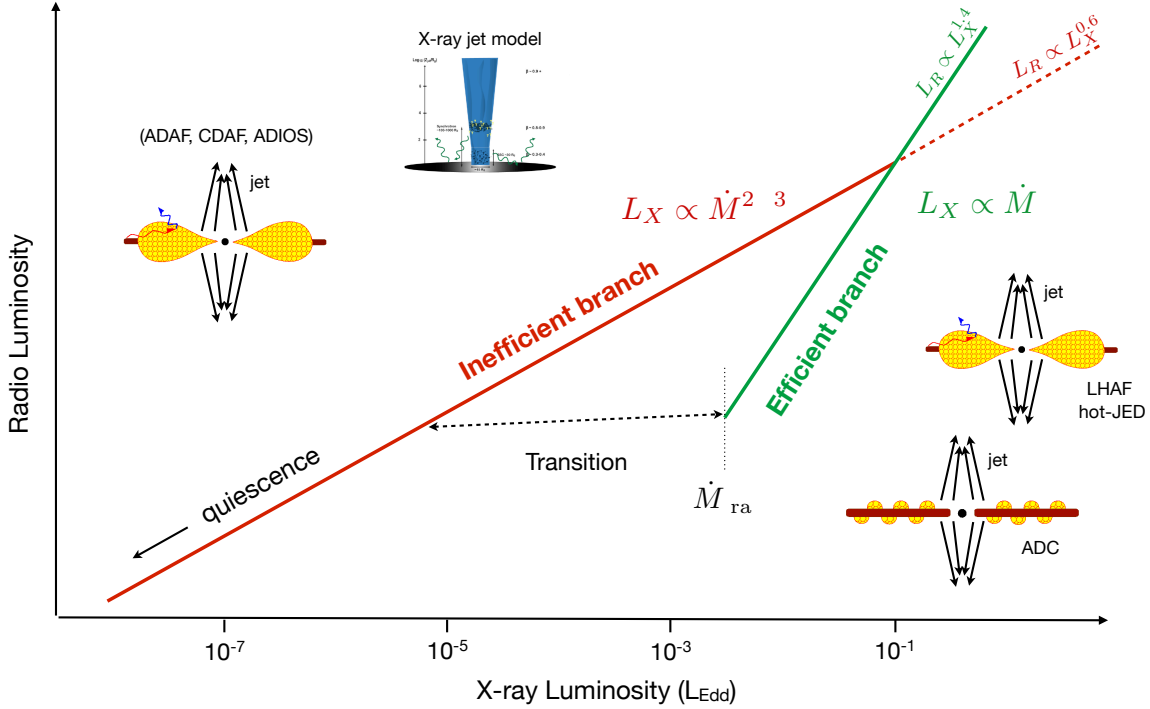


Figure 8. A schematic drawing of the global radio/X-ray correlation for galactic black holes. The X-ray luminosity is expressed in terms of the Eddington luminosity for a $10 M_{\odot}$ black hole. On this figure, we illustrate the case where the steep correlation of the outliers is a consequence of the coupling between a radiatively efficient accretion flow and a steady compact jet. We can then distinguish two branches in the radio/X-ray diagram of BHXBs, according to the efficiency of the accretion flow and the consequent scaling of the X-ray luminosity with the mass accretion rate. We also illustrate the possibility of a transition between branches below a critical accretion rate \dot{M}_{trans} . Some examples of models that could explain the accretion/ejection properties of each branch are also represented.

trons rapidly cool, very close to the jet base, leading to a strong suppression of the radio emission. Based on this results, Casella & Pe’er (2009) proposed that the outliers are sources with magnetic field above the critical value. Regarding our results, it could also explained the transition at low luminosity we observe on Fig.6. If we consider that the magnetic field strength evolves throughout the outburst (e.g. with the accretion rate), the transition could be due to the magnetic field decreasing below the critical value, driving H1743–322 to the same level of radio emission as GX 339–4 and V404 Cyg. To our knowledge however, this model predicts a lower radio emission but the same radio/X-ray correlation slope as in the case of low magnetic field. It would be interesting if further developments of this model could also reproduce the correlation slope of 1.4 found at higher luminosity.

6 CONCLUSIONS

We studied in this work, the long term radio/X-ray correlation of the BHC H1743–322. This source belongs to a group of galactic black holes dubbed as outliers of the “universal” radio/X-ray correlation, for being located below the main $L_{\text{Radio}} \propto L_X^{0.5-0.7}$ relation. We therefore concentrated our efforts to provide new constraints for the understanding of these sources. Our main conclusions can be summarised as follow:

(i) In the brightest phases of the hard state, we find a tight powerlaw correlation with a slope $b = 1.38 \pm 0.03$, between the radio flux from the compact jets and the non-thermal X-ray emission. This correlation is much steeper than usually found for black hole X-ray binaries and is the first precise measurement for an outlier.

(ii) When the source reaches luminosity below $\sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}} (M/10M_{\odot})^{-1}$, we found evidence of a transition from the steep $b \sim 1.4$ relation to the original $b \sim 0.6$ correlation driven by e.g. V404 Cyg and GX 339–4.

From these results, we discuss several hypotheses that could explain the correlation index along with the transition toward the “universal” correlation:

(i) We first show that if the standard scaling, $L_{\text{radio}} \propto \dot{M}^{1.4}$, between the jet radio emission and the accretion rate is valid, then our results require a radiatively efficient accretion flow that dominates the X-ray emission in the hard state at high accretion rate. Ultimately, the flow has to become radiatively inefficient below a critical accretion rate, to account for the transition.

(ii) We also investigate the possibility that our results arise from the outflow properties of the source rather than from the accretion flow. We show in particular, that if we relax the assumption that the jet power is a fixed fraction of the accretion power and we consider this fraction linearly dependent on the accretion rate, we can obtain the required correlation with an inefficient accretion flow.

Although the hypothesis of a modified jet emission is clearly possible, we rather favor the radiatively efficient interpretation since it also provides a more natural framework to explain the transition at low luminosity. However, further investigations are needed now, to determine which fundamental parameter of the binary systems or their environments, can leads BXRBS, similar in appearance, to develop different accretion or ejection flows.

ACKNOWLEDGMENTS

MC and SC would like to thank Julien Malzac, Pierre-Olivier Petrucci, Elmar Körding, Sera Markoff and Michiel van der Klis for useful discussions and Philip Edwards for prompt scheduling of the ATCA observations.

This research has made use of data obtained from the High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC), provided by NASA’s Goddard Space Flight Center. The ATCA is part of the Australia Telescope funded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by CSIRO. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc. The research leading to these results has received partial funding from the European Communitys Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under grant agreement number ITN 215212 Black Hole Universe.

REFERENCES

- Abramowicz M. A., Chen X., Granath M., Lasota J., 1996, *ApJ*, 471, 762
- Beloborodov A. M., 1999, *ApJ*, 510, L123
- Blandford R. D., Begelman M. C., 1999, *MNRAS*, 303, L1
- Blandford R. D., Königl A., 1979, *ApJ*, 232, 34
- Brockspoll C., Corbel S., Fender R. P., Rupen M., Sault R., Tingay S. J., Hannikainen D., O’Brien K., 2005, *MNRAS*, 356, 125
- Cadolle Bel M., Ribó M., Rodriguez J., Chaty S., Corbel S., Goldwurm A., Frontera F., Farinelli R., D’Avanzo P., Tarana A., Ubertini P., Laurent P., Goldoni P., Mirabel I. F., 2007, *ApJ*, 659, 549
- Capitanio F., Belloni T., Del Santo M., Ubertini P., 2009, *MNRAS*, 398, 1194
- Capitanio F., Ubertini P., Bazzano A., Kretschmar P., Zdziarski A. A., Joinet A., Barlow E. J., Bird A. J., Dean A. J., Jourdain E., Cesare G. D., Santo M. D., Natalucci L., Bel M. C., Goldwurm A., 2005, *ApJ*, 622, 503
- Casella P., Pe’er A., 2009, *ApJ*, 703, L63
- Combet C., Ferreira J., 2008, *A&A*, 479, 481
- Corbel S., Fender R. P., 2002, *ApJ*, 573, L35
- Corbel S., Fender R. P., Tomsick J. A., Tzioumis A. K., Tingay S., 2004, *ApJ*, 617, 1272
- Corbel S., Fender R. P., Tzioumis A. K., Nowak M., McIntyre V., Durouchoux P., Sood R., 2000, *A&A*, 359, 251
- Corbel S., Kaaret P., Fender R. P., Tzioumis A. K., Tomsick J. A., Orosz J. A., 2005, *ApJ*, 632, 504
- Corbel S., Kaaret P., Jain R. K., Bailyn C. D., Fender R. P., Tomsick J. A., Kalemci E., McIntyre V., Campbell-Wilson D., Miller J. M., McCollough M. L., 2001, *ApJ*, 554, 43
- Corbel S., Körding E., Kaaret P., 2008, *MNRAS*, 389, 1697
- Corbel S., Nowak M. A., Fender R. P., Tzioumis A. K., Markoff S., 2003, *A&A*, 400, 1007
- Corbel S., Tzioumis T., Coriat M., Brocksopp C., Fender R., 2008, *The Astronomer’s Telegram*, 1766, 1
- Coriat M., Corbel S., Buxton M. M., Bailyn C. D., Tomsick J. A., Körding E., Kalemci E., 2009, *MNRAS*, 400, 123
- Di Matteo T., Celotti A., Fabian A. C., 1999, *MNRAS*, 304, 809
- Esin A. A., Narayan R., Ostriker E., Yi I., 1996, *ApJ*, 465, 312
- Falcke H., Biermann P. L., 1995, *A&A*, 293, 665
- Falcke H., Körding E., Markoff S., 2004, *A&A*, 414, 895
- Fender R., 2006, *Jets from X-ray binaries. Compact stellar X-ray sources*, pp 381–419
- Fender R., Corbel S., Tzioumis T., McIntyre V., Campbell-Wilson D., Nowak M., Sood R., Hunstead R., Harmon A., Durouchoux P., Heindl W., 1999, *ApJ*, 519, L165
- Fender R., Gallo E., Russell D., 2010, *ArXiv e-prints*
- Fender R. P., Belloni T. M., Gallo E., 2004, *MNRAS*, 355, 1105
- Fender R. P., Hendry M. A., 2000, *MNRAS*, 317, 1
- Fender R. P., Homan J., Belloni T. M., 2009, *MNRAS*, 396, 1370
- Fender R. P., Kuulkers E., 2001, *MNRAS*, 324, 923
- Ferreira J., 2002, in J. Bouvier & J.-P. Zahn ed., *EAS Publications Series Vol. 3 of EAS Publications Series, Theory of magnetized accretion discs driving jets*. pp 229–277
- Ferreira J., 2008, *New Astronomy Review*, 52, 42
- Ferreira J., Petrucci P., Henri G., Saugé L., Pelletier G., 2006, *A&A*, 447, 813
- Galeev A. A., Rosner R., Vaiana G. S., 1979, *ApJ*, 229, 318
- Gallo E., Fender R. P., Pooley G. G., 2003, *MNRAS*, 344, 60
- Haardt F., Maraschi L., 1991, *ApJ*, 380, L51
- Hannikainen D. C., Hunstead R. W., Campbell-Wilson D., Sood R. K., 1998, *A&A*, 337, 460
- Heinz S., Sunyaev R. A., 2003, *MNRAS*, 343, L59
- Hjellming R. M., Johnston K. J., 1981, *Nature*, 290, 100
- Hjellming R. M., Johnston K. J., 1988, *ApJ*, 328, 600
- Homan J., Belloni T., 2005, *Ap&SS*, 300, 107
- Homan J., Buxton M., Markoff S., Bailyn C. D., Nespoli E., Belloni T., 2005, *ApJ*, 624, 295
- Homan J., Miller J. M., Wijnands R., van der Klis M., Belloni T., Steeghs D., Lewin W. H. G., 2005, *ApJ*, 623, 383
- Hynes R. I., Steeghs D., Casares J., Charles P. A., O’Brien K., 2003, *ApJ*, 583, L95
- Hynes R. I., Steeghs D., Casares J., Charles P. A., O’Brien K., 2004, *ApJ*, 609, 317
- Ichimaru S., 1977, *ApJ*, 214, 840
- Jahoda K., Markwardt C. B., Radeva Y., Rots A. H., Stark M. J., Swank J. H., Strohmayer T. E., Zhang W., 2006, *ApJS*, 163, 401
- Jain R. K., Bailyn C. D., Orosz J. A., McClintock J. E., Remillard R. A., 2001, *ApJ*, 554, L181
- Joinet A., Jourdain E., Malzac J., Roques J. P., Schönfelder V., Ubertini P., Capitanio F., 2005, *ApJ*, 629, 1008
- Jonker P. G., Miller-Jones J., Homan J., Gallo E., Rupen M., Tomsick J., Fender R. P., Kaaret P., Steeghs D. T. H., Torres M. A. P., Wijnands R., Markoff S., Lewin W. H. G., 2010, *MNRAS*, 401, 1255

- Kalemci E., Tomsick J. A., Rothschild R. E., Pottschmidt K., Corbel S., Kaaret P., 2006, *ApJ*, 639, 340
- Kalemci E., Tomsick J. A., Yamaoka K., Ueda Y., 2008, *ATel*, 1348
- Kaluzienski L. J., Holt S. S., 1977, *IAU Circ.*, 3099, 3
- Körding E., Falcke H., Corbel S., 2006, *A&A*, 456, 439
- Körding E. G., Fender R. P., Migliari S., 2006, *MNRAS*, 369, 1451
- Krimm H. A., Barthelmy S. D., Baumgartner W., Cummings J., Fenimore E., Gehrels N., Markwardt C. B., Palmer D., Parsons A., Sakamoto T., Skinner G., Tueller J., Ukwatta T., 2009, *The Astronomer's Telegram*, 2058, 1
- Lutovinov A., Revnivtsev M., Molkov S., Sunyaev R., 2005, *A&A*, 430, 997
- Malzac J., Belmont R., Fabian A. C., 2009, *MNRAS*, 400, 1512
- Malzac J., Beloborodov A. M., Poutanen J., 2001, *MNRAS*, 326, 417
- Markoff S., Nowak M., Corbel S., Fender R., Falcke H., 2003, *A&A*, 397, 645
- Markoff S., Nowak M. A., Wilms J., 2005, *ApJ*, 635, 1203
- Markwardt C. B., Swank J. H., 2003, *ATel*, 133
- McClintock J. E., Remillard R. A., 2006, *Black hole binaries. Compact stellar X-ray sources*, pp 157–213
- McClintock J. E., Remillard R. A., Rupen M. P., Torres M. A. P., Steeghs D., Levine A. M., Orosz J. A., 2009, *ApJ*, 698, 1398
- Merloni A., 2003, *MNRAS*, 341, 1051
- Merloni A., Fabian A. C., 2002, *MNRAS*, 332, 165
- Merloni A., Heinz S., di Matteo T., 2003, *MNRAS*, 345, 1057
- Migliari S., Fender R. P., 2006, *MNRAS*, 366, 79
- Miller J. M., Raymond J., Homan J., Fabian A. C., Steeghs D., Wijnands R., Rupen M., Charles P., van der Klis M., Lewin W. H. G., 2006, *ApJ*, 646, 394
- Miller-Jones J. C. A., Jonker P. G., Dhawan V., Briskin W., Rupen M. P., Nelemans G., Gallo E., 2009, *ApJ*, 706, L230
- Miller-Jones J. C. A., Sivakoff G. R., Altamirano D., Tudose V., Migliari S., Dhawan V., Fender R. P., Garrett M., et al. 2010, *ApJ*, 716, L109
- Mirabel I. F., Rodriguez L. F., 1994, *Nature*, 371, 46
- Muno M. P., Belloni T., Dhawan V., Morgan E. H., Remillard R. A., Rupen M. P., 2005, *ApJ*, 626, 1020
- Narayan R., Yi I., 1994, *ApJ*, 428, L13
- Parmar A. N., Kuulkers E., Oosterbroek T., Barr P., Much R., Orr A., Williams O. R., Winkler C., 2003, *A&A*, 411, L421
- Pe'er A., Casella P., 2009, *ApJ*, 699, 1919
- Prat L., Rodriguez J., Cadolle Bel M., Kuulkers E., Hanke M., Tomsick J., Corbel S., Coriat M., Wilms J., Goldwurm A., 2009, *A&A*, 494, L21
- Rodriguez J., Cadolle Bel M., Tomsick J. A., Corbel S., Brocksopp C., Paizis A., Shaw S. E., Bodaghee A., 2007, *ApJ*, 655, L97
- Rupen M. P., Dhawan V., Mioduszewski A. J., 2008a, *The Astronomer's Telegram*, 1352, 1
- Rupen M. P., Dhawan V., Mioduszewski A. J., 2008b, *The Astronomer's Telegram*, 1384, 1
- Rupen M. P., Mioduszewski A. J., Dhawan V., 2004, *The Astronomer's Telegram*, 314, 1
- Rupen M. P., Mioduszewski A. J., Dhawan V., 2005, *The Astronomer's Telegram*, 575, 1
- Russell D. M., Fender R. P., Hynes R. I., Brocksopp C., Homan J., Jonker P. G., Buxton M. M., 2006, *MNRAS*, 371, 1334
- Russell D. M., Maccarone T. J., Körding E. G., Homan J., 2007, *MNRAS*, 379, 1401
- Russell D. M., Maitra D., Dunn R. J. H., Markoff S., 2010, *MNRAS*, in press (arXiv:1002.3729)
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, *Radiative processes in astrophysics*. Wiley-Interscience, New York, p. 395
- Sault R. J., Teuben P. J., Wright M. C. H., 1995, in R. A. Shaw, H. E. Payne, & J. J. E. Hayes ed., *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV Vol. 77 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, A Retrospective View of MIRIAD*. pp 433–+
- Sault R. J., Wieringa M. H., 1994, *A&AS*, 108, 585
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337
- Soleri P., Fender R. P., Tudose V., Maitra D., Bell M., Linares M., Altamirano D., Wijnands R., Belloni T., Casella P., Miller-Jones J. C. A., Muxlow T., Klein-Wolt M., Garrett M., van der Klis M., 2010, *MNRAS*, in press (arXiv:1004.1066)
- Swank J., 2004, *The Astronomer's Telegram*, 301, 1
- Tanaka Y., Shibasaki N., 1996, *ARA&A*, 34, 607
- Tomsick J. A., Corbel S., Goldwurm A., Kaaret P., 2005, *ApJ*, 630, 413
- Tudose V., Fender R. P., Linares M., Maitra D., van der Klis M., 2009, *MNRAS*, 400, 2111
- van der Klis M., 2006, *Rapid X-ray Variability. Compact stellar X-ray sources*, pp 39–112
- Xue Y. Q., Cui W., 2007, *A&A*, 466, 1053
- Yamaoka K., et al. 2009, *The Astronomer's Telegram*, 2364, 1
- Yuan F., 2001, *MNRAS*, 324, 119
- Yuan F., Taam R. E., Xue Y., Cui W., 2006, *ApJ*, 636, 46
- Yuan F., Zdziarski A. A., 2004, *MNRAS*, 354, 953

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

BIBLIOGRAPHIE

- Amnuel, P. R. & Guseinov, O. K. 1979, *Ap&SS* **63**, 131 (p. 11)
- Antoniou, V., Zezas, A., Hatzidimitriou, D. & Kalogera, V. 2010, *ApJ* **716**, L140 (p. 19)
- Arzoumanian, Z., Chernoff, D. F. & Cordes, J. M. 2002, *ApJ* **568**, 289 (p. 19)
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *ApJ* **376**, 214 (p. 126)
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1998, *Reviews of Modern Physics* **70**, 1 (p. 20)
- Barret, D., Kluźniak, W., Olive, J. F., Paltani, S. & Skinner, G. K. 2005, *MNRAS* **357**, 1288 (p. 25)
- Basko, M. M., Sunyaev, R. A. & Titarchuk, L. G. 1974, *A&A* **31**, 249 (p. 15)
- Bath, G. T., Evans, W. D., Papaloizou, J. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS* **169**, 447 (p. 11)
- Bath, G. T. 1975, *MNRAS* **171**, 311 (p. 19)
- Belloni, T., Mendez, M., King, A. R., van der Klis, M. & van Paradijs, J. 1997, *ApJ* **488**, L109 (p. 82, 96 et 100)
- Belloni, T., Klein-Wolt, M., Méndez, M., van der Klis, M. & van Paradijs, J. 2000, *A&A* **355**, 271 (p. 84, 85 et 104)
- Belloni, T., Psaltis, D. & van der Klis, M. 2002, *ApJ* **572**, 392 (p. 68)
- Belloni, T., Homan, J., Casella, P., van der Klis, M., Nespoli, E. et al. 2005, *A&A* **440**, 207 (p. 108)
- Belloni, T., Parolin, I., Santo, M. D., Homan, J., Casella, P. et al. 2006, *MNRAS* **367**, 1113 (p. 108)
- Belloni, T. 2010, *Lecture Notes in Physics* **794**, 53 (p. 16, 22 et 23)
- Bird, A. J., Bazzano, A., Bassani, L., Capitanio, F., Fiocchi, M. et al. 2010, *ApJS* **186**, 1 (p. 1, 8 et 30)
- Blandford, R. D. & Konigl, A. 1979, *ApJ* **232**, 34 (p. 16 et 116)
- Blandford, R. D. & Begelman, M. C. 1999, *MNRAS* **303**, L1 (p. 116)
- Blondin, J. M., Kallman, T. R., Fryxell, B. A. & Taam, R. E. 1990, *ApJ* **356**, 591 (p. 8)

- Bodaghee, A., Walter, R., Zurita Heras, J., Bird, A. J., Courvoisier, T. J.-L. et al. 2006, *A&A* **447**, 1027 (p. 51)
- Bodaghee, A., Courvoisier, T. J.-L., Rodriguez, J., Beckmann, V., Produit, N. et al. 2007, *A&A* **467**, 585 (p. 8)
- Bondi, H. & Hoyle, F. 1944, *MNRAS* **104**, 273 (p. 8)
- Bradt, H. V., Rothschild, R. E. & Swank, J. H. 1993, *A&AS* **97**, 355 (p. 27 et 28)
- Brocksopp, C., Jonker, P. G., Maitra, D., Krimm, H. A., Pooley, G. G. et al. 2010, *MNRAS* **404**, 908 (p. 62)
- Burderi, L., di Salvo, T., Robba, N. R., Barbera, A. L. & Guainazzi, M. 2000, *ApJ* **530**, 429 (p. 52)
- Cabanac, C., Henri, G., Petrucci, P.-O., Malzac, J., Ferreira, J. et al. 2010, *MNRAS* **404**, 738 (p. 66)
- Cadolle Bel, M., Prat, L., Rodriguez, J., Ribó, M., Barragán, L. et al. 2009, *A&A* **501**, 1 (p. 59, 60, 71 et 73)
- Castor, J. I., Abbott, D. C. & Klein, R., I. 1975, *ApJ* **195**, 157 (p. 48)
- Castro-Tirado, A. J., Brandt, S. & Lund, N. 1992, *IAU Circ.* **5590**, 2 (p. 82)
- Caunt, S. E. & Tagger, M. 2001, *A&A* **367**, 1095 (p. 124, 128, 130, 131, 134, 140 et 141)
- Chaty, S., Haswell, C. A., Malzac, J., Hynes, R. I., Shrader, C. R. et al. 2003, *MNRAS* **346**, 689 (p. 14)
- Chen, W., Shrader, C. R. & Livio, M. 1997, *ApJ* **491**, 312 (p. 19, 22 et 69)
- Compton, A. H. 1923, *Phys. Rev.* **21**, 483 (p. 14)
- Cooke, B. A., Griffiths, R. E. & Pounds, K. A. 1969, *Nature* **224**, 134 (p. 44)
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Nowak, M., McIntyre, V. et al. 2000, *A&A* **359**, 251 (p. 113)
- Corbel, S., Kaaret, P., Jain, R. K., Bailyn, C. D., Fender, R. P. et al. 2001, *ApJ* **554**, 43 (p. 105)
- Corbel, S. & Fender, R. P. 2002, *ApJ* **573**, L35 (p. 16)
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Tomsick, J. A., Orosz, J. A. et al. 2002, *Science* **298**, 196 (p. 79 et 80)
- Corbel, S., Nowak, M. A., Fender, R. P., Tzioumis, A. K. & Markoff, S. 2003, *A&A* **400**, 1007 (p. 113 et 114)
- Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K. & Tingay, S. 2004, *ApJ* **617**, 1272 (p. 23)
- Corbel, S., Kaaret, P., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Tomsick, J. A. et al. 2005, *ApJ* **632**, 504 (p. 58)

- Corbet, R., Hannikainen, D. & Remillard, R. 2004, *Atel* 269 (p. 42 et 44)
- Coriat, M., Corbel, S., Buxton, M. M., Bailyn, C. D., Tomsick, J. A. et al. 2009, *MNRAS* **400**, 123 (p. 62)
- Coriat, M., Corbel, S., Prat, L., Miller-Jones, J., Cseh, D. et al. 2010, *MNRAS*, soumis (p. 63, 103, 115 et 117)
- Cox, A. N. (ed.) 2000, *Allen's astrophysical quantities*, AIP Press, p. 29 (p. 48)
- Crawford, J. A. & Kraft, R. P. 1956, *ApJ* **123**, 44 (p. 11)
- Daugherty, J. K. & Harding, A. K. 1996, *ApJ* **458**, 278 (p. 42)
- Davidson, K. & Ostriker, J. P. 1973, *ApJ* **179**, 585 (p. 9)
- Dhawan, V., Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 2000, *ApJ* **543**, 373 (p. 82 et 87)
- di Salvo, T., Santangelo, A. & Segreto, A. 2004, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **132**, 446 (p. 9)
- Done, C., Gierliński, M. & Kubota, A. 2007, *A&A Review* **15**, 1 (p. 21)
- Doxsey, R., Bradt, H., Fabbiano, G., Griffiths, R., Gursky, H. et al. 1977, *IAU Circ.* **3113**, 2 (p. 58)
- Eikenberry, S. S., Matthews, K., Morgan, E. H., Remillard, R. A. & Nelson, R. W. 1998, *ApJ* **494**, L61 (p. 87)
- Eikenberry, S. S., Matthews, K., Muno, M., Blanco, P. R., Morgan, E. H. et al. 2000, *ApJ* **532**, L33 (p. 87)
- Fahlman, G. G. & Walker, G. A. H. 1980, *ApJ* **240**, 169 (p. 52)
- Falcke, H. & Biermann, P. L. 1995, *A&A* **293**, 665 (p. 116)
- Fender, R. P., Pooley, G. G., Brocksopp, C. & Newell, S. J. 1997, *MNRAS* **290**, L65 (p. 86 et 87)
- Fender, R. P., Garrington, S. T., McKay, D. J., Muxlow, T. W. B., Pooley, G. G. et al. 1999a, *MNRAS* **304**, 865 (p. 80, 82, 83 et 86)
- Fender, R. P., Corbel, S., Tzioumis, T., McIntyre, V., Campbell-Wilson, D. et al. 1999b, *ApJ* **519**, L165 (p. 108)
- Fender, R. P. & Pooley, G. G. 2000, *MNRAS* **318**, L1 (p. 86, 87 et 88)
- Fender, R., Corbel, S., Tzioumis, T., Tingay, S., Brocksopp, C. et al. 2002, *Atel* 107 (p. 107)
- Fender, R. P. & Belloni, T. 2004a, *ARA&A* **42**, 317 (p. 13, 86 et 89)
- Fender, R. P., Belloni, T. M. & Gallo, E. 2004b, *MNRAS* **355**, 1105 (p. 23 et 112)
- Fender, R. P., Belloni, T. & Gallo, E. 2005, *Ap&SS* **300**, 1 (p. 12)
- Fender, R. P. 2006, *Compact stellar X-ray sources*, p. 381, W. Lewin & M. van der Klis, Cambridge Astrophysics Series (p. 79)

- Fender, R. P., Homan, J. & Belloni, T. M. 2009, *MNRAS* **396**, 1370 (p. 104)
- Ferreira, B. T. & Ogilvie, G. I. 2008, *MNRAS* **386**, 2297 (p. 25)
- Foster, R. S., Waltman, E. B., Tavani, M., Harmon, B. A., Zhang, S. N. et al. 1996, *ApJ* **467**, L81 (p. 86)
- Frank, J., King, A. & Raine, D. J. 2002, *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*, Cambridge University Press (p. 24, 54, 62 et 106)
- Fransson, C. & Fabian, A. 1980, *A&A* **87**, 102 (p. 52)
- Fuchs, Y., Rodriguez, J., Mirabel, I. F., Chaty, S., Ribó, M. et al. 2003, *A&A* **409**, L35 (p. 82 et 87)
- Galeev, A. A., Rosner, R. & Vaiana, G. S. 1979, *ApJ* **229**, 318 (p. 15 et 66)
- Gallo, E., Fender, R. P. & Pooley, G. G. 2003, *MNRAS* **344**, 60 (p. 113 et 114)
- Gathier, R., Lamers, H. J. G. L. M. & Snow, T. P. 1981, *ApJ* **247**, 173 (p. 48)
- George, I. M. & Fabian, A. C. 1991, *MNRAS* **249**, 352 (p. 15)
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R. & Rossi, B. B. 1962, *Phys. Rev. Letters* **9**, 439 (p. 1 et 7)
- Gierliński, M., Done, C. & Page, K. 2008, *MNRAS* **388**, 753 (p. 71)
- Gierliński, M., Done, C. & Page, K. 2009, *MNRAS* **392**, 1106 (p. 71)
- Gies, D. R. & Bolton, C. T. 1986, *ApJ* **304**, 389 (p. 10)
- Gilfanov, M. 2010, *Lecture Notes in Physics* **794**, 17 (p. 15)
- Giovannini, G., Feretti, L., Tordi, M., Venturi, T., Massaglia, S. et al. 2001, *Ap&SS Supplement* **276**, 111 (p. 16 et 87)
- Gladstone, J., Done, C. & Gierliński, M. 2007, *MNRAS* **378**, 13 (p. 9)
- Gontikakis, C. & Hameury, J.-M. 1993, *A&A* **271**, 118 (p. 20)
- Haberl, F., White, N. & Kallman, T. 1989, *ApJ* **343**, 409 (p. 49 et 52)
- Hannikainen, D. C., Hunstead, R. W., Campbell-Wilson, D. & Sood, R. K. 1998, *A&A* **337**, 460 (p. 113)
- Hannikainen, D., Rodriguez, J. & Pottschmidt, K. 2003a, *IAUC* 8088 (p. 41 et 42)
- Hannikainen, D. C., Vilhu, O., Rodriguez, J., Brandt, S., Westergaard, N. J. et al. 2003b, *A&A* **411**, L415 (p. 85)
- Hannikainen, D., Rodriguez, J., Cabanac, C., Lund, N., Vilhu, O. et al. 2004, *A&A* **423**, L17 (p. 42)
- Hannikainen, D., Rawlings, M. G., Muhli, P., Vilhu, O., Schultz, J. et al. 2007, *MNRAS* **380**, 665 (p. 42)

- Harlaftis, E. T. & Greiner, J. 2004, *A&A* **414**, L13 (p. 82 et 83)
- Hickox, R. C., Narayan, R. & Kallman, T. R. 2004a, *ApJ* **614**, 881 (p. 9)
- Hickox, R. C., Narayan, R. & Kallman, T. R. 2004b, *ApJ* **614**, 881 (p. 51 et 52)
- Hjellming, R. M. & Wade, C. M. 1971a, *BAAS* **3**, 21 (p. 79)
- Hjellming, R. M. & Wade, C. M. 1971b, *ApJ* **168**, L21 (p. 79)
- Hjellming, R. M. & Johnston, K. J. 1988, *ApJ* **328**, 600 (p. 88 et 101)
- Homan, J. & Belloni, T. 2005, *Ap&SS* **300**, 107 (p. 13, 16, 17, 23, 60, 65, 104 et 110)
- Homan, J., Buxton, M., Markoff, S., Bailyn, C. D., Nespoli, E. et al. 2005, *ApJ* **624**, 295 (p. 108)
- Horák, J. 2008, *A&A* **486**, 1 (p. 25)
- Howarth, I. D. & Prinja, R. K. 1989, *ApJS* **69**, 527 (p. 49)
- Ichimaru, S. 1977, *ApJ* **214**, 840 (p. 116)
- In't Zand, J., Jonker, P., Nelemans, G., Steeghs, D. & O'Brien, K. 2006, *A&A* **448**, 1101 (p. 46)
- Jackson, J. D. 1975, *Classical electrodynamics*, New York : Wiley (p. 130)
- Jahoda, K., Swank, J. H., Giles, A. B., Stark, M. J., Strohmayer, T. et al. 1996, *Proc. SPIE* **2808**, 59 (p. 28)
- Joinet, A., Jourdain, E., Malzac, J., Roques, J. P., Corbel, S. et al. 2007, *ApJ* **657**, 400 (p. 108)
- Kaiser, C. R., Sunyaev, R. & Spruit, H. C. 2000, *A&A* **356**, 975 (p. 88)
- Kaluzienski, L. J. & Holt, S. S. 1977, *IAU Circ.* **3099**, 3 (p. 58)
- Kato, S. 2008a, *PASJ* **60**, 889 (p. 66)
- Kato, S. 2008b, *PASJ* **60**, 111 (p. 25)
- King, A. R. & Ritter, H. 1998, *MNRAS* **293**, L42 (p. 22, 70, 71 et 73)
- Klein-Wolt, M., Fender, R. P., Pooley, G. G., Belloni, T., Migliari, S. et al. 2002, *MNRAS* **331**, 745 (p. 85, 87, 94, 98 et 101)
- Kong, A. K. H., Charles, P. A., Kuulkers, E. & Kitamoto, S. 2002, *MNRAS* **329**, 588 (p. 64 et 108)
- Körding, E. G., Fender, R. P. & Migliari, S. 2006, *MNRAS* **369**, 1451 (p. 114)
- Kotze, M. M. & Charles, P. A. 2010, *MNRAS* **402**, L16 (p. 20)
- Kuulkers, E., Shaw, S. E., Paizis, A., Chenevez, J., Brandt, S. et al. 2007, *A&A* **466**, 595 (p. 58)
- Kuulkers, E., Brandt, S., Budtz-Jorgensen, C., Chenevez, J., Shaw, S. et al. 2008, *Atel* **1739**, 1 (p. 58)

- Labanti, C., Cocco, G. D., Ferro, G., Gianotti, F., Mauri, A. et al. 2003, *A&A* **411**, L149 (p. 30)
- Lasota, J.-P. 2001, *New Astronomy Reviews* **45**, 449 (p. 20, 22, 61 et 64)
- Lebrun, F., Leray, J. P., Lavocat, P., Crétolle, J., Arquès, M. et al. 2003, *A&A* **411**, L141 (p. 30)
- Levine, A. M., Bradt, H., Cui, W., Jernigan, J. G., Morgan, E. H. et al. 1996, *ApJ* **469**, L33 (p. 28)
- Levine, A. M., Rappaport, S., Remillard, R. & Savcheva, A. 2004, *ApJ* **617**, 134 (p. 47)
- Levine, A. M., Swank, J. H., Lin, D. & Remillard, R. A. 2005, *Atel* **578**, 1 (p. 59)
- Li, L.-X. & Narayan, R. 2004, *ApJ* **601**, 414 (p. 25)
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J. & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *A&A* **455**, 1165 (p. 7 et 8)
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J. & van den Heuvel, E. P. J. 2007, *A&A* **469**, 807 (p. 7 et 11)
- Lovelace, R. V. E. & Hohlfeld, R. G. 1978, *ApJ* **221**, 51 (p. 147)
- Lund, N., Budtz-Jørgensen, C., Westergaard, N. J., Brandt, S., Rasmussen, I. L. et al. 2003, *A&A* **411**, L231 (p. 29)
- Malzac, J., Merloni, A. & Fabian, A. C. 2004, *MNRAS* **351**, 253 (p. 101)
- Malzac, J., Petrucci, P. O., Jourdain, E., Bel, M. C., Sizun, P. et al. 2006, *A&A* **448**, 1125 (p. 110)
- Markoff, S., Nowak, M. A. & Wilms, J. 2005, *ApJ* **635**, 1203 (p. 16)
- Markova, N., Puls, J., Scuderi, S. & Markov, H. 2005, *A&A* **440**, 1133 (p. 54)
- Mas-Hesse, J. M., Giménez, A., Culhane, J. L., Jamar, C., McBreen, B. et al. 2003, *A&A* **411**, L261 (p. 29)
- McClintock, J. E. & Remillard, R. A. 2006, *Compact stellar X-ray sources*, p. 157, W. Lewin & M. van der Klis, Cambridge Astrophysics Series (p. 11, 16, 18, 22, 24, 62 et 106)
- McClintock, J. E., Remillard, R. A., Rupen, M. P., Torres, M. A. P., Steeghs, D. et al. 2009, *ApJ* **698**, 1398 (p. 58, 61, 62, 68 et 117)
- Meier, D. L. 2001, *ApJ* **548**, L9 (p. 87)
- Merloni, A. 2003, *MNRAS* **341**, 1051 (p. 114)
- Meyer-Hofmeister, E. 2004, *A&A* **423**, 321 (p. 62)
- Migliari, S. & Belloni, T. 2003, *A&A* **404**, 283 (p. 100)
- Migliari, S. & Fender, R. P. 2006, *MNRAS* **366**, 79 (p. 114 et 116)
- Mikles, V. J., Varniere, P., Eikenberry, S. S., Rodriguez, J. & Rothstein, D. 2009, *ApJ* **694**, L132 (p. 124 et 128)

- Miller-Jones, J. C. A., Sivakoff, G. R., Altamirano, D., Tudose, V., Migliari, S. et al. 2010, *ApJ* **716**, L109 (p. 62)
- Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J. & Lebrun, F. 1992, *Nature* **358**, 215 (p. 10 et 86)
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature* **371**, 46 (p. 79, 83 et 86)
- Mirabel, I. F., Dhawan, V., Chaty, S., Rodriguez, L. F., Marti, J. et al. 1998, *A&A* **330**, L9 (p. 86, 87, 92 et 101)
- Mirabel, I. F. 2006, *Science* **312**, 1759 (p. 8)
- Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., Makishima, K., Matsuoka, M. et al. 1984, *PASJ* **36**, 741 (p. 14)
- Motta, S., Belloni, T. & Homan, J. 2009, *MNRAS* **400**, 1603 (p. 108 et 110)
- Narayan, R., Garcia, M. R. & McClintock, J. E. 2002, *Proceedings of the MGIXMM Meeting held at The University of Rome "La Sapienza"* p. 405 (p. 11)
- Narayan, R. & McClintock, J. E. 2005, *ApJ* **623**, 1017 (p. 147)
- Nespoli, E., Fabregat, J. & Mennickent, R. 2007, *Atel* 983 (p. 42)
- Noble, S. C., Krolik, J. H. & Hawley, J. F. 2009, *ApJ* **692**, 411 (p. 73)
- Norman, M. L., Wilson, J. R. & Barton, R. T. 1980, *ApJ* **239**, 968 (p. 135)
- Novikov, I. D. & Thorne, K. S. 1973, *Black holes (Les astres occlus)*, p. 343, Gordon And Breach (p. 73)
- Nowak, M. A. & Wagoner, R. V. 1995, *MNRAS* **274**, 37 (p. 62)
- Oskinova, L. M., Hamann, W.-R. & Feldmeier, A. 2007, *A&A* **476**, 1331 (p. 55)
- Ozel, F., Psaltis, D., Narayan, R. & McClintock, J. E. 2010, *eprint arXiv* **1006**, 2834, submitted to *ApJ* (p. 11 et 106)
- Pooley, G. G. & Fender, R. P. 1997, *MNRAS* **292**, 925 (p. 87, 88 et 92)
- Pottschmidt, K., Wilms, J., Nowak, M. A., Pooley, G. G., Gleissner, T. et al. 2003, *A&A* **407**, 1039 (p. 10)
- Poutanen, J., Krolik, J. H. & Ryde, F. 1997, *MNRAS* **292**, L21 (p. 15 et 66)
- Prat, L., Rodriguez, J. & Cadolle Bel, M. 2008a, *Atel* 1745 (p. 58)
- Prat, L., Rodriguez, J., Cadolle Bel, M., Kuulkers, E., Tomsick, J. A. et al. 2008b, *Atel* 1808 (p. 58)
- Prat, L., Rodriguez, J., Hannikainen, D. C. & Shaw, S. E. 2008c, *MNRAS* **389**, 301 (p. 43 et 47)
- Prat, L., Rodriguez, J., Cadolle Bel, M., Kuulkers, E., Hanke, M. et al. 2009, *A&A* **494**, L21 (p. 58, 61, 65, 67, 73, 113 et 115)

- Prat, L., Rodriguez, J. & Pooley, G. G. 2010, *ApJ* **717**, 1222 (p. 88, 90, 91, 92 et 99)
- Psaltis, D., Belloni, T. & van der Klis, M. 1999, *ApJ* **520**, 262 (p. 23)
- Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., Pauldrach, A. W. A., Haser, S. M. et al. 1996, *A&A* **305**, 171 (p. 48)
- Raymond, J. C. & Smith, B. W. 1977, *ApJS* **35**, 419 (p. 44)
- Remillard, R. A. & McClintock, J. E. 2006, *ARA&A* **44**, 49 (p. 82)
- Revnivtsev, M. 2003, *A&A* **410**, 865 (p. 58)
- Revnivtsev, M., Sazonov, S., Gilfanov, M., Churazov, E. & Sunyaev, R. 2006, *A&A* **452**, 169 (p. 39 et 44)
- Rhoades, C. E. & Ruffini, R. 1974, *Phys. Rev. Letters* **32**, 324 (p. 11)
- Roche, E. 1849, *Mémoires de la section des sciences, Académie des sciences et lettres de Montpellier* **1**, p. 243 (p. 11)
- Rodriguez, J., Varnière, P., Tagger, M. & Durouchoux, P. 2002, *A&A* **387**, 487 (p. 65 et 124)
- Rodriguez, J., Corbel, S. & Tomsick, J. A. 2003, *ApJ* **595**, 1032 (p. 105)
- Rodriguez, J., Corbel, S., Hannikainen, D. C., Belloni, T., Paizis, A. et al. 2004, *ApJ* **615**, 416 (p. 128)
- Rodriguez, J., Cabanac, C., Hannikainen, D., Beckmann, V., Shaw, S. et al. 2005, *A&A* **432**, L17 (p. 42)
- Rodriguez, J., Bodaghee, A., Kaaret, P., Tomsick, J. A., Kuulkers, E. et al. 2006, *MNRAS* **366**, 274 (p. 51)
- Rodriguez, J., Hannikainen, D. C., Shaw, S. E., Pooley, G., Corbel, S. et al. 2008a, *ApJ* **675**, 1436 (p. 23, 42, 94 et 101)
- Rodriguez, J., Shaw, S. E., Hannikainen, D. C., Belloni, T., Corbel, S. et al. 2008b, *ApJ* **675**, 1449 (p. 42, 100, 105, 128 et 129)
- Rodriguez, L. F., Gerard, E., Mirabel, I. F., Gomez, Y. & Velazquez, A. 1995, *ApJS* **101**, 173 (p. 86)
- Rodríguez, L. F. & Mirabel, I. F. 1999, *ApJ* **511**, 398 (p. 86)
- Romani, R. W. 1998, *A&A* **333**, 583 (p. 19)
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics*, p. 395, New York, Wiley-Interscience (p. 106 et 116)
- Schnittman, J. D. & Bertschinger, E. 2004, *ApJ* **606**, 1098 (p. 25 et 66)
- Shahbaz, T., Charles, P. A. & King, A. R. 1998, *MNRAS* **301**, 382 (p. 72)
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A* **24**, 337 (p. 14, 20, 62, 116 et 133)

- Shaposhnikov, N. & Titarchuk, L. 2006, *ApJ* **643**, 1098 (p. 66)
- Shaposhnikov, N. & Titarchuk, L. 2009, *ApJ* **699**, 453 (p. 61, 65 et 106)
- Sobczak, G. J., McClintock, J. E., Remillard, R. A., Cui, W., Levine, A. M. et al. 2000, *ApJ* **531**, 537 (p. 65)
- Spencer, R. E. 1979, *Nature* **282**, 483 (p. 16 et 79)
- Srámková, E., Torkelsson, U. & Abramowicz, M. A. 2007, *A&A* **467**, 641 (p. 25)
- Stehle, R. & Spruit, H. C. 1999, *MNRAS* **304**, 674 (p. 131, 133, 135, 137 et 139)
- Stone, J. M. & Norman, M. L. 1992a, *ApJS* **80**, 753 (p. 135)
- Strohmayer, T. E. 2001a, *ApJ* **552**, L49 (p. 24)
- Strohmayer, T. E. 2001b, *ApJ* **554**, L169 (p. 24)
- Sturner, S. J. & Shrader, C. R. 2005, *ApJ* **625**, 923 (p. 62 et 63)
- Sunyaev, R. A. 1973, *Soviet Astronomy* **16**, 941 (p. 23)
- Sunyaev, R. A. & Truemper, J. 1979, *Nature* **279**, 506 (p. 15)
- Sunyaev, R. A. & Titarchuk, L. G. 1980, *A&A* **86**, 121 (p. 15)
- Sunyaev, R. A., Kaniovsky, A. S., Borozdin, K. N., Efremov, V. V., Aref'ev, V. A. et al. 1993, *A&A* **280**, L1 (p. 62)
- Swank, J. H. 1999, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **69**, 12 (p. 27 et 28)
- Tagger, M., Henriksen, R. N., Sygnet, J. F. & Pellat, R. 1990, *ApJ* **353**, 654 (p. 25)
- Tagger, M., Pellat, R. & Coroniti, F. V. 1992, *ApJ* **393**, 708 (p. 126)
- Tagger, M. & Pellat, R. 1999, *A&A* **349**, 1003 (p. 25, 66, 102, 124, 126 et 127)
- Tagger, M., Varnière, P., Rodriguez, J. & Pellat, R. 2004, *ApJ* **607**, 410 (p. 102 et 126)
- Tagger, M. & Varnière, P. 2006, *ApJ* **652**, 1457 (p. 147)
- Takata, J., Shibata, S., Hirokuni, K. & Chang, H.-K. 2006, *MNRAS* **366**, 1310 (p. 9 et 42)
- Tauris, T. M. & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *Compact stellar X-ray sources*, p. 623, W. Lewin & M. van der Klis, Cambridge Astrophysics Series (p. 18 et 19)
- Tingay, S. J., Jauncey, D. L., Preston, R. A., Reynolds, J. E., Meier, D. L. et al. 1995, *Nature* **374**, 141 (p. 79)
- Titarchuk, L. 1994, *ApJ* **434**, 570 (p. 53, 67 et 106)
- Titarchuk, L. & Fiorito, R. 2004, *ApJ* **612**, 988 (p. 66)
- Ubertini, P., Lebrun, F., Cocco, G. D., Bazzano, A., Bird, A. J. et al. 2003, *A&A* **411**, L131 (p. 29)

- Valinia, A. & Marshall, F. E. 1998, *ApJ* **505**, 134 (p. 40 et 44)
- van den Heuvel, E. P. J. 1983, *Accretion-driven stellar X-ray sources*, p. 303, Cambridge and New York (p. 18)
- van der Klis, M. 2006, *Compact stellar X-ray sources*, p. 39, W. Lewin & M. van der Klis, Cambridge Astrophysics Series (p. 23 et 24)
- van der Laan, H. 1966, *Nature* **211**, 1131 (p. 88, 89, 99 et 101)
- van Paradijs, J. 1996, *ApJ* **464**, L139 (p. 70)
- Varnière, P. & Tagger, M. 2002, *A&A* **394**, 329 (p. 123 et 127)
- Varnière, P., Rodriguez, J. & Tagger, M. 2002, *A&A* **387**, 497 (p. 127 et 128)
- Varnière, P., Muno, M., Tagger, M. & Frank, A. 2003, *SF2A-2003 : Semaine de l'Astrophysique Française* p. 453 (p. 124, 144 et 148)
- Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., Mandrou, P., Lichti, G. G. et al. 2003, *A&A* **411**, L63 (p. 29)
- Verbunt, F. & van den Heuvel, E. P. J. 1995, *X-ray binaries*, p. 457, Cambridge Astrophysics (p. 18)
- Vignarca, F., Migliari, S., Belloni, T., Psaltis, D. & van der Klis, M. 2003, *A&A* **397**, 729 (p. 65)
- Walter, R. & Zurita Heras, J. 2007, *A&A* **476**, 335 (p. 55)
- Watson, M. G., Schröder, A. C., Fyfe, D., Page, C. G., Lamer, G. et al. 2009, *A&A* **493**, 339 (p. 1)
- Wen, L., Levine, A. M., Corbet, R. H. D. & Bradt, H. 2006, *ApJS* **163**, 372 (p. 42 et 44)
- White, N. E. & Marshall, F. E. 1984, *ApJ* **281**, 354 (p. 58)
- Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Cocco, G. D., Gehrels, N., Giménez, A. et al. 2003, *A&A* **411**, L1 (p. 29 et 30)
- Wood, K. S., Titarchuk, L., Ray, P. S., Wolff, M. T., Lovellette, M. N. et al. 2001, *ApJ* **563**, 246 (p. 63)
- Wu, Y. X., Yu, W., Yan, Z., Sun, L. & Li, T. P. 2010, *A&A* **512**, 32 (p. 19 et 64)
- Yungelson, L. R., Lasota, J.-P., Nelemans, G., Dubus, G., van den Heuvel, E. P. J. et al. 2006, *A&A* **454**, 559 (p. 19)
- Zdziarski, A. A. & Gierliński, M. 2004, *Progress Theor. Phys. Suppl.* **155**, 99 (p. 62)
- Zurita Heras, J. A. & Walter, R. 2009, *A&A* **494**, 1013 (p. 51)
- Zurita Heras, J. A., Chaty, S., Cadolle Bel, M. & Prat, L. 2010, *MNRAS*, soumis (p. 72)