Approche multi-diagnostique des émissions de haute énergie des microquasars à trous noirs

Floriane Cangemi

▶ **To cite this version:**

Floriane Cangemi. Approche multi-diagnostique des émissions de haute énergie des microquasars à trous noirs. Astrophysique [astro-ph]. Université de Paris / Université Paris Diderot (Paris 7), 2020. Français. NNT : . tel-03114988v2

HAL Id: tel-03114988

https://theses.hal.science/tel-03114988v2

Submitted on 22 Jan 2021 (v2), last revised 4 May 2021 (v4)

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

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

Université de Paris

Université de Paris

École doctorale n° 127 : Astronomie & Astrophysique

Laboratoire Astrophysique Instrumentation Modélisation (AIM)

Approche multi-diagnostique des émissions de haute énergie des microquasars à trous noirs

FLORIANE CANGEMI

Thèse de doctorat d'Astrophysique

dirigée et encadrée par JÉROME RODRIGUEZ

présentée et soutenue le 16 Octobre 2020

Membre du jury		
Frédéric Daigne,	Professeur, Institut d'Astrophysique de Paris	Président du Jury
Jérôme Rodriguez,	Ingénieur-chercheur, CEA	Directeur de thèse
Christan Motch,	Directeur de recherche, OAS	Rapporteur
Natalie Webb,	Astronome, IRAP	Rapporteur
Melania Del Santo,	Chargée de recherche, INAF	Examinateur
Guillaume Dubus,	Directeur de recherche, IPAG	Examinateur
Jöern Wilms,	Professeur, Observatoire Dr. Karl Remeis	Examinateur
Philippe Laurent,	Ingénieur-chercheur, CEA	Co-encadrant et invité

Except where otherwise noted, this is work licensed under
https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/

Résumé

Dans l'Univers, les processus d'accrétion-éjection font partie des mécanismes observables à toutes les échelles de taille et de longueur d'onde ; depuis la formation d'une étoile, jusqu'aux noyaux actifs de galaxies. Les temps typiques mis en jeu sont également très différents ; quelques secondes pour les sursauts γ alors que les échelles temporelles de formations stellaires sont plutôt de l'ordre de plusieurs millions d'années. Dans notre galaxie, les trous noirs accrétants de masse stellaire, communément appelés *microquasars*, présentent l'avantage d'évoluer sur des échelles de temps commensurables avec des temps caractéristiques pour l'Homme : de la journée à quelques semaines.

Le lien entre l'accrétion et l'éjection est cependant mal compris. Ce sont ces mécanismes et leur étroite connexion qui sont in fine visés par mes travaux de thèse. Dans la première partie, je m'attache à étudier les changements spectro-temporels observés lors de la phase active de ces sources. Je compare les variabilités temporelles rapides observées durant quatre éruptions de GX 339–4 aux paramètres physiques d'un modèle d'accrétion-éjection. Dans ce modèle, l'évolution spectrale de la source est engendrée par l'interaction entre deux flots d'accrétion : une partie externe abritant un disque d'accrétion standard, tandis que la partie interne est responsable du déclenchement de puissantes éjections. Je mets en évidence le lien entre ces variabilités rapides et le rayon de transition entre les deux flots d'accrétion.

Dans une seconde partie, j'utilise le satellite *INTEGRAL*, qui me permet de sonder le comportement de ces sources à plus haute énergie, typiquement entre 100 keV et 1000 keV. Ici, je recherche la signature d'une émission non-thermique à haute énergie dans plusieurs sources présentant des comportements spectraux bien différents. Cette émission est, à l'heure actuelle, mal contrainte et son origine largement débattue. Je détecte et caractérise cette composante dans plusieurs sources et, pour certaines d'entre-elles, dans plusieurs états spectraux.

Je présente ensuite les résultats d'une étude polarimétrique effectuée sur ces mêmes sources. La polarisation provenant de cette émission apporte des informations cruciales et déterminantes sur le mécanisme d'émission de cette composante à haute énergie. Je discute enfin de l'implication de ces résultats et des potentielles origines de cette émission tout en comparant les propriétés des différentes sources étudiées.

Mots-clés : Systèmes binaires X – Trous noirs – Microquasars – Émission non-thermique

Abstract

Accretion-ejection phenomena are seen across the whole Universe, in all wavelenghts and size scales; from the formation of young stars, to active galactic nuclei. Typical timescales are also very different; a few seconds for γ-ray bursts to several billion years for stellar formation. In our galaxy, accreting black holes, usually called *microquasars*, have the advantage of evolving on human timescales: from one day to several weeks.

However, the link between accretion and ejection is misundurstanding. The connection between these mechanisms is the aim of my thesis work. In the first part, I study the spectro-temporal changes observed during outbursts. I compare the fast temporal variabilities observed during four outbursts of GX 339–4 to physical parameters from an accretion-ejection model. In this model, the spectral evolution is due to an interplay between two accretion flows: a standard accretion disk in the outer parts and a jet-emitting disk in the inner parts. I highlight the link between the observed variability and the transitional radius between the two accretion flows.

In the second part, I use the *INTEGRAL* satellite which is an ideal instrument to probe the behaviour of these sources at higher energies, typically between 100 keV and 1000 keV. Here, I research a non-thermal emission signature for several sources which have very distinct spectral behaviour. This emission is, hitherto, unconstrained and its origin is widely debated. I detect and characterize this component for several sources and spectral states.

I then present results of a polarimetric study performed on the same sources. Polarization from this emission brings crucial and decisive insights into the emission mechanism from this component. I finally discuss about the implication of these results and the potential origin of this emission while comparing properties of the different sources.

Key-words: X-ray binary – Black holes – Microquasars – Non-thermal emission

TABLE DES MATIÈRES

Acronymes et Notations v

Constantes Physiques & Astrophysiques vii

Liste des Figures ix

Liste des tableaux xi

Remerciements xiii

Avant-propos 1

I Présentation des systèmes binaires X et de l'observatoire *INTEGRAL* 5

1 Introduction aux systèmes binaires X 7
1.1 Les objets compacts . . . 7
1.1.1 Mort d'une étoile et naissance d'un objet compact . . . 7
1.1.2 La compacité . . . 7
1.1.3 Efficacité de l'accrétion sur un objet compact . . . 8
1.1.4 La luminosité d'Eddington . . . 9
1.2 Accrétion et éjection dans un système binaire X . . . 10
1.2.1 Mécanismes d'accrétion . . . 10
1.2.2 Formation d'un disque d'accrétion . . . 12
1.2.3 Formation de jets . . . 14
1.3 Les microquasars à trous noirs . . . 16
1.3.1 Découverte . . . 16
1.3.2 Anatomie . . . 17
1.3.3 Population . . . 19

2 Propriétés spectrales et temporelles d'un microquasar en éruption 21
2.1 Phase éruptive . . . 21
2.1.1 Deux types de sources . . . 21
2.1.2 Modèle d'Instabilité du Disque d'accrétion . . . 22
2.2 Variabilités spectrales au cours de l'éruption . . . 24
2.2.1 Les états spectraux . . . 24
2.2.2 Le Diagramme Intensité Dureté . . . 26
2.3 Variabilités temporelles au cours de l'éruption . . . 27
2.3.1 Spectre de puissance . . . 27
2.3.2 QPOs de basse fréquence . . . 29
2.3.3 Modèles d'émissions des QPOs . . . 32
2.4 Observations multi-longueurs d'onde . . . 33
2.4.1 Émission des jets, radio/infrarouge/optique . . . 34
2.4.2 L'émission au delà des X . . . 35

3 L'observatoire *INTEGRAL* 37
3.1 Présentation d'*INTEGRAL* et de ses instruments . . . 37
3.1.1 Description générale . . . 38
3.1.2 L'instrument IBIS . . . 40
3.1.3 L'orbite d'*INTEGRAL* . . . 42
3.2 Le *mode Compton* d'IBIS . . . 44
3.2.1 Principe de fonctionnement du mode Compton . . . 44
3.2.2 Analyse avec le mode Compton . . . 45

II Accrétion-éjection dans les microquasars à trous noirs 49

4 Éruption d'un microquasar : exemple concret de MAXI J1348–630 51
4.1 Observations de MAXI J1348–630 . . . 51
4.1.1 Objectifs et critères de déclenchement . . . 51
4.1.2 Évolution temporelle générale . . . 52
4.1.3 Le Diagramme Intensité Dureté . . . 53
4.2 Variabilité spectrale de la source . . . 54
4.2.1 État dur VS état mou . . . 54
4.2.2 Évolution des paramètres spectraux . . . 56
4.2.3 Détection d'une composante additionnelle à haute énergie ? . . . 59
4.3 Variabilité temporelle de la source . . . 60
4.3.1 Extraction des spectres de puissance . . . 60
4.3.2 Évolution des propriétés temporelles . . . 61
4.4 Conclusion . . . 62

5 Étude temporelle de GX 339–4 dans le cadre d'un modèle d'accrétion-éjection 65
5.1 Présentation de GX 339–4 et du modèle JED-SAD . . . 65
5.1.1 GX 339–4 : l'archétype des microquasars . . . 65
5.1.2 Les bases du modèle JED-SAD . . . 67
5.2 Observations et méthodes d'analyse temporelle . . . 70
5.2.1 Courbes de lumière . . . 70
5.2.2 Spectres de puissance . . . 70
5.2.3 Méthode de détection des QPOs . . . 72
5.3 Implication des QPOs dans le cadre du modèle . . . 78
5.3.1 Co-évolution de la fréquence du QPO et de la fréquence képlerienne . . . 78
5.3.2 Corrélation avec la fréquence képlerienne . . . 79
5.3.3 Corrélation avec le rayon de transition . . . 81
5.4 Conclusion . . . 82

III Étude de l'émission de haute énergie dans les microquasars 107

6 La typique Cygnus X–1 109
6.1 Présentation de la source . . . 110
6.1.1 Principales caractéristiques . . . 110
6.1.2 Le HID de Cygnus X-1 . . . 111
6.1.3 La queue de haute énergie observée dans Cygnus X-1 . . . 112
6.2 Cygnus X-1 : 15 ans d'observations *INTEGRAL* . . . 114
6.2.1 Courbes de lumière avec des moniteurs X . . . 114
6.2.2 Courbes de lumière *INTEGRAL* . . . 114
6.3 La classification en deux états . . . 115

6.3.1 Principe de la méthode . . . 115
6.3.2 Application aux données *INTEGRAL* . . . 119
6.4 Analyse spectrale des états dur et mou . . . 120
6.4.1 Extraction des spectres . . . 120
6.4.2 Stratégie et principe de l'analyse spectrale . . . 122
6.4.3 Détection de la queue de haut énergie . . . 122
6.4.4 Approche semi-physique . . . 124
6.4.5 Introduction aux modèles de couronne hybride . . . 127
6.4.6 Résultats de la modélisation avec une couronne hybride . . . 128
6.5 Discussion des résultats . . . 131
6.5.1 Résumé des résultats . . . 131
6.5.2 Interprétation sur l'origine de la queue . . . 131

7 L'atypique Cygnus X–3 **147**
7.1 Présentation de la source . . . 148
7.1.1 Principales caractéristiques . . . 148
7.1.2 Le HID de Cygnus X–3 . . . 149
7.2 Observations de Cygnus X–3 . . . 150
7.2.1 Courbes de lumière avec des moniteurs X . . . 150
7.2.2 Courbes de lumière *INTEGRAL*/IBIS et *RXTE*/PCA . . . 151
7.3 La méthode de classification en états . . . 152
7.3.1 Première tentative avec les données IBIS . . . 152
7.3.2 L'ajout des données JEM-X . . . 153
7.4 Analyse spectrale de Cygnus X–3 . . . 156
7.4.1 Extraction des spectres SPI . . . 156
7.4.2 Détection de la queue de haute énergie . . . 158
7.4.3 Variation de la queue en fonction de la position de Cyg X–3 sur son orbite . . . 161
7.4.4 Modélisation par une couronne hybride . . . 163
7.5 Conclusion . . . 167
7.5.1 Résumé des résultats obtenus . . . 167
7.5.2 Discussion sur l'origine de l'émission à haute énergie . . . 167

8 Exploration de l'aspect polarimétrique **185**
8.1 Mesure de la polarisation avec le mode Compton . . . 186
8.1.1 Fonctionnement d'un polarimètre Compton . . . 186
8.1.2 Mesure de la distribution des photons . . . 186
8.2 Application à Cygnus X–1 . . . 187
8.2.1 État dur . . . 188
8.2.2 État mou . . . 189
8.3 Application aux autres sources étudiées . . . 193
8.3.1 MAXI J1348–630 . . . 193
8.3.2 GX 339–4 . . . 195
8.4 Conclusion . . . 197
8.4.1 Résumé des résultats . . . 197
8.4.2 Origine de l'émission détectée . . . 197

Conclusion générale et perspectives **199**

Bibliographie **205**

A Analyse de données de télescopes X **221**
A.1 L'analyse des données IBIS . . . 221
A.1.1 Reconstruction de l'image . . . 222
A.1.2 Extraction spectrale . . . 224
A.1.3 Analyse temporelle . . . 225
A.2 L'analyse des données *RXTE*/PCA . . . 226
A.2.1 Présentation de *RXTE* et de ses instruments . . . 226
A.2.2 Analyse des données de PCA . . . 226

B The Astronomer's Telegram Publications **229**
B.1 Reduction of the rate of flux increase during recent *INTEGRAL* hard state observations of the new transient black hole candidate MAXI J1348–630 . . . 229
B.2 *INTEGRAL* sees the ongoing spectral transition of the black hole candidate MAXI J1348–630 . . . 230

C Article de recherches **231**

ACRONYMES ET NOTATIONS

AEI	Accretion-Ejection Instability	*Instabilité accrétion-éjection*
AGN	Active Galactiv Nuclei	*Noyaux actifs de galaxie*
ARF	Ancillary Response File	*Réponse auxilliaire*
ASM	All Sky Monitor	
BAT	Burst Alert Telescope	
CCD	Charge Coupled Device	
CENBOL	Centrifugal Pressure Supported Boundary Layer	
CGRO	Compton Gamma Ray Observatory	
COMPTEL	COMpton TELescope	
CTA	Cherenkov Telescope Array	
DIM	Disk Intability Model	*Modèle d'instabilité du disque*
ESA	European Space Agency	*Agence spatiale européenne*
ESTEC	European Space Research and Tecnology Center	*Centre de Recherche et Technologiee Spatial Européen*
EXOSAT	European X-ray Observatory SATellite	
eXTP	enhanced X-ray Timing and Polarimetry	
FHXR	Flaring Hard X-Ray	
FIM	Flaring InterMediate	
FITS	Flexible Image Transport System	
FSXR	Flaring Soft X-Ray	
GSC	Gas Slit Camera	
HEXTE	High Energy X-ray Timing Experiment	
HFQPO	High Frequency Quasi Periodic Oscillation	*Oscillation quasi-périodique de haute fréquence*
HID	Hardness Intensity Diagram	*Diagramme Intensité Dureté*
HMXB	High Mass X-ray Binary	*Système binaire X de forte masse*
INTEGRAL	INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory	
IBIS	Imager on-Board the *INTEGRAL* Satellite	
IDL	Interactive Data Language	
IPAG	Institut de Planétologie de Grenoble	
ISCO	Innermost Circular Orbit	*Dernière orbite stable*
ISDC	INTEGRAL Science Data Center	
ISGRI	*INTEGRAL* Soft Gamma-Ray Imager	
ISS	International Space Station	*Station spatiale internationale*
IXPE	Imaging X-ray Polarimetry Explorer	
JED	Jet Emitting Disk	
JEM-X	Joint European X-Ray Monitor	
LAT	Large Area Telescope	
LFQPO	Low Frequency Quasi Periodic Oscillation	*Oscillation quasi-périodique de basse fréquence*
LMXB	Low Mass X-ray Binary	*Système binaire X de faible masse*
LOS	Loi sur les Opérations Spatiales	
MAGIC	Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes	
MAXI	Monitor of All-sky Image	
MJD	Modified Julian Day	

MOC	Mission Operation Center	
MRI	Magnetic Rotationnal Instability	*Instabilité magnéto-rotationnelle*
MURA	Modified Uniformly Redundant Array	
NuSTAR	Nuclear SPectroscopic Telescope ARray	
NASA	National Aeronautics and Space Administration	
OMC	Optical Monitoring Camera	
OSA	Off-Line Scientific Analysis	
ObsID	Observation ID	
PCA	Proporionnal Counter Array	
PCU	Proporionnal Counter Unit	
PICsIT	Pixellated Cesium-Iodid Telescope	
PIF	Pixel Illumination Factor	
QPO	Quasi-Periodic Oscillations	*Oscillation quasi-periodique*
RXTE	Rossi X-Ray Timing Explorer	
RMF	Response Matrix File	*Matrice de réponse*
SAA	Sud-atlantic Anomaly	*Anomalie sud-atlantique*
SAD	Standard Accretion Disc	*Disque d'accretion standard*
ScW	Science Window	
SHERPAS	Phénomènes à Haute Énergies et Plasmas Astrophysiques	
SPI	Spectrometer on *INTEGRAL*	
SPIDAI	SPI Data Analysis Interface	
SVOM	Space-based multi-band astronomical Variable Objects Monitor	
ToO	Target of Opportunity	*Cible d'opportunité*
VLBA	Very Long Baseline Array	
VLA	Very Large Array	

CONSTANTES PHYSIQUES & ASTROPHYSIQUES

Les valeurs des constantes physiques et astrophysiques ainsi que les unités utilisées dans cette thèse sont indiquées ci-dessous.

Constante gravitationnelle	G	6.674×10^{-11}	$\mathrm{m^2.\ kg^{-1}.\ s^{-2}}$
Constante de Boltzmann	k	1.381×10^{-23}	$\mathrm{J.\ K^{-1}}$
Constante de Planck	σ	6.626×10^{-34}	J. s
Constante de Stefan-Boltzmann	σ	5.670×10^{-8}	$\mathrm{W.\ m^2.\ K^{-4}}$
Masse proton	m_p	$1.672\,62 \times 10^{-27}$	kg
Masse électron	m_e	9.109×10^{-31}	kg
Section efficace Thomson	σ_T	6.652×10^{-29}	$\mathrm{m^2}$
Vitesse de la lumière	c	299 792 458	$\mathrm{m.\ s^{-1}}$

Masse solaire	$M_\odot$	$1\,M_\odot = 1.989 \times 10^{-30}\,\mathrm{kg}$
Rayon solaire	$R_\odot$	$1\,R_\odot = 6.957 \times 10^{-8}\,\mathrm{m}$
Parsec	pc	$1\,\mathrm{pc} = 3.086 \times 10^{16}\,\mathrm{m}$

$1\ \mathrm{eV} = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19}\ \mathrm{J}$
$1\ \mathrm{erg} = 1 \times 10^{-7}\ \mathrm{J}$

LISTE DES FIGURES

1.1 Accrétion par débordement du lobe de Roche . . . 11
1.2 Spectre d'émission d'un disque d'accrétion . . . 14
1.3 Représentation spectrale d'un jet . . . 16
1.4 Observations de jets collimatés et éjections superluminiques . . . 17
1.5 Représentation artistique d'un microquasar . . . 17
1.6 Simulation de l'apparence d'un trou noir . . . 18
1.7 Vingt systèmes binaires X à trous noirs . . . 20

2.1 Courbe de lumière de MAXI J1535–571 . . . 22
2.2 Courbe de lumière de EXO 2030+375 . . . 22
2.3 Relation entre la température T et la densité de surface Σ . . . 23
2.4 Exemple de spectres d'état dur et mou . . . 25
2.5 Représentation schématique du Diagramme Intensité Dureté . . . 26
2.6 Exemple de spectre de puissance de GX 339–4 . . . 29
2.7 Exemple de spectres de puissance de trois types de LFQPOs . . . 30
2.8 Fréquence des QPOs en fonction du rayon interne du disque . . . 31
2.9 Les différents types de QPO observés pendant le cycle d'une éruption . . . 32
2.10 Corrélation X-radio . . . 34
2.11 Queue de haute énergie observée dans deux microquasars . . . 35

3.1 Le satellite *INTEGRAL* . . . 38
3.2 Masques codés des instruments à bord d'*INTEGRAL* . . . 39
3.3 Représentation des détecteurs ISGRI et PICsIT . . . 41
3.4 Orbites d'*INTEGRAL* . . . 43
3.5 Principe du fonctionnement d'un télescope Compton . . . 45
3.6 Comparaison de spectres IBIS et COMPTEL . . . 47
3.7 Spectres dur et mou avec la nouvelle méthode d'analyse . . . 48

4.1 Courbes de lumières MAXI J1348–630 . . . 53
4.2 HID de MAXI J1348–630 . . . 53
4.3 Évolution temporelle de la dureté de MAXI J1348–630 . . . 53
4.4 Spectres *INTEGRAL* de MAXI J1348–630 . . . 55
4.5 Évolution des paramètres du modèle phénoménologique . . . 57
4.6 Évolution des paramètres du modèle de Comptonisation . . . 58
4.7 Spectres ISGRI des états durs et mous de MAXI J1348–630 . . . 59
4.8 Différence de résolution fréquentielle entre de spectres de puissance . . . 61
4.9 Deux QPOs de MAXI J1348–630 détectés lors de son éruption . . . 61
4.10 Évolution temporelle des propriétés des QPOs de MAXI J1348–630 . . . 62

5.1 Suivi de quatre éruptions de GX 339–4 . . . 67
5.2 Représentation d'un disque hybride dans le modèle JED-SAD . . . 68
5.3 Pavage du HID de l'éruption de 2010 de GX 339–4 . . . 69
5.4 Courbes de lumières à long terme de GX 339–4 . . . 71
5.5 Logigramme de la procédure automatique de détection des QPOs . . . 73
5.6 QPOs détectés dans le HID de GX 339–4 . . . 75

5.7 Co-évolution de ν_{QPO} et de $\nu_K(r_J)$ . . . 78
5.8 Corrélation entre ν_{QPO} et la $\nu_K(r_J)$ . . . 79
5.9 Corrélation entre ν_{QPO} et $\nu_K(r_J)$ pour quatre éruptions . . . 80
5.10 Corrélation entre ν_{QPO} et r_J . . . 81

6.1 HID de Cyg X–1 . . . 111
6.2 Spectres COMPTEL des états dur et mou de Cyg X–1 . . . 112
6.3 Spectre dur de Cyg X–1 obtenu grâce au mode Compton . . . 112
6.4 Spectres SPI des états dur et mou de Cyg X–1 . . . 113
6.5 Spectre intermédiaire, dur et mou de Cyg X–1 . . . 113
6.6 Courbes de lumière des moniteurs X de Cyg X–1 . . . 114
6.7 Courbe de lumière *INTEGRAL* de Cyg X–1 . . . 115
6.8 Classification en états des moniteurs X . . . 117
6.9 Logigramme de l'algorithme de classement des ScWs . . . 118
6.10 Courbes de lumière de Cyg X–1 classées en états . . . 120
6.11 Spectres JEM-X, IBIS et SPI de Cyg X–1 . . . 121
6.12 $\Delta\chi^2$ obtenu en ajustant les données de SPI et IBIS OSA 10.2 . . . 122
6.13 Résultats des ajustements obtenus avec un modèle phénoménologique . . . 123
6.14 Résultats des ajustements obtenus avec un modèle de Comptonisation . . . 125
6.15 Résultats des ajustements en utilisant les modèles de couronne hybride . . . 129

7.1 HID de Cyg X–3 . . . 149
7.2 Corrélation Radio/X-mous de Cyg X–3 . . . 149
7.3 Courbes de lumière des moniteurs X de Cyg X–3 . . . 151
7.4 Courbes de lumière *INTEGRAL* et *RXTE* de Cyg X–3 . . . 152
7.5 Spectres de ScWs simultanées avec des pointées *RXTE* . . . 153
7.6 Relation entre l'indice de photon et la dureté . . . 153
7.7 HID PCA et JEM-X de Cyg X–3 . . . 154
7.8 HID PCA et JEM-X avec les séparations finales . . . 155
7.9 Courbe de lumière JEM-X de Cyg X–3 . . . 156
7.10 Spectres accumulés de Cyg X–3 . . . 158
7.11 Résidus observés dans les états quiescent et transition . . . 160
7.12 Résultat des ajustements en utilisant des modèlees phénoménologiques . . . 161
7.13 Phase orbitale de Cyg X–3 . . . 162
7.14 Rapport des taux de comptage . . . 162
7.15 Comparaison des spectres de l'état FIM de Cyg X–3 . . . 164
7.16 Résultats des ajustements avec un modèle de couronne hybride . . . 166
7.17 Spectre radio $\rightarrow$ X de l'état quiescent de Cyg X–3 . . . 168

8.1 Représentation de la géométrie de l'angle ϕ . . . 187
8.2 Polarigrammes des états dur et mou de Cyg X–1 . . . 191
8.3 Probabilités $P(a, \phi)$ de l'état dur de Cyg X–1 . . . 192
8.4 Probabilités $P(a, \phi)$ de l'état mou de Cyg X–1 . . . 192
8.5 Polarigrammes des états dur et mou de MAXI J1348–630 . . . 194
8.6 Probabilités $P(a, \phi)$ de l'état dur de MAXI J1348–630 . . . 195
8.7 Dureté et courbe de lumière de GX 339–4 . . . 196
8.8 Spectres d'états dur et mou de GX 339–4 . . . 196

A.1 Shadowgrams et cartes d'efficacité . . . 223
A.2 Exemple de mosaïque après déconvolution . . . 224

LISTE DES TABLEAUX

1.1 Grandeurs des caractéristiques de différents astres 8

5.1 Fiche d'identité de GX 339–4 66
5.2 Liste des QPOs détectés 75
5.3 Suite des QPOs détectés 76
5.4 Fin des QPOs détectés 77

6.1 Fiche d'identité de Cyg X–1 111
6.2 Critères de classification en états de Cyg X–1 119
6.3 Paramètres du modèle phénoménologique entre 3–400 keV et 3–2000 keV . . 124
6.4 Paramètres du modèle de Comptonisation entre 3 et 2000 keV 126
6.5 Paramètres du modèle de couronne hybride non-magnétisée 130
6.6 Paramètres du modèle de couronne hybride magnétisée 130

7.1 Fiche d'identité de Cyg X–3 149
7.2 Observations *RXTE*/PCA et *INTEGRAL* simultanées 152
7.3 Nombre de ScW pour chaque instrument 157
7.4 Paramètres des modèles phénoménologiques 160
7.5 Valeurs des indices de photon 163
7.6 Paramètres du modèle de couronne hybride non-magnétisée 165

8.1 Paramètres de polarisation des états dur et mou de Cyg X–1 189
8.2 Paramètres de polarisation des états dur et mou de MAXI J1348–630 193

A.1 Les différentes étapes de l'analyse de données IBIS 222

REMERCIEMENTS

ENFIN l'écriture des remerciements, ultime conclusion de ces trois dernières années ! Je vais bien sûr commencer par Jérôme. Je me souviens du jour où je suis venue la première fois dans ton bureau, encore étudiante en M2, stressée et à la recherche mon futur directeur de thèse. On peut dire que je suis vraiment bien tombée ! Alors déjà, merci de la confiance que tu m'as accordée ce jour là. Tu m'as énormément appris, la physique des trous noirs bien sûr mais pas que. Tu m'a enseigné à faire des présentations sans être, je cite « trop familière» et heureusement mon dieu que j'ai progressé sur cet aspect là (wesh). Merci également pour tout ces petits boosts de confiance en soi qui m'ont permis d'avancer dans mon travail, dans les moments où bon, madame la confiance n'était pas au rendez-vous. Merci pour tes conseils, toujours justes et sincères, et puis pour toutes les discussions qu'on a pu avoir, scientifiques mais également musicales. Pas tous les thésards ne peuvent se vanter d'avoir joué du AC/DC en concert avec leur directeur de thèse d'ailleurs ;). Voilà, encore merci pour tout et pour ton amitié surtout.

Merci ensuite à Philippe. À la base tu n'étais pas du tout censé encadrer ma thèse et puis peu à peu tu es devenu comme un second papa de thèse. Tu maîtrises tous les sujets, la science, les observations et l'instrument. Merci pour toute l'aide que tu m'as apportée, ton esprit critique et surtout ton humilité.

Merci à tous les membres de mon jury de thèse d'avoir consacré de leur précieux temps pour lire et commenter mon manuscrit, tout cela avec une extrême bienveillance. Merci à Jacques, initialement président de mon jury, puis privé de ce rôle au dernier moment à cause d'un micmac administratif, d'être venu assister malgré tout à ma soutenance. Peut-être qu'on se recroisera bientôt au Lakanal ?

Merci aux potos. Potos du M1 à l'UPMC, les « lambdalcooliques », Elena, Max, Sohvi, Yassou, Mass-mass, Kevin, David, Xavier, Martin, Ali et les autres ! Vous m'avez fait découvrir Paris, à moi petite provinciale de 21 ans fraichement débarquée, et surtout appris à faire la fête, la vraie ! Mention spéciale à nos apéros skype pendant le confinement (scribbl ! !), véritable bouffée de décompression pendant la période de rédaction. Puis merci aux potos du M2 Astro, Lisa, Amachou, Raph, Simon, Ugo, Pierre, Max, merci pour ces mercredis soirs endiablés, ces soirées salles de bain et j'en passe. Petite dédicace particulière à Lisa qui a été ma compagne de navette pendant ces trois ans, et avec qui je partage la même kiffance des trajets Paris-Saclay. Merci à Adrien, compagnon du LEPCHE, tu es un vrai artiste, et pas que pour faire des dessins en points d'exclamation ! Merci à Foreskin pours ces répètes musclées après le boulot, j'espère qu'on aura de nouveau l'occaz de jouer ensemble !

Merci à la famille. Merci à mes parents de m'avoir créée haha... nan je rigole. Merci de m'avoir toujours soutenue dans mes choix professionnels même quand ceux-ci pouvait être foireux (si je dis Cannes ?), et pour avoir toujours été présents dans les moments où j'étais en panique. Merci à ma grande soeur, d'avoir été présente dans ces moments là aussi d'ailleurs, magic is really everywhere, et j'ai finalement eu ma thèse.

Puis enfin merci à Gatou, qui m'a supportée (dans tous les sens du termes) pendant ces mois de rédaction (et de confinement !). You are my companion star bb.

AVANT-PROPOS

« Le jour est beau, mais la nuit est sublime. »

EMMANUEL KANT (1724–1804)

LE jour éclaire un espace limité qui ne saurait prétendre qu'à la beauté. La nuit, elle, permet de s'ouvrir sur le sublime et de découvrir des étendues dont nous ne voyons pas la fin, synonyme d'infini pour Kant. Pour d'autres, l'immensité de l'Univers est un espace à conquérir, à explorer et dont la compréhension des phénomènes les plus extrêmes émerveille. Cette soif de découverte est depuis la nuit des temps l'instigatrice du développement de nouvelles idées et théories qui poussent perpétuellement l'Homme à surpasser ses limites technologiques.

Le développement de l'astronomie X au début des années 1960 fait d'ailleurs partie de ces prouesses techniques qui ont permis à Ricardo Giacconi et son équipe de découvrir la toute première source X extra-solaire, alors que le but initial de la mission était de détecter le flux de rayons X provenant de la Lune (Giacconi et al., 1962). Cette source se trouvant dans la constellation du Scorpion et donc nommée Scorpius X–1, est la première d'une longue série dont Cygnus X–1 découverte en 1965 (Bowyer et al., 1965) et Cygnus X–3 découverte en 1967 (Giacconi et al., 1967) (et qui seront classifiées plus tard comme microquasars) font partie. Les instruments étaient à l'époque embarqués dans des fusées-sondes, ceci, jusqu'au lancement de satellites tels que le célèbre *Uhuru* le 12 décembre 1970 qui découvrit plus de 300 nouvelles sources, mais aussi *Ariel V*, *OSO 7*, *8*, *Sas 3*, *Vela 5B*, ou encore *HEAO 1*. Ces missions permirent d'identifier le fait que la plupart des sources détectées se situaient dans notre galaxie et il fut rapidement suggéré que l'accrétion de matière d'une étoile en système binaire sur un objet compact était responsable du rayonnement observé (e.g., Salpeter, 1964).

Parallèlement à ces découvertes de sources X, le développement de l'astronomie radio permit, dès 1971, d'associer les contreparties à basse fréquence aux plus brillantes d'entre elles : Scorpius X–1 (Hjellming & Wade, 1971a) et Cygnus X–1 (Hjellming & Wade, 1971b). Cygnus X–3 fut quant à elle détectée à la suite d'un sursaut radio gigantesque en 1972 (Gregory & Kronberg, 1972) qui déclencha une campagne d'observation multi-longueurs d'onde (Gregory et al., 1972). Cependant, ce n'est qu'en 1979 que l'observation de la très exotique SS 433 révéla la présence de jets *résolus* dans le domaine radio (Hjellming & Johnston, 1981; Spencer, 1979). L'étude des systèmes binaires X prit ensuite un nouvel essor pendant les années 1990, grâce à la découverte d'éjections superluminiques provenant de la source GRS 1915+105 (Mirabel & Rodríguez, 1994), preuve que ces objets sont capables d'émettre des éjections de matière à des vitesses proches de celle de la lumière, de manière similaire à celles observées dans les quasars et d'où la dénomination de *microquasar*.

Depuis les années 1990, les études multi-longueurs d'onde se sont multipliées et ont permis d'en apprendre davantage sur ces sources. La détection notamment de Cygnus X–1 et Cygnus X–3 dans le domaine des rayonnements γ par les satellites *Agile* (Tavani et al., 2009) et *Fermi* (Bodaghee et al., 2013; Zanin et al., 2016) ont montré que ces sources émettent dans la quasi-totalité du spectre électromagnétique, chaque longueur d'onde étant associée à une composante particulière de l'objet (jets, disque, couronne, ...). Durant les 2 dernières décennies, le satellite *INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (*INTEGRAL*, lancé fin 2002) de l'Agence Spatiale Européenne (European Space Agency, ESA) a également largement contribué à mieux comprendre le domaine des rayons X-durs/γ-mous. Son large

champ de vue associé à une quasi-continuité des observations sont cruciaux pour tracer les transitions spectrales et changements de géométrie dans ces bandes d'énergies. À l'ère des projets comme l'*Imaging X-ray Polarimetry Explorer* (*IXPE*, Weisskopf et al., 2016) ou encore l'*enhanced X-ray Timing and Polarimetry* (*eXTP*, Zhang et al., 2016), la polarimétrie X nous offre un diagnostic supplémentaire aux analyses spectrales et temporelles permettant d'apporter des réponses auxquelles ces dernières n'ont pas encore répondues. Cependant, aucune de ces futures missions ne permettra d'observer au delà de 200 keV[1] et *INTEGRAL*, grâce au développement de son mode de mesure polarimétrique, reste actuellement le meilleur outil pour étudier la nature et l'origine de l'émission non-thermique observée dans les systèmes binaires X, typiquement au-delà de quelques centaines de keV, qui est aujourd'hui un sujet largement débattu.

Les processus d'accrétion-éjection sont des phénomènes observables dans une grande diversité d'objets dans l'Univers. Les jeunes étoiles se forment à la suite de l'accrétion de gaz et de poussière et libèrent l'excédent de moment cinétique sous forme de jets bipolaires. Au centre des galaxies, les trous noirs supermassifs qui dévorent leur galaxie hôte sont le siège d'éjections colossales pouvant s'étendre jusqu'à quelques milliers de parsecs ! Lorsque l'une des deux étoiles au sein d'un système binaire parvient à épuiser ses réserves de matière pour la fusion thermonucléaire, l'astre s'effondre pour laisser sa place à une naine blanche, étoile à neutrons, ou bien à un trou noir en fonction de la masse et de la métallicité de son progéniteur. Si l'attraction gravitationnelle liant les deux compagnons est maintenue après l'explosion de l'astre en supernova, alors le système binaire X se forme. L'extraordinaire attraction gravitationnelle de l'objet compact entraine l'accrétion de matière de son compagnon et des phénomènes d'éjections sont également observés, sous la forme de jets compacts collimatés, d'éjections discrètes ou bien d'intenses vents de plasma. Ces systèmes loin d'être statiques, changent et évoluent au cours de leur vie, ce que nous pouvons observer via des variations de luminosité et modifications de leur spectre émis. Une proportion importante de ces objets est qualifiée de transitoire. Ces sources dormantes sont capables de rentrer dans des phases de sursauts gigantesques pendant lesquelles la luminosité peut augmenter de plusieurs ordres de grandeur. Ces sursauts peuvent durer quelques jours à quelques semaines, faisant de ces systèmes de véritables laboratoires pour la compréhension de la physique des mécanismes d'accrétion-éjection.

Aujourd'hui, plus de quelques centaines de systèmes binaires X ont été découverts et environ une vingtaine d'entre eux abritent un trou noir de plus de 3 masses solaire (dont GX 339–4, Cygnus X–1, ...). Une autre vingtaine supplémentaire est suspectée d'abriter un trou noir et constitue donc la classe des *candidats trous noirs* (MAXI J1348–630 ou Cygnus X–3 par exemple). De nombreuses avancées ont été effectuées sur la compréhension théorique de ces objets, nous comprenons mieux leur formation, les différents modes d'accrétion et leurs modes d'émission, notamment grâce au développement d'un large panel d'instruments à disposition, permettant de couvrir différentes longueurs d'onde et de suivre les sources de manière simultanée. Cependant, les réponses à certaines questions en soulèvent de nouvelles et certaines zones demeurent encore dans l'ombre :

- Qu'est ce qui déclenche l'éruption d'un système binaire X ?
- Quel(s) mécanisme(s) est/sont responsable(s) des transitions spectrales observées au cours de l'éruption et quelles en sont les signatures observationnelles ?
- Quel est le mécanisme à l'origine du lancement des jets ?
- Quelle sont la nature et la géométrie de la zone proche de l'objet compact ?
- Quelle est l'origine des variabilités rapides observées ?
- Quelle est l'origine de l'émission de haute énergie observée ?

Cette liste non-exhaustive à laquelle je me suis intéressée tout au long de ma thèse s'insère

[1] Un électronvololt (eV) représente l'énergie cinétique acquise par un électron accéléré dans un potentiel de 1 V.

bien sûr dans un contexte plus large lié à la physique des objets compacts et aux phénomènes d'accrétion-éjection.

Afin d'apporter des éléments de réponses à ces questions, mon travail de thèse s'est orienté sur deux axes principaux : comprendre l'évolution d'une source au cours d'une éruption à travers ses signatures spectro-temporelles, et comprendre l'émission de haute énergie dans les systèmes binaires X en utilisant une approche spectro-polarimétrique. J'ai organisé ce manuscrit en trois parties.

La première partie est consacrée à la présentation des caractéristiques relatives aux microquasars ainsi que les outils d'observations et diagnostics dédiés. Elle se compose de trois chapitres. Le *premier chapitre* est une entrée en matière permettant de comprendre la formation d'un système binaire X, les principaux mécanismes d'accrétion-éjection ainsi que les rayonnements associés, tout en mettant l'accent sur les particularités liées aux microquasars. Cela nous permettra ensuite, dans le *second chapitre*, d'aborder les propriétés spectrales et temporelles observées durant une éruption et de définir les outils observationnels disponibles. Enfin, le *troisième chapitre* est destiné à une présentation de l'observatoire *INTEGRAL* que j'ai utilisé tout au long de ma thèse. J'y décrirai ses caractéristiques principales ainsi que le processus d'analyse des données du télescope à masque codé IBIS.

La seconde partie, composée de deux chapitres est destinée à apporter certains éléments de réponses aux questions concernant le lien accrétion-éjection dans les systèmes binaires X. Le *quatrième chapitre* nous permettra de suivre l'éruption du microquasar MAXI J1348–630 observée avec *INTEGRAL* afin d'illustrer de manière concrète les notions théoriques abordées lors de la première partie. Ce travail est, à l'heure actuelle, une étude préliminaire phénoménologique et observationnelle réalisée lors de mon co-encadrement d'une étudiante en deuxième année de licence de Physique. Il sera l'occasion d'introduire les divers outils d'analyse utilisés dans cette thèse. Nous poursuivrons avec le *cinquième chapitre* dans lequel je présenterai les résultats obtenus en confrontant les observations temporelles du microquasar GX 339–4 aux paramètres d'un modèle d'accrétion-éjection, grâce à une procédure d'analyse automatisée que j'ai développée.

Enfin, nous aborderons la troisième partie, constituant le cœur de cette thèse et consacrée à l'étude de l'émission de haute énergie dans les systèmes binaires X, et composée de trois chapitres. Je présenterai dans le *sixième chapitre* les résultats obtenus à la suite d'une étude à long-terme de Cygnus X–1 avec *INTEGRAL* tout en mettant en exergue les potentielles origines de la composante de haute énergie observée. Je développerai une approche similaire pour Cygnus X–3 dans le *septième chapitre*. Le *huitième* et dernier chapitre rassemble les résultats de polarisation obtenus pour chacune des sources décrites dans cette thèse en utilisant un mode particulier de l'observatoire *INTEGRAL* et permettant d'aborder l'émission de haute énergie à travers le prisme de la polarimétrie.

Cette thèse se terminera bien sûr par les conclusions, les implications et les perspectives qu'apportent ces études.

Les travaux réalisés ont fait l'objet de plusieurs articles de recherches acceptés ou actuellement soumis dans des journaux de publications à comité de lecture, se trouvant à la suite des chapitres de l'étude correspondante, ainsi que de deux *The Astronomer's Telegram*, reportés en annexe.

Première partie :

Présentation des systèmes binaires X et de l'observatoire *INTEGRAL*

CHAPITRE 1

INTRODUCTION AUX SYSTÈMES BINAIRES X

Sommaire

1.1 Les objets compacts 7
1.1.1 Mort d'une étoile et naissance d'un objet compact 7
1.1.2 La compacité 7
1.1.3 Efficacité de l'accrétion sur un objet compact 8
1.1.4 La luminosité d'Eddington 9
1.2 Accrétion et éjection dans un système binaire X 10
1.2.1 Mécanismes d'accrétion 10
1.2.2 Formation d'un disque d'accrétion 12
1.2.3 Formation de jets 14
1.3 Les microquasars à trous noirs 16
1.3.1 Découverte 16
1.3.2 Anatomie 17
1.3.3 Population 19

L'étude des systèmes binaires X constitue une des clés menant à la compréhension des mécanismes d'accrétion-éjection. Comparés à leurs grands cousins, les Noyaux Actifs de Galaxies (Active Galactic Nuclei, AGN), ces systèmes évoluent sur des échelles de temps beaucoup plus appréciables sur l'échelle de vie d'un doctorant.

Je rappelle dans la première section de ce chapitre les principales caractéristiques des objets compacts (Section 1.1). Nous verrons ensuite que ces objets sont de véritables laboratoires d'études des phénomènes d'accrétion-éjection lorsqu'ils se trouvent en système binaire (Section 1.2). Enfin, nous nous intéresserons plus particulièrement à une certaine catégorie de ces systèmes, le *microquasar*, qui constitue l'objet d'étude de cette thèse (Section 1.3).

1.1 Les objets compacts

1.1.1 Mort d'une étoile et naissance d'un objet compact

Les objets compacts galactiques constituent le stade ultime de la vie d'une étoile. La masse de l'étoile scelle son destin et détermine à quel type d'objet elle donnera naissance. Pour les étoiles de masse inférieure à $8\,M_\odot$, la dégénérescence des électrons est atteinte après la fusion de l'hydrogène en hélium pour les moins massives, d'hélium en oxygène ou carbone pour les étoiles comme le Soleil, ou bien du carbone en néon pour les plus massives d'entre elles ; formant respectivement des naines blanches d'hélium, de carbone ou de néon. Les étoiles de masse supérieure à $8\,M_\odot$ quant à elles, continuent leur réactions nucléaires successives jusqu'à la production d'un cœur de fer qui finit par s'effondrer sur lui-même. L'augmentation de la densité entraine la désintégration des noyaux transformant les protons en neutrons et la partie centrale de l'effondrement est tellement compacte qu'elle forme une étoile à neutrons. L'interaction forte entre les nucléons compense le poids et l'effondrement de la partie centrale s'arrête. En revanche, l'effondrement des couches les plus périphériques continuent et elles finissent par s'écraser sur l'étoile à neutrons nouvellement formée, provoquant un rebond de matière et produisant une supernova. Dans le cas des étoiles très

massives, l'interaction forte ne suffit pas à compenser le poids et c'est un trou noir qui est formé à la place de l'étoile à neutrons.

En ce qui concerne les trous noirs supermassifs se trouvant au cœur des galaxies, leur formation reste aujourd'hui encore assez mystérieuse. Dans le scénario le plus populaire, des instabilités à l'intérieur de proto-galaxies provoqueraient l'effondrement de gaz en étoiles supermassives. À la mort de ces étoiles, un trou noir de plus de $100\,M_\odot$ pourrait ainsi se former, augmentant sa masse par accrétion de matière et par fusion successives avec d'autres trous noirs (Volonteri, 2012), ce que nous savons possible depuis la première détection d'ondes gravitationnelles issues de la coalescence de deux trous noirs en septembre 2015.

1.1.2 La compacité

Une des caractéristiques principales d'un object compact, c'est son très fort champ gravitationnel. Celui-ci peut être quantifié en comparant l'énergie potentielle gravitationnelle de l'objet et son énergie de masse. Choisissons un astre à symétrie sphérique de rayon R et de masse M, avec une densité de masse $\rho(r)$. La masse contenue à l'intérieur de la sphère de rayon r s'écrit :

$$m(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') \mathrm{d}r' \quad \text{et} \quad m(r) = M \quad \text{pour} \quad r \geqslant R \tag{1.1}$$

L'énergie potentielle gravitationnelle de l'astre est alors :

$$E_{\mathrm{grav}} = -\int_0^R \frac{Gm(r)\mathrm{d}m}{r} = -\alpha \frac{GM^2}{R} \tag{1.2}$$

avec G la constante gravitationnelle et α, un coefficient dépendant du profil de densité ($\alpha = 3/5$ pour un astre homogène et $\alpha = 1$ pour $\rho(r) \propto r^{-2}$). Le rapport entre l'énergie gravitationnelle et son énergie de masse Mc^2, avec c vitesse de la lumière, devient :

$$\frac{E_{\mathrm{grav}}}{Mc^2} = -\alpha \frac{GM}{Rc^2} \tag{1.3}$$

Nous voyons naturellement apparaître le terme sans dimension :

$$\Xi \equiv \frac{GM}{Rc^2} = \frac{R_{\mathrm{g}}}{R} \tag{1.4}$$

où nous avons posé $R_{\mathrm{g}} = GM/c^2$, le rayon gravitationnel. Ξ représente la *compacité*, le *paramètre de compacité* ou encore le *paramètre de relativité*. Il permet de quantifier le degré de relativité du champ gravitationnel de notre objet. Evidemment, plus l'objet est compact et plus Ξ est grand. Un objet est défini comme « compact » lorsque $\Xi > 10^{-4}$. Pour un trou noir de Kerr en rotation maximale, $R_{\mathrm{H}} = R_{\mathrm{g}}$ où R_{H} représente l'*horizon des événements* du trou noir, en deçà duquel la lumière ne peut plus s'échapper. Cela signifie que $\Xi = 1$ pour un tel trou noir. En revanche, pour un trou noir statique de Schwarzschild[1], $R_{\mathrm{H}} = 2R_{\mathrm{g}}$ ce qui implique $\Xi = 1/2$. Le Tableau 1.1 résume différentes valeurs typiques de Ξ et autres caractéristiques pour les différents types d'objets compacts.

1.1.3 Efficacité de l'accrétion sur un objet compact

L'extraction de l'énergie potentielle gravitationnelle des objets compacts libère une énergie colossale qui associe ces objets à l'émission de rayonnement à très haute énergie (X et

[1] La métrique de Scwharzschild permet de décrire l'espace-temps à l'extérieur d'un astre sphérique et statique.

Tableau 1.1 – *Grandeurs typiques des caractéristiques de différents types d'objets compacts ainsi que leur compacité.*

Astre	Masse M [$M_\odot$]	Rayon R [km]	Densité ρ [kg. m^{-3}]	Compacité Ξ
Naine blanche	0.1 à 1.4	$\sim 10^4$	$\sim 10^{10}$	10^{-4} à 10^{-3}
Étoile à neutrons	1 à 3	~ 10	$\sim 10^{18}$	~ 0.2
Trou noir stellaire statique	> 3	9 ($M = 3\,M_\odot$)	non définie	0.5
Trou noir stellaire en rotation	> 3	4.5 ($M = 3\,M_\odot$)	non définie	1

γ). Dans un système binaire, l'une des manières d'extraire cette énergie est par accrétion de matière du compagnon sur l'objet compact. Pour un objet compact de masse M et de rayon R, l'énergie extraite en accrétant une masse m est :

$$\Delta E_{\rm acc} = \frac{GMm}{R} = \Xi mc^2 \tag{1.5}$$

Il est clair d'après cette équation que plus l'objet est compact et plus l'énergie libérée par l'accrétion est importante. Pour une étoile à neutrons par exemple, cela représenterait environ 20 % de l'énergie de masse accrétée. Par comparaison, l'énergie extraite par les processus de réaction nucléaire pour la même masse m fournirait :

$$\Delta E_{\rm nuc} = \left(1 - \frac{m_{^4He}c^2}{4m_pc^2}\right) mc^2 \simeq 7 \times 10^{-3} mc^2 \tag{1.6}$$

en considérant la combustion de l'hydrogène en hélium $4p \rightarrow {}^4\mathrm{He} +$ énergie comme principal mécanisme. Ainsi, l'accrétion devient le processus dominant pour les trous noirs et étoiles à neutrons en système binaire. La puissance libérée par un objet compact accrétant avec un flux de masse $\dot{m}$, c'est-à-dire la *puissance d'accrétion* ou *luminosité d'accrétion* est définie comme :

$$L_{\rm acc} = \Xi \dot{m} c^2 \tag{1.7}$$

cette luminosité représente la puissance rayonnée si toute l'énergie gravitationnelle de la matière était convertie en rayonnement. En réalité, il existe une efficacité η à laquelle l'énergie de masse accrétée peut être convertie en rayonnement. Dans ce cas, l'expression de la luminosité d'accrétion devient :

$$L_{\rm acc} = \eta \dot{m} c^2 \tag{1.8}$$

L'estimation de la valeur de η n'est pas évidente (voir Chapitre 7 de Frank et al., 2002). En faisant l'hypothèse que la matière qui tombe doit dissiper son énergie gravitationnelle, on peut exprimer l'efficacité η comme l'énergie de liaison par unité de masse à la dernière orbite stable du trou noir, ce qui correspond à 6 % pour un trou noir Schwarzschild et jusqu'à $\sim$40 % pour un trou noir de Kerr !

Quoi qu'il en soit, la luminosité d'accrétion ne peut pas dépasser une luminosité maximale pour laquelle la pression de rayonnement empêcherait l'accrétion.

1.1.4 La luminosité d'Eddington

Cette luminosité maximale a été établie par l'astrophysicien Arthur Stanley Eddington qui lui a donné son nom (Eddington, 1926). Pour mieux comprendre de quoi il s'agit, considérons un plasma d'hydrogène entièrement ionisé situé à une distance r de l'objet compact de masse M. La force gravitationnelle subit par une paire électron-proton s'écrit :

$$F_{\rm grav} = \frac{GM(m_{\rm p} + m_{\rm e})}{r^2} \simeq \frac{GMm_{\rm p}}{r^2} \tag{1.9}$$

Le rayonnement exerce aussi une force sur les électrons libres par diffusion Thomson. Nous ne considérons pas ici la diffusion sur les protons étant donné que leur section efficace d'interaction est inférieure d'un facteur $(m_e/m_p)^2$ avec $m_e/m_p \simeq 5 \times 10^{-4}$ et est donc négligeable. En prenant S le flux d'énergie et σ_T l'opacité Thomson, la force exercée par chaque photon sur un électron est égale au taux de transfert de leur quantité de mouvement sur un électron, c'est-à-dire :

$$F_{rad} = \frac{S\sigma_T}{c} = \frac{L\sigma_T}{4\pi r^2 c} \tag{1.10}$$

En posant l'égalité $F_{rad} = F_{grav}$, nous pouvons déterminer la luminosité au-delà de laquelle la pression de radiation l'emporte sur l'attraction gravitationnelle, c'est-à-dire, la *luminosité d'Eddington* :

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} = 1.2 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{erg.s}^{-1} \tag{1.11}$$

Cette expression peut être différente dans le cas où la géométrie de la source n'est pas sphérique (c'est le cas des sursauts γ et des systèmes binaires X par exemple). Cette limite implique donc $L_{acc} \leqslant L_{Edd}$ qui conduit à une limite sur le flux de masse accrétée :

$$\dot{m} \leqslant \frac{4\pi G M m_p}{\sigma_T c \eta} \tag{1.12}$$

qui ne dépend que de la taille de l'objet accrétant.

1.2 Accrétion et éjection dans un système binaire X

Dans la galaxie, la plupart des étoiles vivent en couple. Un système binaire X est un système composé d'un objet compact (un trou noir ou une étoile à neutrons) et d'une étoile que nous appelons le *compagnon*. L'attraction gravitationnelle de l'objet compact entraîne un transfert de masse du compagnon vers l'objet compact. Il existe cependant deux modes d'accrétion.

1.2.1 Mécanismes d'accrétion

Débordement du lobe de Roche

Considérons un système binaire composé d'un objet compact de masse M_1 et d'un compagnon de masse M_2 repérés par les vecteurs $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$ et une particule se déplaçant dans le champ gravitationnel créé par ces deux astres et repérée par le vecteur $\vec{r}$. Dans le référentiel en co-rotation avec le système binaire, dont l'origine est le centre de masse CM, le potentiel de Roche prenant en compte les forces gravitationnelles et centrifuge s'écrit (Frank et al., 2002) :

$$\Phi_{Roche} = -\frac{GM_1}{\|\vec{r} - \vec{r}_1\|} - \frac{GM_2}{\|\vec{r} - \vec{r}_2\|} - \frac{1}{2}(\vec{\Omega} \wedge \vec{r})^2 \tag{1.13}$$

où $\vec{\Omega}$ est la vitesse angulaire du système binaire. Les surfaces équipotentielles sont représentées sur la Figure 1.1a. Nous distinguons cinq *points de Lagrange* pour lesquels la résultante des forces est nulle. Nous pouvons également remarquer une équipotentielle critique qui englobe les deux astres par deux lobes de Roche au point de Lagrange L_1. Le compagnon peut ainsi remplir son lobe de Roche, être en contact avec le point L_1 et transférer sa matière vers le lobe de Roche de l'objet compact.

Le transfert de la matière au passage du point de Lagrange L_1 est représenté sur la Figure 1.1b. Lorsqu'une particule de matière se rapproche de ce point, sa vitesse devient quasi-nulle, elle se retrouve piégée à l'intérieur du lobe de Roche de l'objet compact, et effectue

des trajectoires elliptiques qui précessent autour de l'astre compact. Lorsque plusieurs particules se retrouvent piégées, les trajectoires se croisent, et l'énergie des particules se dissipe par collisions. En revanche, le moment cinétique est conservé et les trajectoires se circularisent alors peu à peu. La conservation du moment cinétique du point L_1 au rayon de circularisation R_{circ} nous permet d'écrire :

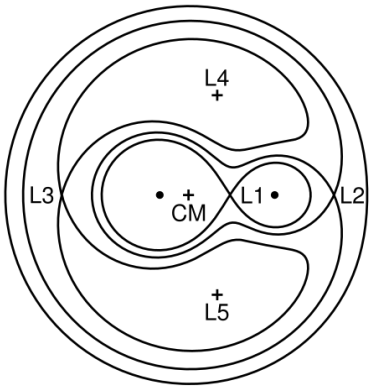
$$b^2\Omega = \sqrt{GM_1R_{\text{circ}}} \tag{1.14}$$

avec b la distance entre le centre de l'objet compact et le point L_1. Nous obtenons le rayon de circularisation :

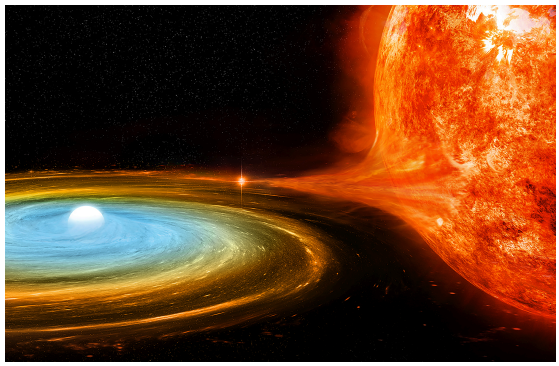
$$R_{\text{circ}} = \frac{\Omega^2 b^4}{GM_1} \Rightarrow \frac{R_{\text{circ}}}{a} = \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right)\left(\frac{b}{a}\right)^4 \tag{1.15}$$

où a représente le demi-grand axe du système. La dernière égalité a été obtenue en simplifiant par la troisième loi de Kepler[2].

L'accumulation de matière dans le lobe de Roche conduit à la formation d'un disque d'accrétion, celle-ci étant rendue possible par dissipation visqueuse du moment cinétique.



(a) *Équipotentielle de Roche. Le centre de masse CM correspond à l'origine du repère. Les deux astres sont représentés par deux points. Les deux lobes de Roche sont connectés par le point de Lagrange L_1. Les autres points de Lagrange L_n sont également représentés.*



(b) *Représentation artistique du flot de matière au passage du point L_1.*

Figure 1.1 – *Accrétion par débordement du lobe de Roche.*

Vent stellaire

Dans la situation où le transfert par débordement du lobe Roche n'est pas possible, l'accrétion peut se faire par accrétion de vent stellaire (ou accrétion de Bondi-Hoyle-Lyttleton), c'est le cas par exemple de Cygnus X–1 que nous allons prendre en exemple. Nous avons $M_1 = 15\,\text{M}_\odot$, $M_2 = 20\,\text{M}_\odot$ (Orosz et al., 2011) et $R_2 = 18\,\text{R}_\odot$ (Conti, 1978). La vitesse du vent est la vitesse de libération du compagnon :

$$v_{\text{vent}} = \sqrt{\frac{2GM_2}{R_2}} \simeq 2000\,\text{km.s}^{-1} \tag{1.16}$$

Cette vitesse supersonique dépasse largement la vitesse de l'objet compact par rapport à son compagnon :

$$v = \frac{2\pi a}{T} \simeq 390\,\text{km.s}^{-1} \tag{1.17}$$

[2] $T^2 = \frac{4\pi^2}{G(M_1+M_2)}a^3$ avec T la période orbitale du système.

avec $T = 5.6$ jours la période orbitale du système (Brocksopp et al., 1999), la valeur du demi-grand axe a pouvant être déduit à partir de la troisième loi de Kepler. Le vent vient donc à la rencontre de l'objet compact produisant une onde de choc, et les particules dont l'énergie cinétique est inférieure à l'énergie potentielle gravitationnelle sont capturées et accrétées, le rayon d'accrétion étant $R_{\rm acc} \simeq R_2 \frac{M_1}{M_2}$. Nous pouvons alors déterminer la fraction de masse accrétée :

$$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\rm vent}} \simeq \frac{\pi \left(R_{\rm acc}^{\rm vent}\right)^2}{4\pi a^2} \simeq \frac{1}{4}\left(\frac{M_1 R_2}{M_2 a}\right)^2 \tag{1.18}$$

Pour Cygnus X–1, nous obtenons $\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\rm vent}} \sim 2 \times 10^{-4}$. Cette faible efficacité est compensée par la valeur élevée du flux de masse dans le vent estimé à $10^{-6}\,{\rm M}_\odot$ pour une étoile de type O/B (Castor et al., 1975). Nous pouvons alors obtenir des taux d'accrétion similaires voire supérieurs à ceux obtenus en accrétant par débordement du lobe de Roche. En revanche, le mouvement cinétique lié au mouvement orbital est plus faible que dans le cas précédent et donc le rayon de circularisation :

$$R_{\rm circ} \simeq \frac{\left(R_{\rm acc}^{\rm vent}\right)^4 \Omega^2}{G M_1} \Rightarrow \frac{R_{\rm circ}}{a} = \left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right)\left(R_2 \frac{M_1}{M_2}\right)^4 \tag{1.19}$$

l'est aussi, ce qui conduit à des disques plus petits, voire inexistants. Pour Cygnus X–1 nous trouvons $R_{\rm circ}/a \simeq 0.18$.

Deux types de systèmes binaires X

Lorsque deux objets sont liés gravitationnellement, une quantité observationnelle importante est la fonction de masse du système :

$$f(M) \equiv \frac{T K_2^3}{2\pi G} = \frac{M_1}{(1 + \frac{M_2}{M_1})^2} \sin^3 i \tag{1.20}$$

Dans l'équation (1.20) : K_2 est la projection de la vitesse du compagnon sur la ligne de visée. i est l'inclinaison orbitale du système. Nous avons $\sin^3 i < 1$, ce qui implique $M_1 > f(M)$, ainsi, en mesurant la vitesse radiale de l'étoile compagnon, nous pouvons en déduire la masse minimum de l'objet compact.

Dans les systèmes binaires X, nous pouvons distinguer deux grands groupes dont la classification s'effectue en fonction de la masse du compagnon (Paul & Naik, 2011).

- **Les systèmes binaires X de faible masse** (Low Mass X-ray Binaries, LMXBs) : le compagnon a une masse $M_2 < 3\,{\rm M}_\odot$. La plupart sont situés dans le bulbe galactique et dans les amas globulaires. Le compagnon est généralement une étoile de type solaire ou naine rouge, peu lumineuse. Le spectre de ces systèmes est alors dominé par l'émission X de l'objet compact. Dans ces systèmes, l'accrétion se fait généralement par débordement du lobe de Roche (e.g., van Paradijs, 1981).
- **Les systèmes binaires X de forte masse** (High Mass X-Ray Binaries, HMXBs) : le compagnon a une masse $M_2 > 10\,{\rm M}_\odot$. Ils sont situés dans le plan galactique et abritent des étoiles jeunes et massives de la séquence principale (géante bleue, type O ou B). Le compagnon étant extrêmement massif, son lobe de Roche est en général très grand et l'accrétion se fait par accrétion de vent stellaire.

1.2.2 Formation d'un disque d'accrétion

Nous avons vu qu'une fois que la matière est piégée dans le lobe de Roche de l'objet compact, la trajectoire des particules se circularise et un disque se forme. Le moment cinétique peut être dissipé par viscosité et cela permet l'accrétion.

Le modèle du disque mince

Dans l'approximation canonique de Shakura & Sunyaev (1973) d'un disque géométriquement mince (l'échelle de hauteur est petite devant le rayon) et optiquement épais, une particule de matière situé au rayon r du disque tourne autour autour de l'objet compact avec des vitesses $v_\theta(r) \simeq \sqrt{GM_1/r}$ quasi-képlériennes supersoniques $v_\theta(r) \gg c_s$, avec c_s la vitesse du son dans le milieu. Le déplacement radial de la particule est beaucoup plus lent et s'effectue sur des échelles de temps visqueux, pour $r \gg R_{\rm int}$ le rayon interne du disque :

$$|v_r(r)| \simeq \left| -\frac{3}{2}\frac{r}{t_{\rm visc}(r)} \right| \ll c_s \quad t_{\rm visc}(r) \simeq \frac{2}{3}\frac{r^2}{\nu} \tag{1.21}$$

avec ν la viscosité du disque. C'est ce transport visqueux qui permet l'accrétion de matière à travers le disque engendrant une dissipation de l'énergie pour chaque rayon du disque. La puissance par unité de surface dissipée au cours de ce transport est donnée par (e.g., Pringle, 1981) :

$$D(r) = \frac{3GM_1\dot{m}}{4\pi r^3}\left[1 - \left(\frac{r}{R_{\rm int}}\right)^{-1/2}\right] \tag{1.22}$$

En intégrant sur tout le disque, nous obtenons la puissance totale dissipée :

$$L_{\rm visc} = \int_{R_{\rm int}}^{\infty} 2\pi r D(r) {\rm d}r = \frac{1}{2}\frac{G\dot{m}M_1}{R_{\rm int}} = \frac{1}{2}L_{\rm acc} \tag{1.23}$$

qui ne dépend pas de la viscosité. Cela signifie que 50 % de l'énergie potentielle gravitationnelle a été dissipée. L'autre moitié se trouve sous forme cinétique dans le mouvement de rotation.

En faisant l'hypothèse que l'ensemble de cette énergie dissipée par transport visqueux est rayonnée et que le disque est optiquement épais, sa surface rayonne alors comme un corps noir à la température $T(r)$:

$$D(r) = 2\sigma T(r)^4 \tag{1.24}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann. Le facteur 2 provient du fait que le disque rayonne sur ces deux faces. Nous pouvons ainsi écrire le profil de la température :

$$T(r) = \left(\frac{3GM_1\dot{m}}{8\pi\sigma r^3}\left[1 - \left(\frac{r}{R_{\rm int}}\right)^{-1/2}\right]\right)^{1/4} \propto r^{-3/4} \tag{1.25}$$

Dans cette approximation, le spectre émis est indépendant des mécanismes induits par la viscosité. Le modèle de Shakura & Sunyaev (1973) prédit donc le disque observé en utilisant une description phénoménologique de la viscosité, et en incluant le paramètre sans dimension $\alpha = \nu/c_s H$ où H est la hauteur du disque. Généralement, la viscosité du disque est modélisée en supposant $\alpha \sim 0.1$ (e.g., King et al., 2007), valeur supérieure à ce que donne la viscosité moléculaire à l'échelle microscopique dans le disque.

La nature de la viscosité dans le disque n'est, à ce jour, pas encore bien comprise mais pourrait provenir d'une Instabilité Magnéto-Rotationnelle (Magnetic Rotational Instability, MRI, Balbus & Papaloizou, 1999). Considérons deux particules 1 et 2 situées sur deux anneaux consécutifs de rayon $r_1 > r_2$. La vitesse képlerienne de la particule 1 est plus faible que celle de la particule 2. En présence de champ magnétique, les lignes de champ ont tendance à agir comme des ressorts et la force de rappel magnétique tend à ralentir la particule 1, diminuant son moment cinétique et l'obligeant à se décaler vers une orbite plus basse. Dans l'autre sens, la force de rappel va tendre la particule 2 à se déplacer vers une orbite plus éloignée. Au fur et à mesure, les particules sont de plus en plus éloignées, la perturbation se développe et provoque une turbulence, turbulence qui introduirait la viscosité dans le disque.

De plus, dans ce modèle de disque mince, il est supposé que le taux d'accrétion est constant avec le rayon, ce qui n'est pas nécessairement vrai, et ce disque standard est exposé à deux instabilités pouvant être à l'origine des éruptions observées dans les systèmes binaires X (Section 2.1.2).

Rayonnement associé

À partir de l'estimation de la température, nous avons vu que chaque rayon du disque rayonne comme un corps noir de température $T(r)$. Nous pouvons alors en déduire l'intensité isotrope du rayonnement associé, donnée par la loi de Planck (Rybicki & Lightman, 1986) :

$$I_\nu(r) = \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{h\nu/kT(r)} - 1} \tag{1.26}$$

avec h la constante de Planck et k la constante de Boltzmann. Ainsi, pour chaque anneau de rayon $r + \mathrm{d}r$, le flux reçu par l'observateur est $\mathrm{d}S = I_\nu(r)\mathrm{d}\Omega$, avec $\mathrm{d}\Omega = 2\pi r \mathrm{d}r \cos i / d^2$ où d est la distance de la source. En intégrant sur tous les rayons :

$$S_\nu = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{h\nu/kT(r)} - 1} \frac{2\pi r \cos i}{d^2} \mathrm{d}r \tag{1.27}$$

Le spectre obtenu est représenté sur la Figure 1.2 : il s'agit d'un spectre de corps noir élargi résultant de la superposition des contributions de chaque anneau, ce qui qualifie ce disque de *multicouleur* (Makishima et al., 1986; Mitsuda et al., 1984). L'émission du dernier anneau (à plus haute énergie $\sim$ 1 keV) correspond à l'émission du rayon interne, et l'émission du premier anneau (à plus basse énergie $\sim$ 0.1 keV) correspond à l'émission du rayon externe. Par abus de langage, j'utiliserai parfois le terme « température » lorsque je parlerai de l'énergie kT associée à la température du bord interne du disque.

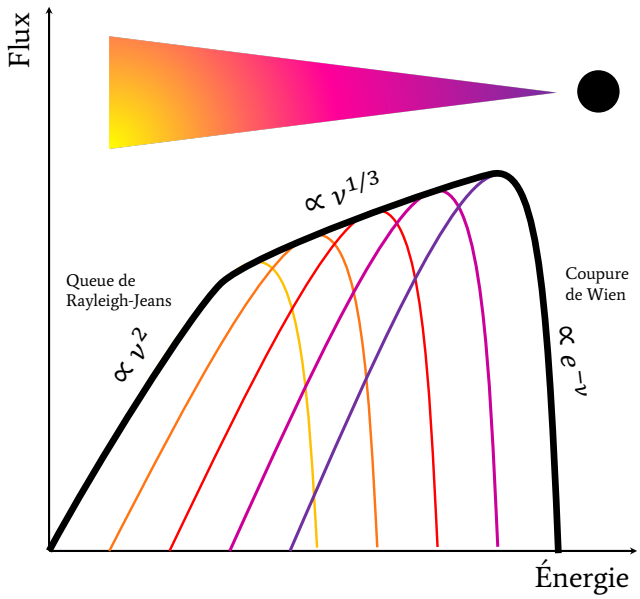


Figure 1.2 – *Spectre d'émission d'un disque d'accrétion. Chaque rayon du disque émet un rayonnement thermique de type corps noir représenté par différentes couleurs.*

1.2.3 Formation de jets

Modèles standards

Dans l'Univers, les processus d'accrétion semblent systématiquement être accompagnés de processus d'éjection. Bien que l'existence de jets dans les systèmes binaires X et les AGNs soient largement observée (e.g., Corbel et al., 2013a; Coriat et al., 2019; Fender & Gallo, 2014; Mirabel & Rodríguez, 1998), les mécanismes de leur formation restent assez encore obscurs. Les modèles de formation de jets invoquent un plasma accrétant, un champ magnétique, et l'extraction de l'énergie de rotation, provenant du disque d'accrétion (Blandford & Payne, 1982), ou bien du trou noir lui-même (Blandford & Znajek, 1977).

Qualitativement, selon le mécanisme de Blandford & Payne (1982), les jets peuvent être produits par interaction entre le disque d'accrétion et le champ magnétique à grande échelle. Le champ magnétique est gelé dans le disque d'accrétion en rotation ; si les lignes de champ sont inclinées d'un angle supérieur à 30° par rapport à l'axe de rotation, les particules s'échappent du disque et suivent les lignes de champ poloïdal tournant à une vitesse supposée constante. Plus les particules s'éloignent, et plus l'accélération issue de la force centrifuge augmente (accélération magnéto-centrifuge). Lorsque la vitesse des particules atteint la vitesse d'Alfvén, les lignes de champ se déforment et une composante toroïdale apparaît, cette composante est responsable de la collimation de matière sous forme de jets en direction de l'axe de rotation.

Alternativement, Blandford & Znajek (1977) proposent que l'énergie de rotation d'un trou noir de Kerr soit extraite pour former un jet. Considérons un trou noir de Kerr de spin a plongé dans un champ magnétique produit par le disque d'accrétion. Les photons émis par une distribution de particules accélérées peuvent s'annihiler pour former des paires électron-positron. Si suffisamment de paires sont créées aux environs du trou noir pour que la pression du plasma soit négligée devant la pression magnétique, alors les lignes de champ magnétique vont se déplacer de manière rigide, en corotation avec le trou noir. Les boucles de courant ainsi induites et passant par l'horizon du trou noir vont agir comme un frein sur la rotation du trou noir et libérer son énergie. La puissance libérée par ce mécanisme est proportionnelle à a^2.

Rayonnement associé

L'émission radio des jets compacts peut-être globalement décrite par un spectre « plat » ($S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ avec $0.4 < \alpha < 0.8$ l'indice spectrale) dont l'émission principale s'étend du domaine radio jusqu'à l'infrarouge proche. Ce spectre est interprété comme étant la superposition de l'émission synchrotron auto-absorbée de différentes zones d'un jet compact conique (Blandford & Königl, 1979; Rybicki & Lightman, 1986). En effet, si nous découpons notre jet compact en différentes tranches de façon perpendiculaire à leur direction de propagation, chaque tranche émet spectre synchrotron auto-absorbé. Un tel spectre possède deux régimes : le régime optiquement épais ($S(\nu) \propto \nu^{5/2}$), et le régime optiquement mince ($S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$), la transition entre les deux régimes étant déterminée par la fréquence de coupure ν_c, correspondant au pic d'émission. La densité de matière entre chaque tranche de jet diminue à mesure que nous nous éloignons de l'objet compact, et donc la fréquence de coupure entre les régimes optiquement épais et fin, augmente. En superposant les spectres de chaque tranche, nous obtenons le spectre total représenté sur la Figure 1.3, l'émission à plus haute énergie correspondant à l'émission issue de la base des jets.

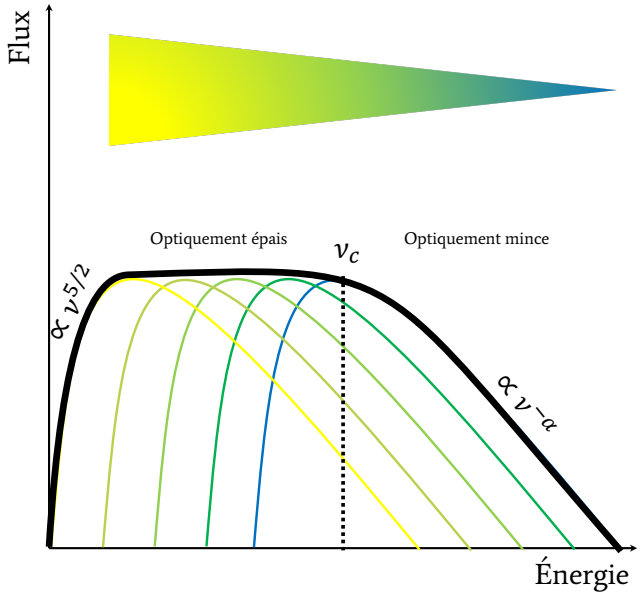


Figure 1.3 – *Représentation spectrale d'un jet. Chaque tranche du jet émet un rayonnement synchrotron auto-absorbé.*

1.3 Les microquasars à trous noirs

Le terme *microquasar* est associé à un système binaire LMXB ou HMXB comprenant un trou noir et dans lequel des éjections (discrètes ou compactes) sont observées.

1.3.1 Découverte

En 1979, E. Spencer et ses collaborateurs semblent détecter une potentielle présence de jets de matière dans la très exotique source SS 433 (Spencer, 1979). Cependant, les véritables évidences de présence de jets dans les systèmes binaires ne surviennent qu'au début des années 1990 avec le lancement du satellite Franco-Russe *GRANAT* et grâce au télescope X-γ *SIGMA* à son bord. En utilisant les observations simultanées du télescope radio Very Large Array (VLA) et de *SIGMA*, Felix Mirabel et Felipe Rodríguez détectent avec précision la position de la contrepartie radio de la source 1E1740.7–2942[3]. Sa luminosité variable et son spectre X corroborent avec un disque d'accrétion autour d'un objet compact. La découverte surprenante est l'existence de jets radio collimatés de part et d'autre de la source (Mirabel et al., 1992) comme le montre le panneau de gauche de la Figure 1.4. Ces jets de plasma ressemblent étrangement à ceux observés dans les *quasars*, d'où le nom de *microquasars* donné à ces objets.

L'exploration ne s'arrête pas là ! Mirabel et Rodríguez lancent également des campagnes d'observations systématiques d'une nouvelle source nommée GRS 1915+105 qui montre des éjections discrètes dans le domaine radio. Deux ans après, la source entre dans une violente éruption et une éjection bipolaire est détectée en radio. En suivant cette éjection pendant deux mois, Mirabel et Rodriguez calculent la vitesse apparente de ces blobs de matière qui se trouve être *superluminique*[4] (Mirabel & Rodríguez, 1994). Le panneau de droite de la Figure 1.4 représente le suivi de ces éjections dans GRS 1915+105.

[3] Le *Grand Annihilateur pour les intimes ; ainsi nommé en raison de la détection d'une raie d'annihilation électron-positron à 511 keV par le satellite GRANAT en 1991 (Bouchet et al., 1991). Cette détection n'a cependant pas été confirmée depuis cette étude.*

[4] Effet de projection créée lorsque des particules se déplacent à des vitesses proches de celle de la lumière.

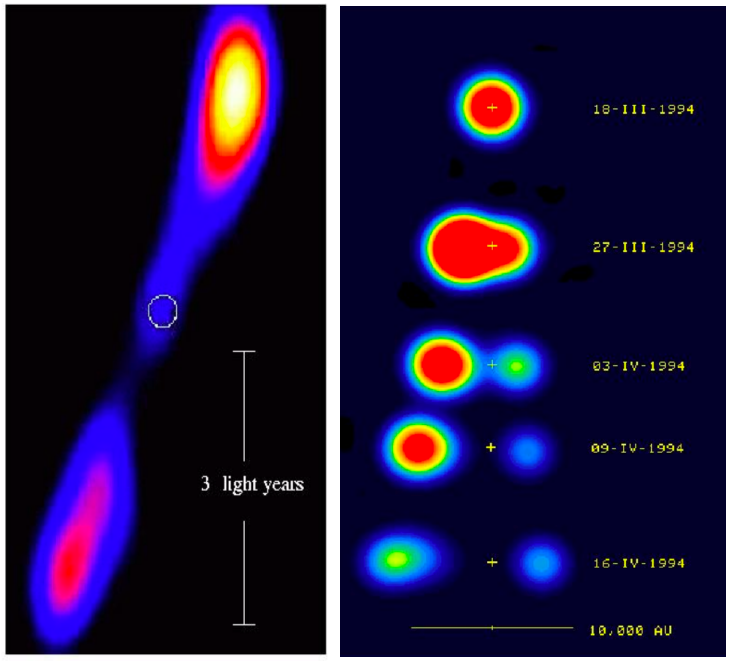


Figure 1.4 – *Premier panneau : observations VLA de jets collimatés dans la source 1E1740.7-2942 (Mirabel et al., 1992). Second panneau : observations VLA successives d'une éjection superluminique dans GRS 1915+105 (Mirabel & Rodríguez, 1994).*

1.3.2 Anatomie

La Figure 1.5 montre une représentation artistique d'un microquasar. Nous pouvons y distinguer trois constituants principaux : le disque d'accrétion, la *couronne* et les jets.

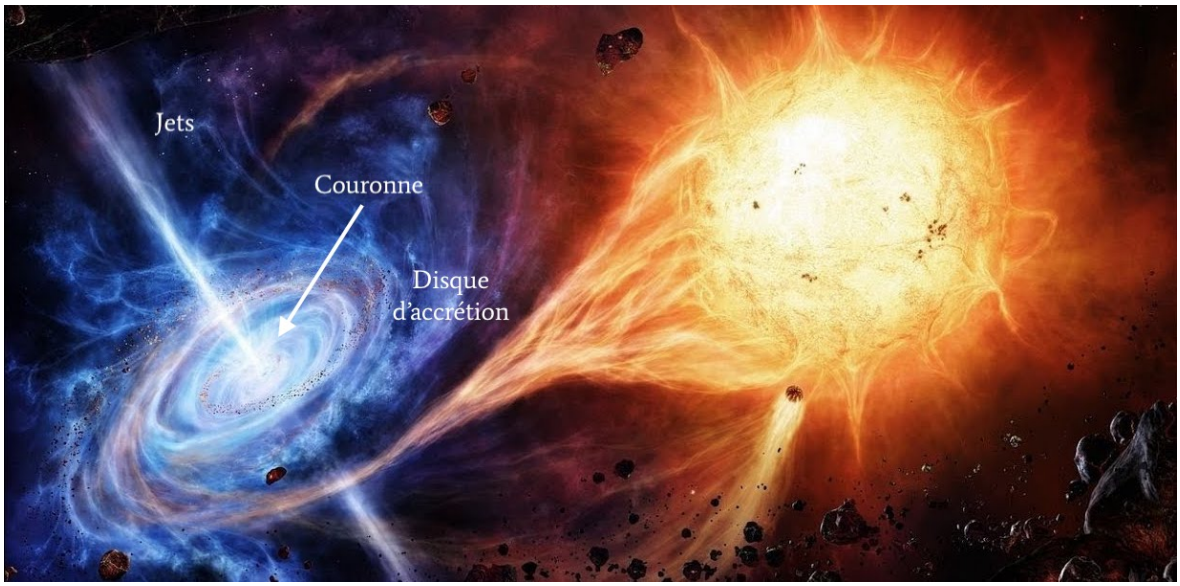
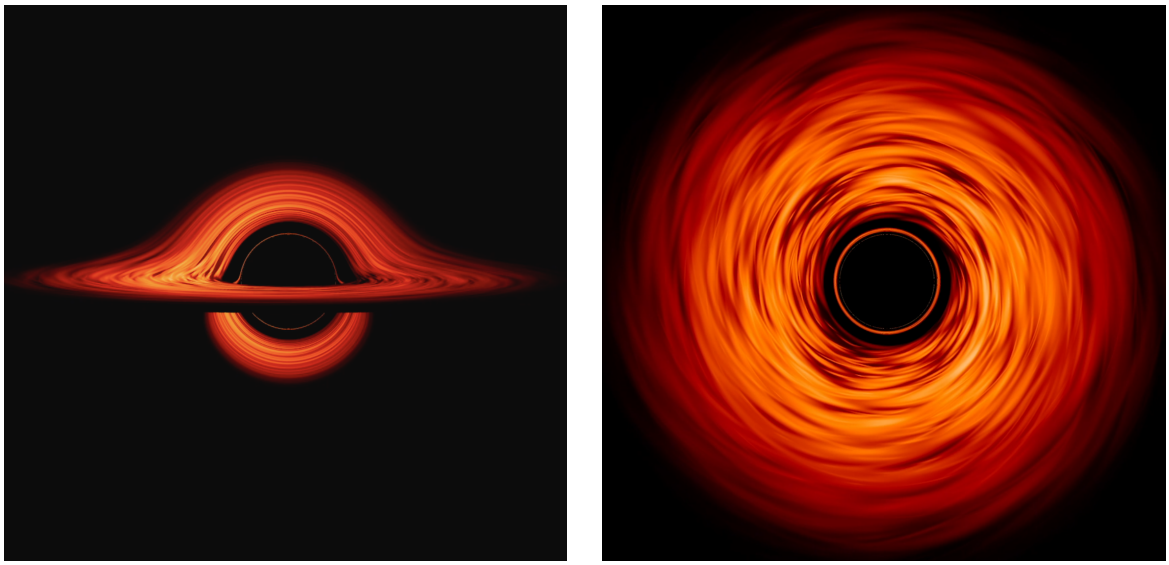


Figure 1.5 – *Représentation artistique d'un microquasar. On peut y distinguer le disque, la couronne et les jets.*

Le disque d'accrétion

Comme discuté dans la Section 1.2.2, l'attraction gravitationnelle de l'objet compact permet l'accrétion de la matière du compagnon vers l'objet compact. Que l'accrétion se fasse par débordement du lobe de Roche ou par accrétion de vent stellaire, une fois piégées dans le

lobe de Roche de l'objet compact, les particules perdent de l'énergie cinétique et leur trajectoire se circularisent pour former un disque. La viscosité du disque entraîne une dissipation du moment cinétique et la matière est accrétée en émettant un rayonnement multicouleur.



(a) *Vue par la tranche.* (b) *Vue de dessus.*

Figure 1.6 – *Simulation de l'appararence d'un trou noir et de son disque d'accrétion distordu par effet de lentilles gravitationnelles. Credits : National Aeronautics and Space Administration (NASA) 's Goddard Space Flight Center/Jeremy Schnittman. La toute première simulation a été réalisée par Jean-Pierre Luminet en 1979 (Luminet, 1979).*

L'intense attraction gravitationnelle qu'exerce le trou noir altère et tord la trajectoire des photons provenant de différentes parties du disque. Cet effet de lentilles gravitationnelles change l'apparence du disque en fonction de l'angle de vue. Les Figures 1.6a et 1.6b montrent une simulation d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir respectivement observé par la tranche et vu de dessus. Nous pouvons voir plusieurs choses :

- en regardant le disque par la tranche, l'effet Doppler relativiste rend le disque plus brillant sur la partie gauche où la matière se rapproche de l'observateur que sur la partie droite. Cette asymétrie disparaît en vue de dessus lorsqu'aucune particule de matière ne se déplace en direction de la ligne de visée.
- très proche du trou noir, la lumière est si distordue que nous pouvons observer la partie arrière du disque. L'« anneau de photons » (*photon-ring*) central est composé de photons piégés et destinés à voyager plusieurs fois autour de la dernière orbite stable du trou noir (Innermost Stable Circular Orbit, ISCO[5]) avant de pouvoir s'échapper et d'arriver jusqu'à nos yeux.
- une fois l'horizon du trou noir atteint, les photons ne peuvent plus s'échapper, nous observons l'« ombre » du trou noir. Récemment, l'*Event Horizon Telescope* nous a fourni la toute première image de l'ombre d'un trou noir au coeur de la galaxie M87 (Castelvecchi, 2019).

La « couronne »

En plus de la composante thermique du disque, le spectre X exhibe une composante à plus haute énergie. Cette émission est associée à de la Comptonisation inverse[6] des photons du disque avec des électrons d'un plasma chaud situé dans les régions internes du disque (Sunyaev & Titarchuk, 1980; Titarchuk, 1994). L'énergie associée à la température de

[5]Plus petite orbite sur laquelle une particule peut orbiter de manière stable $R_{\mathrm{ISCO}} = \frac{6GM}{c^2}$

[6]Les électrons fournissent de l'énergie aux photons.

ce plasma est de l'ordre de 100–200 keV. La dénomination de « couronne » provient de l'analogie avec la couronne solaire (Shapiro et al., 1976). En réalité, ce terme peut être trompeur car la géométrie de ce plasma est assez mal connue et il existe plusieurs modèles de configuration possibles. Pour ne citer que certains d'entre eux : ce plasma pourrait englober le disque de part et d'autre (en « sandwich », Haardt & Maraschi, 1991), occuper les régions les plus internes d'un disque tronqué (Done et al., 2007; Zdziarski & Gierliński, 2004) ou bien être situé à la base des jets (Markoff et al., 2005).

Le spectre X peut également montrer une composante de *réflexion* résultant de l'irradiation du disque par la couronne. Les photons s'échappant de la couronne interagissent avec les photons du disque et émettent une raie caractéristique de fluorescence du Fer Kα à environ 6.4 keV ainsi qu'une « bosse » plus large entre 15 keV et 30 keV. Le spectre de réflexion observé est distordu et élargi de manière asymétrique d'un coté par effet Doppler relativiste engendré par le mouvement du disque et de l'autre par l'attraction gravitationnelle du trou noir. Dans certains modèles, la raie du fer ainsi observée est parfois utilisée afin d'extraire de l'information sur l'ISCO du trou noir et son spin (Fabian et al., 1989; Laor, 1991).

Les jets : jets compacts et éjections discrètes

Les jets sont la principale caractéristique qui distingue un microquasar d'un simple système binaire X. Ils se présentent sous deux formes : des jets compacts ou des éjections discrètes. Les éjections discrètes sont des nuages de plasma en expansion qui peuvent être éjectés à des vitesses superluminiques (e.g., Fender et al., 1999; Miller-Jones et al., 2004; Mirabel & Rodríguez, 1994). Comme pour les jets compacts, ces nuages produisent un rayonnement de type synchrotron. Cependant, du fait des pertes énergétiques engendrées par l'expansion, le pic d'émission diminue en énergie et en intensité au cours du temps, et l'émission est principalement observée en radio sans se prolonger aux plus hautes énergies.

Depuis l'observation de 1992, très peu de jets compacts ont été résolus dans les microquasars. En plus de GRS 1915+105, nous pouvons citer par exemple Cygnus X–1 (Stirling et al., 2001). Nous verrons dans le Chapitre 2 que ces jets sont fortement corrélés à l'émission X de la source.

1.3.3 Population

Comme nous l'avons vu dans la Section 1.2, en mesurant la vitesse radiale de l'étoile compagnon, il est possible, grâce à la fonction de masse de « traquer » les systèmes binaires abritant un trou noir. Cette méthode a permis d'identifier une vingtaine de systèmes présentés en Figure 1.7. Lorsque les paramètres orbitaux sont difficiles à mesurer, il est possible de se référer aux propriétés spectrales et temporelles pour identifier l'objet compact du système (les pulsars par exemple sont clairement identifiables grâce à leur « pulse » périodique). Nous parlons de *candidats trous noirs* lorsque les propriétés spectrales et temporelles sont compatibles avec la présence d'un trou noir. Une quarantaine de systèmes galactiques sont des candidats trous noirs (Fender & Muñoz-Darias, 2016). Nous avons donc en tout une soixantaine de systèmes, alors que la population de trous noirs dans les systèmes binaires X est estimée à environ 10^4 (Yungelson et al., 2006) ! Ce faible nombre de systèmes connus peut s'expliquer par le faible taux d'éruptions, environ 2 par an ce qui limite grandement leur découverte.

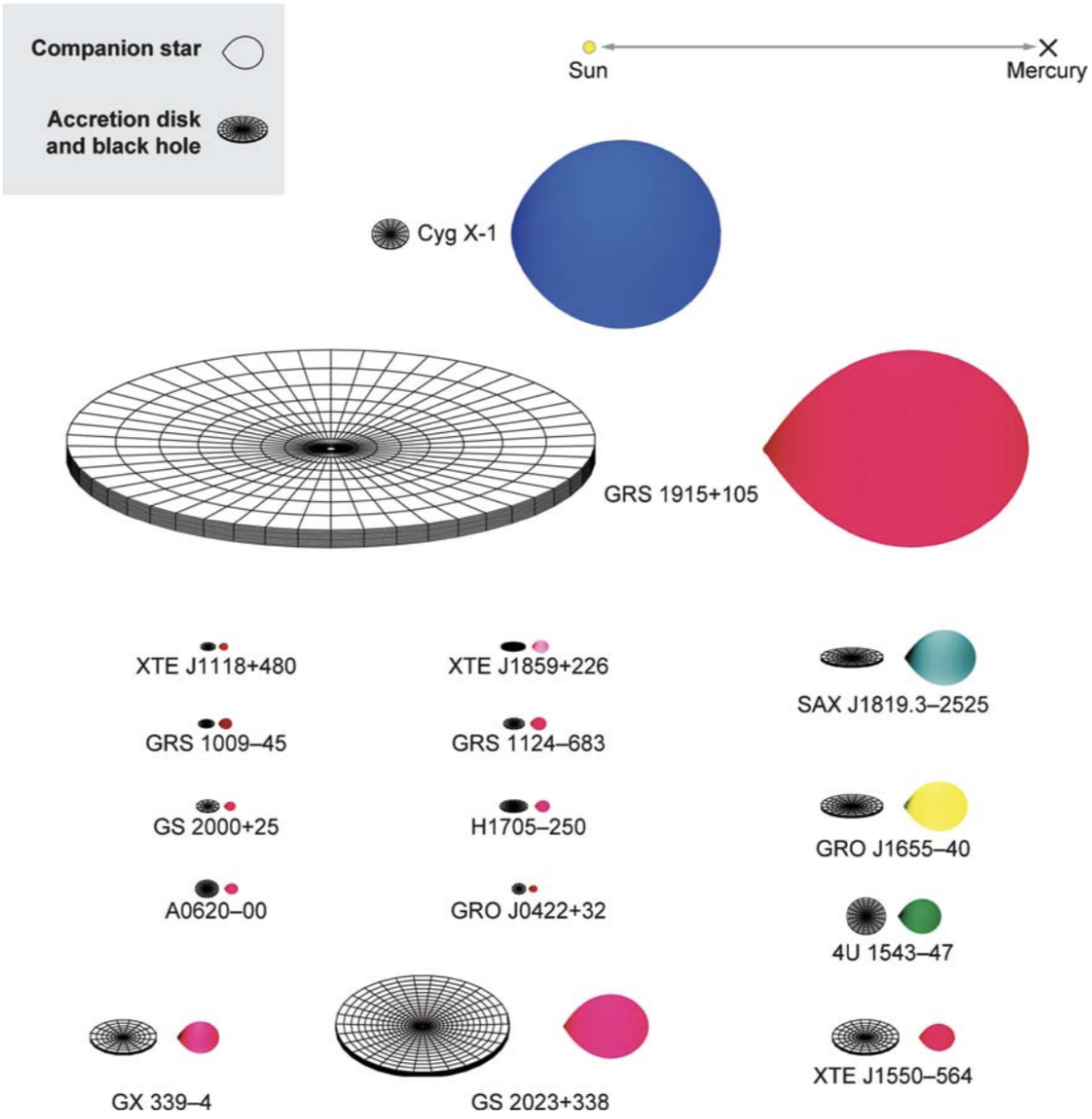


Figure 1.7 – *Vingt systèmes binaires X à trous noirs. L'échelle de référence indique la distance Soleil-Mercure (Remillard & McClintock, 2006).*

CHAPITRE 2

PROPRIÉTÉS SPECTRALES ET TEMPORELLES D'UN MICROQUASAR EN ÉRUPTION

Sommaire

2.1 Phase éruptive 21
2.1.1 Deux types de sources 21
2.1.2 Modèle d'Instabilité du Disque d'accrétion 22
2.2 Variabilités spectrales au cours de l'éruption 24
2.2.1 Les états spectraux 24
2.2.2 Le Diagramme Intensité Dureté 26
2.3 Variabilités temporelles au cours de l'éruption 27
2.3.1 Spectre de puissance 27
2.3.2 QPOs de basse fréquence 29
2.3.3 Modèles d'émissions des QPOs 32
2.4 Observations multi-longueurs d'onde 33
2.4.1 Émission des jets, radio/infrarouge/optique 34
2.4.2 L'émission au delà des X 35

La majorité des microquasars font partie du ciel *transitoire*; lorsqu'ils entrent en éruption, ils comptent parmi les sources les plus brillantes du ciel dans le domaine X. Nous allons voir dans ce chapitre qu'une éruption est constituée de plusieurs étapes dont les origines sont encore incertaines, mais qui pourraient être associées à de drastiques changements de conditions physiques et/ou géométriques. *Comment se traduisent ces changements au niveau des observations ? Comment interprétons-nous les variations associées au niveau de la source ? Quelle est l'origine de l'éruption ?* Dans ce chapitre, je fais un point sur les réponses (ou éléments de réponses) actuelles couramment acceptées.

Après avoir étudié l'existence de deux types de sources au sein même des microquasars dans la Section 2.1, nous nous placerons d'un point de vue observationnel afin de suivre de manière phénoménologique le cycle d'une éruption. Nous verrons alors que les propriétés spectrales de la source évoluent (Section 2.2), ainsi que ses propriétés temporelles (Section 2.3). Enfin, dans le but d'aiguiser notre vision globale des mécanismes accrétion-éjection dans ces systèmes, je dresserai leur portrait multi-longueurs d'onde dans la Section 2.4.

2.1 Phase éruptive

2.1.1 Deux types de sources

Des sources *transitoires*...

Certains systèmes binaires X, contenant aussi bien une étoile à neutrons qu'un trou noir, sont des sources *transitoires* c'est-à-dire qu'elles passent la plupart de leur temps dans des périodes dites de *quiescence* pendant lesquelles elles sont inactives (ou non détectées) avec une luminosité X typique $L_X \sim 10^{30}$–$10^{34}\,\mathrm{erg.s^{-1}}$ soit $\sim 10^{-9}$–$10^{-5} L_{\mathrm{Edd}}$ (e.g., Rodriguez et al., 2020) pour un trou noir de $10\,M_\odot$ (Section 1.1.4). Cependant, une source peut soudainement entrer en *éruption* et devenir extrêmement brillante ($L_X > 10^{38}\,\mathrm{erg.s^{-1}}$) pendant quelques semaines ou quelques mois avant de retourner ensuite dans un état de quiescence avec des périodes de récurrence de plusieurs années. La courbe de lumière d'une éruption

dépend de la source, mais elle se caractérise en général par une abrupte augmentation de la luminosité (quatre à cinq ordres de grandeur en quelques jours) et une décroissance exponentielle plus lente. La Figure 2.1 montre la courbe de lumière de l'éruption de MAXI J1535–571, découverte par l'instrument Monitor of All-sky X-ray Image (*MAXI*) à bord de la Station Spatiale Internationale (International Space Station, ISS) en septembre 2017 (Negoro et al., 2017), obtenues avec les données de la Gas Slit Camera (GSC). Ces cycles quiescence-éruption-quiescence se produisent principalement dans les LMXBs et peuvent ici s'expliquer par une instabilité dans le disque d'accrétion, ce mécanisme est développé dans la Section 2.1.2.

Les sources HMXBs transitoires sont en général des étoiles à neutrons dont le compagnon est une étoile de type Be, sous-catégorie des étoiles de type B en rotation très rapide créant ainsi un disque de « déccrétion[1] » d'autour de l'étoile (Lee et al., 1991). Les éruptions sont ici causées par l'augmentation du taux d'accrétion due à la traversée du disque par l'objet compact (étoile à neutrons) lorsqu'il approche de son périastre au cours d'une orbite de grande excentricité[2]. C'est le cas par exemple du pulsar EXO 2030+375 dont la courbe de lumière également obtenue avec les données *MAXI*/GSC montre une suite d'éruptions périodiques (Figure 2.2).

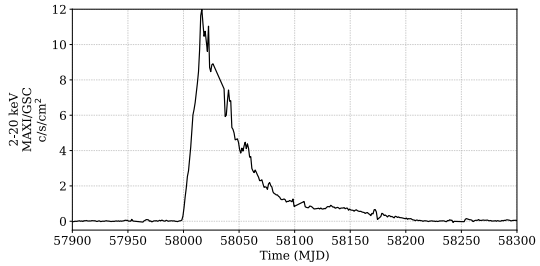


Figure 2.1 – *Courbe de lumière de MAXI J1535–571 obtenue à partir des données MAXI/GSC.*

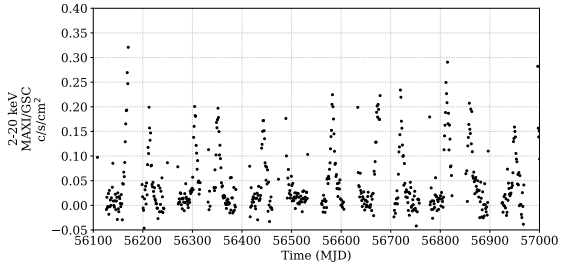


Figure 2.2 – *Courbe de lumière de EXO 2030+375 obtenue à partir des données MAXI/GSC.*

...ou *persistantes*

Certains systèmes ne semblent cependant pas rencontrer ces éruptions épisodiques. Ces sources dites *persistantes* ne retournent pas dans un état de quiescence mais restent brillantes de manière continue. La plupart de ces sources font partie des HMXBs. En effet, nous avons vu que la plupart des systèmes de cette catégorie abritent un compagnon massif avec un important vent stellaire (Section 1.2.1). Dans certains cas, ce vent permet de ioniser en permanence le disque, permettant de le maintenir dans un état stable, et les instabilités pouvant expliquer l'origine des éruptions ne peuvent se développer (Section 2.1.2).

Nous verrons dans la Section 2.2 que le cycle d'une éruption peut être caractérisé par différentes phases où la source nous révèle plusieurs états spectraux. Mais avant cela, intéressons-nous au phénomène à l'origine de ces éruptions.

2.1.2 Modèle d'Instabilité du Disque d'accrétion

Le Modèle d'Instabilité du Disque (Disk Instability Model, DIM) est à l'origine développé pour expliquer les éruptions dans les variables cataclysmiques (Cannizzo et al., 1982;

[1] La combinaison de pulsations non-radiales et d'une rotation très rapide peut amener la matière à être éjectée de la surface de l'étoile, conduisant à la formation d'un disque circumstellaire, dit de « déccrétion » ou d'« excrétion » .

[2] L'excentricité e caractérise la forme de l'orbite d'un système : $0 < e < 1$ pour une orbite elliptique, $e = 0$ correspondant à une orbite circulaire.

Meyer & Meyer-Hofmeister, 1981; Smak, 1982). Il est ensuite suggéré que la nature transitoire des systèmes binaires X peut être expliquée par le même modèle (Cannizzo et al., 1985; Lasota, 2001; Lasota et al., 1996; van Paradijs, 1996). Les idées principales son décrites ci-dessous.

Les bases du modèle

L'équilibre d'un disque optiquement épais et géométriquement fin dépend de l'équilibre entre les mécanismes de chauffage et de refroidissement. Cet équilibre se traduit par la relation entre sa densité surfacique Σ et sa température T (e.g., Done et al., 2007). Pour un anneau du disque d'accrétion, cette relation est représentée par la courbe en forme de « S » de la Figure 2.3. Sur cette courbe, il existe deux branches d'équilibre *stable* : la branche bleue « froide » et la branche rouge « chaude ». Le passage de l'une à l'autre se fait en passant par la branche d'équilibre *instable* entre les deux. Cette dernière se situe autour de la température d'ionisation de l'hydrogène ($\sim 7000\,\mathrm{K}$).

Dans l'état *quiescent*, l'anneau est neutre et froid, nous nous trouvons sur la branche bleue de la courbe. La matière du compagnon est accrétée à taux très bas (en supposant que $L_X \sim L_{\mathrm{acc}} = 10^{34}\,\mathrm{erg.s^{-1}}$, nous avons $\dot{m} \sim 2 \times 10^{-12}\,\mathrm{M_\odot.an^{-1}}$ pour un trou noir de $10\,\mathrm{M_\odot}$, d'après l'équation 1.7). Cependant, l'accumulation de matière augmente progressivement la température et la densité de surface du disque (nous montons dans la branche bleue). En atteignant la densité de surface critique Σ_{max}, l'instabilité thermique se déclenche : l'hydrogène commence à se ioniser, et l'opacité augmente. L'énergie des photons émis est stockée dans l'anneau du disque, cela augmente de nouveau la température et le mécanisme s'emballe. L'augmentation locale de température sur un anneau du disque entraîne une augmentation locale du taux d'accrétion qui se propage dans tout le disque (notamment grâce à l'instabilité magnéto-rotationelle décrite en Section 1.2.2). La matière accumulée se déverse sur l'objet compact et une éruption a lieu. Nous basculons dans la branche rouge, l'anneau du disque se vide de matière et la température diminue progressivement jusqu'à atteindre une densité de surface Σ_{min} pour laquelle l'hydrogène se recombine, l'opacité chute. Le taux de refroidissement devient alors plus élevé que le taux de chauffage et la température décroît brutalement. Le disque se refroidit et retourne dans son état de quiescence jusqu'à ce que le mécanisme d'instabilité se déclenche de nouveau.

Ce comportement *transitoire* implique que le taux d'accrétion entraînant une température d'équilibre du plasma dans le disque soit proche de celle d'ionisation de l'hydrogène. En effet, si cela n'est pas le cas et que la température d'équilibre du disque est plus élevée, alors le disque se retrouve constamment dans un état d'équilibre chaud et stable et n'évolue pas. C'est le cas des sources *persistantes* (Done et al., 2007).

Au-delà du modèle

Le DIM seul ne permet pas d'expliquer la décroissance quasi-exponentielle du flux observé dans les courbes de lumière des systèmes binaires X (Figure 2.1) et pour certains systèmes où le taux de transfert de masse est plus élevé, le DIM prédit une récurrence plus courte des éruptions, qui n'est pas observée (Hameury, 2019). Afin d'éviter cela, deux principaux ingrédients doivent être ajoutés.

La troncation du disque permettrait de supprimer les cycles courts de faibles éruptions. Cette troncation proviendrait de la formation d'un disque chaud optiquement mince et radiativement inefficace et/ou de la formation des jets dans les régions internes (Lasota et al., 1996; Narayan & McClintock, 2008). Le rayon de troncature serait alors le rayon de transition entre un disque standard géométriquement fin et optiquement épais et le disque chaud géométriquement épais et optiquement mince. Une telle troncation permettrait d'autoriser des taux d'accrétion plus élevés lors de la quiescence et donc d'obtenir des cycles d'éruptions

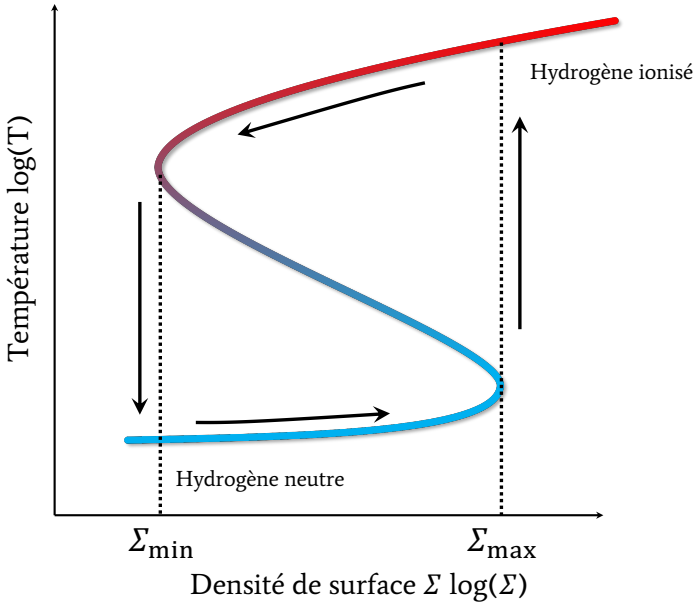


Figure 2.3 – *Relation entre la température T et la densité de surface Σ d'un anneau de disque d'accrétion. La branche d'équilibre « froide » est représentée en bleue et la « chaude » en rouge.*

plus longs.

Il faut également ajouter à cela, l'irradiation des parties externes du disque par la source centrale de rayonnement X (couronne ou présence de vents Dubus et al., 2019), permettant de garder le disque chaud même dans les parties les plus externes. Cela empêcherait alors la recombinaison de l'hydrogène dans ces zones et donc la propagation de l'instabilité thermique de retour, diminuant ainsi progressivement le taux d'accrétion et permettant d'expliquer les décroissances exponentielles observées dans les courbes de lumière (Dubus et al., 2001; Tetarenko et al., 2018).

2.2 Variabilités spectrales au cours de l'éruption

2.2.1 Les états spectraux

L'observation de deux principaux *états* spectraux dans les binaires X est réalisée au début des années 1970 grâce au satellite *Uhuru* (Tananbaum et al., 1972). La source observée, Cygnus X–1, montre une transition depuis un spectre dominé par l'émission de X mous (i.e. l'énergie des photons est inférieure à 10 keV) vers un spectre dominé par l'émission de X durs (i.e. l'énergie des photons est supérieure à 10 keV). Le rayonnement radio associé n'est, quant à lui, pas détecté avant la transition mais apparaît juste après celle-ci. Étant donné que la sensibilité de l'instrument se trouve en dessous de 10 keV, la source apparaît très brillante dans ces énergies, et cet état est dénoté *état haut*. Au contraire, la source paraît faible dans l'état dominé par les X durs, qui est dénoté *état bas*. Aujourd'hui, nous qualifions respectivement ces états de haut/mou et de bas/dur en raison de l'émission X qu'ils émettent. Dans la suite, j'utiliserai les termes *état mou* et *état dur* pour les nommer.

État dur

L'état dur est celui dans lequel entre la source à sa sortie de quiescence. Son spectre est modélisé par une loi de puissance d'indice de photon $1.4 < \Gamma < 2.4$ ($N(E) \propto E^{-\Gamma}$

avec N le nombre de photons d'énergie E). La loi de puissance est observée avec une coupure exponentielle autour de $\sim$ 100 keV. Cette description phénoménologique est associée à l'émission Compton inverse des photons issus du disque avec des électrons provenant du plasma chaud et thermalisé de la couronne. Nous verrons également dans la Section 2.3 que cet état montre une importante variabilité de l'émission X (valeur typique de $\sim$ 30 %, Belloni, 2010; Remillard & McClintock, 2006), pouvant monter jusqu'à $\sim$ 50 % (Kalamkar et al., 2015). Cette variabilité est anti-corrélée au flux mais corrélée à la dureté.

Dans cet état, une forte émission radio caractérisée par un spectre en loi de puissance plate ($F_\nu \propto \nu^\alpha$ avec $\alpha \sim 0$, e.g., Corbel et al., 2013a; Fender, 2001; Fender et al., 2000; Russell et al., 2013; Stirling et al., 2001) et linéairement polarisée (e.g., Brocksopp et al., 2013; Russell & Shahbaz, 2014) est détectée. Comme je l'ai développé dans la Section 1.2.3, ces propriétés suggèrent que le rayonnement provient d'un jet compact de matière auto-absorbée. Nous verrons dans la Section 2.4.1 que les flux de ces rayonnements radio et X sont fortement corrélés dans cet état.

État mou

Le spectre de l'état mou est globalement dominé par la composante thermique du disque multicouleur dont l'énergie associée à la température du bord interne se trouve autour de 1 keV. Associé à cette composante thermique, le spectre exhibe également une composante non-thermique modélisée par une loi de puissance plus pentue d'indice de photon plus élevée ($\Gamma > 2.4$) que dans l'état dur. Cette composante non-thermique peut s'étendre au delà du MeV (McConnell et al., 2000). Contrairement à l'état dur, la variabilité dans cet état est faible ($\sim$ 1 %, Belloni, 2010).

Durant cet état, l'émission radio diminue de manière drastique en dessous du seuil de détection (e.g., Fender et al., 1999; Remillard & McClintock, 2006) ce qui nous laisse penser que les jets sont absents dans cet état. En revanche, la présence d'un fort vent issu du disque peut-être identifié grâce à la présence de raies d'absorption Fe XXV et Fe XXVI décalées de plus de $\sim$ 1000 km.s^{-1} vers le bleu (e.g., Lee et al., 2002; Miller et al., 2006). En étudiant les raies d'absorption pour un échantillon de neuf LMXBs, Ponti et al. (2012) ont montré que ce vent est présent dans l'état mou des systèmes fortement inclinés (par rapport à la ligne de visée). Il n'est pas observé dans l'état dur où pour les sources faiblement inclinées, suggérant une géométrie équatoriale du vent (e.g., Díaz Trigo & Boirin, 2016). Il est également suggéré que ce vent est capable d'emporter suffisamment de matière et d'énergie et ainsi provoquer l'extinction des jets (Neilsen & Lee, 2009). La nature de ce vent d'accrétion est encore mal comprise et plusieurs processus peuvent en être à l'origine (thermiques, radiatifs ou bien magnétiques).

La Figure 2.4 représente un spectre typique d'état dur en bleu et un spectre typique d'état mou en rouge pour la source Cygnus X–1. Nous pouvons y identifier la coupure du spectre d'émission Compton autour de 100 keV dans l'état dur ainsi que l'émission thermique du disque dans l'état mou, maximale autour de 1 keV. À basse énergie, l'émission thermique du disque est absorbée par le milieu interstellaire, expliquant ainsi la forme du spectre. Autour de 6.4 keV, nous pouvons constater la présence d'une raie de fluorescence du fer provoquée par l'irradiation du disque par la couronne.

États intermédiaires

Entre ces deux états extrêmes, il existe des états *intermédiaires* permettant de décrire les transitions. Ils sont caractérisés par des contributions spectrales équivalentes du disque et de la couronne. Selon la nomenclature de Remillard & McClintock (2006), l'*état intermédiaire* se réfère à un état combinant les caractéristiques spectrales et temporelles des états dur et mou. En revanche, selon la nomenclature de Belloni (2010); Homan et al. (2005), cet état

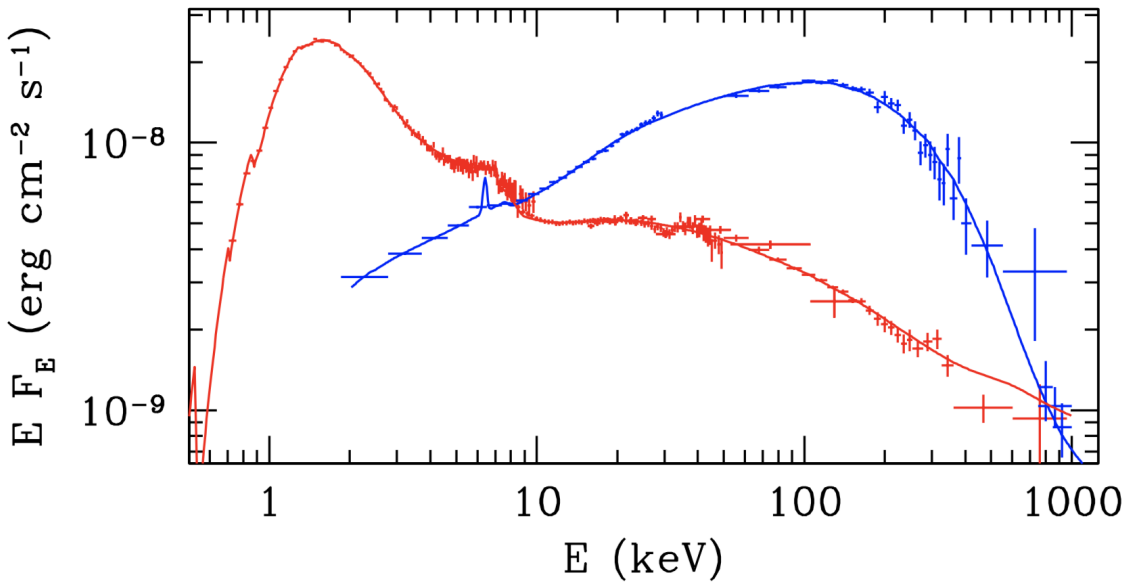


Figure 2.4 – *Exemple typique de spectres d'état dur (en bleu) et d'état mou (en rouge) de la source Cygnus X–1 (Gierliński et al., 1999).*

peut se décliner en différentes saveurs dur-intermédiaire ou mou-intermédiaire en utilisant les propriétés temporelles (Section 2.3). Le cycle de l'éruption peut alors se découper en état dur → dur-intermédiaire → mou-intermédiaire → mou → mou-intermédiaire → dur-intermédiaire → dur. Dans la suite, j'utiliserai le terme *intermédiaire* pour qualifier un état de transition entre l'état mou et l'état dur et j'utiliserai la nomenclature de Belloni (2010); Homan et al. (2005) lorsqu'elle sera nécessaire.

C'est au moment où la source transite de l'état dur vers l'état mou que des éjections discrètes dont nous avons parlé dans la Section 1.3.2 sont observées, éjections qui pourraient être attribuées à l'éjection de la couronne (Rodriguez et al., 2003, 2008). Nous verrons également dans la Section 2.3 que cet état présente des variabilités pouvant être *quasi-périodiques*.

2.2.2 Le Diagramme Intensité Dureté

Rentrons maintenant au cœur d'une éruption en l'étudiant d'un point de vue observationnel. Le Diagramme Intensité Dureté (Hardness Intensity Diagram, HID) est un outil phénoménologique très puissant et indépendant des modèles qui permet de décrire le cycle d'une éruption d'un microquasar. Ce diagramme, illustré de manière schématique sur la Figure 2.5 représente la luminosité totale de la source en fonction de sa *dureté*, c'est-à-dire le rapport entre le flux de rayonnement X *durs* et X *mous*. Il est parfois également appelé « diagramme en Q » ou « diagramme en tête de tortue » en raison de sa forme caractéristique. La forme schématique qu'adopte le spectre de la source ainsi que la configuration des jets pour chacune des étapes de l'évolution de l'éruption sont également représentées.

Ce diagramme se lit en partant du coin inférieur droit ; la source sort de sa quiescence et entre dans son état dur. La dureté est élevée indiquant une dominance de l'émission X de la couronne par rapport à l'émission du disque. La luminosité de la source augmente ensuite à dureté constante et ses propriétés spectrales et nous observons l'émission synchrotron auto-absorbée de jets compacts dans le domaine radio. La luminosité cesse ensuite d'augmenter et la dureté diminue à luminosité quasi-constante ; le spectre X pivote, laissant apparaître l'émission du disque dont l'énergie du bord interne augmente progressivement. Conjointement, l'émission de la couronne s'affaiblit. Ici, nous n'observons plus de jets compacts mais

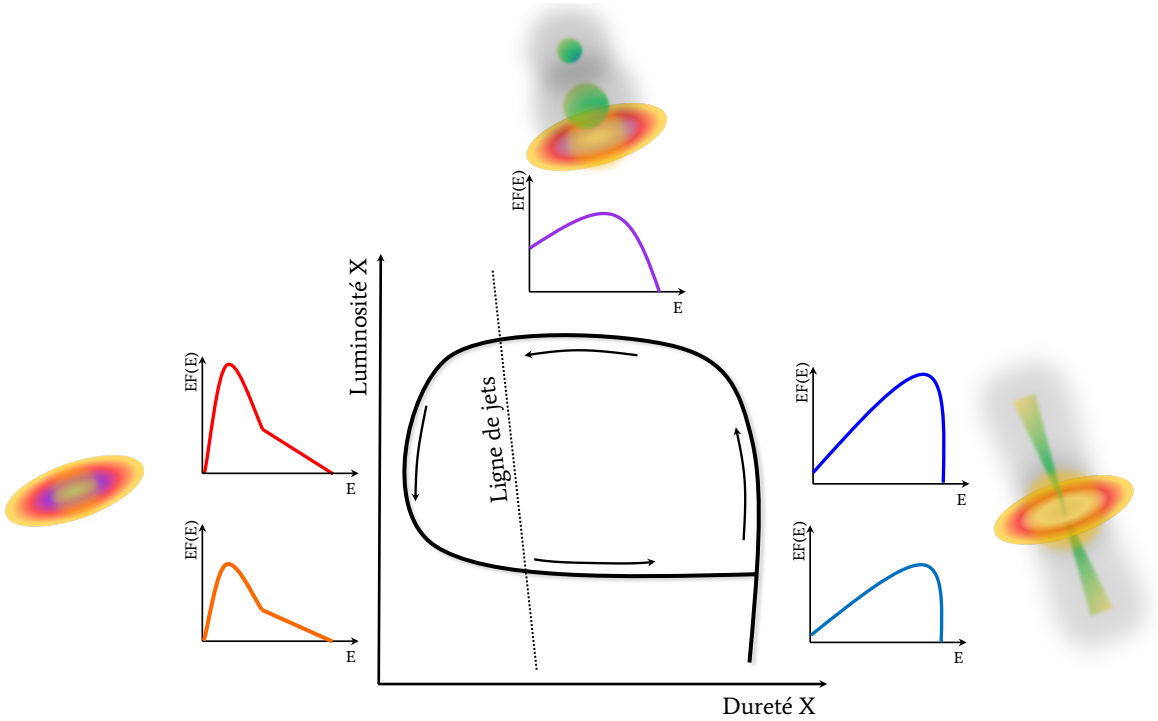


Figure 2.5 – *Représentation schématique du Diagramme Intensité Dureté observé dans les binaires X. Les propriétés spectrales et la morphologie des jets sont également représentées.*

des bouffées d'éjections discrètes (e.g., Mirabel & Rodríguez, 1994; Rodriguez et al., 2008; Wilms et al., 2006). C'est ce que nous appelons la « ligne de jets » (Fender et al., 2004). Une fois que nous atteignons l'état mou, l'émission thermique du disque est clairement dominante et le flux radio des jets diminue de manière drastique. De fort vents issus du disque sont obervés dans cet état (e.g., Díaz Trigo & Boirin, 2016). La luminosité commence ensuite sa décroissance et la source retourne progressivement dans son état de quiescence à luminosité constante. Il est important de noter que la luminosité de la transition de l'état dur vers l'état mou est différente de la luminosité de la transition de l'état mou vers l'état dur indiquant explicitement que les transitions observées ne sont pas uniquement déclenchées par un changement du taux d'accrétion seul, mais qu'un paramètre supplémentaire est nécessaire afin d'expliquer l'hystérésis observée.

L'évolution globale du spectre X au cours d'une éruption est cohérente avec le *modèle du disque tronqué*. Selon ce modèle, le disque optiquement épais et géométriquement fin de Shakura & Sunyaev (1973) est tronqué à un certain rayon, là où il coexiste avec la couronne. Pour de faibles luminosités, le rayon de troncature est grand et la partie interne est occupée par la couronne. À mesure que l'éruption avance, le rayon de troncature diminue et le bord interne du disque optiquement épais se rapproche du trou noir. L'émission du disque apparaît dans le spectre qui devient de plus en plus mou. Lorsque le disque atteint l'ISCO, l'émission de la couronne disparaît et le spectre est complètement dominé par le disque.

2.3 Variabilités temporelles au cours de l'éruption

En plus des variations temporelles sur des échelles de temps de l'ordre de la journée (visible dans le HID), les microquasars ont des variabilités bien plus rapides sur des échelles de temps très courtes (de quelques dizaine de microsecondes jusqu'à une centaine de secondes). Afin de sonder ces variabilités, nous passons dans l'espace de Fourier et créons le *spectre de puissance*. La section qui va suivre est grandement inspirée de van der Klis (1989)

et de van der Klis (2006).

2.3.1 Spectre de puissance

Un signal lumineux d'une durée totale T peut-être décomposé en une somme discrète de N termes oscillants.

$$x_k = \frac{1}{N} \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} a_j e^{-2\pi i \omega_j t_k} \quad k = 0, ..., N-1 \tag{2.1}$$

$$a_j = \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{2\pi i \omega_j t_k} \quad j = -\frac{N}{2}, ..., \frac{N}{2} - 1 \tag{2.2}$$

où a_j est le coefficient de Fourier associé à la pulsation $\omega_j = 2\pi j/T$ qui traduit la corrélation entre le signal et la pulsation correspondante. Un coefficient élevé indique donc que la pulsation associée participe de manière importante à la reconstruction du signal. x_k représente le nombre de photons détectés au temps $t_k \equiv kT/N$. Le pas d'intégration $\delta t_k = T/N$ représentant la résolution temporelle de notre courbe de lumière. Ce pas d'intégration donne accès à la *fréquence de Nyquist* : $\nu_{\text{Nyquist}} = 1/2\delta t$ égale à la moitié de la fréquence d'échantillonnage, valeur nécessaire pour décrire complètement le signal.

Le théorème de Parseval nous dit que :

$$\sum_{k=0}^{N-1} |x_k|^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} |a_j|^2 \tag{2.3}$$

ce qui permet d'écrire une relation entre la variance de notre signal et les coefficients a_j :

$$\text{Var}\,(x_k) \equiv \sum_k (x_k - \overline{x_k})^2 = \sum_k x_k^2 - \frac{1}{N}\left(\sum_k x_k\right)^2 = \frac{1}{N}\sum_j |a_j|^2 - \frac{1}{N} a_0^2 \tag{2.4}$$

et ainsi :

$$\text{Var}\,(x_k) = \frac{1}{N} \sum_{\substack{j=-N/2 \\ j\neq 0}}^{N/2-1} |a_j|^2 \tag{2.5}$$

En utilisant la normalisation de Leahy (Leahy et al., 1983) nous définissons le *spectre de puissance* :

$$P_j \equiv \frac{2}{N_{ph}} |a_j|^2 \quad j = 0, \ldots, \frac{N}{2} \tag{2.6}$$

où N_{ph} est le nombre total de photons de $\sum_k x_k = a_0$. Dès lors, en utilisant la relation $|a_j| = |a_{-j}|$, nous pouvons trouver l'expression de la variance en fonction de P_j :

$$\text{Var}\,(x_k) = \frac{N_{ph}}{N}\left(\sum_{j=1}^{N/2-1} P_j + \frac{1}{2} P_{N/2}\right) \tag{2.7}$$

Cette variance est généralement exprimée en pourcentage de la racine moyenne des carrés (fractional Root Main Square, *rms*) :

$$rms \equiv \frac{\sqrt{\frac{1}{N}\,\text{Var}\,(x_k)}}{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{N/2-1} P_j + \frac{1}{2} P_{N/2}}{N_{\text{ph}}}} \tag{2.8}$$

Ainsi, la puissance associé au signal $x_k = A\sin(2\pi\nu_j t_k)$ lorsque que traçons le spectre de puissance s'écrit :

$$P_j = \frac{1}{2}\frac{N^2}{N_{\rm ph}}A^2 \tag{2.9}$$

Cet outil permet de caractériser les variations d'amplitude d'un signal par rapport à la luminosité moyenne de la courbe de lumière. En pratique, le pourcentage *rms* peut-être déterminé en utilisant les contributions du taux de comptage C et du bruit de fond Poissonien B de la courbe de lumière (Belloni & Hasinger, 1990) :

$$rms = \frac{\sqrt{P_j C}}{C - B} \tag{2.10}$$

La normalisation de Leahy et al. (1983) permet de décrire le niveau de bruit Poissonien comme une contribution moyenne égale à 2, indépendante du pas d'échantillonnage δt ou de la durée T.

L'étude de la forme et de l'amplitude de ces spectres de puissance apporte des informations cruciales sur l'évolution de la source. En effet, nous pouvons parfois y déceler des structures fines que nous appelons des Oscillations Quasi-Périodiques (Quasi-Periodic Oscillations, QPOs) distinguables par leur forme caractéristique généralement modélisée par une fonction lorentzienne. Le terme *quasi-périodique*, et non *périodique*, est employé, car contrairement aux pulsar qui présente un pic de Dirac à la fréquence du pulse, le pic des QPOs possède une certaine largeur signifiant une *quasi-périodicité*. Un QPO est défini comme tel lorsque son *facteur de cohérence* $Q \equiv f/\Delta f \geqslant 2$ (e.g., van der Klis, 2005). La Figure 2.6 montre un spectre de puissance. Nous pouvons y voir quatre composantes : le bruit de basse fréquence en rouge, le QPO en bleu, une harmonique, multiple entier de la fréquence fondamentale, en violet, et le bruit blanc normalisé à 2 en jaune.

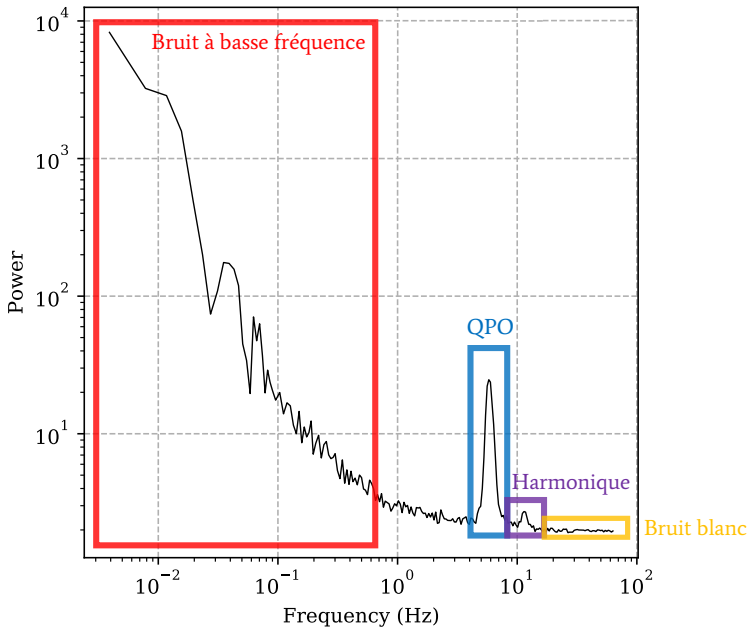


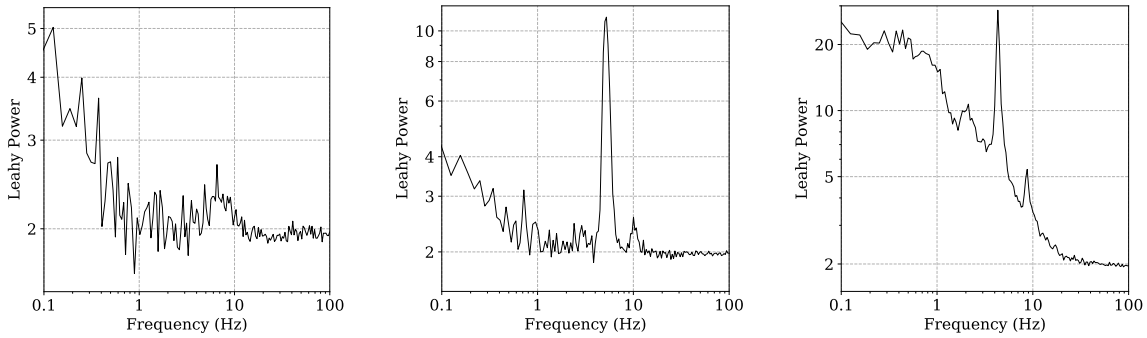
Figure 2.6 – *Exemple de spectre de puissance extrait à partir d'une courbe de lumière RXTE/PCA de la source GX 339–4.*

Dans les trous noirs, ces QPOs sont séparés en deux grandes familles : les QPOs de basse fréquence (Low Frequency QPOs, LFQPOs) avec une fréquence typique < 30 Hz et les QPOs de haute fréquence (High Frequency QPOs, HFQPOs) qui ont une fréquence typique > 60 Hz. Les HFQPOs sont de rares propriétés des trous noirs et des étoiles à neutrons accrétants et suscitent un grand intérêt théorique ; leur fréquence est comparable à la

fréquence épicyclique[3] d'une particule proche de l'ISCO ce qui pourrait indiquer que leur signal proviendrait de régions extrêmement proches du trou noir (e.g., Kato, 2004; Kluzniak & Abramowicz, 2001). Quoi qu'il en soit, ils ont seulement été observés dans neuf systèmes à trous noirs contrairement aux LFQPOs, beaucoup plus communs (observés dans plus d'une vingtaine de système Remillard & McClintock (2006)) et pour lesquels il existe toute une phénoménologie observationnelle. En conséquence, la section suivante est consacrée à leur description.

2.3.2 QPOs de basse fréquence

Les LFQPOs sont classifiés en trois types : A, B et C (Casella et al., 2005; Ingram & Motta, 2019; Motta et al., 2015; Sobczak et al., 2000b). Les spectres de puissance de chacun de ces types sont représentés sur les Figures 2.7a, 2.7b et 2.7c. Les différentes caractéristiques de chacun de ces types sont décrites ci-après dans l'ordre de leur apparition au cours de l'éruption : C, B, A.



(a) *Type A.* (b) *Type B.* (c) *Type C.*

Figure 2.7 – *Exemple de spectres de puissance de trois types de LFQPOs observés dans les systèmes binaires X. Ces spectres ont été extraits à partir de courbes de lumières RXTE/PCA de la source GX 339–4.*

Type C

Les QPOs de type C (Figure 2.7c) sont les QPOs les plus communs et les plus observés. Ils sont la plupart du temps détectés lors de la montée de l'état dur et dans l'état dur-intermédiaire (nomenclature de Belloni, 2010) où leur fréquence est corrélée avec l'état spectral de la source ; partant de quelques mHz au début de l'éruption et pouvant atteindre 10 Hz dans l'état dur-intermédiaire. Des QPOs de type C pouvant monter jusqu'à une fréquence de $\sim$ 30 Hz ont cependant été détectés dans l'état mou de GRO J1655–40 (Belloni, 2010; Motta et al., 2012). Ces QPOs sont caractérisés par une grande variabilité pouvant aller jusqu'à 20–30 % rms, un facteur de cohérence élevée ($Q > 8$) traduisant un pic étroit et sont associés à un bruit de basse fréquence coupé comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.7c. La fréquence de coupure est d'ailleurs corrélée avec la fréquence du QPO (Wijnands et al., 1999). Des harmoniques peuvent être également observées. La fréquence fondamentale est associée au pic de plus grande puissance ; dans le cas où des pics dont la fréquence est une fraction de la fréquence fondamentale (1/2, 1/4, etc.), nous parlons de *sous-harmonique*[4]. Dans le cas où les deux harmoniques ont des puissances similaires et qu'il n'est pas possible de discerner le QPO fondamental, nous parlons de QPO *cathédrale* en raison de leur forme caractéristique.

[3] Modification relativiste de la fréquence képlrienne d'une particule lorsque celle-ci s'approche du trou noir.

[4] D'un point de vue purement physique, le pic de plus basse fréquence correspond à la fréquence fondamentale. Néanmoins, lorsque nous parlons de QPO, la fréquence fondamentale est associée au QPO avec la plus grande puissance.

Les QPOs de type C sont également observés dans d'autres longueurs d'onde : optique (e.g., Gandhi et al., 2010), ultraviolets (e.g., Hynes et al., 2003a) et infrarouge (Kalamkar et al., 2015). Des observations simultanées multi-longueurs d'onde ont montré que la fréquence de QPO détecté en optique/ultraviolets/infrarouge peut être la même que celle du QPO détecté dans la bande X (Hynes et al., 2003a) ou bien égale à la moitié de celle-ci (Kalamkar et al., 2015).

Type B

Les QPOs de type B (Figure 2.7b) apparaissent durant l'état mou-intermédiaire. Plus précisément, leur présence permet de *définir* cet état spectral dans la nomenclature de Belloni (2010). Ils sont caractérisés par une puissance de $\sim 5\,\%$ rms, un pic étroit ($Q > 6$) et une fréquence généralement autour de $\sim 6\,\mathrm{Hz}$. La principale caractéristique qui permet de les différencier des QPOs de type C est la présence d'un bruit basse fréquence beaucoup plus faible (moins de quelques % rms). Des harmoniques ou sous-harmoniques accompagnent parfois le QPO fondamental comme les QPOs de type C. Dans le cas de GX 339–4 et XTE 1859+226, des transitions très rapides inférieures à quelques secondes où le QPO de type B apparaît puis disparaît ont été observées (Casella et al., 2004; Nespoli et al., 2003).

Type A

Les QPOs de type A (Figure 2.7a) sont les QPOs basse fréquence les moins observées. Ils sont généralement détectés dans l'état mou-intermédiaire et parfois dans l'état mou juste après la transition. Ces QPOs sont larges ($Q < 3$), de faible puissance (quelques % rms) et ont une fréquence entre 6–8 Hz. Le bruit à basse fréquence est de faible amplitude. Des harmoniques ou sous-harmoniques n'ont jamais été détectées, peut-être notamment à cause de la largeur du pic fondamental.

Connexion avec les états spectraux

Nous avons vu que les différents types de QPOs sont intimement liés à l'état spectral de la source. Plusieurs études ont également montré le lien entre certains paramètres spectraux et les propriétés des QPOs. Les relations connues sont celles reliant les propriétés du disque avec la fréquence des QPOs, il existe en effet une corrélation positive entre le flux et la température du disque avec la fréquence. En revanche, le rayon interne du disque et la fréquence sont anti-corrélés, et cette relation s'inverse pour de faibles rayons internes, comme représenté sur la Figure 2.8.

Dès lors, nous pouvons à nouveau dresser le HID sur la Figure 2.9, cette fois-ci en y implémentant les propriétés temporelles qui permettent de différencier les états dur-intermédiaire et mou-intermédiaire. La relation entre le pourcentage rms et la dureté de la source est également représentée.

Dans l'*état dur*, correspondant à la branche verticale à droite, le spectre est dominé par l'émission de la couronne thermalisée. La variabilité et le bruit à basse fréquence sont élevés, nous observons des QPOs de type C. À mesure que la luminosité augmente, la variabilité diminue, et la fréquence des QPOs augmente. Lorsque la luminosité cesse d'augmenter, nous basculons dans l'état dur-intermédiaire correspondant aux branches horizontales du HID. Les QPOs observés sont toujours de type C mais avec une fréquence plus élevée que dans l'état dur et une variabilité plus faible. Progressivement, le spectre X pivote. L'état mou-intermédiaire est défini par la disparition du bruit à basse fréquence et l'apparition de QPOs de type B. Enfin, lorsque nous atteignons la partie la plus à gauche des branches horizontales et que le spectre X est dominé par l'émission thermique du disque, le spectre de puissance montre très peu de variabilité et parfois des QPOs de type A sont observés.

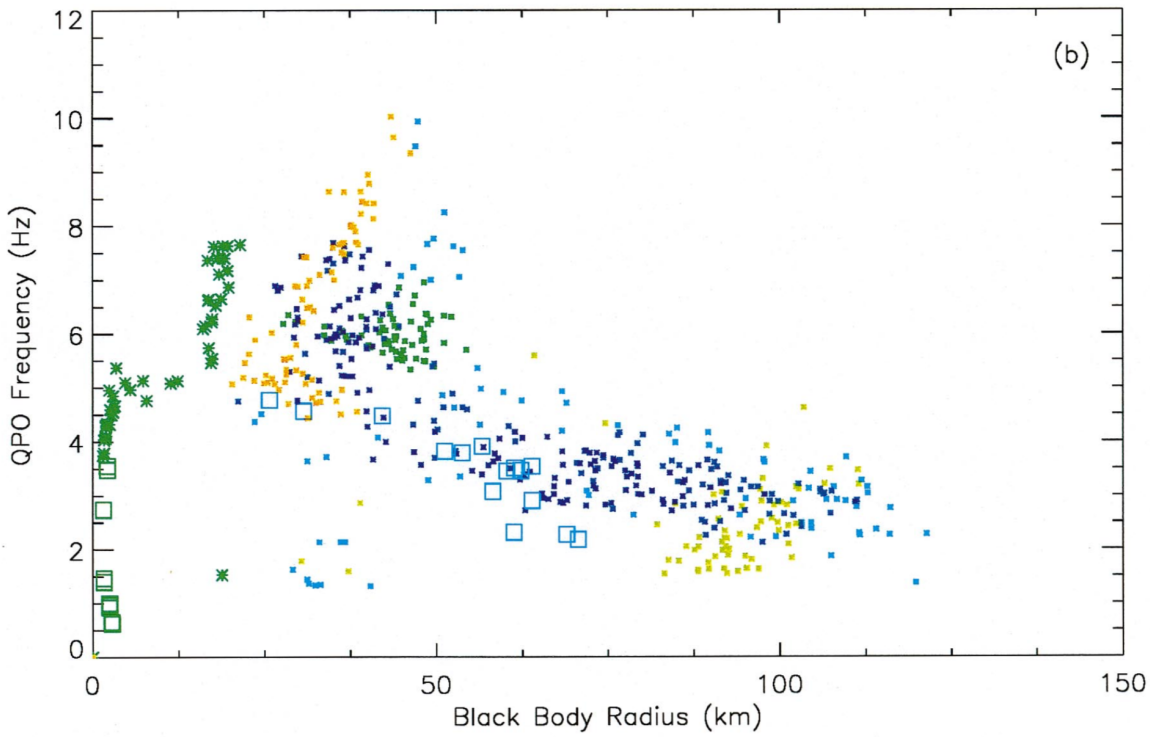


Figure 2.8 – *Fréquence des QPOs en fonction du rayon interne du disque dans GRS 1915+105. Les différents symboles représentent différents intervalles de temps à partir desquels les QPOs ont été extraits, tandis que les différentes couleurs représentent l'état de la source : bleu clair/bleu foncé pour les spectres durs, vert pour les spectres intermédiaires et orange/jaune pour les spectres mous (Muno et al., 1999).*

2.3.3 Modèles d'émissions des QPOs

Malgré le fait que les QPOs sont connus depuis plusieurs décennies, les mécanismes qui en sont à l'origine restent encore assez mystérieux. Les modèles existants proposent diverses origines et sont généralement basés sur deux possibilités : une instabilité dans le disque, ou bien un effet géométrique. Les concepts principaux de trois modèles d'émissions de QPOs sont décrits ci-après.

Précession du flot central

Le modèle d'Ingram et al. (2009) considère une configuration où le disque est tronqué et les parties internes occupées par un flot central chaud géométriquement épais. Dans l'état mou, le disque est dans le régime Bardeen-Petterson (Bardeen & Petterson, 1975)[5], ce qui signifie que le flot central est aligné avec le disque externe. En revanche, dans l'état dur, le disque est tronqué plus loin que le rayon de transition du régime Bardeen-Petterson. En conséquence, le disque externe n'est pas aligné avec le flot central, et ce dernier précesse comme un corps solide autour de l'axe de rotation du trou noir, la fréquence de précession étant associée à la fréquence du QPO.

Instabilité Accrétion-Éjection

L'instabilité Accrétion-Éjection (Accretion Ejection Instability, AEI, Tagger & Pellat, 1999) est une alternative à la MRI pour résoudre le problème du transport cinétique dans le disque standard (Section 1.2.2). Cette instabilité se produit dans les régions les plus internes d'un

[5]L'effet Bardeen-Petterson est un effet obtenu en combinant les effets de la précession relativiste proche du trou noir et de la viscosité du disque engendrant l'alignement du disque externe avec les régions internes.

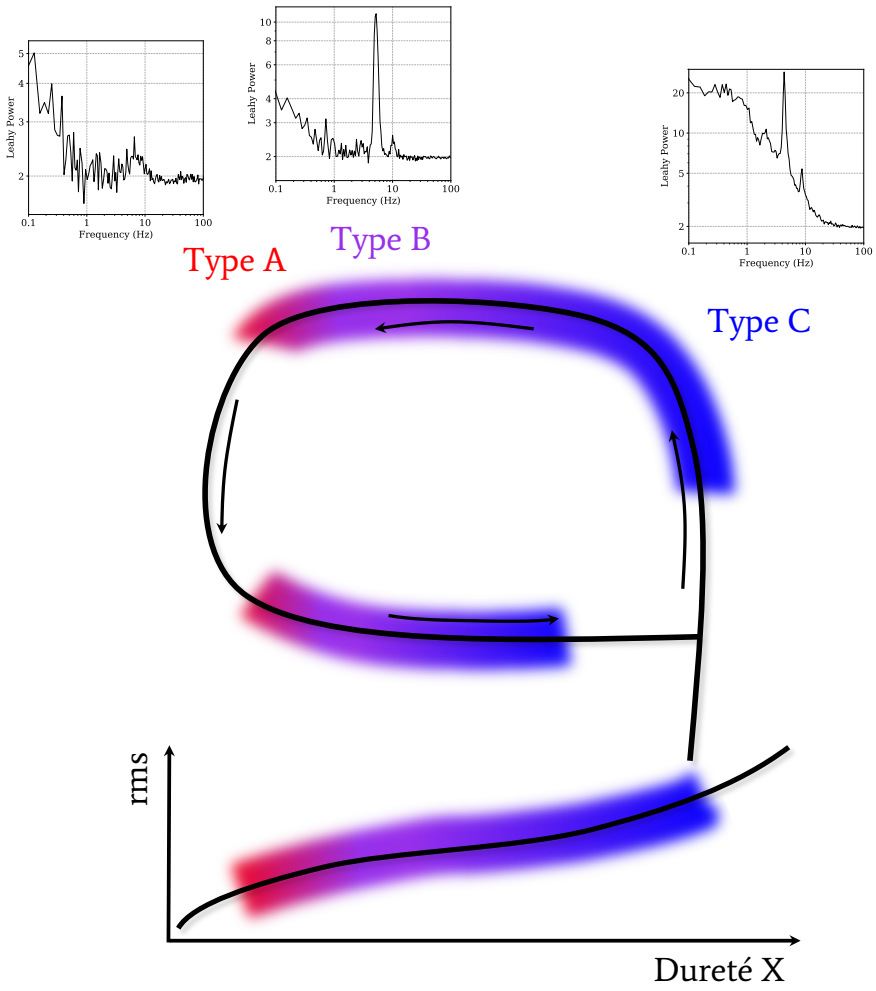


Figure 2.9 – *Les différents types de QPO observés pendant le cycle d'une éruption.*

disque magnétisé et lorsque que la pression magnétique et la pression du gaz sont à l'équipartition. Une petite perturbation de la composante verticale du champ magnétique déclenche la formation d'une onde spirale dans le disque, similaire à celle des bras spiraux galactiques mais soutenue par le champ magnétique plutôt que par l'auto-gravité. Le rayon de *corotation* correspond au rayon pour lequel l'onde spirale tourne à la même vitesse angulaire que le plasma en rotation képlerienne. La région comprise entre le bord interne du disque et le rayon de corotation agit alors comme une cavité de résonance de l'onde où seuls des modes discrets peuvent être sélectionnés ; les QPOs seraient alors la signature de ces modes de résonance. L'augmentation de fréquence des QPOs serait causée par l'avancement du bord interne (et donc la diminution du rayon interne) du disque au cours de l'éruption. Cette relation s'inverse lorsque le rayon interne atteint une valeur proche de l'ISCO (Varnière et al., 2002).

Propagation de chocs oscillants

Le modèle de propagation de chocs oscillants (Chakrabarti et al., 1996, 2008; Molteni et al., 1996) propose que le disque képlerien standard (1.2.2) soit « sandwiché » par une couronne et que la région interne du disque tronqué soit occupée par un *halo* dénommé en anglais *Centrifugal Pressure Supported Boundary Layer* (CENBOL). En général, les composantes disque/couronne et le halo ont deux taux d'accrétion différents et sont séparés par un choc au rayon r_{choc} provoqué par un changement de densité entre la région externe (pré-choc) et

la région interne (post-choc). Selon ce modèle, la position du choc oscille autour de la valeur moyenne $r_{\rm choc}$ si l'échelle de temps de refroidissement du halo (principalement dû à de la Comptonisation) est comparable à l'échelle de temps de chute de matière. Cette oscillation produirait alors un QPO dans le flux X. La fréquence du QPO étant reliée à la fréquence képlerienne d'une particule à $r_{\rm choc}$.

2.4 Observations multi-longueurs d'onde

Alors que les processus liés aux rayonnements X des trous noirs accrétants ont été largement étudiés depuis le début de l'astronomie X dans les années 1960, les observations dans d'autres longueurs d'onde, comme la radio, l'infrarouge ou le rayonnement γ ont conduit à la découverte de nouveaux processus, notamment liés aux éjections. Ainsi, sans un regard multi-longueurs d'onde, la compréhension des mécanismes accrétion-éjection qui ont lieu dans ces systèmes est incomplète.

2.4.1 Émission des jets, radio/infrarouge/optique

Corrélation X-radio

Comme nous l'avons vu dans la Section 2.2.2, la présence ou l'absence de jets semblent fortement corrélées à l'état spectral d'une source en éruption. En effet, plusieurs études ont montré que les composantes de jets compacts et du flot d'accrétion sont reliées (e.g., Corbel et al., 2000, 2003). La luminosité radio $L_{\rm R}$ en fonction de la luminosité X (1–10 keV) $L_{\rm X}$ dans l'état dur de plus de 25 sources est représentée sur la Figure 2.10. Nous pouvons voir deux corrélations, les sources appartenant à l'une ou l'autre sont qualifiées en anglais de *standards* (*radio-loud*) ou d'*outliers* (*radio-quiet*). La corrélation des outliers correspondant à la plus pentue des deux. Ces corrélations sont bien modélisées par des lois de puissance $L_{\rm r} \propto L_{\rm X}^{\alpha}$ d'indice $\alpha \sim 0.6$–0.7 (Corbel et al., 2013b) et $\alpha \sim 1.4$ (Gallo et al., 2012) respectivement pour la branche standard et outliers.

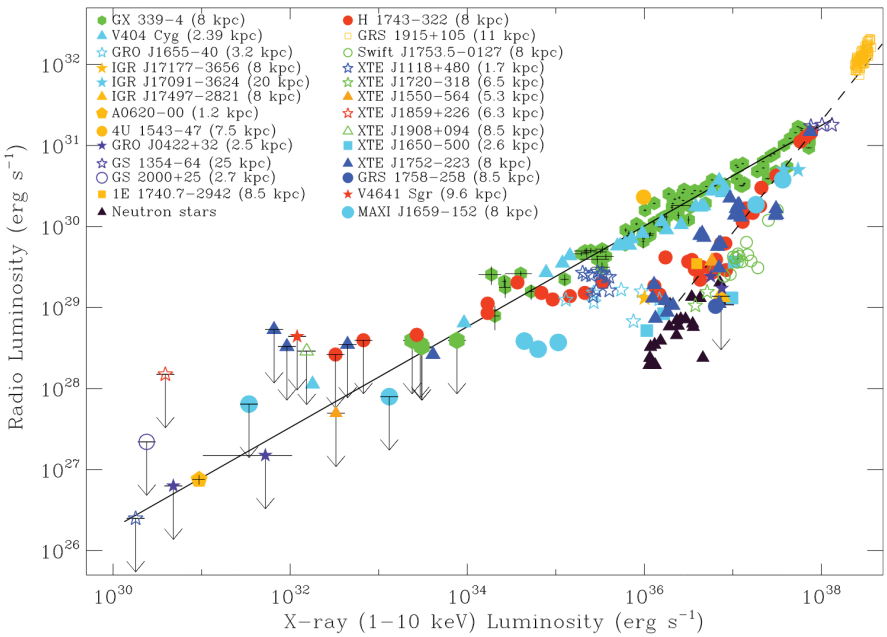


Figure 2.10 – *Corrélation entre les luminosités radio et X de plusieurs trous noirs accrétants pendant leur état dur (Corbel et al., 2013b).*

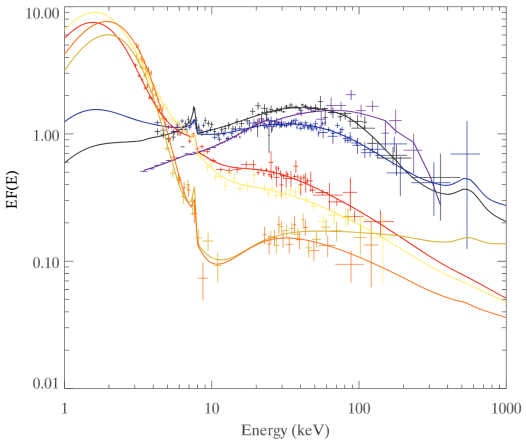
Corrélation infrarouge/optique

À plus courtes longueurs d'onde, dans les domaines infrarouge/optique, les jets sont plus compliqués à observer en raison de la présence du disque qui contribue également au flux dans ces énergies et de l'étoile compagnon. Durant l'état dur de son éruption de 2002, GX 339–4 a montré une corrélation positive entre la luminosité infrarouge et la luminosité X, qui disparaît au moment où la source entre dans son état dur-intermédiaire, lorsque la contribution des jets évolue (Homan et al., 2005). Des observations supplémentaires ont montré que cette corrélation pouvait s'étendre sur quatre ordres de grandeur avec la présence d'une coupure à $L \sim 10^{-3} L_{\mathrm{Edd}}$ (Coriat et al., 2009). Une étude réalisée sur plusieurs trous noirs en état dur révèle une corrélation $L_{\mathrm{OIR}} \propto L_{\mathrm{X}}^{0.6}$, similaire à la corrélation en radio (Russell et al., 2006).

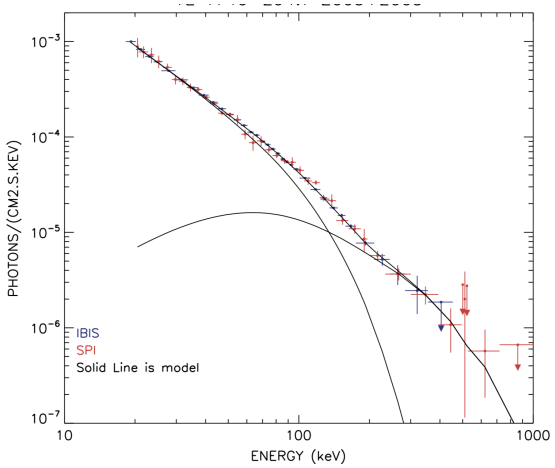
2.4.2 L'émission au delà des X

La queue de haute énergie dans les X durs/γ mous

Projetons-nous dorénavant à plus haute énergie, au delà de 200 keV. Dans l'état dur, les premières preuves observationnelles d'une composante additionnelle en loi de puissance au-delà du spectre de Comptonisation dans le domaine X durs/γ mous ($>$ 300 keV) remontent à quelques décennies (Grove et al., 1998; Nolan et al., 1981; Roques et al., 1994). L'observation de cette composante dans Cygnus X–1 grâce au *COMpton TELescope* (*COMPTEL*, McConnell et al., 2000, 2002) révèle que cette composante peut s'étendre jusqu'à plusieurs MeV sans coupure exponentielle apparente. Depuis, celle-ci à été détectée dans d'autres microquasars notamment grâce à *INTEGRAL* : 1E 1740.7–2942, (Bouchet et al., 2009), GX 339–4 Del Santo et al. (2008); Joinet et al. (2007). Les Figures 2.11a et 2.11b montrent cette *queue de haute énergie* détectée respectivement dans GX 339–4 et 1E 1740.7–2942. Le mécanisme à l'origine de l'émission de cette composante est aujourd'hui largement débattu et deux principaux scénarii sont envisagés.



(a) *Spectres d'émission de différentes étapes d'une transition de l'état dur vers l'état mou de GX 339–4. Les spectres sont ajustés par un modèle de couronne hybride (Del Santo et al., 2008).*



(b) *Queue de haute énergie de 1E 1740.7–2942 observée avec INTEGRAL au printemps 2003. Le spectre est ajusté par deux modèles de Comptonisation thermique ; l'un pour ajusté la Comptonisation inverse des photons du disque issus de la couronne, l'autre est utilisé pour ajuster l'excès à haute énergie (Bouchet et al., 2009)*

Figure 2.11 – *Queue de haute énergie observée dans deux microquasars.*

Le premier scénario propose que l'émission de cette composante proviendrait d'une distribution non-thermique d'électrons présente dans la couronne (e.g., Belmont et al., 2008;

Coppi, 1999; Del Santo et al., 2013; Gierliński et al., 1999; Malzac, 2012; Romero et al., 2014). Le lieu de son émission serait alors une couronne dite *hybride* constituée d'une population d'électrons thermiques, responsable du spectre de Comptonisation observé et d'une distribution d'électrons accélérés ; le mécanisme responsable de l'accélération des électrons restant encore inconnu. Le scénario alternatif propose que cette émission serait l'extension dans le domaine des X du spectre synchrotron auto-absorbé des jets compacts (Section 1.2.3 Laurent et al., 2011; Rodriguez et al., 2015b; Zdziarski et al., 2012, 2014). Comme le spectre auto-absorbé est issu de la superposition d'une émission de différentes tranches des jets, la queue de haute énergie correspondrait au rayonnement issu de la base des jets. Des mesures récentes de la polarisation de cette émission avec *INTEGRAL* (Jourdain et al., 2012b; Laurent et al., 2011; Rodriguez et al., 2015b) dans l'état dur de Cygnus X–1 révèlent en effet un haut degré de polarisation ($\sim 70\,\%$) compatible avec une émission synchrotron. Un tel degré de polarisation impliquerait un champ magnétique extrêmement stable et ordonné. Je me suis énormément intéressée à cette composante de haute énergie durant ma thèse, une partie de ce manuscrit y est d'ailleurs consacrée (Partie III).

L'émission γ

L'observation de l'émission des microquasars au-delà de plusieurs dizaines de MeV a été rendue possible grâce aux satellites *Fermi* et *Agile*. Cette émission γ est intimement liée aux jets qui permettent d'accélérer les particules aux plus hautes énergies. Jusqu'à présent, deux sources ont été détectées au delà de 40 MeV : Cygnus X–1 et Cygnus X–3 (Bodaghee et al., 2013; Fermi LAT Collaboration, 2009; Tavani et al., 2009; Zanin et al., 2016; Zdziarski et al., 2018). Cette émission proviendrait de l'interaction Compton inverse entre les photons de l'enveloppe du compagnon avec les électrons relativistes des jets (Dubus et al., 2010; Zanin et al., 2016; Zdziarski et al., 2018). Nous reviendrons plus en détails sur ces deux sources dans les Chapitres 6 et 7.

La nature des particules responsables de ces émissions non-thermiques reste cependant un sujet de débat entre les processus de particules leptoniques et/ou hadroniques. Dans le premier cas, la population leptonique est responsable de toute l'émission électromagnétique du spectre, depuis la radio jusqu'au rayonnement γ (e.g., Bosch-Ramon et al., 2006). Dans le second cas, une distribution hadronique pourrait également atteindre des vitesses relativistes et contribuer au spectre à haute énergie. Dans ce cas là, les systèmes binaires X seraient de bons candidats d'émission de rayonnement cosmique.

CHAPITRE 3

L'OBSERVATOIRE *INTEGRAL*

Sommaire

3.1 Présentation d'*INTEGRAL* et de ses instruments 37
3.1.1 Description générale 38
3.1.2 L'instrument IBIS 40
3.1.3 L'orbite d'*INTEGRAL* 42
3.2 Le *mode Compton* d'IBIS 44
3.2.1 Principe de fonctionnement du mode Compton 44
3.2.2 Analyse avec le mode Compton 45

INTEGRAL est un observatoire dédié à l'observation des rayons X jusqu'aux rayons γ (3 keV jusqu'à 10 MeV). Il s'agit d'une mission de taille M sélectionnée en 1995 par l'Agence Spatiale Européenne (European Space Agency, ESA) dans le cadre du plan Horizon 2000. Le satellite lancé le 17 octobre 2002 depuis le cosmodrome de Baïkonour au Kazakhstan, a largement dépassé sa période initiale de vol planifiée qui ne devait s'étendre que sur deux ans avec une possible extension de trois ans. Le satellite est toujours en orbite autour de la Terre au moment où ces lignes sont écrites, 18 ans plus tard, et possède assez de carburant pour voler encore jusqu'en 2029 (Godard et al., 2019)!

Je présente tout d'abord les principales caractéristiques d'*INTEGRAL* et de ses instruments dans la Section 3.1. La description pas à pas du processus d'analyse des données du télescope IBIS, que j'ai le plus utilisé durant ma thèse, est reportée en Annexe A.1. La seconde et dernière section de chapitre est consacrée à la description de l'une des particularités de ce télescope lui permettant d'être utilisé comme un télescope Compton (Section 3.2).

3.1 Présentation d'*INTEGRAL* et de ses instruments

L'objectif scientifique d'*INTEGRAL* est l'étude des phénomènes de haute énergie dans l'Univers : systèmes binaires X transitoires, sursauts γ, AGNs, supernovae, structure de la galaxie, nucléosynthèse, processus d'accélération de particules pour ne citer que certains d'entre eux. Pour accomplir cela, le satellite est doté d'un spectromètre haute résolution sensible entre 20 keV et 8 MeV permettant de décrire avec précision les propriétés des profils de raies et d'un imageur permettant d'observer avec un large champ de vue et capable de déterminer avec précision la position des sources observées[1].

3.1.1 Description générale

Le Spectromètre d'*INTEGRAL* (Spectrometer on *INTEGRAL*, SPI, Vedrenne et al., 2003) et l'Imageur à Bord du Satellite *INTEGRAL* (Imager on Board the *INTEGRAL* Satellite, IBIS, Ubertini et al., 2003) peuvent chacun d'entre eux fournir des diagnostics en imagerie et spectroscopie, et sont optimisés de manière à ce que les deux instruments se complètent. SPI et IBIS sont également accompagnés de deux instruments de suivi fournissant des observations complémentaires dans les rayons X et dans le visible : le Joint European X-Ray Monitor (JEM-X, Lund et al., 2003) et l'Optical Monitoring Camera (OMC, Mas-Hesse et al., 2003).

[1] À l'époque de son lancement et encore aujourd'hui, IBIS est l'instrument avec la meilleure résolution angulaire pour des énergies au-delà de 100 keV.

Une image du satellite et l'agencement de ses instruments sont représentés sur la Figure 3.1. L'*INTEGRAL* Science Data Center (ISDC, Courvoisier et al., 2003) situé près de Genève, est consacré à l'acquisition et à la surveillance des données à destination de la communauté ; il constitue le cinquième « instrument » d'*INTEGRAL*.

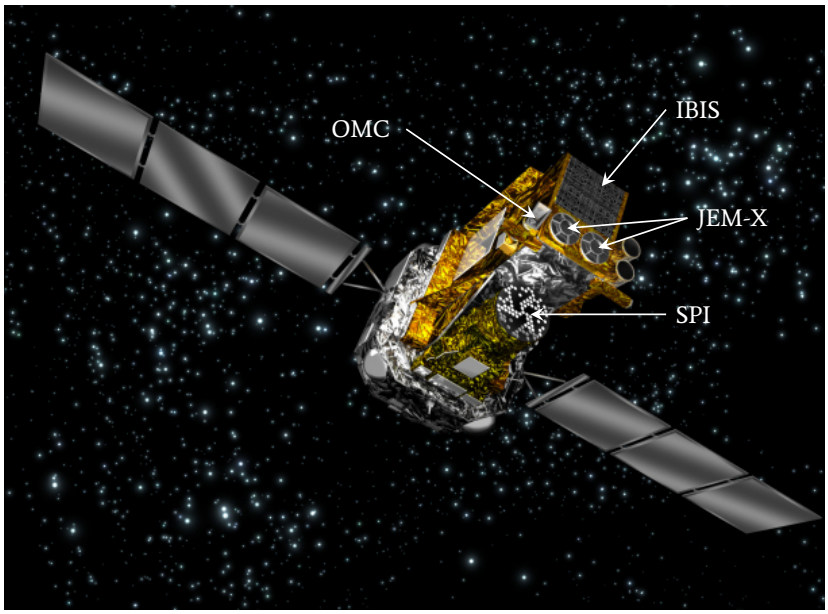


Figure 3.1 – *Le satellite INTEGRAL. Les différents instruments sont indiqués par les flèches. Crédits : ESA*

SPI, JEM-X et IBIS partagent tous les trois le même principe de reconstruction de l'image grâce à un masque codé.

Principe du masque codé

Focaliser les photons est la meilleure manière d'obtenir une image ; cependant, lorsque nous nous intéressons au rayonnement X dur, cela nécessite de très longues focales. Il devient donc nécessaire de trouver une technique alternative : un collimateur ou un masque codé. L'utilisation d'un masque codé offre plusieurs avantages par rapport à l'utilisation d'un collimateur. Ce dernier est constitué d'un tube aux parois absorbantes de manière à ce que seuls les photons provenant d'une direction parallèle à l'axe du tube parviennent jusqu'au détecteur. Pour repérer une source, le principe est de soustraire le signal d'un champ de vue vide au signal émis par le champ de vue de référence censé contenir la source. Cette méthode simple souffre cependant de plusieurs limitations ; en effet, il n'est pas possible de faire de simples images puisque la résolution angulaire est égale au champ de vue, de ce fait, la mesure du signal d'une source peut-être altérée dans le cas où plusieurs sources sont présentes dans le champ de référence (cet effet est d'autant plus important que la sensibilité de l'instrument est grande), et elle ne permet pas une estimation correcte du bruit de fond. Ce dernier effet est lié à une estimation du bruit de fond inégale lors de la pose dans le champ vide et de la pose dans le champ de référence conduisant à une estimation erronée du flux de la source. Le masque codé, quant à lui, permet une bonne résolution des sources puisqu'il dresse une image du ciel et l'ajout majeur de cette technique est sa capacité à mesurer simultanément le bruit de fond : le bruit de fond seul est mesuré là où la source projette des zones d'ombre sur le détecteur tandis que le bruit de fond additionné au flux de la source est mesuré sur les zones illuminées.

L'observation grâce au masque codé est l'une des caractéristiques cruciales d'*INTEGRAL*. Les masques codés de IBIS, SPI et JEM-X sont représentés respectivement sur les Figures 3.2a, 3.2b 3.2c. La résolution angulaire $d\theta$ d'un télescope ne dépend que du rapport entre la

taille d'un élément du masque e et la distance séparant le masque du plan détecteur d par la relation :

$$d\theta = \arctan\left(\frac{e}{d}\right) \tag{3.1}$$

(a) *IBIS.* (b) *SPI.* (c) *JEM-X.*

Figure 3.2 – *Illustration des masques codés des instruments à bord d'INTEGRAL. Les éléments noirs sont les éléments opaques des masques.*

Le principe est littéralement de « masquer » une partie de l'ouverture du télescope par un motif d'éléments opaques et de mesurer l'ombre projetée sur le détecteur, que nous appelons *shadowgram*. Le motif du masque est choisi de manière à ce que chaque point du ciel présent dans le champ de vue projette une ombre différente sur le détecteur. Grâce à cette unicité du motif, il est possible de reconstituer l'image de la région observée et de connaître sans ambiguïté la position de la source en déconvoluant le signal reçu par le détecteur.

Considérons M la matrice représentant la répartition des éléments opaques et transparents du masque, I l'intensité du rayonnement émis dans le champ de vue et B l'intensité du bruit de fond. Le signal reçu par le détecteur s'exprime par :

$$D = I \otimes M + B \tag{3.2}$$

où $\otimes$ est l'opérateur de convolution. L'intensité du signal reconstruit s'écrit alors $I' = D \otimes G$ où G est définie telle que $M \otimes G = \mathbb{1}$. Nous obtenons finalement :

$$I' = I + B \otimes G \tag{3.3}$$

Si le bruit de fond est uniforme, le terme $B \otimes G$ est une constante additive à l'image qu'il suffit de soustraire.

Les paragraphes suivants apportent une description générale des principales caractéristiques de SPI, JEM-X et OMC, tandis que IBIS, que j'ai utilisé tout au long de ma thèse est décrit plus en détails dans la Section 3.1.2.

SPI

Le spectromètre SPI peut observer entre 20 keV et 8 MeV avec une résolution en énergie de 2.2 keV à 1.33 MeV et une résolution angulaire de 2°. Il est constitué d'un assemblage de 19 détecteurs hexagonaux au germanium[2] pour une surface totale de 500 cm^2. Depuis le lancement en 2002, quatre détecteurs ont cessé de fonctionner. Le masque codé est situé à 1.7 m au dessus du plan détecteur permettant d'obtenir des images avec un grand champ de vue de 16°. Le masque codé est quant à lui constitué de 127 (63 opaques et 64 transparents) éléments arrangés dans un cercle de 78 cm de diamètre (Figure 3.2b).

[2]Le germanium possède un niveau atomique plus élevé que le silicium permettant d'augmenter la probabilité d'interactions avec les rayons γ.

JEM-X

L'instrument JEM-X est constitué de deux télescopes à masque codé identiques : JEM-X 1 et JEM-X 2 observant entre 3 et 25 keV . Chaque détecteur est une chambre à gaz micro-pistes[3] de 500 cm^2. Le masque codé (Figure 3.2c) est constitué de 22501 éléments de 3.3 mm dont 25 % d'entre eux sont transparents et situé à 3.4 m au dessus du plan détecteur, soit une résolution angulaire de 3'.

OMC

OMC permet d'observer l'émission optique entre 500 et 850 nm des cibles d'*INTEGRAL*, permettant d'obtenir des observations simultanées dans le domaine visible. OMC est constitué d'une caméra Charge-Coupled Device (CCD) située à 50 mm du plan focal.

3.1.2 L'instrument IBIS

L'objectif de l'imageur IBIS est de fournir une localisation précise des sources, y compris des sources faibles. Il est capable d'observer entre 25 keV et 10 MeV avec une précision de localisation de 1–5' et un champ de vue total de 29° × 29°. IBIS est constitué de cinq éléments principaux : le masque codé, un premier détecteur *INTEGRAL* Soft Gamma-Ray Imager (ISGRI, Lebrun et al., 2003), un second détecteur Pixellated Cesium-Iodid Telescope (PICsIT, Di Cocco et al., 2003), un bouclier anti-coïncidence et une source d'étalonnage permettant d'effectuer des calibrations régulières du détecteur PICsIT à 511 keV et à 1275 keV grâce à une source de sodium ^{22}Na radioactive.

Caractéristiques du masque codé

Le masque codé situé à 3.2 m du plan détecteur est un carré de coté 1064 cm fabriqué à partir de 95 × 95 éléments de 11.2 × 11.2 mm^2 pour une résolution angulaire de 12'.

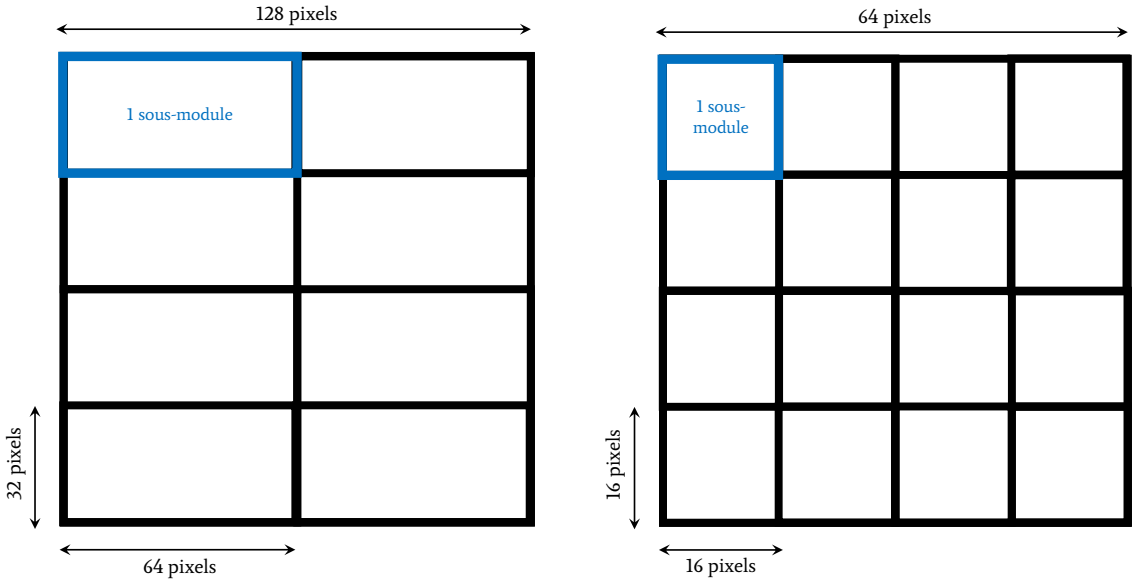
Ce masque est basé sur une réplication cyclique de MURA (pour Modified Uniformly Redundant Array) dont les propriétés sont décrites dans Gottesman & Fenimore (1989). Approximativement, la moitié de la surface du masque est opaque aux photons dans la bande opérationnelle de IBIS. Le motif repose sur un support rigide à base de « nomex » permettant de supporter les mouvements provoqués par le lancement du satellite. Ce matériau transparent absorbe une partie du flux et est pris en compte lors de l'analyse des données.

Le plan détecteur à double couche

Les Figures 3.3a et 3.3b représentent respectivement les détecteurs IBIS et PICsIT. Au niveau supérieur, le détecteur ISGRI sensible entre 20 keV et 1 MeV est composé de 128 × 128 pixels de Tellurre de Cadmium (CdTe) de dimensions 4 × 4 × 2 mm^3 (largeur × profondeur × hauteur). Le détecteur est constitué de 8 sous-modules chacun constitué de 64 × 32 pixels. PICsIT, situé 10 cm en dessous a une sensibilité entre 250 keV et 10 MeV et est constitué de 64 × 64 scintillateurs de Iodure de Césium (CsI) 9 × 9 × 30 mm^3, décomposés en 16 sous-modules. Chaque scintillateur est couplé à une photo-diode en silicone.

Cette particularité de détecteur en double couche permet d'utiliser IBIS comme un télescope Compton permettant de faire des images, des spectres mais aussi d'utiliser une propriété de la diffusion Compton afin de mesurer la polarisation du signal (Forot et al., 2007; Laurent et al., 2011), nous aborderons cela plus en détails dans la Section 3.2.

[3] Il s'agit d'une chambre constituée de 90 % de xénon et de 10 % de méthane à une pression de 1.5 bar ; les photons entrants ionisent le gaz et lorsque les électrons arrachés atteignent une énergie suffisante (ils sont accélérés par le champ électrique créé par une alternance de pistes anodiques et cathodiques), ils peuvent à leur tour ioniser le milieu et produire des électrons secondaires puis tertiaires par un mécanisme d'avalanche. Les charges des électrons détectés sont ensuite converties en impulsion électrique.



(a) *Détecteur ISGRI.* (b) *Détecteur PICsIT.*

Figure 3.3 – *Représentation des détecteurs ISGRI et PICsIT au sein du télescope IBIS.*

Détection des photons avec IBIS

Il faut bien comprendre que les photons associés au rayonnement X et γ n'ont pas le même comportement que les photons des rayonnements de très basse énergie comme les ondes radios. En effet, ces photons X et γ sont détectés de manière individuelle, sans faire appel à leurs propriétés ondulatoires. Dans ce cas, il faut utiliser un télescope où le détecteur joue lui-même le rôle de la surface collectrice. Ainsi, pour accroître la sensibilité d'un tel télescope et récolter davantage de photons, il faut augmenter le temps d'exposition et/ou augmenter la surface du détecteur. Cette détection implique une interaction entre le photon et les atomes du détecteur :

- par **effet photo-électrique** : un photon est absorbé par un atome du détecteur et transfère toute son énergie à un électron qui est éjecté. C'est le principe des caméras CCD, utilisées dans le visible ou en X.
- par **effet Compton** : un photon cède une partie de son énergie à un atome du détecteur. En fonction de la taille du détecteur et de l'énergie du photon entrant, le photon peut soit s'échapper soit effectuer une seconde interaction.
- par **production de paires** : un photon de très haute énergie (> 1022 keV) peut former une paire électron-positron dans le détecteur. Ces paires peuvent s'annihiler pour former un photon qui peut de nouveau effectuer une seconde interaction avec le détecteur. C'est par exemple le principe utilisé par le télescope *Fermi*/Large Area Telescope (LAT).

Ces interactions photon-détecteur sont nommées « événements ». À bord du satellite, les instruments enregistrent chaque événement détecté par un sous-module. Il y a plusieurs types d'événements :

- **événement ISGRI seul** : un photon est arrêté par un pixel du détecteur ISGRI ce qui génère une impulsion électrique. L'énergie du photon incident est déterminée par deux grandeurs : l'amplitude de l'impulsion électrique et le *temps de montée* de cette impulsion. *Le temps de montée* quantifie le temps nécessaire au signal pour passer d'une faible valeur à une valeur élevée, toutes deux spécifiées.
- **événement PICsIT seul** : un photon de haute énergie traverse ISGRI et est détecté par un unique pixel PICsIT générant un flash dans le scintillateur. L'énergie du photon est

déterminée à partir de l'intensité lumineuse mesurée dans la photo-diode.
- **événement PICsIT multiple** : un événement multiple a lieu lorsqu'un photon est détecté par deux ou trois pixels engendrant plusieurs flashes de scintillation. L'énergie du photon est déterminée en sommant les énergies reçues dans les différents pixels. Le barycentre des énergies est calculé, et la position du photon est attribuée au pixel coïncidant avec la position du barycentre.
- **événement Compton seul** : un photon détecté par PICsIT ou ISGRI et est ensuite diffusé par émission Compton dans l'autre détecteur. L'énergie du photon initial est déterminée en sommant les énergies des différents événements et sa position est attribuée au pixel ayant reçu le plus d'énergie. À basse énergie, typiquement en dessous de 500 keV, la grande majorité événements correspondent bien à une interaction avec ISGRI puis avec PICsIT. À plus haute énergie, les photons peuvent traverser ISGRI sans interagir, déposer un peu de leur énergie sur PICsIT avant d'être détectés par ISGRI.
- **événement Compton multiple** : un photon est détecté par un seul pixel ISGRI puis par plusieurs pixel PICsIT. La position et l'énergie du photon sont déterminées comme dans les cas précédents.

La distinction de ces différents types d'événements est cruciale pour que nous puissions comprendre le fonctionnement du *mode Compton* d'IBIS.

3.1.3 L'orbite d'*INTEGRAL*

La Figure 3.4 permet de visualiser toutes les orbites accomplies par *INTEGRAL* pendant 15 ans, depuis son lancement en octobre 2002 jusqu'à octobre 2017[4]. L'orbite originelle est inclinée de 51.6° avec le périgée situé ∼9000 km et l'apogée situé à plus de 152600 km pour une période de révolution de trois jours sidéraux[5]. Depuis, le périgée et l'inclinaison ont changé ; en effet, l'ESA a effectué une série d'opérations entre le 13 janvier 2015 et le 12 février 2015 afin de pouvoir respecter les conditions de la Loi sur les Opérations Spatiales[6] (LOS) et de prévoir le retour du satellite sur Terre pour 2029. L'orbite a légèrement changé et une révolution dure désormais 2 jours et 16 heures. Aujourd'hui, le satellite a effectué plus de 2000 révolutions autour de la Terre.

Ce type d'orbite permet au satellite de ne pas être interrompu par la présence de la Terre dans le champ de vue et donc d'effectuer de longues périodes d'observations sans interruption et avec un bruit de fond pratiquement constant. En revanche, lorsque le satellite redescend en direction de la Terre, les émissions de particules chargées provenant du vent solaire et capturées par le champ magnétique terrestre engendrent un important bruit de fond sur les détecteurs ; en conséquence, *INTEGRAL* n'observe pas pendant ces périodes. Environ 80 % de la durée d'une révolution peuvent ainsi être consacrés aux observations.

Modes d'observation

La stratégie d'observation consiste en trois types de pointés :
- le mode **staring** : le pointage est fixe sur la source.
- le mode **dithering rectangulaire 5× 5** : le pointage consiste en une série de 25 pointés dont 1 est centré sur la source et les 24 autres sont situés à équidistance de 2° en effectuant un motif rectangulaire, formant ainsi un carré de 5× 5 autour de la cible. C'est

[4]Le film permettant de suivre l'évolution de l'orbite pendant 15 ans est disponible ici : http://www.esa.int/ESA_Multimedia/Videos/2017/11/INTEGRAL_Fifteen_years_in_orbit

[5]Un jour sidéral dure 23 h 56 min 4 s.

[6]Cette loi est destinée à limiter les débris spatiaux. Elle impose un retour des satellites sur Terre 25 ans après leur lancement.

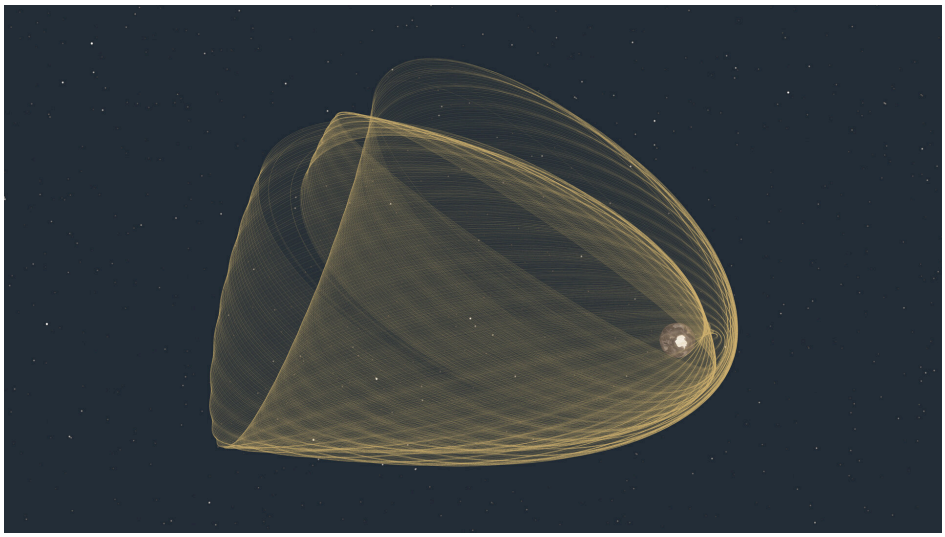


Figure 3.4 – *Orbites d'INTEGRAL effectuées entre octobre 2002 et octobre 2017. Credits : ESA.*

le mode le plus utilisé, car il est en effet indispensable pour pouvoir faire de l'imagerie avec SPI ; celui-ci étant composé de 19 détecteurs indépendants, il est attendu que le bruit varie de manière différente pour chaque détecteur, ainsi, le dithering permet d'uniformiser le bruit de fond.

– le mode **dithering hexagonal** : le pointage consiste en un motif hexagonal de 7 pointés : 1 centré sur la source et les 6 autres situés à 2° de part et d'autres. Ce mode est utilisé pour observer une seule source et où les contributions des autres sources du champ de vue sont faibles [7]. Dans la pratique, cette dernière condition n'est pas si évidente à remplir à cause du comportement transitoire de certaines sources, et ce mode est particulièrement utilisé afin que la source choisie se trouve dans le champ de vue de tous les instruments en même temps (JEM-X possède un champ de vue de $5 \times 5°$).

Les modes dithering permettent de supprimer les effets systématiques liés aux variations spatiales et temporelles du bruit de fond sur les détecteurs.

Un pointé est appelée Science Window (ScW) et dure entre 30 minutes et une heure, tandis que les déplacements entre chaque pointé (« slew ») durent 6 minutes. Les informations de chaque pointé subissent un premier traitement à bord du satellite, puis sont envoyées en temps réel par télémesures au Mission Operation Center (MOC) en Allemagne avant d'être transférées à l'ISDC où elles subissent un premier traitement et sont converties en fichiers Flexible Image Transport System (FITS). Un suivi en temps réel est également effectué par le scientifique en shift, notamment pour vérifier que les télescopes fonctionnent correctement mais aussi pour chercher de nouvelles sources ou des comportements inattendus de certaines sources transitoires. Elles sont ensuite archivées pour être analysées par les observateurs.

L'analyse des données de IBIS est entièrement décrite dans l'Annexe A.1. La section suivante est destiné à la description du mode Compton d'IBIS.

3.2 Le *mode Compton* d'IBIS

Le développement des télescopes Compton a commencé dans les années 1970 avec le lancement de télescopes lancés à bord de ballons (Herzo, 1975; Lockwood et al., 1979; Schönfelder & Lichti, 1973), mais le télescope qui a rencontré le plus de succès est COMPTEL à bord du *Compton Gamma Ray Observatory* (*CGRO*, Schoenfelder et al., 1993) qui a démontré

[7] https://www.isdc.unige.ch/integral/download/osa/doc/11.0/osa_um_intro/index.html.

durant 9 années ses capacités à imager le ciel entre 1 MeV et 3 MeV malgré une faible résolution angulaire de 5° (à 1 MeV). Afin d'outrepasser cette pauvre résolution angulaire, il est possible d'ajouter un masque codé au télescope Compton afin de garder ses avantages (large champ de vision, faible bruit de fond) et d'ajouter les avantages liés au masque codé (meilleure résolution angulaire, soustraction simple du bruit de fond, connaissance sur la provenance des photons grâce à l'imagerie). Comme je l'ai mentionné plusieurs fois dans ce chapitre, il est possible d'utiliser IBIS comme un télescope Compton grâce à son détecteur à double couche, et d'utiliser les avantages du masque codé. Ce mode permet d'observer à des énergies entre 300 keV et 2000 keV.

3.2.1 Principe de fonctionnement du mode Compton

Télescope Compton

Le schéma du principe d'un télescope Compton est représenté sur la Figure 3.5. Un photon γ provenant de la source avec une direction θ_s peut interagir avec ISGRI, y déposer un peu de son énergie E_1 et être diffusé par émission Compton dans la direction θ_d jusqu'à être absorbé par PICsIT avec une énergie E_2. L'angle $\theta_c = \theta_d - \theta_d$ est donné par (Forot et al., 2007)

$$\cos\theta_c = 1 - \frac{m_e c^2}{E_2} + \frac{m_e c^2}{E_1 + E_2} \tag{3.4}$$

où $m_e c^2$ est l'énergie de masse de l'électron. La direction du photon initial est reliée aux bords du cône d'ouverture θ_c. De ce fait, à partir de la densité de distribution des événements projetée (sur un cercle) et l'intersection des cônes avec la sphère céleste permet de déterminer la position de la source dans le ciel. Puisque l'angle de diffusion est relié à la direction de polarisation, il est également possible de remonter à la polarisation de la source, méthode que nous verrons plus en détail dans le chapitre dédié (Chapitre 8).

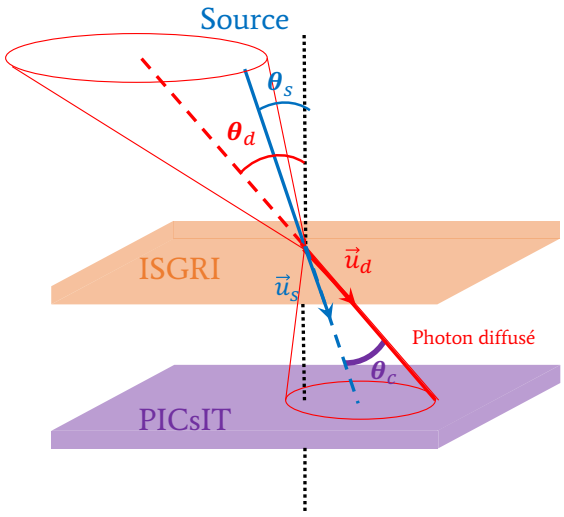


Figure 3.5 – *Principe du fonctionnement d'un télescope Compton. Un photon provenant d'une source (en bleu) interagit avec ISGRI en déposant un peu de son énergie et est diffusé par émission Compton (en rouge) avant d'être absorbé par PICsIT.*

Détermination du bruit de fond

Un télescope Compton à masque codé est constitué d'un détecteur à double couche et d'une ouverture à masque codé. Pour étudier une source dont la position $\vec{u}_s$ est connue, il

suffit de sélectionner les événements Compton (Section 3.1.2) qui remplissent la condition :

$$\cos\theta_c = \vec{u_s} \cdot \vec{u_d} \tag{3.5}$$

Dans le cas où le bruit de fond est isotropique, cela permet de retirer 90 % des événements Compton issus du bruit de fond et de garder 90 % des événements provenants de la source (Forot et al., 2007).

Dans le cas où nous voudrions dresser une image du ciel contenant plusieurs sources, la meilleure façon de supprimer les événements issus du bruit de fond consiste à retirer les événements dont les cônes d'angle θ_c n'interceptent pas le champ de vue. Cela revient à retirer les événements pour lesquels θ_s est supérieur ou égal à l'angle du champ de vue θ_{FOV} :

$$\theta_s \geqslant \theta_{FOV} \tag{3.6}$$

Résolution spectrale

Dans un télescope Compton standard, la résolution spectrale de chaque détecteur est un paramètre important qui affecte directement la résolution angulaire, qui à son tour, détermine la sensibilité. Pour un télescope Compton à masque codé, nous avons vu que la résolution angulaire était dictée par la géométrie du masque (Section 3.1.1), cependant, la sensibilité dépend de la détermination du bruit de fond, celle-ci dépendant de la mesure de $\vec{u_d}$ et de θ_c. L'incertitude sur θ_c est (Forot et al., 2007) :

$$\delta\theta_c = \frac{m_e c^2}{E^2 \sin\theta} \sqrt{\delta E_1^2 + \left(\frac{E_1^2}{E_2^2} + 2\frac{E_1}{E_2}\right)^2 \delta E_2^2} \tag{3.7}$$

où δE_1 et δE_2 sont les résolutions en énergie respectives du premier et du second détecteur. La résolution spectrale d'un télescope Compton à masque codé est :

$$\delta E = \delta E_1 + \delta E_2 \tag{3.8}$$

3.2.2 Analyse avec le mode Compton

La première étape consiste à sélectionner les événements Compton comme défini dans la Section 3.1.2. Un événement est qualifié d'événement Compton lorsque le temps d'arrivée entre deux détections sur les deux détecteurs ne dépasse pas une fenêtre temporelle de $\Delta T = 3.8\,\mu$s. Il existe cependant deux types de ces événements :

- les *vrais* événements Compton comme décrit en Section 3.1.2.
- les *faux* événements Compton : il arrive parfois que deux événements indépendants ISGRI et PICsIT tombent dans la fenêtre de coïncidence temporelle ΔT et sont enregistrés comme un vrai événement.

Ces faux événements doivent être être supprimés car ils peuvent induire une fausse détection de source sur l'image du ciel. Dans ce qui suit nous ne prenons en compte que les événements Compton seuls, c'est-à-dire avec un seul dépôt d'énergie sur PICsIT.

Dans la méthode d'analyse standard, le nombre de faux événements N_f est déterminé en utilisant une statistique de Poisson (Forot et al., 2007)

$$N_f = \left(1 - e^{-(2\Delta T - \delta T) N_{PICsIT}}\right) N_{ISGRI} \tag{3.9}$$

où N_{PICsIT} et N_{ISGRI} représentent respectivement le nombre événements détectés par PICsIT et ISGRI et δt et la résolution temporelle de détection de l'ordre de 250 ns. Le nombre total

de détection dans ISGRI peut être lui-même décomposé en vraies détections ISGRI $N_{\rm I}$, et fausses détections $N_{\rm f}$: $N_{\rm ISGRI} = N_{\rm I} + N_{\rm f}$. Avec cela, nous pouvons déterminer :

$$\frac{N_{\rm f}}{N_{\rm I}} = e^{(2\Delta T - \delta T) N_{\rm PICsIT}} - 1 \tag{3.10}$$

De manière similaire, le nombre de détections PICsIT peut-être décomposé en détections simples $N_{\rm P}^{\rm simple}$, multiples $N_{\rm P}^{\rm multiple}$, et issus des événements de l'unité de calibration $N_{\rm cal}$: $N_{\rm PICsIT} = N_{\rm P}^{\rm simple} + N_{\rm P}^{\rm multiple} + N_{\rm cal}$. La proportion d'événements simples s'écrit alors :

$$\beta = \frac{N_{\rm P}^{\rm simple} + N_{\rm cal}}{N_{\rm P}^{\rm simple} + N_{\rm P}^{\rm multiple} + N_{\rm cal}} \tag{3.11}$$

Ainsi, en multipliant cette proportion par le rapport $N_{\rm f}/N_{\rm I}$, nous obtenons la proportion de faux événements :

$$\alpha = \beta \left(e^{(2\Delta T - \delta T) N_{\rm PICsIT}} - 1 \right) \tag{3.12}$$

En général, $\alpha \sim 2\,\%$. Un shadowgram est ensuite créé à partir de cet échantillon de faux événements et celui-ci est soustrait du shadowgram total. Ce dernier est ensuite déconvolué pour permettre de former l'image.

Le problème des sources brillantes

L'estimation du nombre de faux événements dépend de la détermination précise du taux de comptage de ISGRI et PICsIT, e.g., $N_{\rm ISGRI}$ et $N_{\rm PICsIT}$. Cependant, lors de la puissante éruption de V404 Cygni en 2015 (Loh et al., 2016; Rodriguez et al., 2015a), le flux a pu atteindre plus de 40 Crabs[8], saturant ainsi les détecteurs. Cela a causé plusieurs interruptions dans les télémesures, empêchant ainsi une détermination précise du taux de comptage ISGRI et conduisant à des surestimations du taux de comptage du mode Compton dans toutes les bandes d'énergie. Une nouvelle méthode a alors été mise en place (Laurent et al., 2016) afin de déterminer le nombre d'événements Compton sans avoir besoin de déterminer de manière précise le taux de comptage dans les détecteurs.

Pour cela, cette méthode utilise le temps de montée enregistré par ISGRI pour chaque photon détecté. En effet, plus le temps de montée est long et plus l'énergie déposée sur le détecteur est grande. Cela signifie que les événements Compton ont un temps de montée plus long que les événements de plus basse énergie détectés par ISGRI par effet photoélectrique. De ce fait, en fixant un seuil sur le temps de montée[9], nous pouvons sélectionner les événements issus du mode Compton et enlever 90 % des événements simples ISGRI. En retirant ces événements, cela permet de retirer la grande majorité des faux événements puisque les interactions ISGRI restantes proviennent du mode Compton.

Application à Cygnus X–1

Au commencement de ma thèse, j'ai utilisé cette nouvelle méthode afin d'extraire un spectre d'état dur et d'état mou de Cygnus X–1 avec ce mode Compton. En effet, avant l'avènement de cette nouvelle méthode, le flux à haute énergie obtenu avec le mode Compton dans l'étude de Rodriguez et al. (2015b) semblait plus haut que le flux obtenu avec d'autres

[8] Un Crabe (Crab) est une unité de mesure de flux X qui représente 2.4×10^{-8} ergs/cm^2/s dans la bande 2–10 keV.

[9] Les faux événements créent des photons dont l'énergie est fausse, en particulier, le spectre de ces événements présente une composante à haute énergie (eu delà de plusieurs MeV) non physique. Lorsque le seuil de montée est bas, cette composante est très présente. En augmentant le seuil, le nombre de faux événements diminue et cette composante de haute énergie disparaît. Le seuil est fixé lorsque cette composante est compatible avec 0.

instruments ; COMPTEL (McConnell et al., 2000) ou SPI (Jourdain et al., 2014) (notons cependant que les périodes d'observations de ces trois études ne sont pas les mêmes). La Figure 3.6 montre la comparaison entre les spectres obtenus avec COMPTEL (triangles pour l'état dur et losanges pour l'état mou) et le spectre obtenu avec le mode Compton d'IBIS (cercles) dans l'étude de Rodriguez et al. (2015b), où nous pouvons constater un flux plus élevé avec IBIS.

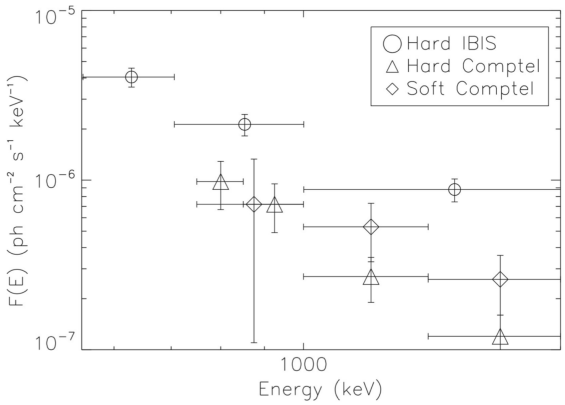
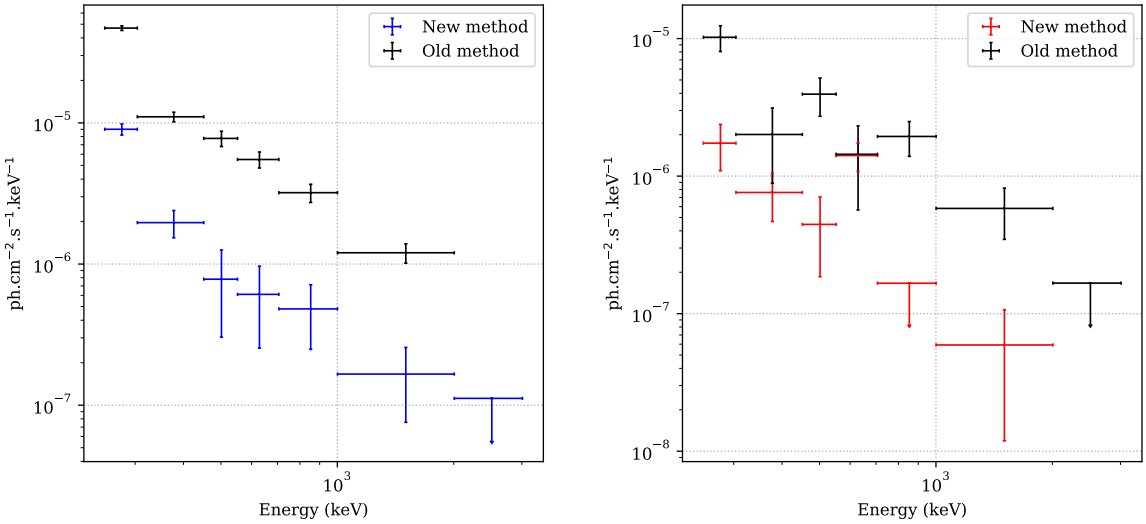


Figure 3.6 – *Comparaison du spectre dur issu du mode Compton d'IBIS (cercles) avec les spectres dur et mou obtenu avec le télescope COMPTEL (triangle et losanges) (Rodriguez et al., 2015b).*

Les Figures 3.7a et 3.7b montrent respectivement les spectres d'état dur (en bleu) et d'état mou (en rouge) de Cygnus X–1 que j'ai extraits pour chacun des états en utilisant la nouvelle méthode d'analyse. Les anciens spectres issus de Rodriguez et al. (2015b) sont également représentés (en noir) pour pouvoir comparer. Nous pouvons observer une nette diminution du taux de comptage d'un facteur 10 pour l'état dur et d'un facteur entre 5 et 10 pour l'état mou.



(a) *État dur.* (b) *État mou.*

Figure 3.7 – *Comparaison des spectres du mode Compton en utilisant l'ancienne méthode et la nouvelle méthode de soustraction des faux événements.*

Cette nouvelle méthode sera utilisée dans le Chapitre 8 pour mesurer la polarisation de l'émission de Cygnus X–1 mais aussi d'autres sources que j'ai étudiées tout au long de ma thèse.

Dans cette première partie, nous avons pu établir les bases nécessaires à la compréhension générale des systèmes binaires X. Nous avons vu que lors de leur éruption, la plupart de ces sources suivent un motif bien particulier dans le plan Luminosité-Dureté, motif que nous allons redécouvrir et voir évoluer peu à peu tout au long des prochains chapitres en avançant progressivement vers des sources de plus en plus singulières. Ce HID, outil phénoménologique très puissant nous permet de découper une éruption en quatre grandes zones : dur → intermédiaire → mou → intermédiaire, où nous avons pu voir que chacune des zones possèdent des propriétés spectrales et temporelles qui lui sont propres. *Mais quelles sont les origines de ces changements d'état spectraux et quelle est l'origine des variabilités rapides observées ?* Il reste en effet des zones d'ombres à éclairer ; l'hystérésis du HID nous montre bien qu'il existe deux luminosités de transitions que le taux d'accrétion comme seul paramètre ne permet pas d'expliquer.

J'ai également mentionné la présence d'une composante de haute énergie détectée dans les systèmes binaires X (Section 2.4.2), composante dont l'origine est encore très débattue et pouvant provenir de l'émission synchrotron de jets compacts ou bien d'une population d'électrons non-thermiques de la couronne. *Quelle est donc son origine ? Cette composante est-elle présente dans tous les états spectraux de la source ? Si oui, ses propriétés varient-elles au cours de l'éruption ?* Ces questions constitue le cœur de mon travail de thèse. *INTEGRAL* est mon précieux allié pour y répondre, puisqu'il permet d'aller sonder l'émission au delà de la composante de Comptonisation et son mode Compton permet de mesurer la polarisation de la lumière.

Tout d'abord, nous allons nous placer d'un point de vue observationnel et nous plonger au cœur de l'éruption d'une source, MAXI J1348–630, que j'ai eu la chance de suivre en temps réel avec *INTEGRAL*. Le prochain chapitre est un chapitre illustratif permettant d'aborder de manière concrète les concepts que nous avons vu dans cette première partie.

Deuxième partie :

Accrétion-éjection dans les microquasars à trous noirs

CHAPITRE 4

ÉRUPTION D'UN MICROQUASAR : EXEMPLE CONCRET DE MAXI J1348–630

Sommaire

4.1 Observations de MAXI J1348–630 51
4.1.1 Objectifs et critères de déclenchement 51
4.1.2 Évolution temporelle générale 52
4.1.3 Le Diagramme Intensité Dureté 53
4.2 Variabilité spectrale de la source 54
4.2.1 État dur VS état mou 54
4.2.2 Évolution des paramètres spectraux 56
4.2.3 Détection d'une composante additionnelle à haute énergie ? 59
4.3 Variabilité temporelle de la source 60
4.3.1 Extraction des spectres de puissance 60
4.3.2 Évolution des propriétés temporelles 61
4.4 Conclusion 62

Au cours de ma seconde année de thèse, le 26 janvier 2019, l'instrument *MAXI* à bord de l'ISS découvre une nouvelle source X dans le ciel transitoire, MAXI J1348–630 (Yatabe et al., 2019). Cette découverte nous amène à déclencher plusieurs programmes d'observations en cible d'opportunité (Target of Opportunity, ToO) avec *INTEGRAL*, et nous avons suivi la source durant les 15 premiers jours de son éruption de manière quasi-continue, afin notamment de tenter de capter les transitions spectrales en direct. Ce chapitre est un chapitre introductif permettant d'aborder de façon plus concrète et observationnelle les propriétés décrites de manière théorique dans le Chapitre 2. Il sera également l'occasion de présenter les deux outils/diagnostics que sont l'analyse spectrale et temporelle qui sont utilisées tout au long de cette thèse. Cette étude s'inscrit dans le contexte du stage de L2 de Maëlle Brugnon que j'ai co-encadrée durant ses 6 semaines de présence dans notre équipe.

La Section 4.1 est consacrée à la description du programme d'observation et à l'étude des courbes de lumière de la source. Nous étudierons ensuite les propriétés spectrales de la source et suivrons l'évolution des paramètres liés à l'énergie du disque et de la couronne (Section 4.2) avant de nous intéresser à l'évolution des propriétés temporelles de cette source (Section 4.3) et de conclure (Section 4.4).

4.1 Observations de MAXI J1348–630

4.1.1 Objectifs et critères de déclenchement

L'objectif scientifique de cette ToO consiste à étudier les différents processus d'émission dans les deux principaux états spectraux d'une source en éruption. Pour cela, le programme requiert deux observations distinctes : la première effectuée dans l'état dur de la source et la seconde dans l'état mou. Nous demandons donc une révolution complète soit 170 kilosecondes continues d'observation *INTEGRAL* dans l'état dur et une autre révolution complète dans l'état mou. Nous explorons ainsi les aspects spectraux et temporels dans les deux parties les plus extrêmes du HID. Une des questions centrales qui m'intéresse tout particulièrement est bien sûr de savoir si une queue de haute énergie est présente dans les deux états, si le mécanisme de son émission est le même pour chacun d'entre eux, et si cette composante

est observée dans toutes les sources. Le programme permet aussi de comprendre l'évolution des propriétés de la couronne au cours de l'éruption, et donc de rechercher la nature de sa distribution d'électrons, essentielle pour pouvoir comprendre l'origine de la composante de haute énergie.

Le déclenchement du ToO se produit lorsqu'un microquasar à trou noir ou un nouvel objet est détecté avec un flux au-delà de 100 mCrabs dans la bande 30–50 keV d'IBIS, 15–50 keV de *Swift*/BAT ou 2–20 keV de *MAXI*/GSC. Ce seuil permet d'éviter les éruptions ratées[1] et d'être certains que nous sommes dans un état dur et que nous n'avons pas encore transité dans un état intermédiaire. La seconde observation, dans l'état mou est déclenchée lorsque nous observons une augmentation significative de l'indice de photon (typiquement $\Gamma > 2.7$) et/ou une variation significative de la dureté. Ce programme d'observation est également associé à d'autres ToO *INTEGRAL*, notamment celui de Tomaso Belloni, qui s'intéresse à la transition entre les deux états ; nos deux programmes d'observations permettent ainsi de suivre une grande partie de l'éruption d'un objet.

4.1.2 Évolution temporelle générale

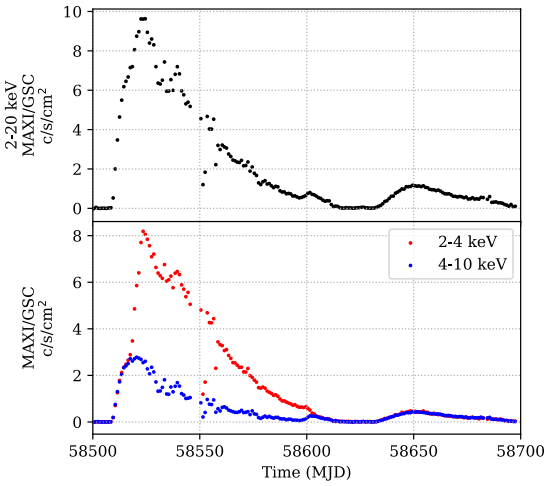
Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 2, l'étude d'une éruption commence par l'observation du comportement général et phénoménologique de la source. Le panneau supérieur de la Figure 4.1a représente la courbe de lumière obtenue dans la bande totale d'énergie 2–20 keV par la caméra GSC de *MAXI*. Le flux est quantifié en coups par seconde et par centimètre carré ($c/s/cm^2$), c'est-à-dire que la caméra compte le nombre de photons détectés par unité de temps et par unité de surface sur le détecteur. Le panneau inférieur représente quant à lui, le flux de la source dans deux bandes *MAXI*/GSC d'énergie différentes ; 2–4 keV et 4–10 keV. Séparer la courbe de lumière en différentes bandes d'énergie permet de sonder différents milieux : entre 2–4 keV, l'émission thermique du disque domine tandis qu'entre 4–10 keV nous observons une partie du spectre de Comptonisation de la couronne. *INTEGRAL* et plus précisément IBIS permet d'aller encore à plus haute énergie et de sélectionner exclusivement l'émission de la couronne.

Grâce à notre programme de ToO, nous avons pu déclencher l'observation de la source dans ces deux états : l'état dur pendant la révolution 2050 (Modified Julian Day (MJD) 58510–58511) et l'état mou pendant la révolution 2061 (MJD 58539–58541). De plus, grâce à notre collaboration avec Tomaso Belloni, nous avons pu suivre la source de manière continue depuis la révolution 2051 (MJD 58512) jusqu'à la fin de la révolution 2055 (MJD 58525). Au total, nous avons 274 ScWs[2]. La Figure 4.1b représente la courbe de lumière en coups par seconde obtenue par IBIS dans la bande d'énergie 30–50 keV, où chaque point représente une observation *INTEGRAL* d'environ 1500 ks.

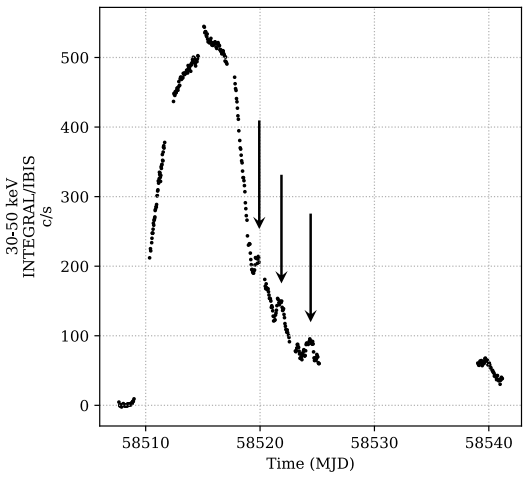
Sur ces courbes de lumière, nous pouvons clairement identifier les périodes de montée et de descente correspondant respectivement aux phases d'état dur et d'état mou de l'éruption. La source se trouve dans un état dur entre MJD 58500 et MJD 58515, les flux dans les bandes 2–20 keV et 30–50 keV augmentent de manière drastique, nous observons cependant une diminution du flux sur la courbe de lumière *INTEGRAL* autour de MJD $\sim$ 58512 (Cangemi et al., 2019b, Annexe B.1), un peu avant que le flux X mou (2–4 keV) n'atteigne son maximum et que la source commence sa transition vers sa phase d'état mou (Cangemi et al., 2019a, Annexe B.2). Nous pouvons cependant observer trois faibles recrudescence du flux autour de MJD 58520, MJD 58522 et MJD 58524, plus particulièrement visibles sur la courbe de lumière *INTEGRAL* (indiquées par des flèches sur la Figure 4.1b). Dans les bandes 2–20 keV et 2–4 keV, le flux décroît ensuite progressivement jusqu'à ce que la source retourne dans un état de quiescence. Les courbes 4–10 keV de *MAXI* et 30–50 keV d'IBIS sont similaires ;

[1] Une éruption « ratée » se produit lorsque la source entre dans son état dur mais retourne dans un état de quiescence avant d'avoir pu transiter dans son état mou.

[2] Science Window, définie en Section 3.1.3.



(a) *Panneau supérieur : courbe de lumière obtenue dans la bande totale 2–20 keV de MAXI/GSC. Panneau inférieur : courbes de lumière obtenues dans deux bandes d'énergie MAXI/GSC différentes : 2–4 keV en rouge et 4–10 keV en bleu.*



(b) *Courbes de lumière obtenue dans la bande 30–50 de INTEGRAL/IBIS.*

Figure 4.1 – *Courbes de lumières MAXI/GSC et INTEGRAL/IBIS de MAXI J1348–630.*

le flux augmente très vite au début de l'éruption et décroit rapidement alors que l'émission du disque, elle, continue d'augmenter, illustration concrète que le disque devient peu à peu dominant alors que l'émission de la couronne s'affaiblit.

4.1.3 Le Diagramme Intensité Dureté

La Figure 4.2 représente le HID de MAXI J1348–630 que nous obtenons en utilisant les données de *MAXI*/GSC entre MJD 58510 et 58610. Le dégradé de couleur permet de suivre l'évolution temporelle en MJD. Nous reconnaissons la forme caractéristique décrite en Section 2.2.2. La Figure 4.3 représente quant à elle l'évolution temporelle de la dureté pour les mêmes dates.

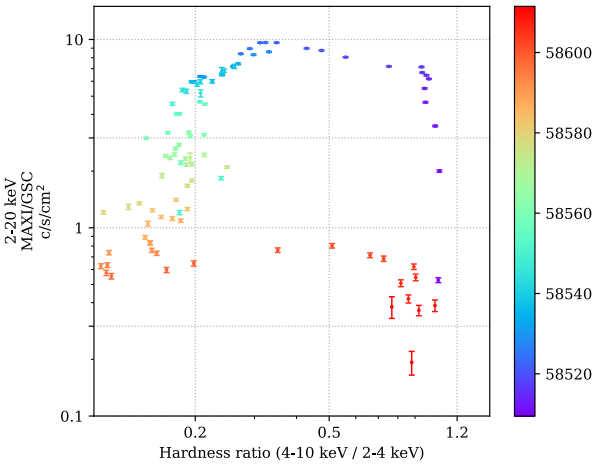


Figure 4.2 – *HID de MAXI J1348–630. La carte de couleur retrace l'évolution temporelle en MJD.*

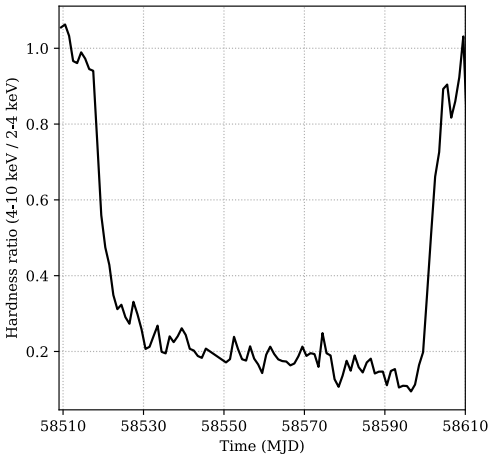


Figure 4.3 – *Évolution temporelle de la dureté de MAXI J1348–630.*

En bas à droite du diagramme, la source est dans un état dur, avec une dureté proche de 1. Nous observons que le flux augmente à dureté quasi-constante, ce que nous avons

déjà vu sur les courbes de lumière de la Figure 4.1a. Ensuite, au moment du décrochage de la bande 4–10 keV, la dureté diminue brusquement, nous nous décalons vers la gauche du diagramme, et nous passons donc dans un état intermédiaire jusqu'à atteindre assez rapidement l'état mou. Nous pouvons voir sur la Figure 4.3 que l'état intermédiaire correspondant à la décroissance brutale de la dureté est une phase rapide qui s'étend sur quelques jours. Nous sommes maintenant dans la partie gauche du diagramme, là où la dureté a une valeur d'environ 0.2. La source va rester quelques dizaines de jours dans cet état, et son flux diminue progressivement jusqu'à rebasculer de nouveau dans un état intermédiaire autour de MJD 58595, mais cette fois-ci, le flux est plus faible que lors de la transition de l'état dur vers l'état mou. Autour de MJD 58600, l'éruption s'arrête et la source retourne dans son état de *quiescence*.

Notons également que les courbes de lumière et le HID montrent que le flux de la source peut atteindre des valeurs autour de $\sim$ 5 Crabs, laissant présager des données de bonne qualité, notamment pour les mesures polarimétriques (Chapitre 8).

4.2 Variabilité spectrale de la source

Dans cette section, nous allons étudier les propriétés spectrales des deux états dur et mou de la source mais également suivre l'évolution de leurs propriétés pendant l'éruption. Mais avant de nous intéresser à cela, je vais présenter l'outil d'analyse spectrale que j'ai utilisé tout au long de ma thèse.

4.2.1 État dur VS état mou

Présentation de l'outil XSPEC

XSPEC (Arnaud, 1996) est un outil puissant dont le mot d'ordre est que « les théoriciens s'impliquent davantage dans les données et que les observateurs s'impliquent davantage dans la théorie ». Le concept d'XSPEC est d'ajuster les données astronomiques avec des modèles directement incorporés dans le logiciel. À l'origine conçu dans le cadre de la mission *European X-ray Observatory SATellite* (*EXOSAT*), il a été développé de manière à être utilisé par tous les instruments. C'est aujourd'hui la référence de l'analyse spectroscopique X. Il peut également être utilisé pour analyser des données dans les domaines γ, visible et ultraviolet, permettant des analyses multi-longueurs d'onde.

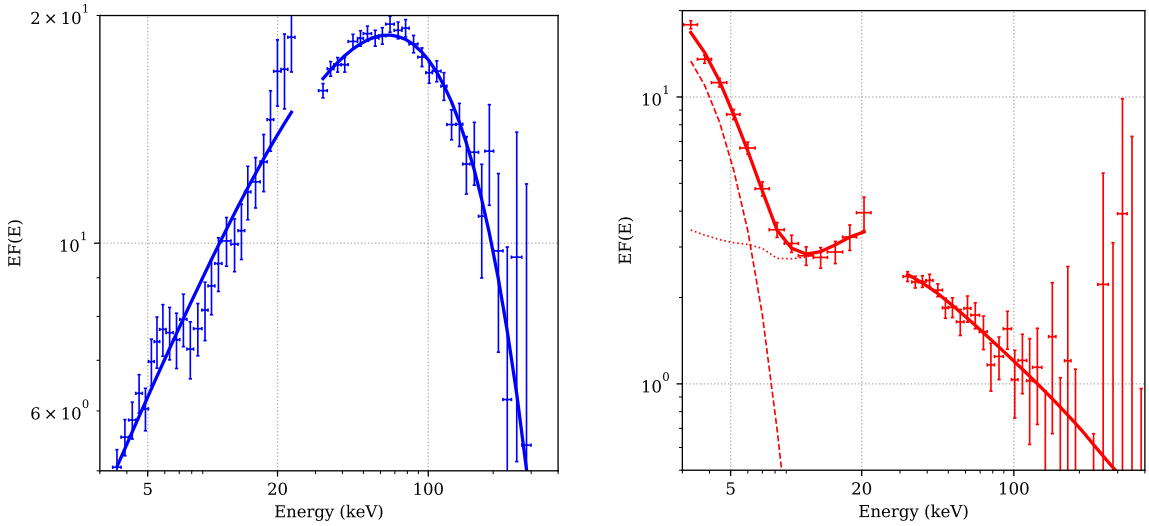
Le principe est simple ; l'utilisateur fournit le spectre à analyser sous un format FITS ainsi que la matrice de réponse de l'instrument (Redistribution Matrix File, rmf) et la réponse auxiliaire (Auxiliary Response File, arf). La rmf encapsule les propriétés des photons détectés ainsi que celles des détecteurs et contient la conversion des canaux du détecteur en énergie, tandis que l'arf contient l'aire efficace du détecteur en fonction de l'énergie d'entrée. L'utilisateur choisit ensuite le modèle (parmi plus d'une cinquantaine disponibles) avec lequel il souhaite ajuster ses données et XSPEC détermine le meilleur ajustement (il existe plusieurs méthodes, mais j'utiliserai toujours la méthode par minimisation du χ^2), la valeur des paramètres et leurs erreurs. Afin de choisir le meilleur modèle, il existe toute une documentation[3] contenant tous les modèles disponibles, les informations sur les paramètres d'entrée ainsi que les références sur le modèle. XSPEC possède une multitude de fonctionnalités comme par exemple la possibilité de regrouper certains canaux en énergie ou bien de créer un spectre simulé d'un instrument à partir de ses matrices de réponse et du modèle choisi.

Les modèles implémentés dans XSPEC possèdent des noms assez techniques et je tacherai d'expliquer chacun de ceux que j'ai pu utiliser, leur sens physique ainsi que leur paramètres.

[3] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XspecManual.html.

Spectres des deux états

Nous utilisons *INTEGRAL* afin d'en extraire des spectres à partir de deux télescopes : JEM-X entre 3–25 keV et IBIS entre 30–300 keV. Les Figures 4.4a et 4.4b montrent respectivement un spectre d'état dur extrait en MJD 58510 (ScW 205000450010 ; voir l'Annexe A.1 pour une description de la nomenclature d'une ScW) et un spectre d'état mou extrait en MJD 58541 (ScW 206100560010). Les ordonnées de ces spectres sont représentées en $EF(E)$ où $F(E)$ est le flux à l'énergie E. Cette représentation permet d'identifier directement la région spectrale dans laquelle est émise le maximum d'énergie (notons également que des échelles différentes sont utilisées ici). Comme attendu, nous constatons que le maximum d'énergie n'est pas le même dans les deux états ; autour de 100 keV pour l'état dur et sous 3 keV pour l'état mou.



(a) *Spectre d'état dur ajusté avec une loi de puissance coupée.*

(b) *Spectre d'état mou ajusté avec une loi de puissance non-coupée (pointillé), un disque (tiret) et de la réflexion.*

Figure 4.4 – *Spectres INTEGRAL de MAXI J1348–630 dans les deux états canoniques.*

J'ai utilisé deux modèles phénoménologiques afin d'ajuster ces spectres. Ces modèles sont usuellement utilisés pour pouvoir décrire de manière phénoménologique la forme des spectres.

Pour l'état dur, le spectre est modélisé par une **loi de puissance coupée** :

$$F(E) = KE^{-\Gamma} e^{\frac{E}{E_{\text{coup}}}} \tag{4.1}$$

avec :

- K, le facteur de normalisation soit le flux de photons à 1 keV (ph/s/cm^2 à 1 keV).
- l'énergie de coupure de la loi de puissance E_{coup} en keV.
- l'indice de photon de la loi de puissance Γ.

Je multiplie ce modèle par une constante que je fixe à 1 pour le spectre JEM-X et que je laisse varier pour le spectre ISGRI, cela permet de prendre en compte les différences de calibration des instruments. En résumé le modèle s'écrit CONSTANT*CUTOFFPL dans XSPEC. Je trouve un indice de photon $\Gamma = 1.3 \pm 0.05$ et une énergie de coupure $\sim 94^{+7}_{-8}$ keV. L'ajustement obtenu me donne un $\chi^2 = 1.11$ (pour 49 degrés de libertés, dof).

Observons maintenant l'état mou ; le spectre est modélisé par trois composantes ;

(1) **Une loi de puissance sans coupure exponentielle apparente** :

$$F(E) = KE^{-\Gamma} \tag{4.2}$$

où K représente le flux à 1 keV (en ph/s/cm^2) et Γ est l'indice de photon de la loi de puissance.

(2) **Une émission thermique d'un disque multicouleur** (DISKBB, Mitsuda et al., 1984) :

$$F(E) = \frac{8\pi R_{\rm in} \cos i}{3d^2} \int_{T_{\rm out}}^{T_{\rm in}} \left(\frac{T}{T_{\rm in}}\right)^{-\frac{11}{3}} B(E,T)\, \frac{dT}{T_{\rm in}} \tag{4.3}$$

où $R_{\rm in}$ représente le rayon interne du disque, d la distance de la source, i l'angle d'inclinaison du disque par rapport à la ligne de visée (défini de telle manière que lorsque $i = 0$ l'observateur voit le disque par la tranche), $T_{\rm in}$ et $T_{\rm out}$ les températures respectives aux bords interne et externe du disque et $B(E,T)$ la distribution de Planck d'un corps noir (Section 1.2.2).

(3) **Une composante de réflexion** (Section 1.3.2) responsable de la bosse observée entre 15 keV et 30 keV (REFLECT, Magdziarz & Zdziarski, 1995a).

Au final, le modèle s'écrit CONSTANT*REFLECT*(DISKBB+POWERLAW). À partir d'XSPEC, je vais pouvoir extraire les paramètres suivants :

- l'indice de photon de la loi de puissance Γ.
- la température du disque $kT_{\rm in}$ en keV.
- le paramètre de réflexion $\Omega/2\pi$ permettant de mesurer la fraction de photons réfléchis sur le disque.
- l'inclinaison du disque i[4]. Cette inclinaison est fixée à $i = 28°$d'après Anczarski et al. (2020), in prep.

Nous trouvons comme attendu un indice de photon plus élevé que pour l'état dur $\Gamma = 2.45 \pm 0.07$, une température du disque de $kT_{\rm in} = 0.88 \pm 0.04$ keV et un paramètre de réflexion de $\Omega/2\pi = 1.17^{+0.54}_{-0.41}$ pour un $\chi^2_{\rm red} = 0.50$ (47 dof).

Dans la prochaine section, nous allons étudier l'évolution de ces paramètres au cours de l'éruption.

4.2.2 Évolution des paramètres spectraux

Modèle phénoménologique

Afin de suivre l'évolution des différentes zones émissives de la source, nous extrayons un spectre JEM-X et ISGRI pour chacune des ScWs. 2 % d'erreurs systématiques ont été ajoutés à chaque canal en énergie. Les erreurs systématiques sont dues à la méconnaissance du détecteur dans l'absolu. J'ai ensuite utilisé plusieurs modèles afin d'ajuster les données, en commençant par les modèles phénoménologiques décrits précédemment (Section 4.2.1) pour chacun des états. Chaque spectre est ajusté de manière automatique grâce à une procédure *python* écrite en utilisant la librairie *PyXspec*[5] permettant d'utiliser les commandes XSPEC via *python*.

J'ai ajusté les spectres provenant des révolutions 2050–2051–2052–2053 (soit entre MJD 58510 et MJD 58519) par une loi de puissance coupée et un (CONST*CUTOFFPL) et les spectres provenant des révolutions 2054–2055–2061 (MJD 58520–58541) par REFLECT*(DISKBB+POWERLAW). La Figure 4.5 montre l'évolution des différents paramètres au cours de l'éruption, de haut en bas : l'indice de photon Γ, l'énergie de coupure de la loi de puissance $E_{\rm coup}$, la température des photons du disque $kT_{\rm in}$, le paramètre de réflexion $\Omega/2\pi$ et la valeur du $\chi^2_{\rm red}$

[4] Correspond à l'inclinaison du plan orbital. Pour $i = 0$, le disque est vu par la tranche.
[5] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/python/html/index.html

obtenu pour chaque ajustement. J'ai utilisé deux couleurs pour tracer l'indice de photon Γ ; bleu pour celui issu du modèle de loi de puissance coupée et rouge pour la loi de puissance simple.

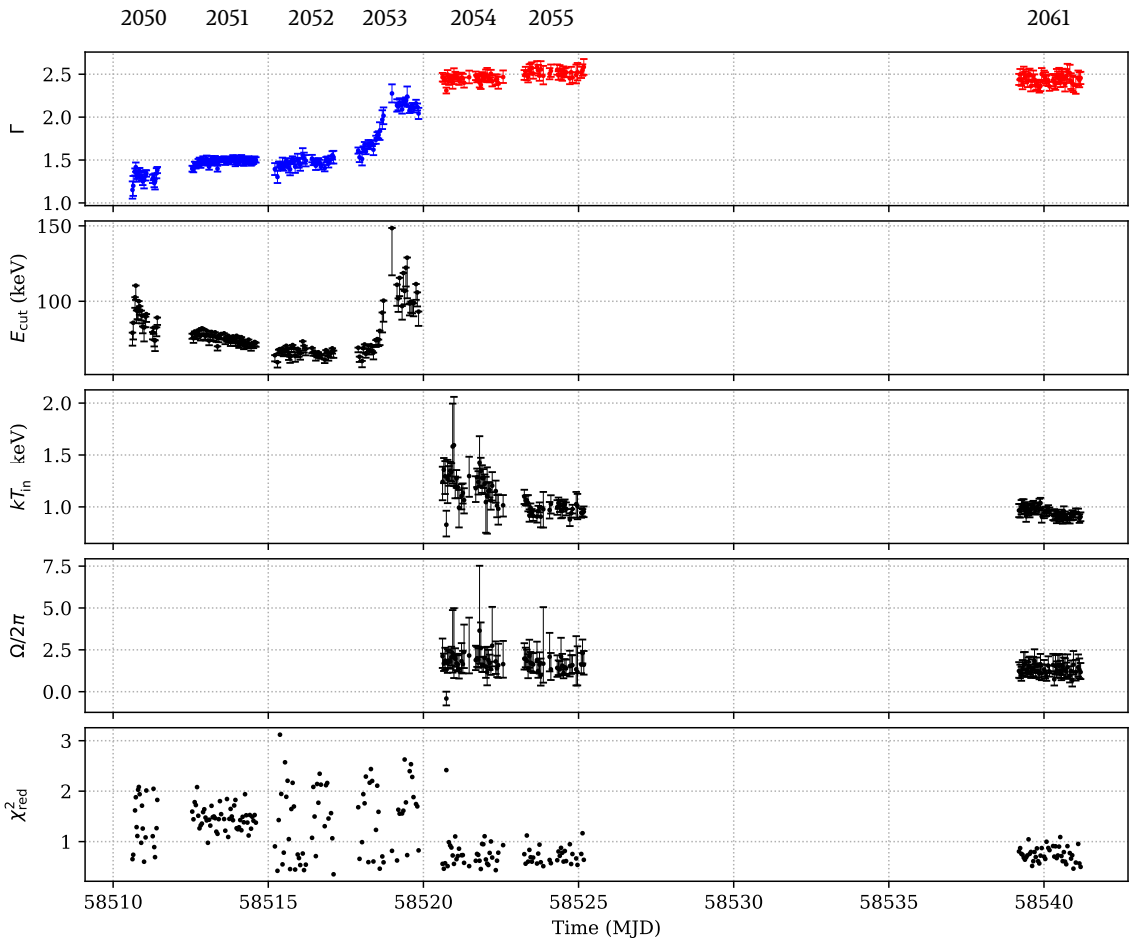


Figure 4.5 – *Évolution des paramètres du modèle phénoménologique au cours de l'éruption.*

Nous pouvons voir sur les courbes de la Figure 4.5 que les augmentations simultanées autour de MJD 58517 des paramètres Γ et E_{coup} coïncident avec la transition de la source depuis un état dur vers un état mou. L'indice de photon $\Gamma \sim 1.3$ dans l'état dur évolue jusqu'à atteindre ~ 2.5 dans l'état mou. L'augmentation de l'énergie de coupure au-delà de 100 keV après MJD 58517 illustre la disparition de la composante de Comptonisation (ici décrite par une loi de puissance coupée). Je trouve une énergie kT_{in} du disque typique située autour de $\sim$ 1 keV et une valeur du paramètre de réflexion $\Omega/2\pi = 1$–2 qui restent relativement constants pendant la durée de l'état mou. Notons que j'ai également effectué des tests pour ajouter de la réflexion dans l'état dur, mais celle-ci n'améliore pas les ajustements et les valeurs obtenues sont compatibles avec 0. J'ai également essayé d'ajouter un disque dans l'état dur afin de tester l'évolution de l'énergie caractéristique des photons du disque, mais celui-ci n'est absolument pas contraint et nous ne pouvons en tirer une information pertinente.

Modèle physique

Dans une deuxième approche plus physique, je modélise tous les spectres par un modèle de Comptonisation (COMPTT, Titarchuk, 1994) afin de modéliser l'interaction les électrons de

la couronne qui vont donner une partie de leur énergie aux photons du disque. Les paramètres qui nous intéressent dans ce modèle, sont ceux liés aux propriétés de la couronne :

- la température kT_0 des photons du disque qui vont interagir avec les électrons de la couronne, en keV.
- la profondeur optique de la couronne τ.
- la température des électrons de la couronne kT, en keV.

Les autres paramètres intervenant dans le modèle sont le décalage vers le rouge que je laisse fixé à 0 et le choix de la géométrie de la couronne que je laisse fixée sur une sphère. J'ajoute au modèle de la réflexion (REFLECT) et la présence d'un disque lorsqu'il devient nécessaire (DISKBB) pour obtenir un ajustement correct. Les modèles s'écrivent respectivement CONST*REFLECT(COMPTT) et CONST*REFLECT(COMPTT + DISKBB). La Figure 4.6 montre l'évolution temporelle des paramètres du modèle, de bas en haut : kT_0, kT, τ, $\Omega/2\pi$ et la valeur du χ^2_{red} obtenue avec le meilleur ajustement.

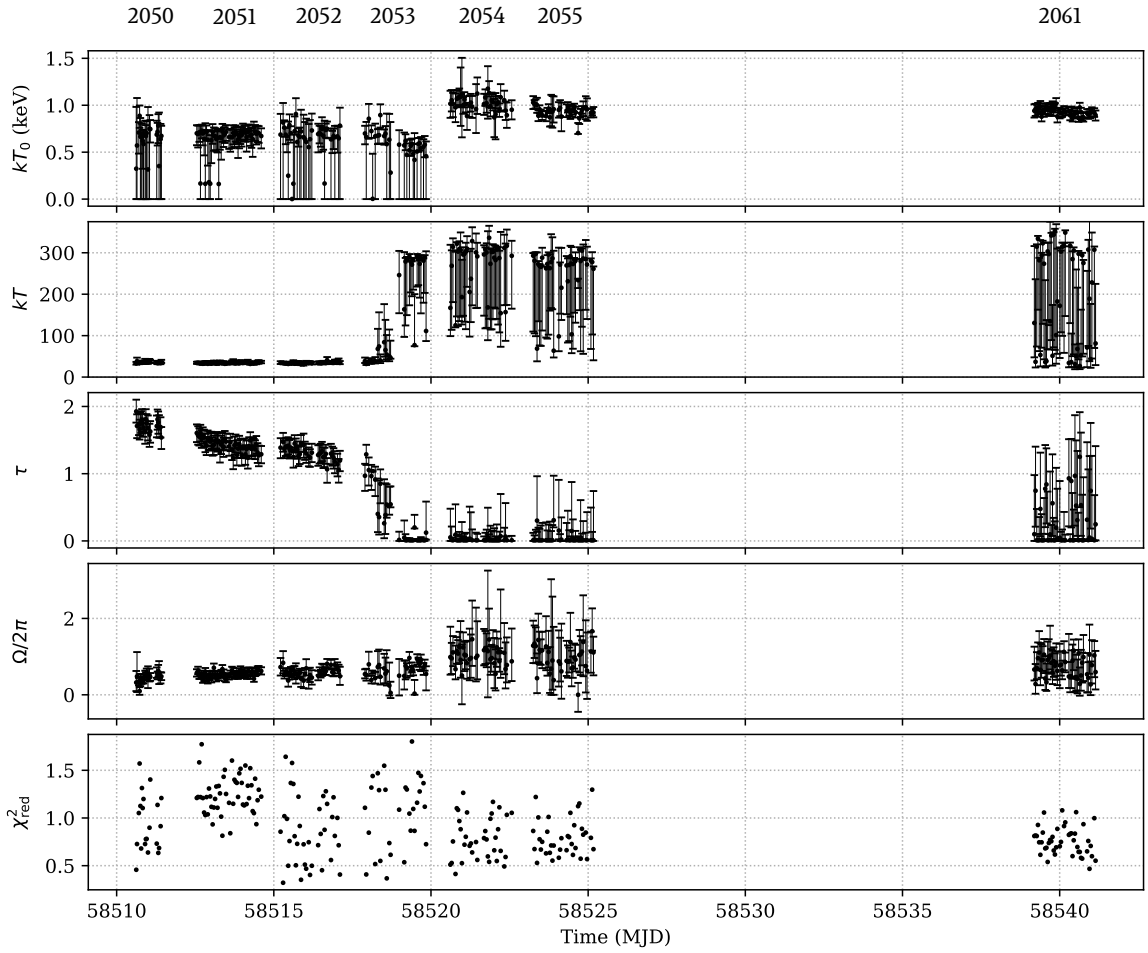


Figure 4.6 – *Évolution des paramètres du modèle de Comptonisation au cours de l'éruption.*

En utilisant ce modèle, nous avons accès à l'évolution des quantités physiques du plasma de la couronne. Nous observons bien le changement d'état autour de MJD 58517. En effet, l'apparition du disque se traduit par une augmentation de l'énergie kT_0 dont la valeur moyenne se trouve autour de ~ 0.6 keV avant la transition et qui bascule autour de ~ 1 keV après celle-ci, valeur typique de la température du disque dans l'état mou. Avant la transition, l'énergie des électrons de la couronne se trouve globalement autour de 50 keV, en revanche, sa valeur après la transition est à interpréter avec précaution. En effet, comme je l'ai expliqué dans la Section 2.2.2, nous pensons que la couronne disparaît progressivement

lorsque la source bascule dans un état intermédiaire puis mou. Nous observons sur la Figure 4.6 que température des électrons de la couronne n'est pas contrainte lorsque nous commençons à sortir du domaine de validité du modèle, qui est également indiquée par l'évolution de l'épaisseur optique. En effet, nous atteignons un régime pour lequel, si Comptonisation il y a, celle-ci est non-thermique et donc compatible localement (en X) avec une loi de puissance très pentue et non coupée, c'est-à-dire la forme d'un spectre mou.

4.2.3 Détection d'une composante additionnelle à haute énergie ?

Cette éruption est l'opportunité d'utiliser *INTEGRAL* pour aller sonder les plus hautes énergies. Pour cela, j'ai utilisé l'outil *spe_pick* (Section A.1.2) permettant d'accumuler les spectres de toutes les ScWs de l'état dur (appartenant aux révolutions 2050, 2051, 2052) et de toutes celles de l'état mou (2054, 2055, 2061). Je ne sélectionne pas la révolution 2053 afin que les spectres ne soient pas contaminés par la transition de la source vers des états intermédiaires. Cela permet d'augmenter la statistique et d'avoir un meilleur rapport signal à bruit. De cette façon, je peux améliorer la qualité des spectres à haute énergie et ainsi sonder une potentielle présence d'une composante additionnelle.

Les spectres ainsi obtenus sont représentés en bleu (état dur) et rouge (état mou) sur la Figure 4.7. Je détecte la présence d'une queue de haute énergie dans l'état dur. En effet, j'observe des résidus à haute énergie en ajustant par une simple loi de puissance coupée (représenté en ligne tirets) et j'obtiens $\chi^2_{\text{red}} = 2.92$. Lorsque j'ajoute une composante additionnelle au modèle (loi de puissance représentée en pointillé), les résidus à haute énergie disparaissent et j'obtiens un $\chi^2_{\text{red}} = 0.60$. Je trouve un indice de photon de $\Gamma = 2.42^{+0.35}_{-0.52}$ pour cette queue de haute énergie. En revanche, dans l'état mou, je ne peux détecter seulement des limites supérieures au delà de 400 keV et je parviens à trouver un ajustement très convenable ($\chi^2_{\text{red}} = 0.77$) sans avoir besoin de rajouter une loi de puissance additionnelle.

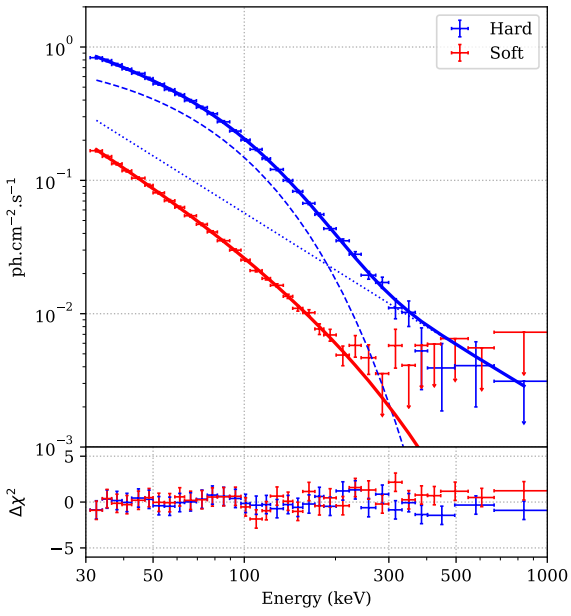


Figure 4.7 – *Spectres ISGRI des états dur et mou de MAXI J1348–630.*

La détection de cette queue à haute énergie dans l'état dur nous interroge quant à l'origine de cette composante additionnelle. *Est-elle uniquement présente dans cet état ou bien est-elle présente également dans l'état mou avec un flux trop faible pouvoir la détecter ?*

L'étude fine des données de cette source est encore en cours, et il nous faut encore regarder les données de SPI, mais aussi utiliser l'approche polarimétrique. Des éléments de

réponse seront apportés en Partie III, ainsi qu'une comparaison avec d'autres objets étudiés dans la suite de cette thèse. Pour parfaire l'étude préliminaire de découverte de cet objet je vais maintenant en présenter le comportement temporel rapide et chercher la présence d'éventuels QPOs avec *INTEGRAL*.

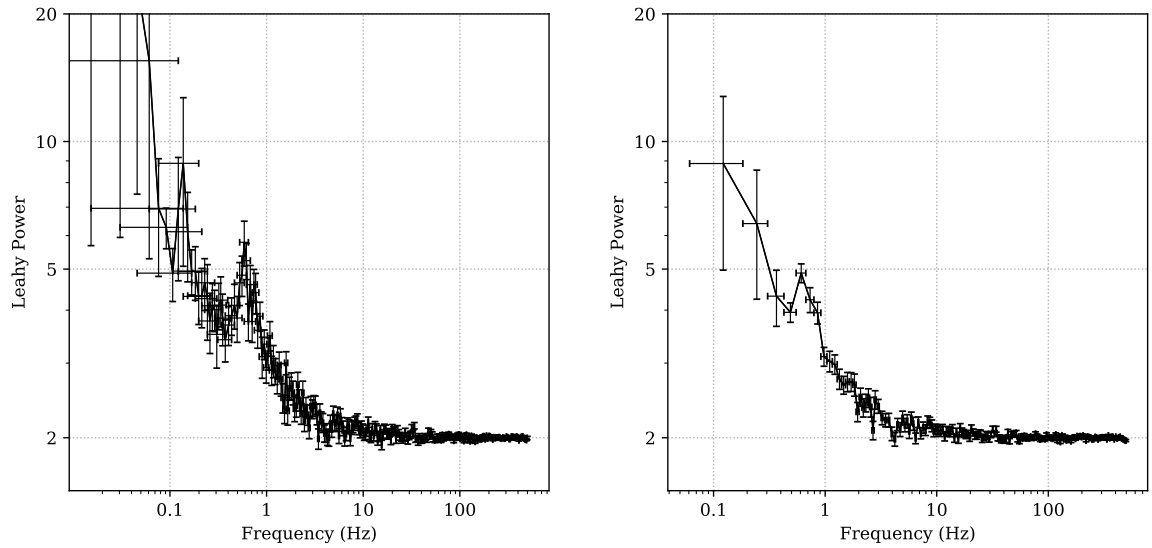
4.3 Variabilité temporelle de la source

4.3.1 Extraction des spectres de puissance

Présentation de l'outil POWSPEC

POWSPEC est un outil du package XRONOS[6] permettant de générer un spectre de puissance à partir d'une courbe de lumière. Cette technique d'analyse requiert plusieurs choix de l'utilisateur, basés sur ses priorités scientifiques et sur le comportement de la source.

- **choix de la résolution temporelle** : cette option permet de choisir la résolution temporelle δt sur laquelle POWSPEC se base pour extraire le spectre de puissance. Dans le cas où ne voudrions pas utiliser directement la résolution de la courbe de lumière, il est possible par exemple de multiplier par un entier la résolution temporelle originale.
- **choix du nombre d'intervalles** : POWSPEC découpe la courbe de lumière en N intervalles de temps δt à partir desquels il produit un spectre de puissance. Le spectre de puissance final constitue la moyenne de ces derniers. De ce fait, le choix du nombre d'intervalles va déterminer la résolution en fréquence $1/\delta t$ de notre spectre de puissance final ; plus le nombre d'intervalle est élevé et plus le pas de fréquence est faible, mais plus le bruit est important ; au contraire, en réduisant le nombre d'intervalles, nous perdons en résolution fréquentielle mais le bruit est moindre. Par exemple en choisissant 4096 intervalles avec une résolution temporelle de 250 μs soit un total de $4096 \times 250 \times 10^{-6} = 1.024$ s, notre résolution en fréquence sera de $1/1.024 \sim 1$ Hz. À titre illustratif, j'ai représenté sur les Figures 4.8a et 4.8b le spectre de puissance extrait à partir de la même courbe de lumière pour deux valeurs d'intervalles différentes : 65536 et 8192.



(a) *65536 intervalles.* (b) *8192 intervalles.*

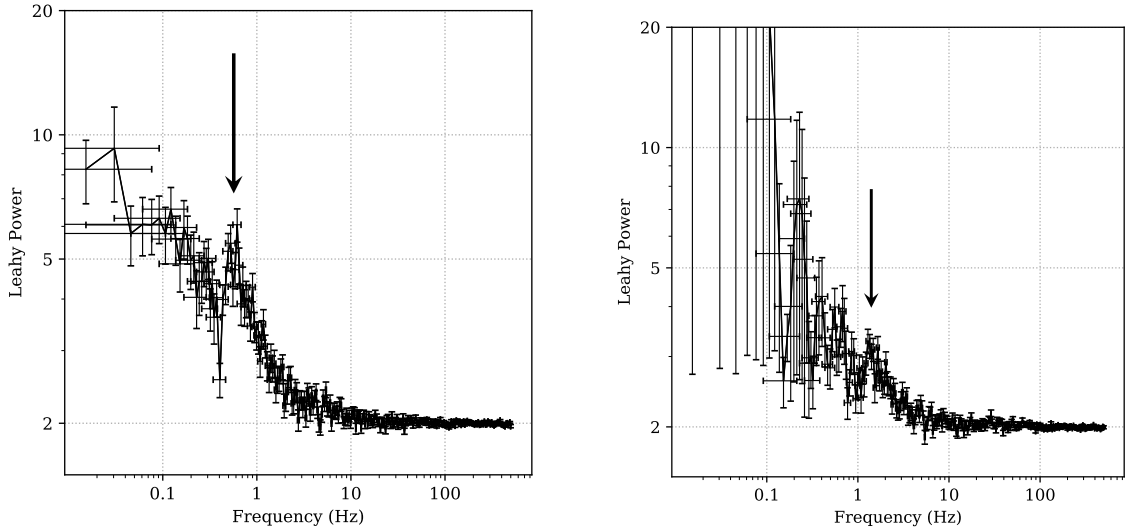
Figure 4.8 – *Différence de résolution fréquentielle entre deux spectres de puissance extraits à partir de deux nombres d'intervalles différents.*

[6] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xronos/manual/node2.html

QPOs détectés

Pour chacune des ScWs, j'utilise la méthode sans déconvolution décrite en Section A.1.3 permettant de créer une liste d'événements pouvant être ensuite utilisée par POWSPEC afin d'extraire un spectre de puissance pour chacune des ScWs. Je choisis la meilleure résolution disponible avec ISGRI, soit 0.001 s ce qui correspond à une fréquence de Nyquist (Section 2.3.1) de $1/(2 \times 0.001) = 500$ Hz et un nombre d'intervalles de 65536 afin d'obtenir le meilleur compromis entre résolution fréquentielle et présence de bruit. Cela signifie que mes spectres de puissance s'étendront jusqu'à 500 Hz et que ma résolution fréquentielle sera de $1/65536 \times 1000 \sim 0.015$ Hz. Je convertis ensuite les spectres de puissance extraits en fichiers lisibles par XSPEC afin que nous puissions les ajuster de manière simple. Les spectres de puissance ont ensuite été ajustés avec une méthode de détection automatique que j'ai mise au point et qui est décrite dans le chapitre suivant (Chapitre 5).

Je détecte la présence de 75 QPOs entre les ScWs des révolutions 2051 et 2052, c'est à dire entre MJD 58512.433 et MJD 58517.064. Les QPOs correspondants sont représentés respectivement sur les Figures 4.9a et 4.9b et indiqués par des flèches. En inspectant chaque spectre de puissance à l'œil nu, ces QPOs semblent tous être de type C (fréquence inférieure à 6 Hz et présence de bruit à basse fréquence).



(a) *QPO détécté en MJD 58512.* (b) *QPO détecté en MJD 58517.*

Figure 4.9 – *Deux QPOs de MAXI J1348–630 détectés lors de son éruption.*

4.3.2 Évolution des propriétés temporelles

L'évolution des paramètres des QPOs, c'est-à-dire leur fréquence, leur largeur et leur puissance est représentée sur la Figure 4.10. Les barres d'erreurs indiquent l'indice de confiance à 90 %. Nous constatons que la fréquence des QPOs augmente de manière linéaire entre ~ 0.5 Hz et ~ 1.5 Hz. En revanche, la largeur et la puissance des QPOs restent relativement constantes. La puissance des QPOs détectés est extrêmement faible (~ 0.3 % rms), ceci étant du à la bande d'énergie élevée de ISGRI. En effet, la puissance des QPOs dépend fortement de la bande d'énergie à partir de laquelle la courbe de lumière est extraite (Rodriguez et al., 2004b). De plus, la puissance est anti-corrélée à la fréquence (Motta et al., 2011), ceci peut expliquer pourquoi je ne détecte pas de QPO après la révolution 2052, ces derniers étant probablement trop faibles dans la bande 30–50 keV.

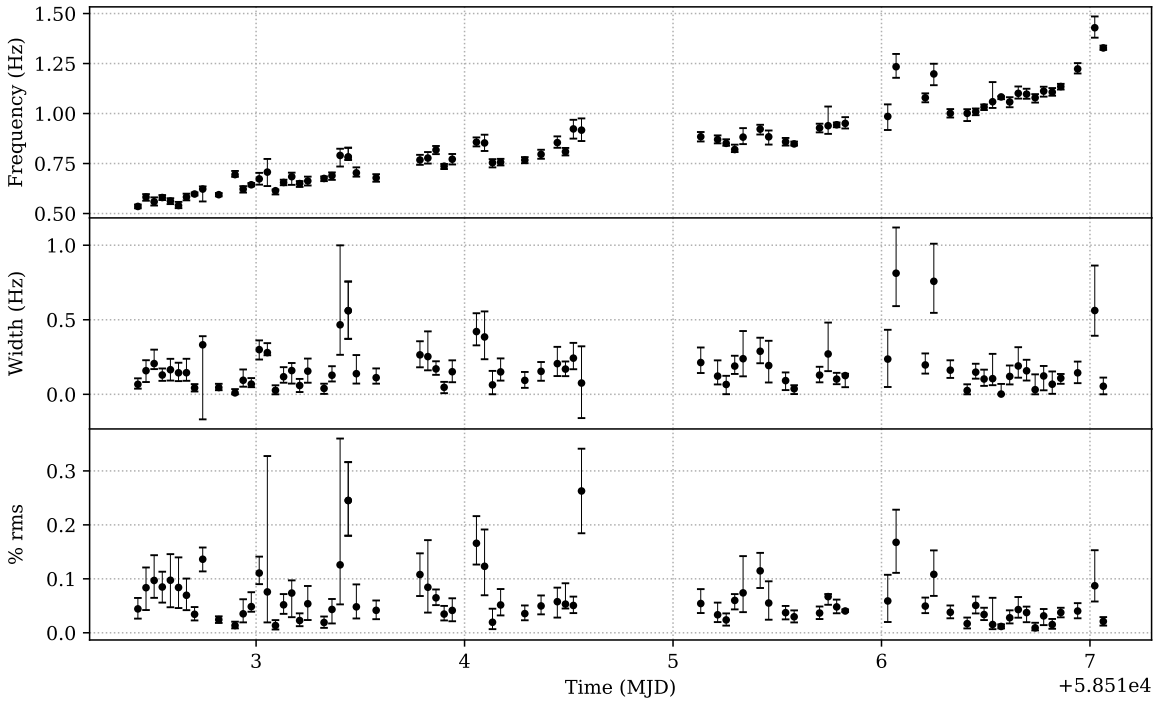


Figure 4.10 – *Évolution temporelles des propriétés des QPOs de MAXI J1348–630.*

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la phénoménologie du cycle complet de MAXI J1348–630 observé avec *INTEGRAL*. Le HID de la source présente des transitions spectrales très claires et complètement compatibles avec le HID d'un système binaire X abritant un trou noir. J'ai modélisé l'évolution spectrale de la source par un modèle phénoménologique simple (loi de puissance coupée pour l'état dur et loi de puissance accompagnée d'un disque pour l'état mou) où nous voyons l'indice de photon évoluer entre $\Gamma \sim 1.3$ et ~ 2.5. Notons cependant que la valeur de l'indice de photon dans l'état dur est relativement faible comparée à celle relevée dans d'autres systèmes binaires X à trous noirs (e.g., Remillard & McClintock, 2006). L'énergie du disque autour de 1 keV est en revanche très typique. Le modèle de Comptonisation nous apporte des informations supplémentaires concernant les propriétés de la couronne, et nous constatons que la chute progressive de la profondeur optique pendant la transition coïncide avec l'augmentation de la température de la couronne, traduisant l'affaissement du spectre et la disparition de la couronne laissant place au disque.

Grâce à *INTEGRAL*, j'ai pu sonder l'émission à haute énergie émise par la source. J'ai détecté la présence d'une composante additionnelle en loi de puissance dans l'état dur. En comparaison avec d'autre sources, et notamment Cygnus X–1 nous pourrions penser que cette composante est reliée au jet compact de cette source, qui est détecté dans cet état (Carotenuto et al. 2020, in prep.; Russell et al., 2019). Nous verrons dans les chapitres suivants si justement cette interprétation est cohérente, et j'apporterai notamment en Partie III des pistes supplémentaires, grâce à la mesure de la polarisation de cette composante.

En étudiant les variabilités temporelles rapides à partir des spectres de puissance extraits dans chaque ScW, j'ai détecté 75 QPOs pendant les révolutions 2051 et 2052, dont la fréquence évolue entre 0.5 et 1.5 Hz entre MJD 58512 et MJD 58517. Ce que nous observons est probablement l'évolution temporelle du même QPO au cours de l'éruption. Malheureusement les amplitudes sont faibles (~ 0.3 % rms) en raison de la bande d'énergie utilisée, et je ne détecte pas de QPOs au-delà de 1.5 Hz, ce qui ne me permet pas d'observer la transition des QPOs de type C en QPOs de type B, qui d'après le HID de la Figure 4.2 devrait

avoir lieu autour de MJD 58540, c'est-à-dire lors de la révolution *INTEGRAL* 2061 dont j'ai inspecté minutieusement tous les spectres de puissance individuels sans détecter de QPOs. Une future étude sera consacrée à l'analyse de ces QPOs en accumulant les ScWs de manière à augmenter le rapport signal à bruit (mais au détriment d'une détermination précise de la fréquence du QPO).

Ce chapitre d'études préliminaires nous a permis mettre en place le contexte nécessaire à l'appréhension du chapitre suivant et de définir les outils utilisés. Nous y avons étudié les propriétés spectrales et temporelles d'un point de vue purement observationnel et principalement phénoménologique. Dès lors, nous allons nous concentrer sur un aspect plus théorique où nous allons confronter les paramètres temporels d'une source bien connue avec un modèle d'accrétion-éjection.

CHAPITRE 5

ÉTUDE TEMPORELLE DE GX 339–4 DANS LE CADRE D'UN MODÈLE D'ACCRÉTION-ÉJECTION

Sommaire

5.1 Présentation de GX 339–4 et du modèle JED-SAD 65
5.1.1 GX 339–4 : l'archétype des microquasars 65
5.1.2 Les bases du modèle JED-SAD 67
5.2 Observations et méthodes d'analyse temporelle 70
5.2.1 Courbes de lumière 70
5.2.2 Spectres de puissance 70
5.2.3 Méthode de détection des QPOs 72
5.3 Implication des QPOs dans le cadre du modèle 78
5.3.1 Co-évolution de la fréquence du QPO et de la fréquence képlerienne 78
5.3.2 Corrélation avec la fréquence képlerienne 79
5.3.3 Corrélation avec le rayon de transition 81
5.4 Conclusion 82

Nous avons vu dans le Chapitre 2 et le Chapitre 4 que l'évolution des propriétés des QPOs est corrélée à l'évolution de l'éruption. Les QPOs de type C apparaissent à basse fréquence dans l'état dur, le « bruit » à basse fréquence est fort et la fréquence augmente progressivement pendant la transition vers l'état dur-intermédiaire. L'état mou-intermédiaire est défini par la détection de QPOs de type B pour lesquels le bruit à basse fréquence s'est complètement affaissé. Enfin, parfois, des QPOs de type A sont détectés à la fin de l'état mou-intermédiaire.

Il existe de nombreux modèles qui entreprennent d'expliquer les processus à l'origine de l'émission des QPOs. Dans ce chapitre, je vais introduire le modèle JED-SAD, un modèle d'accrétion-éjection développé par l'équipe Phénomènes à Haute Énergie et Plasmas Astrophysiques (SHERPAS) de l'Institut de Planétologie de Grenoble (IPAG). Au commencement de cette thèse, j'ai participé à la finalisation d'un article publié dans *Astronomy & Astrophysics* et reporté en Annexe C, dans lequel ce modèle parvient à reproduire les différents spectres d'émission de GX 339–4 pendant son éruption de 2010, l'aspect temporel n'est cependant pas abordé.

L'étude présentée dans ce chapitre, pour laquelle j'ai grandement collaboré avec Grégoire Marcel, s'inscrit dans la continuité de cette article. Le but ici n'est pas d'expliquer l'origine des QPOs grâce à ce modèle mais de confronter les informations observables de ces QPOs aux prédictions théoriques du modèle.

Après avoir présenté les caractéristiques principales de cette source et les bases du modèle JED-SAD (Section 5.1), je développerai la méthode d'analyse mise au point pour détecter des QPOs de manière automatique (Section 5.2). Enfin, nous étudierons l'implication des QPOs dans le cadre de ce modèle (Section 5.3) et nous conclurons dans la Section 5.4.

5.1 Présentation de GX 339–4 et du modèle JED-SAD

5.1.1 GX 339–4 : l'archétype des microquasars

GX 339–4 est une LMXB découverte il y a plus de 40 ans par l'*Orbiting Solar Observatory* 7 en 1972 (Markert et al., 1973). Grâce à la récurrence rapide de ses éruptions (2 $\sim$ 3 ans, e.g.,

Tetarenko et al., 2016), GX 339–4 est l'un des systèmes binaires X le plus étudié. Cependant, les paramètres orbitaux du système ne sont pas si évidents à contraindre ; en effet, même lors de son état quiescent, le système est dominé par l'émission résiduelle du disque d'accrétion ce qui rend épineux une mesure de la vitesse radiale du compagnon (Shahbaz et al., 2001). Selon la méthode utilisée, différentes études peuvent aboutir à différentes valeurs de paramètres. J'en cite quelques une ci-dessous.

Principales caractéristiques

La fonction de masse (Section 1.2.1) du système la plus citée et utilisée, $f(M) = 5.8 \pm 0.8\,M_\odot$, a été obtenue par Hynes et al. (2003b) en mesurant la vitesse orbitale du compagnon, cependant, une récente étude mesure une valeur de $1.91 \pm 0.08\,M_\odot$ en utilisant les raies d'absorption dans le proche infrarouge de l'étoile compagnon (Heida et al., 2017). Dans cette même étude, la masse du trou noir est estimée à $2.3 < M_1 < 9.5\,M_\odot$, la période orbitale $P = 1.7$ jours et l'inclinaison $37° < i < 78°$. En ajustant les spectres de l'état mou par un modèle de réflexion, Parker et al. (2016) trouvent quant à eux une masse $M_1 = 9\,M_\odot$ et une inclinaison $i = 30°$. Enfin, une autre étude très récente a développé un modèle d'évolution du compagnon permettant de contraindre les paramètres orbitaux, ils trouvent un trou noir de masse $4 < M_1 < 11\,M_\odot$, un compagnon de masse $0.1 < M_2 < 1.4\,M_\odot$ avec un système incliné de $i \simeq 40$–$60°$(Zdziarski et al., 2019). La distance du système est estimée entre 7 kpc $< d <$ 9 kpc (Zdziarski et al., 2004) ; Parker et al. (2016) trouvent une valeur compatible de 8.4 kpc. Les caractéristiques principales du système sont reportées dans le Tableau 5.1.

GX 339–4 est devenu un archétype standard dans l'étude des systèmes binaires X à trous noirs depuis sa découverte en 1972. Ce système a en effet grandement contribué à définir le HID (Section 2.2.2). Le suivi de la source par *RXTE* pendant ses éruptions de 2002, 2004, 2007 et 2010 a conduit a de nombreuses études d'évolution spectro-temporelle de la source (e.g., Belloni et al., 2005; Motta et al., 2011; Stiele et al., 2011). Pour ces raisons, GX 339–4 constitue un excellent candidat à l'étude des processus d'accrétion-éjection dans les systèmes binaires X à trous noirs.

Tableau 5.1 – *Fiche d'identité de GX 339–4.*

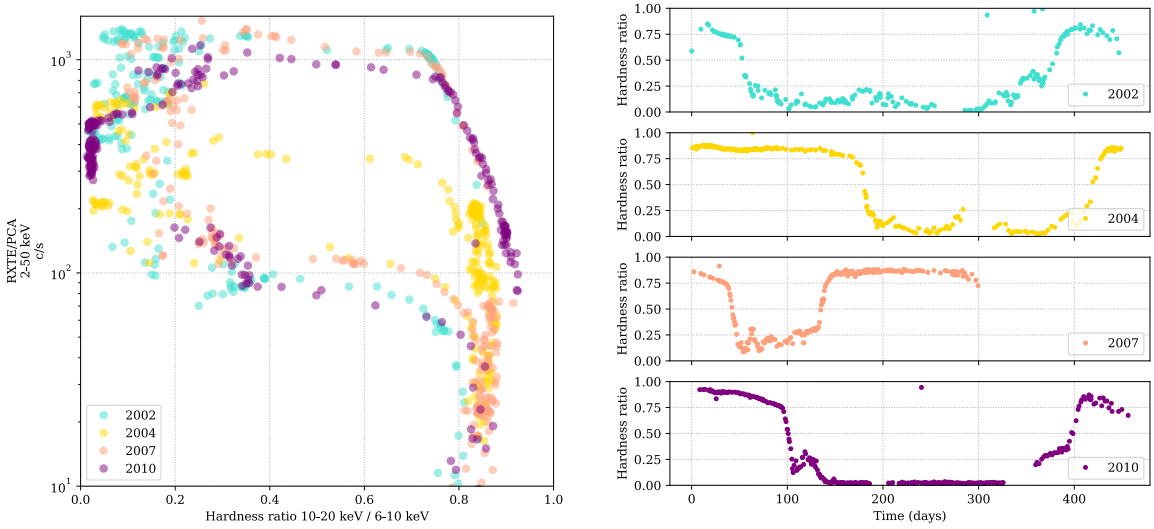
Coordonnées	$\alpha = 255.705754°$, $\delta = -48.789768°$	
Masse du trou noir	$9.0^{+1.6}_{-1.2}\,M_\odot$	Parker et al. (2016)
	$2.3\,M_\odot < M_1 < 9.5\,M_\odot$	Heida et al. (2017)
	$4\,M_\odot < M_1 < 11\,M_\odot$	Zdziarski et al. (2019)
Masse du compagnon	$0.5\,M_\odot < M_2 < 1.4\,M_\odot$	Zdziarski et al. (2019)
Période orbitale	1.7587 ± 0.0005 jours	Heida et al. (2017)
Distance	7 kpc $< d <$ 9 kpc	Zdziarski et al. (2004)
	8.4 ± 0.9 kpc	Parker et al. (2016)
Inclinaison	$30 \pm 1°$	Parker et al. (2016)
	$37° < i < 78°$	Heida et al. (2017)
	$40° < i < 60°$	Zdziarski et al. (2019)

Le HID de GX 339–4

Les HIDs des quatre éruptions de 2002, 2004, 2007 et 2010 de GX 339–4 observées avec l'instrument Proportionnal Counter Array (PCA) du *Rossi X-Ray Timing Explorer* (*RXTE*[1]) sont représentés sur la Figure 5.1a. Nous constatons que les HIDs de chaque éruption sont très similaires, excepté celui de l'éruption de 2004 (en jaune) pour lequel la transition de l'état dur jusqu'à l'état mou s'effectue à plus faible luminosité que pour les autres éruptions.

[1]Une description du satellite et de ses instruments est reportée en Annexe A.2.1.

La Figure 5.1b montre l'évolution temporelle de la dureté pour chacune des éruptions ; l'origine des temps a été normalisée au commencement de l'éruption. Alors que les éruptions de 2002 (en bleu) et 2010 (en violet) sont très similaires, nous remarquons que l'éruption de 2004 passe davantage de temps sur la branche de son état dur, tandis que l'éruption de 2007 (en orange) transite très rapidement vers son état mou et sa durée est plus courte que les autres. L'origine de ces différences n'est pas connue aujourd'hui ; un modèle acceptable devra être capable de reproduire tous ces comportements observés.



(a) *HID de GX 339–4 de chacune des éruptions observées. Chaque couleur indique une éruption différente.*

(b) *Évolution temporelle de la dureté pour chacune des éruptions.*

Figure 5.1 – *Suivi de quatre éruptions de GX 339–4 obtenu à partir des données de RXTE/PCA.*

5.1.2 Les bases du modèle JED-SAD

Nous avons vu dans la Section 1.2 que la dissipation du moment cinétique permet la formation d'un disque d'accrétion standard (Standard Accretion Disk, SAD) de type Shakura & Sunyaev (1973) optiquement épais et géométriquement fin dont le rayonnement est celui d'un corps noir « multicouleur » (Section 1.2.2). Un tel disque peut être à l'origine de la formation d'intenses vents observés pendant l'état mou de l'éruption d'un système binaire X (e.g., Fender & Muñoz-Darias, 2016). Cependant, le disque standard ne peut pas être à l'origine de l'émission de puissants jets observés dans le domaine radio. Le modèle JED-SAD (Ferreira & Pelletier, 1993) propose qu'un champ magnétique se construise dans les parties internes du disque et atteigne l'équipartition, permettant la formation d'un disque éjectant (Jet Emitting Disk, JED). Dans les solutions du JED, le moment cinétique et une fraction de la puissance d'accrétion sont relâchés dans un jet ce qui entraîne des vitesses d'accrétion supersoniques. Le JED est donc optiquement mince et géométriquement épais. Dans la suite, je décris les composantes principales de ce modèle ; le lecteur est invité à consulter e.g., Ferreira & Pelletier (1993), Ferreira & Pelletier (1995), Ferreira (1997) et Ferreira et al. (2006) pour une description complète du modèle.

Configuration de disque hybride

Le modèle JED-SAD repose sur la configuration d'un disque hybride comme représentée sur la Figure 5.2. Notre système est composé d'un trou noir de masse M, la partie interne qui s'étend depuis l'ISCO $R_{\rm in}$ jusqu'au rayon de transition $r_{\rm J}$ entre les deux disques, est occupée par un JED, tandis que la partie externe du disque qui s'étend depuis $r_{\rm J}$ jusqu'au rayon

externe R_{ext} est un SAD. Nous allons voir que le rayon de transition r_J et le taux d'accrétion $\dot{M}$ constituent les paramètres clés de ce modèle. Dans la suite nous utiliserons les quantités sans dimension $r_J = r_J/R_g$ et $\dot{m} = \dot{M}/M_{Edd}$.

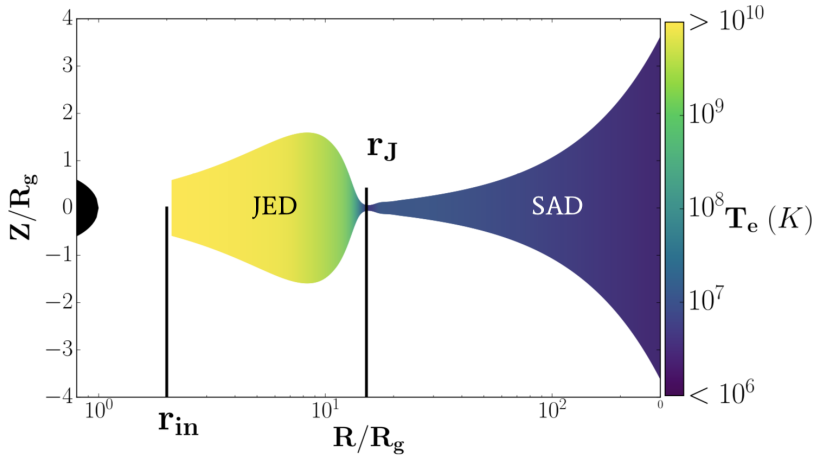


Figure 5.2 – *Représentation d'un disque hybride dans le modèle JED-SAD. La partie interne est occupée par le JED tandis que la partie externe est occupée par le SAD. r_J est le rayon de transition entre les deux disques. L'axe des ordonnées représente la hauteur du disque et l'axe des abscisses son extension radiale. L'échelle de couleurs indique la température des électrons en Kelvin. Figure adaptée de Marcel et al. (2018a).*

L'équilibre thermique du disque depuis $r_{in} = R_{in}/R_g$ jusqu'à $r_{ext} = R_{ext}/R_g$ est décrit par les propriétés dynamiques du flot d'accrétion associées à plusieurs quantités : l'énergie emportée par les jets b, le flux de masse emportée par les jets ξ, l'intensité du champ magnétique μ et le nombre de Mach sonique m_s. Ces quantités permettent de décrire les propriétés de deux flots d'accrétion. Par exemple si une importante quantité de matière est éjectée avec peu d'énergie (valeur de b faible et valeur de ξ grande), cela produit des vents, alors qu'au contraire peu de masse éjectée mais avec beaucoup d'énergie permet de produire des jets (valeur de b grande et valeur de ξ faible). Par définition, il n'y a pas de jets dans la partie SAD ($b_{SAD} = 0$ et $\xi_{SAD} = 0$) et l'intensité du champ magnétique est suffisamment faible ($\mu_{SAD} = 10^{-3}$) pour permettre le développement d'une MRI (Section 1.2.2). En revanche, dans la partie JED, la magnétisation μ_{JED} est typiquement comprise entre 0.1 et 0.8 (Ferreira, 1997) et les valeurs de $b_{JED} = 0.3$ et $\xi_{JED} = 0.01$.

Maintenant que nous avons décrit les principales caractéristiques des deux composantes de ce disque hybride, nous allons voir que l'évolution dynamique des paramètres r_J et $\dot{m}$ permet de reproduire le cycle d'hystérésis d'une éruption.

Évolution dynamique de r_J et $\dot{m}_{in}$

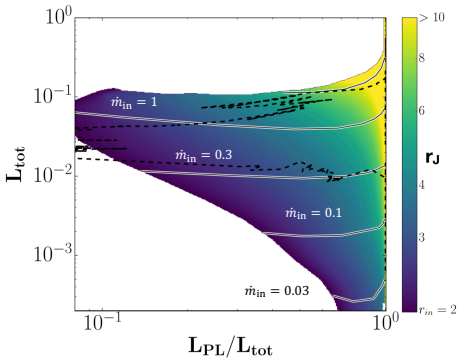
Dans le modèle, les deux paramètres cruciaux et responsables de l'évolution de l'éruption sont le rayon de transition entre le JED et le SAD r_J et le taux d'accrétion :

$$\dot{m}(r) = \dot{m}_{in} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{\xi} \tag{5.1}$$

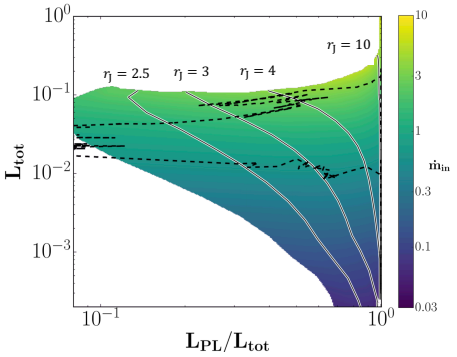
En pratique, nous utilisons le taux d'accrétion au rayon interne soit $\dot{m}(r_{in}) = \dot{m}_{in}$. Pour chaque couple ($r_J$, $\dot{m}_{in}$), la structure thermique du disque décrite par les paramètres mentionnés dans la section précédente est calculée, nous donnant la température du disque pour chaque couple (r_J, $\dot{m}_{in}$). Cela permet de produire un spectre théorique d'émission. À partir de ces spectres théoriques, des spectres d'observations peuvent être simulés en fournissant

la réponse instrumentale de *RXTE*/PCA à XSPEC. Ces spectres censés simuler de vraies observations *RXTE*/PCA sont ensuite ajustés à des spectres réels issus de vraies observations provenant de Clavel et al. (2016). Cela permet d'extraire la luminosité émise par la loi de puissance $L_{\rm PL}$ et par le disque $L_{\rm disque}$, la luminosité totale étant $L_{\rm tot} = L_{\rm PL} + L_{\rm disque}$. Ainsi, pour chaque valeur de $r_{\rm J}$ et $\dot{m}_{\rm in}$, il est possible d'associer $L_{\rm tot}$ et le rapport $L_{\rm PL}/L_{\rm tot}$ et donc de tracer un HID (Marcel et al., 2018a).

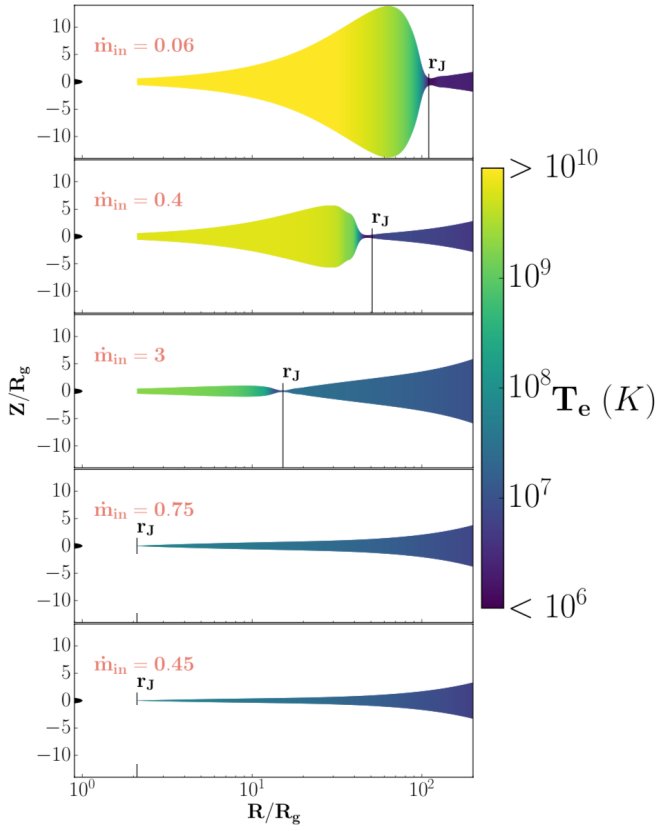
Les Figures 5.3a et 5.3b, adaptées de Marcel et al. (2018a), sont des représentations respectives du pavage du HID de l'éruption de 2010 de GX 339–4 en fonction de la valeur de $r_{\rm J}$ et de $\dot{m}_{\rm in}$. L'axe des abscisses représente le rapport de la luminosité de la loi de puissance $L_{\rm PL}$ du spectre X sur la luminosité totale $L_{\rm tot}$ entre 3 et 200 keV exprimée en unité de luminosité d'Eddington. Pour des états durs, la luminosité du disque est faible et $L_{\rm PL}$ domine, au contraire dans les états mous, la luminosité du disque domine et le rapport $L_{\rm PL}/L_{\rm tot}$ est faible. La Figure 5.3c montre l'aspect du disque hybride pour différentes étapes de l'éruption.



(a) *L'échelle de couleurs indique l'évolution du rayon de transition $r_{\rm J}$ et les contours indiquent différentes valeurs du taux d'accrétion $\dot{m}_{\rm in}$.*



(b) *L'échelle de couleurs indique l'évolution du taux d'accrétion et les contours indiquent différentes valeurs du rayon de transition $r_{\rm J}$.*



(c) *Différentes configurations du disque hybride en fonction des paramètres $r_{\rm J}$ et $\dot{m}_{\rm in}$. L'échelle de couleurs indique la température des électrons en Kelvin.*

Figure 5.3 – *Pavage du HID de l'éruption de 2010 de GX 339–4 et évolution du rayon de transition et du taux d'accrétion au cours des différentes étapes d'une éruption. Figures adaptées de Marcel et al. (2018a).*

Au commencement de l'éruption, dans l'état dur, le rayon de transition $r_{\rm J}$ est grand, et le spectre est dominé par l'émission du JED. Le taux d'accrétion $\dot{m}_{\rm in}$ est responsable des transitions verticales ; en augmentant sa valeur, la luminosité totale augmente et nous montons dans la branche verticale à droite du HID jusqu'à atteindre une luminosité maximale. $r_{\rm J}$ est quant à lui responsable des transitions horizontales, lorsque sa valeur diminue et se rapproche progressivement de la valeur du rayon interne $r_{\rm in}$, nous translatons de droite à gauche dans le HID. Le spectre est alors dominé par l'émission du SAD, nous sommes dans

l'état mou. En diminuant le taux d'accrétion, nous diminuons la luminosité totale et nous descendons dans la branche verticale à gauche du HID. Le rayon r_J augmente alors, permettant de retourner dans un état de faible luminosité dominé par le JED.

Qu'en est-il des QPOs ?

Dans cette description du modèle, nous n'avons pas mentionné les propriétés de variations temporelles rapides, notamment les QPOs. Nous avons néanmoins étudié dans la Section 2.3 que les propriétés spectrales des systèmes binaires X à trous noirs sont fortement corrélées aux propriétés temporelles, impliquant que celles-ci doivent être corrélées à la dynamique du flot d'accrétion. *Peut-on alors relier ces propriétés à celle du disque hybride du modèle JED-SAD ?* Cette question a motivé l'analyse qui va suivre. Nous voulons étudier s'il existe une corrélation entre les propriétés du disque hybride et celles des QPOs. Pour cela, nous allons analyser les données des quatre éruptions de 2001, 2004, 2007 et 2010 de GX 339–4 et confronter nos données observationnelles aux paramètres de ce modèle. Nous avons choisi ces éruptions car elles font partie de celles observées par *RXTE* et qui ne sont pas des « éruptions ratées[2] » (une autre éruption a en effet été observée par *RXTE* en 1998, mais la source est retournée dans son état quiescent avant d'avoir transité dans un état mou).

5.2 Observations et méthodes d'analyse temporelle

5.2.1 Courbes de lumière

Les courbes de lumière sont extraites à partir des fichiers Standard 2 de la base de données d'archives de *RXTE*. Les fichiers Standard 2 sont des fichiers présents dans toutes les observations et ont une résolution temporelle de 16 secondes (voir Annexe A.2.2 pour une description des différents types de fichiers de données *RXTE*). J'ai utilisé trois bandes d'énergies différentes afin de sonder les différents milieux du système : une bande molle entre 3–6 keV permettant de suivre l'évolution du taux de comptage du disque, une bande plus dure entre 6–20 keV permettant de suivre celle de la couronne, et enfin une bande totale entre 3–20 keV.

Les courbes de lumière obtenues sont représentées sur la Figure 5.4. Le panneau du haut représente la courbe de lumière dans la bande d'énergie totale où nous pouvons suivre l'évolution à long terme de la source et distinguer les quatre éruptions mentionnées dans la Section 5.1.1. En regardant maintenant le panneau du bas où j'ai séparé les composantes du disque (en rouge) et de la couronne (en bleu), nous pouvons observer le comportement des différents milieux de notre système. Les éruptions commencent par une augmentation de la luminosité totale, la transition depuis l'état dur jusqu'à l'état mou se produit ensuite lorsque le taux de comptage de la bande 6–20 keV chute brutalement et que le taux de comptage entre 3–6 keV continue d'augmenter. Une fois que la luminosité maximale est atteinte, le taux de comptage du disque diminue progressivement jusqu'à ce que la source retourne dans un état de quiescence.

5.2.2 Spectres de puissance

Choix de la résolution temporelle

Les fichiers Standard 2 sont très pratiques lorsque nous voulons extraire des courbes de lumière à basse résolution temporelle pour suivre l'évolution globale d'une source. Cependant pour cette étude, nous voulons sonder la présence d'éventuels QPOs tout au long des éruptions. Nous avons vu dans la Section 2.3.1 que la résolution temporelle de notre courbe

[2] Définie en Section 4.1.1.

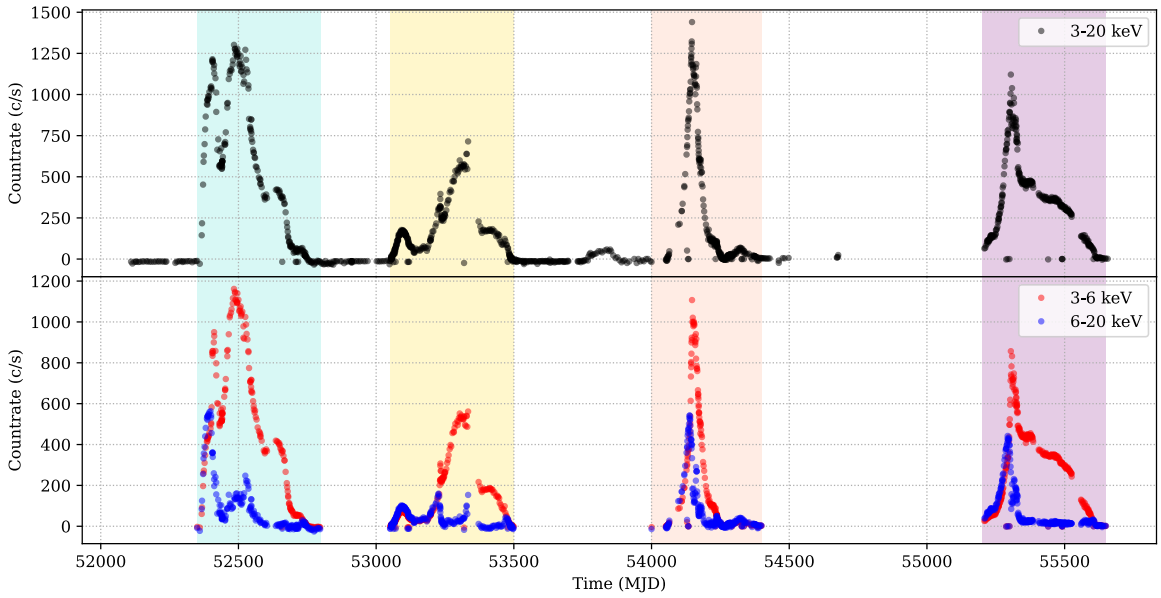


Figure 5.4 – *Courbes de lumières à long terme de GX 339–4. Panneau du haut : courbes de lumière dans la bande d'énergie 3–20 keV. Panneau du bas : courbes de lumière dans les bandes d'énergies 3–6 keV (en rouge) et 6–20 keV (en bleu).*

de lumière est directement reliée à la fréquence de Nyquist de notre signal, qui est la fréquence maximale jusqu'à laquelle s'étend notre spectre de puissance. Pour une résolution temporelle de 16 s par exemple, la fréquence de Nyquist est $1/(2 \times 16) = 0.03125$ Hz, ce qui est bien trop faible étant donné que nous voulons observer des variations jusqu'à au moins 10 Hz. Il faut donc utiliser des fichiers avec une meilleure résolution temporelle.

J'ai donc utilisé les modes de données GoodXenon (Xe), Event (E) et Binned (B). Ces modes sont préparés à bord du satellite (afin de limiter les télémesures) et choisis a priori par les observateurs. Le problème est qu'ils possèdent des résolutions temporelles et spectrales différentes, et couvrent également différents domaines spectraux. En conséquence, j'ai choisi une résolution temporelle de 2^{-10} s pour les courbes de lumières extraites à partir des fichiers Xe et E, et une résolution temporelle de 2^{-7} s pour les courbes de lumières extraites à partir des fichiers B, 2^{-7} s étant la résolution temporelle minimum de ces fichiers. Les fichiers de type B contiennent des canaux en énergie entre 2–15 keV complémentaires à certains fichiers de type E dont les canaux correspondent aux énergies 15–117 keV. Cela signifie que pour pouvoir extraire la courbe de lumière sur la bande totale 3–20 keV, il faut additionner les courbes de lumière extraites des fichiers B dans la bande 3–15 keV avec celles extraites des fichiers E complémentaires dans la bande 15–20 keV.

Au final, nous aurons donc deux types de spectres de puissance : ceux qui s'étendront jusqu'aux fréquences $1/(2 \times 2^{-10}) = 512$ Hz (issus des courbes de lumières Xe et E), et ceux qui s'étendront jusqu'à $1/(2 \times 2^{-7}) = 64$ Hz (issus des fichiers B+E). Dans les deux cas, la fréquence est suffisante pour pouvoir détecter des LFQPOs, nous verrons cependant dans la Section 5.2.3 que le bruit blanc (Section 2.3.1) sera traité de deux manières différentes lors des ajustements de ces spectres de puissance.

J'extrais donc mes courbes de lumière avec les résolutions temporelles adéquates dans la bande d'énergie 3–6 keV, 6–20 keV et 3–20 keV en suivant la procédure standard d'analyse des données de *RXTE*/PCA, décrite en Annexe A.2.2. Une fois cela fait, il ne reste plus qu'à en extraire les spectres de puissance dans chaque bande d'énergie grâce à l'outil POWSPEC (Section 4.3.1).

Extraction avec POWSPEC

Comme je l'ai décrit dans la Section 4.3.1, POWSPEC a besoin que l'utilisateur lui précise certains choix de paramètres. Pour notre étude, je choisis de conserver la résolution temporelle de mes courbes de lumière. Étant donné que je souhaite au moins descendre jusqu'aux fréquences < 0.1 Hz. Avec une résolution temporelle de 2^{-10} s, je choisis 32768 intervalles, soit une résolution en fréquence de 0.03125 Hz. Cela permet d'avoir une résolution fréquentielle suffisamment précise et un niveau de bruit acceptable. Souhaitant garder le même nombre d'intervalles pour les spectres de puissance extraits des courbes de lumière Xe, E et B, la résolution fréquentielle des spectres de puissance extraits à partir des courbes de lumière B+E sera de ~ 0.004 Hz. Les différences entre les deux types de spectres de puissance résident sur la fréquence maximale (512 Hz pour Xe/E et 64 Hz pour B+E) et la résolution (~ 0.3 Hz pour Xe/E et 0.004 Hz pour B+E).

Une fois que les spectres de puissance sont correctement extraits, je convertis les fichiers sortants en format lisible par XSPEC afin de pouvoir l'utiliser pour ajuster mes spectres et mettre au point une méthode de détection automatique des QPOs.

5.2.3 Méthode de détection des QPOs

Habituellement, nous utilisons XSPEC afin de modéliser les spectres de puissance. Cet outil fonctionne très bien, mais la tâche devient vite fastidieuse lorsqu'il s'agit d'ajuster plusieurs centaines de spectres.

La méthode de détection de QPOs que j'ai mise au point permet d'ajuster automatiquement une liste donnée de spectres de puissance. En lui fournissant certains critères, le code est capable de détecter la présence d'un QPO et d'en extraire ses propriétés : fréquence, largeur et puissance. Le code est écrit en *python* et fait appelle à la librairie *Pyxspec*[3] permettant d'utiliser l'outil XSPEC via le langage *python*. Le logigramme de la procédure est illustré sur la Figure 5.5.

Modélisation du bruit blanc

Étant donné que j'ai extrait les spectres de puissance de toute la base de données disponible, certaines observations possèdent très peu de variabilité, et donc le spectre de puissance correspondant est un spectre plat de moyenne 2. La première étape de ma procédure consiste à ajuster le spectre avec une constante égale à 2 afin d'identifier les spectres de bruit blanc et de ne pas les sélectionner. La procédure évalue le χ^2_{red} de cet ajustement et considère que pour $\chi^2_{\text{red}} < 1.2$, le spectre ne présente que du bruit blanc, puis passe au spectre suivant. L'adoption de cette valeur est un choix empirique basé sur de nombreux tests que j'ai effectués. En effet, en choisissant une valeur de χ^2_{red} plus faible, certains spectres complètement dominés par le bruit blanc sont sélectionnés par la procédure.

En revanche, $\chi^2_{\text{red}} > 1.2$ signifie que le spectre ne peut pas être uniquement ajusté par le bruit blanc et qu'il faut ajouter un bruit à basse fréquence et/ou un QPO. Dans ce cas là, avant d'ajouter une quelconque lorentzienne, la procédure modélise ce bruit blanc :

– pour les spectres Xe et E s'étendant jusqu'à 512 Hz : la procédure sélectionne les fréquences 80–512 Hz afin d'enlever la présence du bruit à basse fréquence et/ou d'un éventuel QPO et ajuste cette partie du spectre avec une loi de puissance. Laisser la normalisation de la loi de puissance varier au lieu de la fixer à 2 permet d'estimer la valeur du bruit blanc exact modifié par le temps mort dû à de très forts taux de comptage (Varniere & Rodriguez, 2018).

[3] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/python/html/index.html

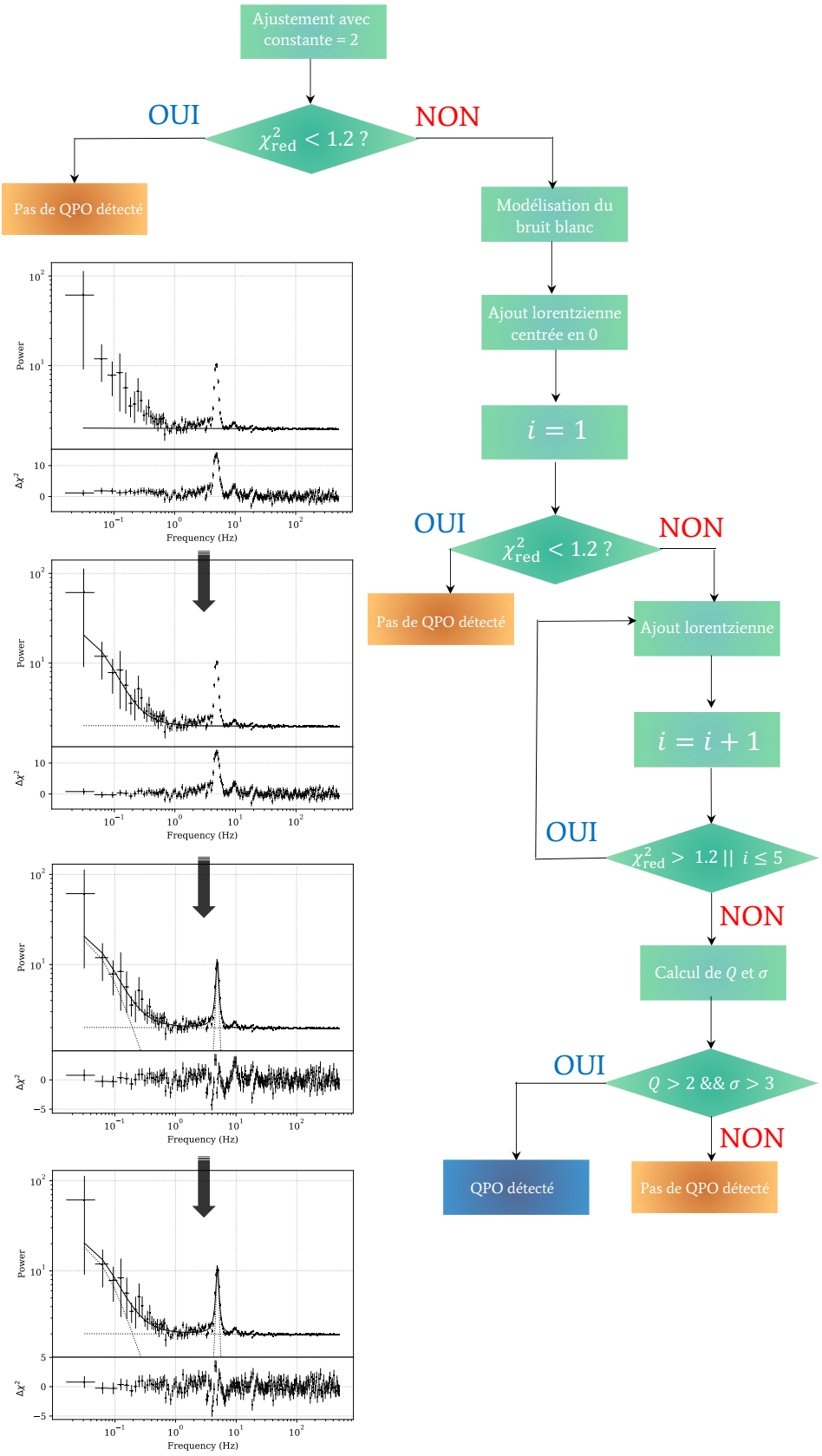


Figure 5.5 – *Logigramme de la procédure permettant de détecter automatiquement des QPOs dans les spectres de puissance.*

– pour les spectres B+E s'étendant jusqu'à 64 Hz : le bruit blanc est directement modélisé par une constante égale à 2, les fréquences n'étant pas suffisamment étendues pour un ajustement correct en laissant la loi de puissance varier librement.

Une fois que le bruit blanc est modélisé dans un cas ou dans l'autre, les paramètres de la loi de puissance/constante sont fixés et toutes les fréquences du spectre sont de nouveau considérées.

Ajout des lorentziennes

La première lorentzienne ajoutée est une lorentzienne centrée sur zéro afin de modéliser l'éventuel bruit à basse fréquence. Le χ^2_{red} est de nouveau évalué ; si $\chi^2_{\text{red}} < 1.2$, l'ajustement est considéré acceptable, aucun QPO n'est détecté et la procédure passe au spectre de puissance suivant. En revanche, $\chi^2_{\text{red}} > 1.2$ déclenche une série itérative d'ajout de lorentziennes.

La valeur du $\Delta\chi^2$est évaluée pour chaque point et tant que $\chi^2_{\text{red}} > 1.2$, la procédure ajoute une lorentzienne dont la fréquence est centrée sur celle possédant la plus grande valeur de $\Delta\chi^2$. Une fois encore cette valeur du χ^2_{red} a été définie à la suite d'une série de tests. Elle permet de ne pas être trop restrictif et donc de ne pas ajouter de lorentzienne centrée sur une fluctuation d'une valeur du $\Delta\chi^2$. Cette valeur est toutefois un bon compromis pour permettre une bonne description du spectre de puissance et d'être certain que les QPOs soient repérés par la procédure.

Ce processus itératif est répété jusqu'à 4 fois, c'est-à-dire que le modèle final est composé au maximum de cinq lorentziennes (larges ou étroites). En résumé, cette série s'arrête soit lorsque $\chi^2_{\text{red}} < 1.2$, soit lorsque cinq lorentziennes au total ont été ajoutées au modèle. La procédure passe ensuite à l'étape suivante de détection de QPO.

Détection de QPOs et résultats

Que l'une ou l'autre des conditions soit remplie, la procédure lance ensuite une commande XSPEC permettant d'évaluer les erreurs sur les paramètres du modèle. Cette commande permet à XSPEC de trouver la meilleure minimisation du χ^2. Afin d'évaluer une possible détection d'un QPO, la procédure calcule le facteur de cohérence $Q = f/\Delta f$ pour chaque lorentzienne du modèle, où f est la fréquence centrale et Δf la largeur à mi-hauteur. Un QPO est défini comme tel lorsque $Q > 2$ avec une significativité $\sigma > 3$. Environ 2 % de toutes les lorentziennes modélisées sont détectées en tant que QPO. Pour toutes les observations où un QPO a été détecté, le spectre de puissance est inspecté à l'œil afin de déterminer le type du QPO (Section 2.3.2). Aucune variation en fréquence des QPOs n'est trouvé en fonction de la bande d'énergie utilisée, en conséquence, nous utiliserons les QPOs détectés dans la bande d'énergie totale 3–20 keV.

Au total, cette procédure a permis de détecter 2 QPOs fondamentaux de type A, 37 QPOs fondamentaux de type B et 59 QPOs fondamentaux de type C (les QPOs harmoniques ne sont pas compris dans ces totaux). Ces QPOs sont représentés sur le HID de la Figure 5.6 : les QPOs de type A en jaune, B en bleu et C en violet. Les points gris sont les observations pour lesquelles la présence de QPO n'a pas été détectée. Le Tableau 5.4 reporte leurs propriétés (fréquence, largeur, puissance). Comme attendu, les QPOs de type C sont détectés dans l'état dur et au commencement des transitions de l'état dur vers l'état mou, apparaissent ensuite les QPOs de type B, tandis que les QPOs de type A sont détectés à la frontière entre l'état mou-intermédiaire et l'état mou (je rappelle cependant que le type des QPOs a été défini à partir de l'observation du spectre de puissance, indépendamment de sa place dans le HID).

Dans la suite de notre étude, nous rassemblons nos QPOs avec les QPOs trouvés dans d'autres études similaires (Gao et al., 2014; Motta et al., 2011; Nandi et al., 2012; Zhang et al., 2017), aboutissant à un total de 7 QPOs de type A, 41 QPOs de type B et 92 QPOs de type C. Certains QPOs n'ont pas pu être détectés pour quatre raisons :

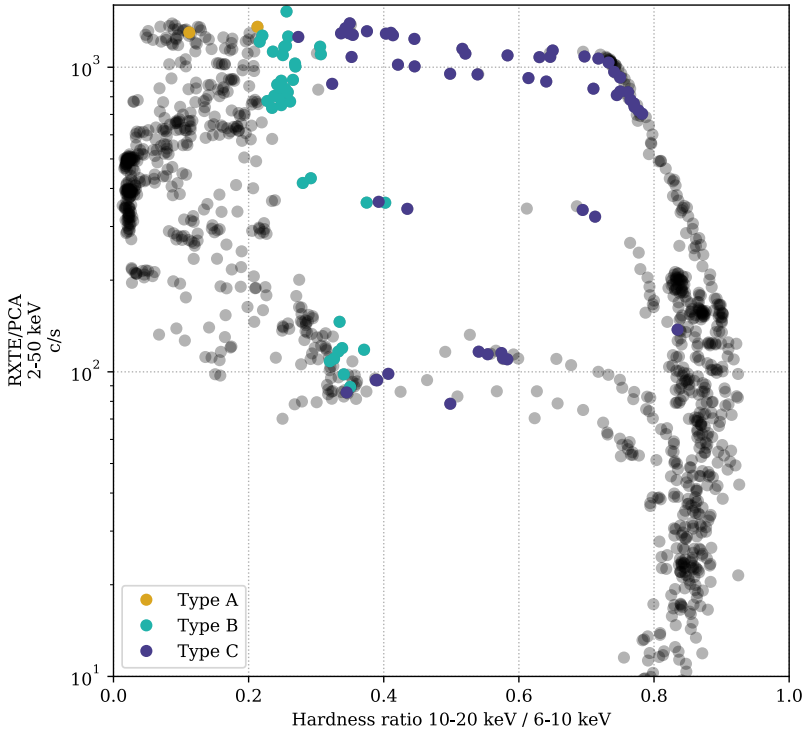


Figure 5.6 – *Position des différents types de QPOs détectés dans le HID de GX 339–4.*

- les QPOs de type A sont faibles et la plupart du temps modélisés par le bruit blanc avec un $\chi^2 < 1.2$.
- certains QPOs sont détectés mais avec une significativité $\sigma < 3$.
- leur facteur de cohérence $Q < 2$.
- les bandes d'énergies utilisées diffèrent entre les différentes études : 2–15 keV pour Motta et al. (2011); Nandi et al. (2012), 2–24 keV pour Gao et al. (2014) et 2–60 keV pour Zhang et al. (2017). Or, si la fréquence des QPOs est bien indépendante de l'énergie, il n'en est pas de même pour l'amplitude (voir par exemple les spectres de puissance de Rodriguez et al., 2004b).

Tableau 5.2 – *Liste des QPOs détectés.*

ObsID	**Temps** [MJD]	**Fréquence** [Hz]	**Largeur** [Hz]	**Puissance** [% rms]	**Type**
50117-01-03-00	52706.89	$6.79^{+0.03}_{-0.03}$	$0.38^{+0.09}_{-0.08}$	$19.15^{+1.40}_{-1.31}$	C
50117-01-03-01	52706.77	$6.74^{+0.17}_{-0.13}$	$2.42^{1.031}_{-0.35}$	$31.44^{+2.00}_{-1.47}$	C
60705-01-56-00	52710.77	$7.64^{+0.06}_{-0.06}$	$0.51^{+0.14}_{-0.12}$	$9.74^{+1.08}_{-0.99}$	C
60705-01-68-01	53222.25	$1.04^{+0.01}_{-0.02}$	$0.24^{+0.05}_{-0.07}$	$19.31^{+1.81}_{-3.03}$	C
60705-01-69-00	53225.40	$1.27^{+0.02}_{-0.02}$	$0.17^{+0.04}_{-0.04}$	$12.71^{+1.40}_{-0.65}$	C
60705-01-70-00	53230.96	$4.33^{+0.03}_{-0.02}$	$0.24^{+0.05}_{-0.05}$	$9.15^{+0.65}_{-0.64}$	C
60705-01-84-02	53333.90	$4.97^{+0.02}_{-0.02}$	$0.64^{+0.02}_{-0.02}$	$14.18^{+0.20}_{-0.20}$	B
70109-01-06-00	52400.83	$1.25^{+0.01}_{-0.01}$	$0.22^{+0.04}_{-0.04}$	$14.96^{+1.45}_{-1.24}$	C
70109-01-07-00	52411.60	$5.90^{+0.01}_{-0.01}$	$0.47^{+0.01}_{-0.01}$	$13.57^{+0.12}_{-0.12}$	B
70109-01-20-00	52504.71	$4.76^{+0.08}_{-0.09}$	$1.86^{+0.25}_{-0.22}$	$3.75^{+0.16}_{-0.16}$	A
70109-02-01-00	52709.86	$8.05^{+0.07}_{-0.07}$	$0.90^{+0.30}_{-0.22}$	$12.40^{+1.30}_{-1.14}$	C
70109-04-01-00	52405.63	$5.39^{+0.01}_{-0.01}$	$0.89^{+0.05}_{-0.04}$	$14.75^{+0.10}_{-0.18}$	C
70109-04-01-01	52405.71	$5.42^{+0.00}_{-0.01}$	$0.60^{+0.02}_{-0.02}$	$12.14^{+0.13}_{-0.13}$	C

Tableau 5.3 – *Suite des QPOs détectés.*

ObsID	Temps [MJD]	Fréquence [Hz]	Largeur [Hz]	Puissance [% rms]	Type
70109-04-01-02	52406.07	$5.36^{+0.02}_{-0.02}$	$1.18^{+0.11}_{-0.10}$	$14.11^{+0.44}_{-0.48}$	C
70110-01-10-00	52402.49	$2.06^{+0.01}_{-0.01}$	$0.25^{+0.04}_{-0.03}$	$11.93^{+0.57}_{-0.56}$	C
70110-01-11-00	52406.70	$5.80^{+0.02}_{-0.02}$	$0.77^{+0.09}_{-0.08}$	$14.43^{+0.57}_{-0.53}$	C
70110-01-12-00	52410.53	$7.90^{+0.11}_{-0.11}$	$3.70^{+0.37}_{-0.34}$	$11.08^{+0.54}_{-0.50}$	C
70110-01-14-00	52416.60	$6.42^{+0.02}_{-0.02}$	$0.91^{+0.06}_{-0.05}$	$10.17^{+0.23}_{-0.22}$	B
70110-01-15-00	52419.24	$5.83^{+0.03}_{-0.03}$	$0.71^{+0.06}_{-0.06}$	$15.01^{+0.46}_{-0.46}$	B
70110-01-45-00	52524.95	$7.04^{+0.30}_{-0.27}$	$2.99^{+0.60}_{-0.54}$	$3.62^{+0.24}_{-0.24}$	A
70110-01-47-00	52532.75	$5.71^{+0.02}_{-0.02}$	$0.45^{+0.04}_{-0.04}$	$7.94^{+0.22}_{-0.21}$	B
70110-01-89-00	52707.91	$0.88^{+0.02}_{-0.02}$	$0.36^{+0.05}_{-0.04}$	$33.12^{+1.56}_{-1.48}$	B
70110-01-94-00	52724.23	$6.19^{+0.03}_{-0.03}$	$0.31^{+0.10}_{-0.08}$	$15.14^{+1.20}_{-1.20}$	C
70128-02-02-00	52696.36	$8.02^{+0.03}_{-0.03}$	$0.42^{+0.11}_{-0.10}$	$6.82^{+0.53}_{-0.50}$	B
90110-02-01-00	53232.40	$5.81^{+0.05}_{-0.05}$	$0.66^{+0.10}_{-0.09}$	$5.77^{+0.05}_{-0.05}$	B
90110-02-01-01	53232.01	$5.05^{+0.06}_{-0.04}$	$0.28^{+0.19}_{-0.19}$	$7.11^{+1.79}_{-1.62}$	B
90110-02-01-02	53232.34	$5.25^{+0.04}_{-0.05}$	$0.65^{+0.17}_{-0.13}$	$8.30^{+0.66}_{-0.59}$	C
90110-02-01-03	53232.99	$4.10^{+0.01}_{-0.01}$	$0.46^{+0.02}_{-0.02}$	$18.45^{+0.32}_{-0.32}$	B
90704-01-02-00	53233.39	$4.21^{+0.01}_{-0.01}$	$0.57^{+0.03}_{-0.03}$	$12.55^{+0.22}_{-0.22}$	B
91105-04-10-00	53466.75	$3.41^{+0.04}_{-0.05}$	$1.17^{+0.15}_{-0.13}$	$18.91^{+0.65}_{-0.61}$	B
92035-01-02-01	54133.92	$0.26^{+0.00}_{-0.00}$	$0.01^{+0.02}_{-0.01}$	$14.77^{+2.57}_{-1.77}$	C
92035-01-02-02	54135.04	$0.29^{+0.00}_{-0.00}$	$0.06^{+0.01}_{-0.01}$	$18.11^{+1.64}_{-1.58}$	C
92035-01-02-03	54136.02	$0.36^{+0.00}_{-0.00}$	$0.05^{+0.01}_{-0.01}$	$16.41^{+1.09}_{-1.11}$	C
92035-01-02-04	54137.00	$0.43^{+0.00}_{-0.00}$	$0.03^{+0.01}_{-0.01}$	$17.26^{+1.10}_{-1.73}$	C
92035-01-02-06	54139.94	$1.99^{+0.00}_{-0.00}$	$0.14^{+0.01}_{-0.01}$	$15.21^{+0.32}_{-0.31}$	C
92035-01-02-07	54138.83	$0.92^{+0.01}_{-0.01}$	$0.04^{+0.02}_{-0.02}$	$12.71^{+2.39}_{-1.22}$	C
92035-01-02-08	54137.85	$0.54^{+0.00}_{-0.00}$	$0.04^{+0.01}_{-0.01}$	$16.40^{+1.23}_{-1.57}$	C
92035-01-03-00	54140.20	$2.27^{+0.00}_{-0.00}$	$0.14^{+0.01}_{-0.01}$	$7.62^{+0.23}_{-0.22}$	C
92035-01-03-01	54141.05	$1.67^{+0.00}_{-0.00}$	$0.10^{+0.01}_{-0.01}$	$9.30^{+0.30}_{-0.30}$	C
92035-01-03-02	54142.04	$2.45^{+0.00}_{-0.00}$	$0.16^{+0.01}_{-0.01}$	$13.73^{+0.25}_{-0.25}$	C
92035-01-03-03	54143.02	$3.52^{+0.01}_{-0.01}$	$0.27^{+0.01}_{-0.01}$	$10.75^{+0.20}_{-0.19}$	C
92035-01-03-05	54145.11	$5.83^{+0.01}_{-0.01}$	$1.21^{+0.06}_{-0.06}$	$10.92^{+0.18}_{-0.16}$	C
92035-01-04-00	54147.01	$6.70^{+0.04}_{-0.04}$	$0.91^{+0.10}_{-0.09}$	$2.88^{+0.10}_{-0.10}$	B
92085-01-03-00	54161.67	$7.72^{+0.18}_{-0.18}$	$2.69^{+0.55}_{-0.46}$	$3.21^{+0.23}_{-0.22}$	B
92085-01-03-01	54162.66	$6.27^{+0.05}_{-0.06}$	$0.97^{+0.14}_{-0.12}$	$3.16^{+0.15}_{-0.14}$	B
92085-01-03-03	54164.56	$7.39^{+0.22}_{-0.21}$	$3.43^{+1.11}_{-0.83}$	$3.54^{+0.31}_{-0.32}$	B
92428-01-04-00	54143.87	$4.34^{+0.01}_{-0.01}$	$0.34^{+0.02}_{-0.02}$	$10.32^{+0.18}_{-0.18}$	C
92428-01-04-01	54143.95	$4.24^{+0.01}_{-0.01}$	$0.32^{+0.02}_{-0.02}$	$12.88^{+0.30}_{-0.30}$	C
92428-01-04-02	54144.09	$4.14^{+0.01}_{-0.01}$	$0.33^{+0.02}_{-0.02}$	$13.47^{+0.35}_{-0.35}$	C
92428-01-04-03	54144.87	$4.99^{+0.01}_{-0.01}$	$0.45^{+0.03}_{-0.04}$	$10.67^{+0.24}_{-0.27}$	C
92428-01-04-04	54145.96	$5.58^{+0.02}_{-0.02}$	$0.49^{+0.05}_{-0.07}$	$8.68^{+0.45}_{-0.68}$	C
92704-03-10-12	54233.57	$1.79^{+0.07}_{-0.07}$	$0.68^{+0.23}_{-0.18}$	$10.71^{+1.60}_{-0.67}$	B
92704-03-11-01	54235.79	$3.22^{+0.06}_{-0.04}$	$0.35^{+0.19}_{-0.15}$	$12.06^{+2.21}_{-1.81}$	C
92704-03-12-01	54237.49	$2.81^{+0.09}_{-0.08}$	$1.15^{+0.37}_{-0.27}$	$17.58^{+4.53}_{-1.73}$	C
92704-04-01-01	54236.45	$2.99^{+0.05}_{-0.05}$	$0.49^{+0.19}_{-0.13}$	$9.60^{+1.31}_{-1.24}$	C
92704-04-01-02	54236.52	$2.92^{+0.10}_{-0.09}$	$0.82^{+0.43}_{-0.39}$	$9.97^{+1.17}_{-2.33}$	C
92704-04-01-04	54237.36	$2.78^{+0.06}_{-0.05}$	$0.58^{+0.19}_{-0.20}$	$11.01^{+1.80}_{-0.77}$	C

Tableau 5.4 – *Fin des QPOs détectés.*

ObsID	Temps [MJD]	Fréquence [Hz]	Largeur [Hz]	Puissance [% rms]	Type
95335-01-01-00	55324.25	$5.26^{+0.01}_{-0.01}$	$0.66^{+0.02}_{-0.02}$	$9.45^{+0.10}_{-0.10}$	B
95335-01-01-01	55324.39	$5.09^{+0.01}_{-0.01}$	$0.53^{+0.02}_{-0.02}$	$10.59^{+0.12}_{-0.12}$	B
95335-01-01-05	55326.18	$4.99^{+0.02}_{-0.02}$	$0.43^{+0.03}_{-0.03}$	$9.31^{+0.34}_{-0.34}$	B
95335-01-01-06	55326.28	$4.89^{+0.02}_{-0.02}$	$0.52^{+0.05}_{-0.04}$	$5.22^{+0.14}_{-0.14}$	B
95335-01-01-07	55324.19	$5.33^{+0.02}_{-0.02}$	$0.66^{+0.03}_{-0.03}$	$11.38^{+0.18}_{-0.18}$	B
95409-01-04-00	55225.71	$2.48^{+0.02}_{-0.02}$	$0.39^{+0.05}_{-0.05}$	$15.83^{+0.63}_{-0.60}$	C
95409-01-12-04	55286.73	$0.20^{+0.00}_{-0.01}$	$0.02^{+0.01}_{-0.01}$	$10.06^{+1.24}_{-0.93}$	C
95409-01-13-00	55289.62	$0.27^{+0.00}_{-0.00}$	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	$8.40^{+0.71}_{-0.71}$	C
95409-01-13-01	55293.09	$0.05^{+0.01}_{-0.05}$	$0.03^{+0.09}_{-0.03}$	$7.79^{+5.28}_{-2.11}$	C
95409-01-13-02	55291.65	$0.32^{+0.00}_{-0.00}$	$0.07^{+0.02}_{-0.01}$	$18.72^{+1.09}_{-1.05}$	C
95409-01-13-03	55288.37	$0.23^{+0.00}_{-0.00}$	$0.03^{+0.01}_{-0.01}$	$17.01^{+1.11}_{-1.16}$	C
95409-01-13-04	55290.72	$0.29^{+0.00}_{-0.00}$	$0.02^{+0.01}_{-0.02}$	$13.35^{+1.67}_{-1.66}$	C
95409-01-13-05	55292.78	$0.37^{+0.01}_{-0.01}$	$0.05^{+0.02}_{-0.02}$	$17.79^{+1.46}_{-1.47}$	C
95409-01-13-06	55294.12	$0.45^{+0.00}_{-0.00}$	$0.03^{+0.01}_{-0.01}$	$19.21^{+1.78}_{-3.50}$	C
95409-01-14-00	55295.00	$0.55^{+0.00}_{-0.00}$	$0.04^{+0.01}_{-0.01}$	$15.97^{+1.29}_{-1.29}$	C
95409-01-14-01	55296.25	$1.05^{+0.01}_{-0.01}$	$0.08^{+0.02}_{-0.01}$	$20.36^{+1.06}_{-1.06}$	C
95409-01-14-02	55297.88	$2.49^{+0.01}_{-0.01}$	$0.16^{+0.02}_{-0.01}$	$10.91^{+0.31}_{-0.31}$	C
95409-01-14-03	55298.70	$3.16^{+0.01}_{-0.01}$	$0.16^{+0.02}_{-0.02}$	$11.32^{+0.49}_{-0.49}$	C
95409-01-14-04	55300.34	$2.38^{+0.01}_{-0.01}$	$0.09^{+0.01}_{-0.01}$	$10.49^{+0.46}_{-0.46}$	C
95409-01-14-05	55301.79	$3.65^{+0.01}_{-0.01}$	$0.18^{+0.02}_{-0.02}$	$11.32^{+0.37}_{-0.37}$	C
95409-01-14-06	55299.77	$2.43^{+0.00}_{-0.00}$	$0.08^{+0.01}_{-0.01}$	$10.60^{+0.32}_{-0.31}$	C
95409-01-14-07	55300.92	$2.92^{+0.00}_{-0.00}$	$0.14^{+0.01}_{-0.01}$	$14.66^{+0.25}_{-0.26}$	C
95409-01-15-00	55302.20	$4.15^{+0.01}_{-0.01}$	$0.25^{+0.04}_{-0.03}$	$15.42^{+0.58}_{-0.57}$	C
95409-01-15-01	55303.61	$5.65^{+0.02}_{-0.02}$	$0.26^{+0.05}_{-0.05}$	$9.52^{+0.72}_{-0.68}$	C
95409-01-15-02	55304.71	$5.72^{+0.02}_{-0.02}$	$0.54^{+0.03}_{-0.03}$	$7.33^{+0.14}_{-0.14}$	B
95409-01-15-06	55308.98	$5.68^{+0.01}_{-0.01}$	$0.43^{+0.02}_{-0.02}$	$14.36^{+0.23}_{-0.23}$	B
95409-01-16-05	55315.70	$5.94^{+0.02}_{-0.02}$	$0.99^{+0.04}_{-0.04}$	$9.40^{+0.13}_{-0.14}$	B
95409-01-17-00	55316.11	$5.97^{+0.03}_{-0.03}$	$1.01^{+0.10}_{-0.10}$	$9.55^{+0.20}_{-0.39}$	B
95409-01-17-02	55318.44	$6.66^{+0.13}_{-0.12}$	$0.97^{+0.58}_{-0.42}$	$5.00^{+4.73}_{-1.00}$	C
95409-01-17-05	55321.72	$5.24^{+0.01}_{-0.01}$	$0.52^{+0.02}_{-0.02}$	$10.34^{+0.13}_{-0.13}$	B
95409-01-17-06	55322.23	$5.20^{+0.02}_{-0.02}$	$0.49^{+0.03}_{-0.03}$	$9.14^{+0.20}_{-0.20}$	B
95409-01-18-00	55323.21	$5.39^{+0.01}_{-0.02}$	$0.61^{+0.02}_{-0.02}$	$13.68^{+0.20}_{-0.20}$	B
95409-01-18-04	55327.04	$4.86^{+0.02}_{-0.03}$	$0.35^{+0.03}_{-0.03}$	$10.02^{+0.36}_{-0.36}$	B
95409-01-18-05	55327.26	$4.95^{+0.02}_{-0.02}$	$0.48^{+0.03}_{-0.03}$	$10.34^{+0.25}_{-0.25}$	B
95409-01-19-00	55330.29	$4.70^{+0.02}_{-0.02}$	$0.42^{+0.05}_{-0.04}$	$6.29^{+0.21}_{-0.21}$	B
96409-01-04-02	55586.49	$2.19^{+0.08}_{-0.08}$	$1.05^{+0.20}_{-0.17}$	$10.03^{+0.59}_{-0.57}$	B
96409-01-04-04	55585.95	$2.03^{+0.03}_{-0.03}$	$0.62^{+0.11}_{-0.09}$	$19.86^{+1.43}_{-1.27}$	B
96409-01-04-05	55586.90	$0.93^{+0.02}_{-0.02}$	$0.15^{+0.06}_{-0.05}$	$8.31^{+0.63}_{-0.83}$	B
96409-01-05-01	55591.62	$1.74^{+0.05}_{-0.06}$	$0.70^{+0.16}_{-0.14}$	$12.87^{+1.26}_{-1.29}$	B
96409-01-05-02	55593.50	$1.73^{+0.03}_{-0.03}$	$0.41^{+0.10}_{-0.08}$	$9.49^{+0.63}_{-0.63}$	B
96409-01-06-01	55598.67	$4.53^{+0.15}_{-0.14}$	$1.93^{+0.68}_{-0.49}$	$15.08^{+1.47}_{-1.41}$	C

5.3 Implication des QPOs dans le cadre du modèle

Comme nous l'avons vu dans la Sectios 2.3.2, il existe des corrélations entre la fréquence des QPOs et les propriétés du disque d'accrétion et notamment avec le rayon de troncature. Dans la configuration du disque hybride du modèle JED-SAD, des transitions abruptes (changements de température, densité, ...) de la structure du disque à l'interface entre le JED et le SAD sont attendues (Marcel et al., 2018a). Cette interface peut donner naissance à une instabilité nécessaire dans certains modèles de QPOs (e.g., AEI, Tagger & Pellat, 1999; Varnière et al., 2002). Dans ce cadre, supposer l'existence d'une relation entre rayon de transition et fréquence serait donc légitime (e.g., Rodriguez et al., 2002).

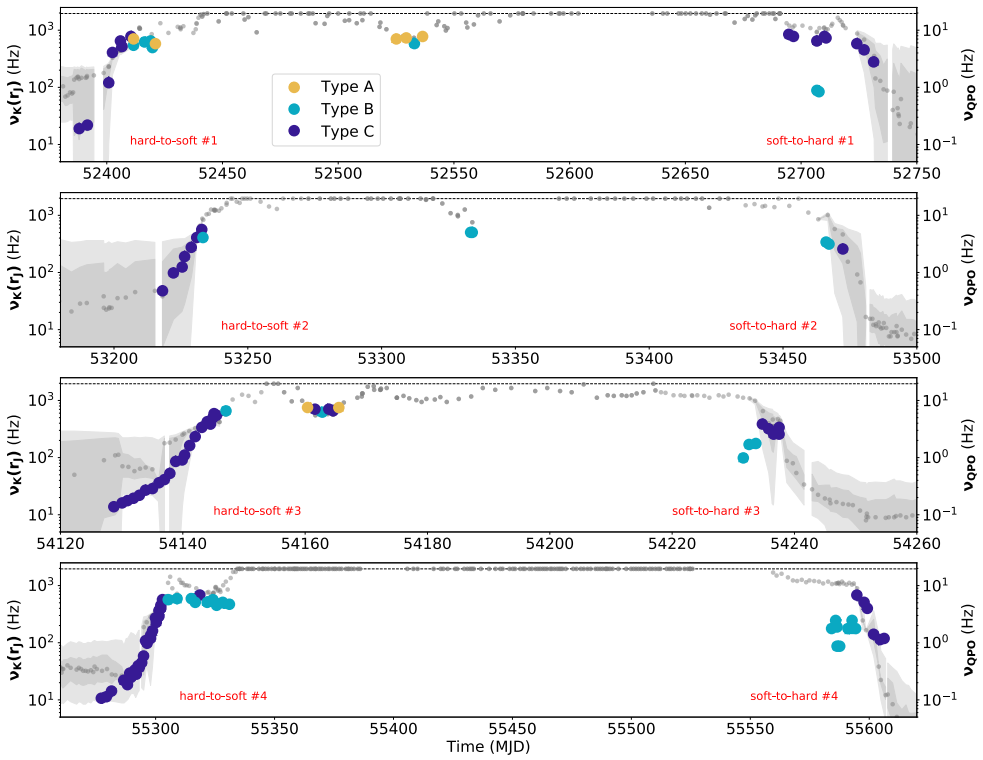


Figure 5.7 – *Co-évolution de la fréquence observée des QPOs ν_{QPO} et de la fréquence képlerienne $\nu_K(r_J)$ pour les quatre éruptions étudiées.*

5.3.1 Co-évolution de la fréquence du QPO et de la fréquence képlerienne

Écrivons la fréquence képlerienne d'une particule au rayon r_J :

$$\nu_K(r_J) = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{GM_1}{r_J^3}} = 55.4 \times 10^2 \cdot r_J^{-1.5}\ \text{Hz} \tag{5.2}$$

où G est la constante gravitationnelle ; nous avons choisi $M_1 = 5.8\,M_\odot$ égale à la fonction de masse du système (Heida et al., 2017; Hynes et al., 2003a; Parker et al., 2016). Les points en gris clair de la Figure 5.7 montrent l'évolution temporelle de la fréquence képlerienne $\nu_K(r_J)$ pour les quatre éruptions de GX 339–4 observées (de haut en bas 2002, 2004, 2007, 2010). Les zones grises claires et foncées représentent respectivement les régions d'indice de confiance à 95 % et 90 %. Sur cette Figure est également représentée l'évolution de la fréquence observée ν_{QPO} des QPOs ; chaque couleur est associée à un type de QPO : A en jaune, B en bleu et C en violet. L'axe des ordonnées à gauche désigne les valeurs de ν_K, tandis que l'axe des ordonnées à droite désigne la fréquence observée ν_{QPO} des QPOs que nous avons décalé de manière à ce que $\nu_{QPO} = \nu_K/100$.

Nous pouvons voir sur cette figure que l'évolution de la fréquence képlerienne suit globalement celle de la fréquence observée pour les QPOs de types A et C, et plus particulièrement pendant la transition de l'état dur vers l'état mou (partie gauche). Il est important de souligner que le modèle JED-SAD est construit dans le but de décrire la structure dynamique du flot d'accrétion capable de reproduire le comportement spectral observé dans le domaine des X et en radio (Marcel et al., 2018a,b, 2019). Les paramètres utilisés n'incluent pas directement la température ou le flux du SAD usuellement utilisés pour déterminer le rayon de troncature. De ce fait, nous ne nous attendions pas à une telle superposition. Nous pouvons également remarquer que nous ne détectons pas de QPOs lorsque $r_J = r_{ISCO} = 2$ c'est-à-dire lorsque que ν_K suit la ligne en pointillé noir sur la Figure 5.7. En d'autres termes, cela signifie que les QPOs ne sont pas détectés lorsque le disque hybride est complètement dominé par le SAD. Ce résultat implique que la production de QPOs soit reliée à la présence d'un JED (ou d'un flot d'accrétion chaud).

Cependant, sur certaines régions de la Figure 5.7, nous pouvons voir que la fréquence des QPOs ne suit pas la fréquence képlerienne. Ce comportement concerne plus particulièrement les QPOs de type B notamment par exemple durant les transitions de l'état mou vers l'état dur des éruptions de 2002 et de 2010. Nous allons voir que la fréquence des QPOs de type B semble en effet décorrélée à la fréquence képlerienne.

5.3.2 Corrélation avec la fréquence képlerienne

La Figure 5.8 montre la relation entre la fréquence observée des QPOs ν_{QPO} et la fréquence képlerienne $\nu_k(r_J)$. La ligne rouge représente la meilleure corrélation trouvée en sélectionnant uniquement les QPOs de type C et en utilisant une régression linéaire :

$$\nu_{QPO} = (12 \pm 3)^{-3} \cdot \nu_K(r_J)^{0.93 \pm 0.04} \tag{5.3}$$

L'exposant 0.93 ± 0.04, proche de 1, suggère que $\nu_{QPO} \propto \nu_K(r_J)$. La ligne noire représente la relation $\nu_{QPO} = \nu_K(r_J)/100$. En forçant la pente à 1, le meilleur ajustement nous donne $\nu_{QPO} \simeq (7.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-3} \cdot \nu_K(r_J)$ soit $\nu_{QPO} = \nu_K(r_J)/q$, avec le facteur $q = 129 \pm 4$.

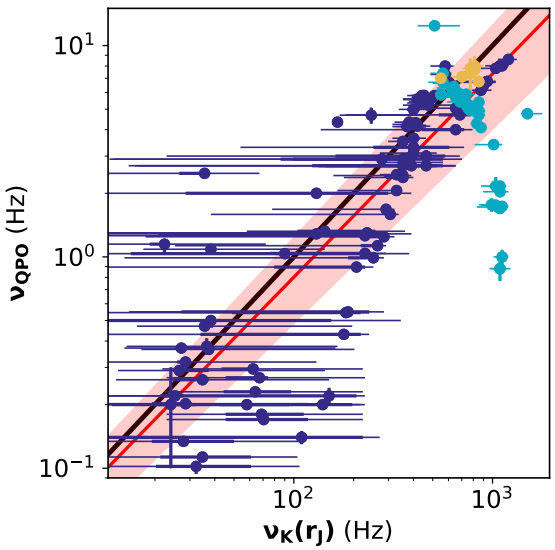
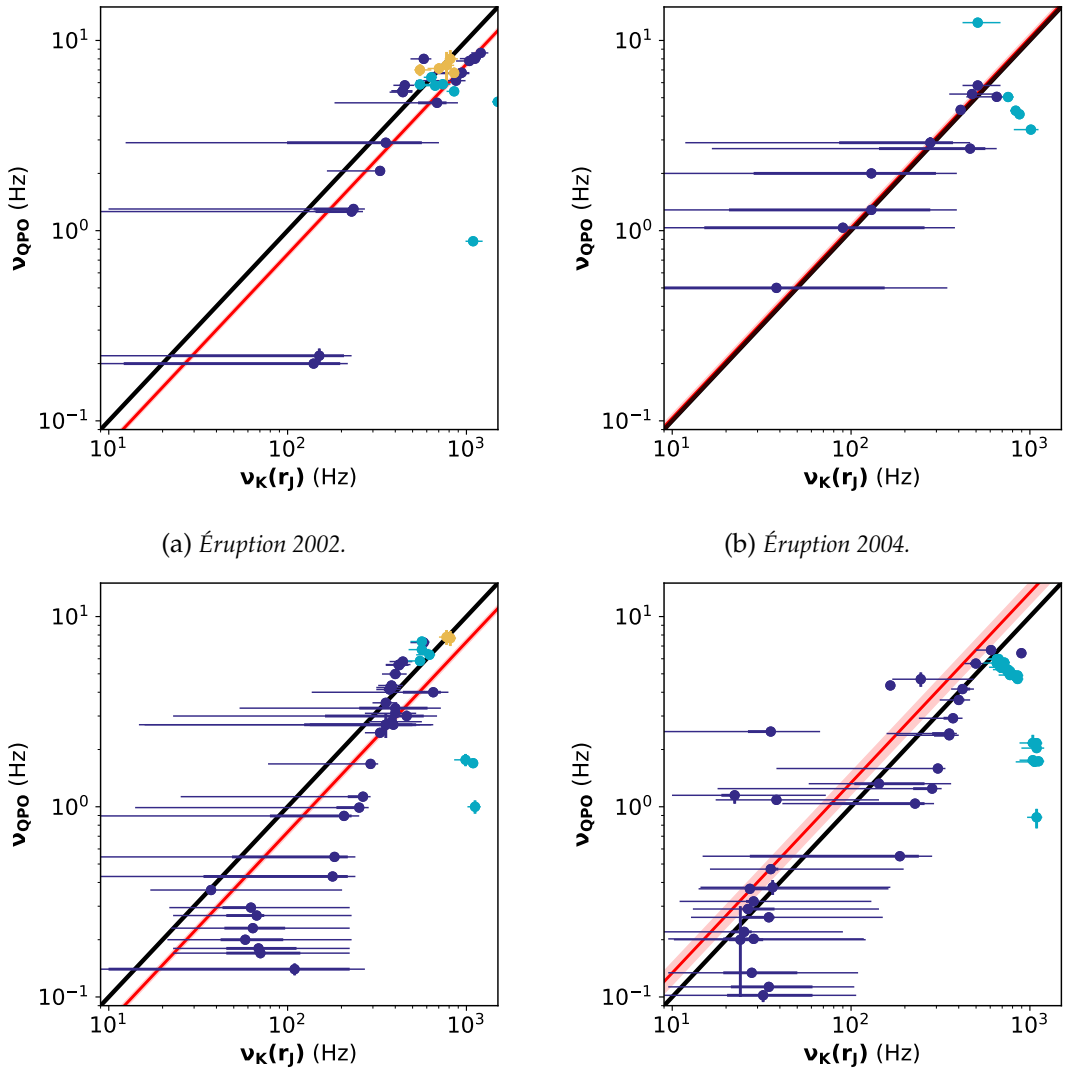


Figure 5.8 – *Corrélation entre la fréquence observée des QPOs ν_{QPO} et la fréquence képlerienne au rayon de transition $\nu_K(r_J)$. Les QPOs sont représentés en différentes couleurs selon leur type : A en jaune, B en bleu et C en violet. La courbe rouge représente le meilleur ajustement tandis que la courbe noire montre la relation $\nu_{QPO} = \nu_K(r_J)/100$.*

C'est la première fois qu'une telle corrélation est obtenue pour GX 339–4. Ici nous trouvons $q = 129 \pm 4$ en prenant en compte tous les QPOs détectés pendant les quatre éruptions.

La détermination précise de q entre différentes éruptions et/ou différents systèmes pourrait apporter une contrainte forte pour les modèles de QPOs. Dès lors, nous avons tracer les différentes corrélations obtenues pour chacune des éruptions sur les Figures 5.9a , 5.9b 5.9c et 5.9d qui utilisent le même code couleur que la Figure 5.8. Nous obtenons $q_{2002} = 133 \pm 4$, $q_{2004} = 97 \pm 5$, $q_{2007} = 136 \pm 5$ et $q_{2011} = 75 \pm 11$ respectivement pour les éruptions de 2002, 2004, 2007, 2011. Étant donné les larges barres d'erreurs et le faible échantillon statistique pour chacune d'entre elles, notre étude ne permet pas d'apporter une conclusion solide quant à la possible variation de q entre différentes éruptions.



(a) *Éruption 2002.*

(b) *Éruption 2004.*

(c) *Éruption 2007.*

(d) *Éruption 2010.*

Figure 5.9 – *Corrélation entre la fréquence des QPOs observés ν_{QPO} et la fréquence képlerienne au rayon de transition $\nu_K(r_J)$ pour chacune des éruptions.*

Outre le fait que nos ajustements aient été déterminés uniquement en prenant en compte les QPOs de type C, nous constatons qu'elle semble également concerner les QPOs de type A. En revanche, les types B ne suivent pas cette même corrélation. En effet, certains QPOs de type B ont une fréquence plus faible d'un facteur ~ 10 que celle attendue par la corrélation. En conséquence, le facteur q entre ν_{QPO} et $\nu_K(r_J)$ devient de l'ordre de ~ 1000. Il est déjà complexe d'imaginer un mécanisme séculaire permettant d'expliquer le facteur $q \sim 100$ observé, il est encore moins évident d'expliquer un facteur ~ 1000 ! Nous pourrions alors suggérer que les QPOs de types B sont produits par différentes processus que les QPOs de

type A ou C. Cependant, les QPOs de type B étant détectés à très faible rayon de transition lorsque les effets relativistes deviennent importants, nous allons utiliser la fréquence épicyclique plutôt que la fréquence képlerienne afin de résoudre ce problème, et de déduire la relation entre la fréquence du QPO observé et le rayon de transition.

5.3.3 Corrélation avec le rayon de transition

La relation entre la fréquence képlerienne et la fréquence épicyclique est donné par Varnière et al. (2002) :

$$\nu_{\rm ep} = v_{\rm K}\left(r_{\rm J}\right) \cdot \left(1 - \frac{r_{\rm ISCO}^2}{r_{\rm J}^2}\right) = 5.54 \times 10^3 \cdot \left(1 - r_{\rm ISCO}^2 r_J^{-2}\right) r_{\rm J}^{-3/2}\ \text{Hz} \tag{5.4}$$

où nous retrouvons bien $\nu_{\rm ep} = \nu_{\rm K}(r_{\rm J})$ pour $r_{\rm J} \gg r_{\rm ISCO}$. La Figure 5.10 montre la relation entre la fréquence observée des QPOs et $r_{\rm J}$ (en utilisant le même code couleur que les figures précédentes pour désigner le type de QPO). La courbe noire montre la relation $\nu_{\rm QPO} = \nu_{\rm K}/100$ et la courbe en tirets représente $\nu_{\rm QPO} = \nu_{\rm ep}/100$. Comme nous avons $\nu_{\rm ep} = \nu_{\rm K}(r_{\rm J})$ pour $\nu_{\rm K}(r_{\rm J}) \gg r_{\rm ISCO}$, nous voyons que les courbes noires pleines et en tirets se superposent tant que $r_{\rm J} > 3$–4. La ligne rouge représente le meilleur ajustement en considérant uniquement les QPOs de type C : $\nu_{\rm QPO} = (36 \pm 5) \cdot r_{\rm J}^{-1.39\pm0.08}$.

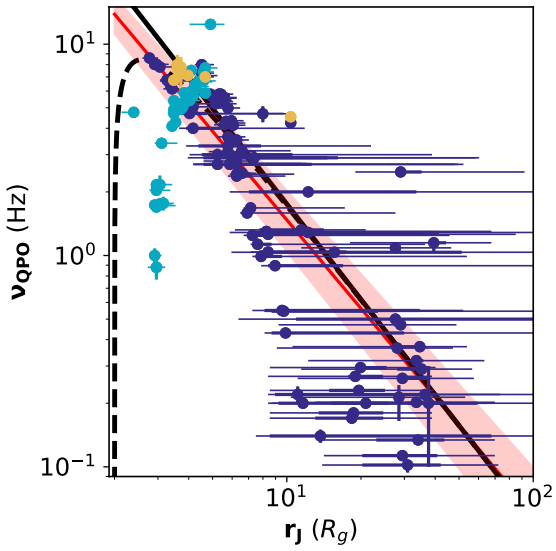


Figure 5.10 – *Corrélation entre la fréquence observée des QPOs $\nu_{\rm QPO}$ et le rayon de transition $r_{\rm J}$.*

En considérant la nouvelle pente $\nu_{\rm QPO} = \nu_{\rm ep}/100$, nous constatons qu'un décalage d'un facteur ~ 10 de $\nu_{\rm QPO}$ sur la Figure 5.8 peut être interprété comme un décalage d'un facteur ~ 1.5 de $r_{\rm J}$ sur la Figure 5.10. Il est surprenant de constater que si la valeur minimum de $r_{\rm J}$ avait une valeur plus grande que celle calculée par le modèle, par exemple ~ 3 au lieu de ~ 2, alors les QPOs de type B se superposeraient parfaitement à la relation tracée en tirets.

La sous-estimation de $r_{\rm J}$ pour les QPOs de type B peut avoir deux origines. La première est que le modèle utilise des équations non-relativistes et donc ne prend pas en compte les effets liés à la Relativité Générale. La seconde : nous savons que les spectres des états mou-intermédiaires et mous sont caractérisés par la présence du SAD et d'une composante non-thermique, or, dans le modèle, cette composante est modélisée par une loi de puissance d'indice de photon égal à 2.5, calibrée sur les données de l'éruption de 2010 (voir Marcel et al., 2018a). Il est alors probable que cette composante soit moins bien évaluée pour les autres éruptions conduisant alors à des sur/sous-estimations du rayon de transition lorsque

cette composante devient importante. Quoi qu'il en soit, les QPOs de type C suivent remarquablement bien la courbe en tirets, même pour de petites valeurs de r_J, alors que les QPOs de type B divergent déjà à partir de $r_J = 3$–4. Cela pourrait donc suggérer que ces QPOs suivent une autre corrélation comme proposé dans d'autres études (e.g., Motta et al., 2011).

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons utilisé un modèle d'accrétion-éjection où le disque est composé de deux parties bien distinctes : le JED occupant la partie interne et le SAD la partie externe. Les propriétés de ce disque hybride sont paramétrées par le couple $(r_J, \dot{m}_{in})$; l'évolution de ces derniers permet de paver le HID et de déterminer la configuration du disque à n'importe quel moment de l'éruption (Marcel et al., 2018a, 2019, Annexe C). L'analyse temporelle à partir d'une méthode automatique de détection de QPOs que j'ai mise au point, nous a permis d'explorer l'espace temporel et d'apporter des contraintes temporelles à ce modèle de disque hybride.

L'un des principaux résultats de cette étude, qui est publié dans *Astronomy & Astrophysics*, et reporté à la fin de ce chapitre, nous montre que la fréquence des QPOs de type C peut être reliée au rayon de transition r_J entre les deux flots d'accrétion. Cette corrélation requiert un facteur q pour le moins surprenant entre la fréquence observée des QPOs et la fréquence képlérienne reliée au rayon de transition, pouvant varier entre $q \sim 70$ et $q \sim 130$ pour les différentes éruptions, et avec une valeur moyenne $q = 129 \pm 4$ en combinant les quatre éruptions. La valeur précise de ce facteur pour une éruption individuelle est difficile à déterminer en raison du faible échantillon statistique, mais il est cependant remarquable que plusieurs autres études aient également montré des relations similaires entre la fréquence du QPO et la fréquence képlérienne à un certain rayon, et ce, avec des facteurs du même ordre de grandeur. C'est le cas par exemple pour XTE J1748–288 (Revnivtsev et al., 2000), XTE J1550–564 (Rodriguez et al., 2004b; Sobczak et al., 2000b), GRO J1655-40 (Sobczak et al., 2000a).

Ces études ont proposé que le QPO était lié à la transition entre le milieu optiquement mince et le milieu optiquement épais (entre le disque et la couronne). Dans cette étude, nous montrons également qu'il est la signature d'une transition nette entre un disque externe faiblement magnétisé et un disque interne fortement magnétisé. Étant donné la valeur de q, le QPO semble être produit par un processus séculaire lié à la dynamique entre le JED et le SAD et donc connecté aux jets d'une certaine manière. Cette connexion est cohérente avec de précédentes études suggérant un lien entre le jet et le QPO (e.g., Fender et al., 2009).

Ce lien entre le disque et les jets est confortée par la relation entre des QPOs détectés en infrarouge et ceux détectés en X (Casella et al., 2010; Kalamkar et al., 2015; Vincentelli et al., 2018). En effet, Casella et al. (2010) ont par exemple observé l'émission d'un QPO infrarouge (qu'ils interprètent comme une signature de la variabilité du jet) parvenant à l'observateur 100 ms plus tard que le QPO de la bande X illustrant ainsi la connexion entre la dynamique du jet et celle du disque.

Bien que nous ayons identifié la connexion entre les QPOs de type C et le rayon de transition r_J, il reste à découvrir quel processus se cache derrière cette relation dans le cadre de ce modèle et la raison pour laquelle les QPOs de type B ne suivent pas la même corrélation. *Sont-ils issus d'origines physiques différentes, et à ce moment quelle est l'origine des QPO de type B ? Si, au contraire, nous observons le même phénomène, quelle est donc l'origine des différences de signatures distinguant QPO B et C ?*

Nous nous sommes jusqu'à présents intéressés à l'évolution spectrale et temporelle d'une source au cours de son éruption, et nous nous sommes placés dans le cadre d'un modèle théorique afin d'expliquer ces transitions. Il est aussi intéressant d'aborder les sources d'un

point de vue « statique » (i.e. de regarder leurs propriétés à un instant t, ou du moins dans un état particulier). Nous allons donc dorénavant utiliser *INTEGRAL* qui nous permettra d'accéder à l'émission des rayons X « standards » (la même plage que celle couverte par *RXTE*), mais aussi de nous projeter à plus haute énergie et nous interroger sur les différents mécanismes d'émission.

Astronomy & Astrophysics manuscript no. PaperV
June 1, 2020
©ESO 2020

arXiv:2005.10359v2 [astro-ph.HE] 28 May 2020

A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries

V. Low-frequency quasi-periodic oscillations

G. Marcel[1], F. Cangemi[2], J. Rodriguez[2], J. Neilsen[1], J. Ferreira[3], P.-O. Petrucci[3], J. Malzac[4], S. Barnier[3], and M. Clavel[3]

[1] Villanova University, Department of Physics, Villanova, PA 19085, USA
e-mail: gregoire.marcel@villanova.edu or gregoiremarcel26@gmail.com
[2] AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
[3] Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
[4] IRAP, Université de Toulouse, CNRS, UPS, CNES, Toulouse, France

Received 21 January, 2020; accepted 22 May, 2020

ABSTRACT

Context. We proposed that the spectral evolution of transient X-ray binaries (XrBs) is due to an interplay between two flows: a standard accretion disk (SAD) in the outer parts and a jet-emitting disk (JED) in the inner parts. We showed that the spectral evolution in X-ray and radio during the 2010-2011 outburst of GX 339-4 can be recovered. However, the observed variability in the X-ray wavelength was never addressed in this framework.
Aims. We investigate the presence of low-frequency quasi-periodic oscillations (LFQPOs) during an X-ray outburst, and address the possible correlation between the frequencies of these LFQPOs and the transition radius between the two flows, r_J.
Methods. We selected X-ray and radio data that correspond to three outbursts of GX 339-4. We used the method detailed in previous papers to obtain the best parameters, $r_J(t)$ and $\dot{m}_{in}(t)$, for each outburst. We also independently searched for X-ray QPOs in each selected spectra and compared the QPO frequency to the Kepler and epicyclic frequencies of the flow in r_J.
Results. We successfully reproduce the evolution of the X-ray spectra and the radio emission for three different activity cycles of GX 339-4. We use a unique normalization factor for the radio emission, $\tilde{f}_R$. We also report the detection of seven new LFQPOs (three Type B and four Type C), in addition to those previously reported in the literature. We show that the Type C QPOs frequency can be linked to the dynamical JED-SAD transition radius r_J, rather than to the optically thin-thick transition radius in the disk. The scaling factor q such that $\nu_{QPO} \simeq \nu_K(r_J)/q$ is $q \simeq 70 - 140$; this factor is consistent over the four cycles and is similar to previous studies.
Conclusions. The JED-SAD hybrid disk configuration not only provides a successful paradigm that allows us to describe XrB cycles, but also matches the evolution of QPO frequencies. Type C QPOs provide an indirect way to probe the JED-SAD transition radius, where an undetermined process produces secular variability. The demonstrated relation between the transition radius links Type C QPOs to the transition between two different flows, effectively tying it to the inner magnetized structure, that is, the jets. This direct connection between the (accretion-ejection) structure of the jets and the process responsible for Type C QPOs, if confirmed, could naturally explain their puzzling multiwavelength behavior.

Key words. black hole physics – accretion, accretion disks – magnetohydrodynamics (MHD) – ISM: jets and outflows – X-rays: binaries – stars: individual: GX 339-4

1. Introduction

The generic behavior of X-ray binaries (XrBs) is now adequately captured in the literature (e.g., Dunn et al. 2010). These systems spend most of their lives in a quiescent and barely detectable state, sometimes for years, before undergoing sudden X-ray outbursts lasting from weeks to months. These outbursts are accompanied by spectral changes following a similar pattern for most objects. Starting from quiescence, the total luminosity increases in both X-ray and radio bands. Radio flux is detectable and the X-ray spectrum peaks above 10 keV: this state is called the hard state. Systems remain in this state over several orders of magnitude in X-ray and radio luminosities. At some point, the radio flux vanishes and the X-ray spectrum then peaks around 1 keV: this is the soft state[1]. Once in the soft state, the flux eventually decreases until the source transitions back to the hard state, along with the reappearance of detectable radio fluxes. In the so-called hardness-intensity diagram (Körding et al. 2006), this behavior produces the archetypal 'q'-cycle of XrBs (for a review, see for example Dunn et al. 2010). To date, there is no consensus regarding an explanation of these cycles (Remillard & McClintock 2006; Yuan & Narayan 2014). It is however very likely that the X-ray spectral changes are due to variations in the inner accretion flow structure (see for example Done et al. 2007, and references therein).

To explain this behavior, Esin et al. (1997)[2] envision the interplay between an outer standard accretion disk (SAD hereafter; Shakura & Sunyaev 1973) and an inner advection-dominated flow (Ichimaru 1977; Rees et al. 1982; Narayan & Yi 1994). Although the presence of a SAD in the outer regions seems in-

[1] We would like to point out that in some cases the system never reaches the soft state before the luminosity decreases back to quiescence: such outbursts are referred to as 'failed', or 'hard-only', outbursts (Tetarenko et al. 2016).

[2] See also, for example, Thorne & Price (1975), Shapiro et al. (1976), Oda (1977), Abramowicz et al. (1980), or Lasota et al. (1996)

evitable (Done et al. 2007), the inner advection-dominated flow structure remains uncertain. The many scenarios following Esin et al. (1997) notably fail to explain the radio (non-)detections. Radio detections are commonly interpreted as persistent self-collimated jets (Blandford & Königl 1979; Mirabel et al. 1992), whereas non-detections in radio are the result of jet quenching (Corbel et al. 2004, Fender et al. 2004, see however Drappeau et al. 2017, for an alternative view). Ignoring the formation and quenching of jets leaves important observational diagnostics unexplained (for recent discussions, see Yuan & Narayan 2014; Marcel et al. 2018a).

A framework addressing the full accretion-ejection phenomenon was proposed and progressively elaborated on in a series of papers. Ferreira et al. (2006), hereafter paper I, proposed that the disk be threaded by a large-scale vertical magnetic field B_z, which was built up mostly by accumulation from the outer disk regions. In this configuration the magnetization $\mu = B_z^2/P$, where P is the total (gas plus radiation) pressure at the disk midplane, increases inwardly to reach an expected threshold value $\mu \sim 0.5$. A jet-emitting disk (hereafter JED) emerges. While JED can nicely reproduce bright hard states at luminosity levels never achieved in any other accretion model (Yuan & Narayan 2014), a sole JED configuration cannot explain the spectral cycles as those of GX 339-4 (Marcel et al. 2018a, hereafter paper II). When transitioning to the soft state, the system needs to not only emit a sufficiently soft spectrum, but also to fully quench its jets. Similar to Esin et al. (1997), we imagined the existence of a transition at some radius r_J, from an inner JED to an outer SAD, as already proposed in paper I. We note that very recent numerical simulations naturally show such a magnetic field distribution: $\mu \gtrsim 0.1$ in the inner region and $\mu \ll 1$ in the outer region (Scepi et al. 2019; Liska et al. 2019). In Marcel et al. (2018b), hereafter paper III, we showed that the observed domain in X-ray luminosities and hardness ratios during a standard transient X-ray binary (XrB) cycles can be covered by changing r_J and the inner accretion rate $\dot{m}(r_{isco}) = \dot{m}_{in}$. Along with these X-ray signatures, JED-SAD configurations naturally account for the radio emission whenever it is observed. As an illustration, we successfully reproduced five canonical spectral states (X-ray+radio) typically observed along a cycle. In Marcel et al. (2019), hereafter paper IV, we independently reproduced each step of the spectral evolution of the 2010–2011 outburst from GX 339-4, using 35 observed radio fluxes and 297 X-ray spectral fits from Clavel et al. (2016). We showed that a smooth evolution in disk accretion rate and transition radius can simultaneously reproduce the behavior of GX 339-4 in the X-ray and radio bands. For the first time, a time-evolution of physical parameters reproduced the behavior of a given X-ray binary in multiple spectral bands. However, there are multiple open questions remaining, such as the origin of timing properties in the JED-SAD paradigm.

In particular, quasi-periodic oscillations (QPOs) of the X-ray flux are ubiquitous features of XrBs (see, e.g., Miyamoto & Matsuoka 1977; Samimi et al. 1979; Zhang 2013, and references therein). When studying the power density spectra (PDS) in Fourier space (van der Klis 1989), peaks are observed at varying frequencies and with varying widths (Miyamoto et al. 1991; Homan et al. 2005). These peaks, called QPOs, have been detected in a very wide number of XrBs (Zhang 2013). QPOs are observed to evolve with the X-ray spectral shape, but remain a considerable unknown of the behavior of XrBs (see Motta 2016, for a recent review). They cover a wide range of frequencies up to kHz, but we focus in this paper on low-frequency (0.1 – 10 Hz) QPOs. The three types of QPOs, A, B, and C, are defined using their frequencies, width, broadband noise, and amplitude (Casella et al. 2005). Type A QPOs are characterized by a weak and broad peak around 6 – 8 Hz, the absence of broadband noise, and are found on the soft side of state transitions (hard ↔ soft). They are the rarest type of low-frequency QPOs. Type B QPOs are characterized by an intermediate and narrow peak, varying between 1 – 6 Hz, the absence of broadband noise, and are detected during the soft-intermediate state. Their detection is much more common than Type A, but most detected QPOs are of the next type. Type C are characterized by a strong and very narrow peak, varying between 0.1 – 10 Hz, a very important broadband noise, and are detected during the hard and hard-intermediate states. Type C are, by far, the most studied type of QPO in the literature. We discerned three key features of Type C LFQPOs from observations (Remillard & McClintock 2006; Motta 2016). First, the stability and persistence of the frequencies suggest that Type C LFQPOs originate in the accretion flow itself. Second, they vary significantly in frequency, especially during state transitions, that is, when the accretion flow structure is expected to change the most. Third, their root mean square (rms) amplitude is strongest in the hard X-ray band, which indicates a connection with the power-law component of the X-ray spectrum. Guided by these important properties, LFQPOs are commonly associated with the inner hot flow (see section 4.4.1 in McClintock & Remillard 2006). Indeed, a link between the LFQPOs and the outer radius of the inner flow was observed in very early works (e.g., Muno et al. 1999; Sobczak et al. 2000; Trudolyubov et al. 1999; Revnivtsev et al. 2000; Rodriguez et al. 2002, 2004).

In this paper, we intend to investigate a possible correlation between all types of QPO frequencies and the JED parameters. In section 2 we present the selected data sets in both X-ray and radio bands, our method of obtaining estimates of r_J and $\dot{m}_{in}$, and the fitting results applying the method from paper IV. Later, in the same section, we also present the methodology and results concerning the LFQPOs, and compare these to the literature. In section 3, we investigate the link between the frequency of the QPOs obtained/selected and the accretion flow structure. We finish by some discussions, conclusions, and upcoming work in section 4.

2. Multispectral reproduction of outbursts

In this section, we summarize the procedure we followed to reproduce the observed spectra within our theoretical framework. The caveats, statistical and systematic errors, and limitations of the results were extensively discussed in paper IV, and we will only develop the major outcomes here.

2.1. Data selection

We selected the archetypal object GX 339-4 to investigate the capability of our theoretical model to reproduce XrBs in outbursts. We chose this object because of its historic place and its short recurrence time of outbursts, once every two years on average (Tetarenko et al. 2016). We used two different data sets: X-ray spectra and radio fluxes. In X-ray, we selected the proportional counter array (PCA) 3 – 40 keV data from the Rossi X-ray timing explorer (*RXTE*), already reduced and fitted by Clavel et al. (2016). In radio, we used results obtained with the Australia telescope compact array (ATCA) (Corbel et al. 2013a,b).

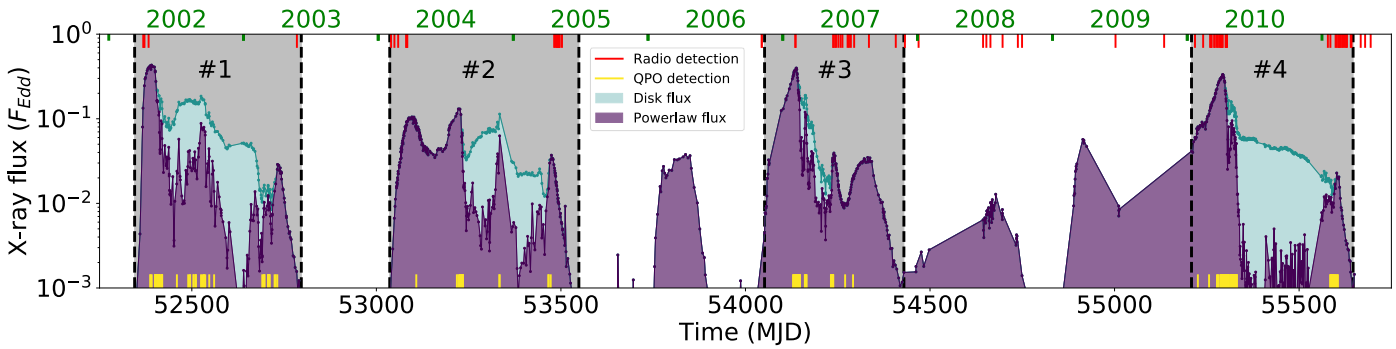


Fig. 1: Light curves from *RTXE*/PCA of GX 339-4 in the 3 − 200 keV energy band from 2002 to 2011 (see upper X-axis). The power law (violet) and disk (cyan) unabsorbed fluxes from the Clavel et al. (2016) fits are shown. The area corresponding to the four complete outbursts (#1, #2, #3, #4) is indicated in gray. The red lines at the top correspond to dates when steady radio fluxes were observed with the ATCA at 9 GHz (Corbel et al. 2013a,b). The yellow lines at the bottom show previous detections of QPOs (Motta et al. 2011; Nandi et al. 2012; Gao et al. 2014; Zhang et al. 2017).

We show in Fig. 1 the unabsorbed light curves[3] of the two additive models from Clavel et al. (2016) fits: the power law and disk. We show the dates when LFQPOs were detected by previous studies in yellow markers on the lower X-axis (Motta et al. 2011; Nandi et al. 2012; Gao et al. 2014; Zhang et al. 2017), and when the source was observed and detected in radio in red markers on the upper X-axis (Corbel et al. 2013b). We can already note that the coverage of radio observations is extremely diverse: while the 2010–2011 outburst is widely covered, the 2002–2003 region was only observed at two very different stages. Four zones are highlighted in gray in this figure, defining major (and full) outbursts. The exact dates of these events are reported in Table 1.

Table 1: Four full cycles from GX 339-4 during the 2001–2011 decade and their number of observations in X-rays and radio.

outburst #	start (*MJD*)	end (*MJD*)	# of X-ray observations	# of radio detections
1	52345	52796	212	5
2	53036	53548	277	16
3	54052	54429	250	15
4	55208	55656	297	35

Outburst #4 is the 2010–2011 outburst previously reproduced in paper IV, whereas outbursts #1, #2, and #3 correspond to 2002–2003, 2004–2005, and 2006–2007 respectively. We note that all these outbursts follow the standard trend described in the introduction: an increase in luminosity, the appearance of a disk component, a decrease in luminosity. There are also hard-only (failed) outbursts in 2006 and 2008–2009, which consist of luminosity increases in which the disk component is never detected. We define spectral states solely based on the shape of the continuum, i.e. no timing or radio properties.

2.2. Methodology

We chose the following global parameters. (i) Source distance $d \simeq 8 \pm 1$ kpc (Hynes et al. 2004; Zdziarski et al. 2004; Parker et al. 2016). (ii) Black hole mass $m = M/M_\odot = 5.8$, where $M_\odot$ is the mass of the Sun (Hynes et al. 2003; Muñoz-Darias et al. 2008; Parker et al. 2016; Heida et al. 2017). (iii) Disk innermost stable circular orbit[4] $r_{isco} = r_{in} = R_{in}/R_g = 2$ (i.e., spin 0.94; Reis et al. 2008; Miller et al. 2008; García et al. 2015), where $R_g = GM/c^2$ is the gravitational radius, G the gravitational constant, c the speed of light, and M the black hole mass. In this work, the disk accretion rate is normalized with respect to the Eddington rate $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd} = \dot{M}c^2/L_{Edd}$ (Eddington 1926). We note that this definition of $\dot{m}$ does not include any accretion efficiency. In practice, we mostly use the accretion rate at the innermost disk radius $\dot{m}_{in} = \dot{m}(r_{isco})$, and we recall that we assume $\dot{m}(r) = \dot{m}_{in}(r/r_{isco})^{0.01}$ in the JED region (paper II).

We simulated a large set of parameters $r_J \in [r_{isco} = 2,\ 10^3]$ and $\dot{m}_{in} \in [10^{-3},\ 10]$. For each pair $(r_J, \dot{m}_{in})$, we self-consistently computed the thermal balance of the hybrid disk configuration and its associated global spectrum. We then fit each simulated spectrum with the same spectral model components as those used for the spectral analysis of the observations. As a consequence, the simulated parameters of the fits can be directly compared to the observational parameters, that is, those from observational fits (Clavel et al. 2016). Among these parameters, we selected the 3 − 200 keV luminosity L_{3-200}; the power-law fraction $PLf = L_{pl}/L_{3-200}$, where L_{pl} is the power-law flux in the 3 − 200 keV energy band, and the power-law photon index Γ. This selection provides us with three constraints for any given simulated X-ray spectrum to reproduce. Additionally, we estimated for any couple $(r_J, \dot{m}_{in})$ the synchrotron emission radiated by the jet using a self-similar approach (Blandford & Königl 1979; Heinz & Sunyaev 2003, Appendix A in paper III, section 3.2.2 in paper IV). We can thus uniquely link the steady radio flux observed to the accretion flow structure,

$$F_R = \tilde{f}_R \dot{m}_{in}^{17/12} r_{isco} (r_J - r_{isco})^{5/6}\, F_{Edd}, \quad (1)$$

where $\tilde{f}_R$ is a scaling factor that is found to best fit observations at $\tilde{f}_R = 5 \times 10^{-10}$ for outburst #4, and $F_{Edd} = L_{Edd}/(\nu_R 4\pi d^2)$ the Eddington flux at $\nu_R = 9$ Hz received at a distance d.

We tested different minimization procedures in paper IV and selected the most promising for the 2010–2011 outburst. For any given observation, our procedure uses variable weights to minimize the differences with the four constraints (or parameters): the first three in X-rays (L_{3-200}, PLf, Γ), and the last one in radio (F_R). In this paper, we thus use the exact same procedure

[3] The fluxes were extrapolated over the 3 − 200 keV range, see section 3.1 in paper IV.

[4] In the previous papers of this series, we used a notation r_{in} for r_{isco}. We however decided to use only r_{isco} now to avoid any ambiguity with the inner radius of other models, often labeled r_{int}.

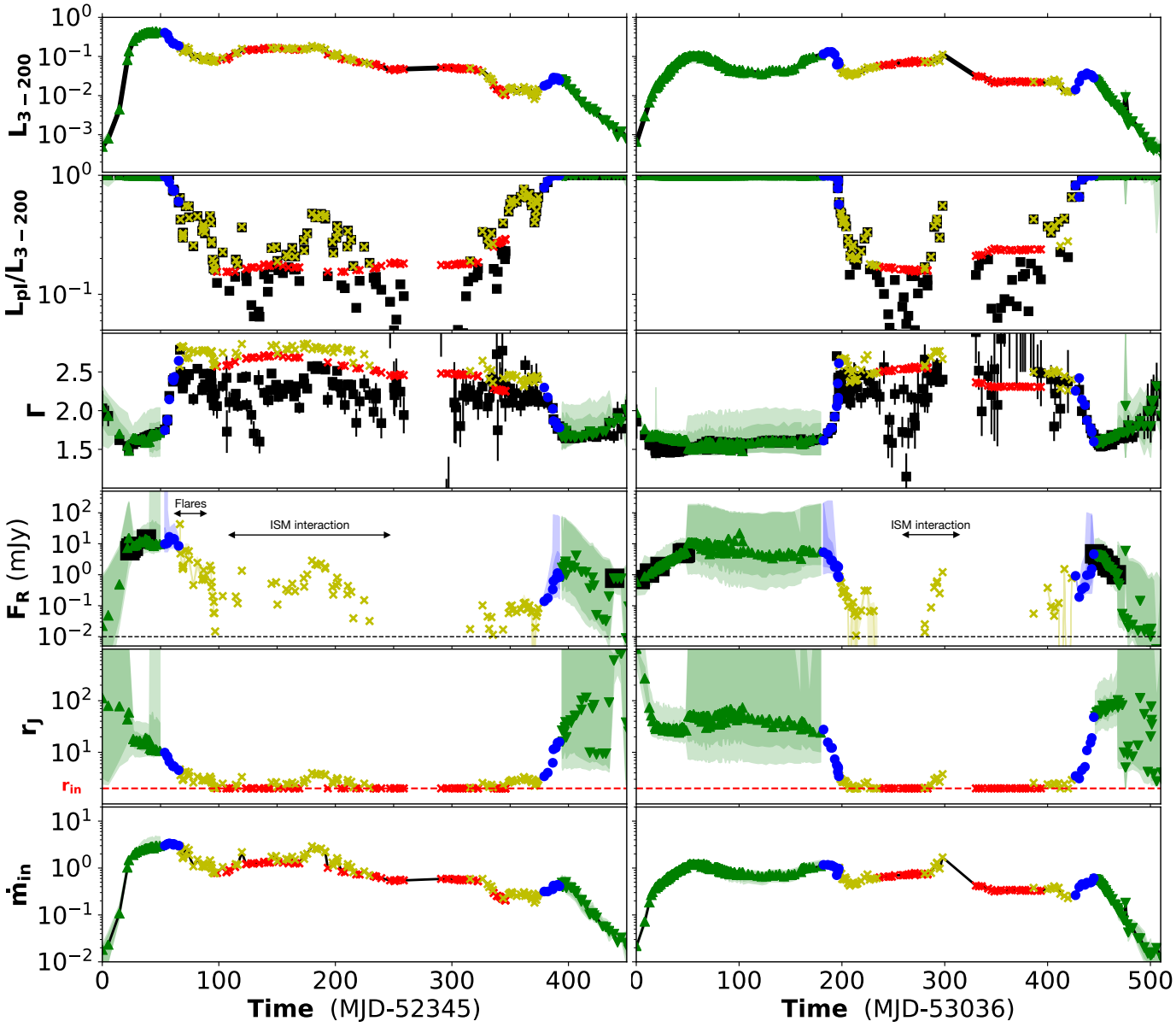


Fig. 2: Observation and model parameters for cycles #1 (2002–2003, left) and #2 (2004–2005, right). From top to bottom: X-ray flux and power-law fraction in the 3 – 200 keV range, power-law index, 9 GHz radio flux, transition radius r_J, and inner accretion rate $\dot{m}_{in}$ (at ISCO). For the first 4 panels, i.e., the constraints, the black squares represent observations. Each figure uses the same color-code: Green upward (downward) triangles indicate the rising (decaying) hard, blue circles indicate hard-intermediate, yellow crosses show soft-intermediate, and red crosses show soft states. Additionally, in the state-associated colors we draw the 5% and 10% confidence intervals (i.e., 5% and 10% bigger ζ_{X+R}, see paper IV). Double arrows are drawn when radio emission was also observed but is interpreted as radio flares or interactions with the interstellar medium (Corbel et al., in prep.)

on the other three selected outbursts. The procedure searches for the pair of parameters $(r_J, \dot{m}_{in})$ that minimizes, for each individual observation, the following function:

$$\zeta_{X+R} = \frac{|\log\left[L_{3-200}/L^{obs}_{3-200}\right]|}{\alpha_{flux}} + \frac{|\log\left[PLf/PLf_{obs}\right]|}{\alpha_{PLf}} + \frac{|\Gamma - \Gamma^{obs}|}{\alpha_{\Gamma}} + \frac{|\log\left[F_R/F^{obs}_R\right]|}{\alpha_R}, \quad (2)$$

where L^{obs}_{3-200}, PLf^{obs}, Γ^{obs}, and F^{obs}_R are the observational constraints (Corbel et al. 2013a,b; Clavel et al. 2016). The selected weights are $\alpha_\Gamma = 2 - 6\log_{10}(PLf)$, $\alpha_{flux} = \alpha_{PLf} = 1$, and $\alpha_R = 5$ (see paper IV). When no radio flux can be estimated (i.e., during the entire soft and soft-intermediate states), we use $1/\alpha_R = 0$.

2.3. Results

We use this procedure to derive the best $(r_J, \dot{m}_{in})$ for all observations in the four outbursts. We show these results in Fig. 2

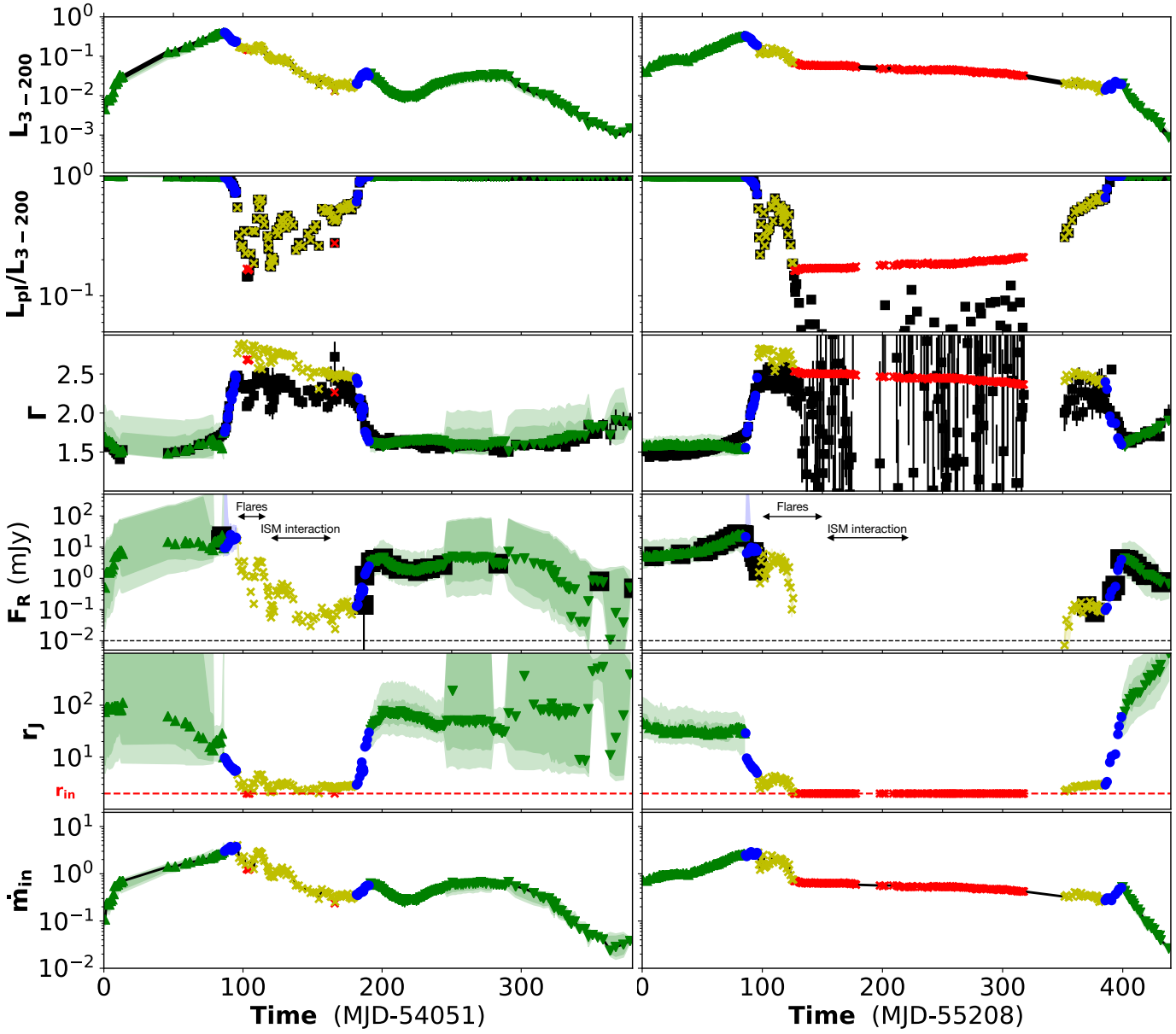


Fig. 3: Observation and model parameters for cycles #3 (2006–2007, left) and #4 (2010–2011, right). From top to bottom: X-ray flux and power-law fraction in the 3 – 200 keV range, power-law index, 9 GHz radio flux, transition radius r_J, and inner accretion rate $\dot{m}_{in}$ (at ISCO). For the first 4 panels, i.e., the constraints, the black squares represent observations. Each figure uses the same color-code: Green upward (downward) triangles indicate rising (decaying) hard, blue circles indicate hard-intermediate, yellow crosses show soft-intermediate, and red crosses show soft states. Additionally, in the state-associated colors we draw the 5% and 10% confidence intervals (i.e., 5% and 10% bigger ζ_{X+R}, see paper IV). Double arrows are drawn when radio emission was also observed but is interpreted as radio flares or interactions with the interstellar medium (Corbel et al., in prep.)

for outbursts #1 and #2 and Fig. 3 for outbursts #3 and #4[5]. Remarkably, the same factor $\tilde{f}_R = 5 \times 10^{-10}$ can effectively be used to reproduce all four outbursts. This parameter is a combination of many different physical properties (e.g., B_z or r_{isco}, see papers III, IV), but it is a simple proxy for the jet radiative efficiency. It is thus noteworthy that $\tilde{f}_R$ could remain constant all along the evolution of the four outbursts, i.e., after the quenching and building of three jets.

[5] The figure for outburst #4 is reported for comparison, but is the same as Fig. 7 in paper IV.

In the hard and hard-intermediate cases, both the X-ray flux and power-law fractions (top two panels) are very well reproduced in all four outbursts. The theoretical power-law index during these two states, that is, when the power law is dominant, follows observations accordingly. The model also reproduces the radio flux excellently when present, but occasionally at the expense of matching Γ. This is exemplified in the first 50 days of outburst #2, when the radio constraints are associated with small inaccuracies in Γ. However, the maximum difference is $|\Gamma_{th} - \Gamma_{obs}| \simeq 0.1$, that is, only twice the average error $\Delta\Gamma_{obs} = 0.05$ in hard and hard-intermediate states in observa-

tional fits from Clavel et al. (2016). These differences can be corrected by local and physical parameters of our model such as the illumination fraction (paper III) or by including reflection in the theoretical model. We would like to point out that reflection is not expected to have a huge impact, as we compare the theoretical continuum to the observed continuum extracted from observational fits that were performed using multiple reflection models (Clavel et al. 2016). We also recall that the predicted radio flux from Eq. (1) is a very simple and first order approximation.

Modeling is more complex in the case of soft-intermediate and soft states. In disk-dominated states, the hard part of the X-ray spectrum is dominated by the so-called hard tail, a steep power law ($\Gamma \sim 2.5$) with no clear high-energy cutoff (see Remillard & McClintock 2006). There is no consensus about the physical origin of this component, and we thus decide to use a proxy: we add a steep power law with index 2.5 to represent 10% of the $3 - 20$ keV flux (paper III). Although a 10% hard tail was ideal in outburst #4, a different level could in principle be necessary in the other three outbursts, and the hard tail proxy might vary with time. Because of this proxy, the transition from soft-intermediate to soft states is not clear-cut: some of the states classified as soft could be soft-intermediate, and vice versa. While timing properties are often used to disentangle these two states, we wish to only use the X-ray continuum. As we can see in the large statistical error bars in the fits from Clavel et al. (2016), this is not a major issue for the minimizing procedure since both these states are disk-dominated and Γ is often unreliable. However, an important aspect of our model is its ability to link radio and X-ray fluxes, a unique characteristic of disk-driven ejections (Blandford & Payne 1982; Ferreira 1997, and references therein). Minor state differences between the soft and soft-intermediate states could then translate into major dynamical differences; see, for example, the soft-intermediate phase of outburst #3 where radio flux is predicted by the model but was not observed. It is also possible that the jet is not fully self-similar for small values of transition radius $r_J \gtrsim r_{isco}$ (i.e., during spectrally soft states; paper IV). In other words, even if a JED is present in the inner regions during the soft-intermediate states, and thus ejections are produced, we do not expect the jet production to be correctly reproduced by our approach. For this reason, although emission is predicted but not observed, we do not believe this represents a fundamental issue with the model.

2.4. Timing properties

The *RXTE*/PCA data were already treated in the past in (at least) four comprehensive studies: Motta et al. (2011), Nandi et al. (2012), Gao et al. (2014), and Zhang et al. (2017). Since we found discrepancies among previous QPO (non-)detections (see, e.g., obsID 95409-01-17-02), we decided to perform our own analysis to get a consistent data set. In order to address this issue in a model-independent way, the QPO types are solely defined using the PDS fitting results of the following procedure (i.e., no time lags or spectral states).

To analyze the timing, we consider GoodXenon, Event, and Binned data modes from all *RXTE*/PCA archival observations of GX 339-4. We reduce the data using the version 6.24 of the HEASOFT. We follow standard procedures[6] to filter bad time intervals, and extract light curves with bin sizes of 2^{-10} s and 2^{-7} s in three different energy bands to probe different emission regions: spectral channels 6−13, 14−47, and 6−47 (energy bands $2.87 - 6.12$ keV, $6.12 - 19.78$ keV, and $2.87 - 19.78$ keV, PCA calibration epoch 5). We then extract power spectra from the three light curves with the `powspec` tool, and convert them into XSPEC readable files to ease the fits. We use version 12.10.0c of XSPEC for the PDS fittings. We use a semiautomatic iterative process to fit the PDS with pyXSPEC. To represent the white noise, we first fit the high-frequency part of the 2^{-10} s bin-sized PDS with a constant (i.e., a power-law slope of 0). The high-frequency part corresponds to $80 - 512$ Hz. Leaving the normalization free to vary allows us to precisely estimate the dead time affected level of white noise (see for example Varniere & Rodriguez 2018). For the power spectra extracted with a 2^{-7} bin size, the maximum frequency is 64 Hz, thus we fit the white noise with a frozen flat power law of normalization 2. We then freeze the parameters of this component and consider the PDS over the entire frequency range. If the fit is valid (i.e., $\chi^2_{\rm tot,red} < 1.2$), no additional component is needed and we do not consider the observation further. If the PDS diverges from pure white noise, we first add a zero-centered Lorentzian initialized with all its parameters left free. If the fit statistic is poor ($\chi^2_{\rm tot,red} > 1.2$) after the initial fit, we iterate the process by adding a new Lorentzian at the frequency of the largest residuals. This iterative process is repeated up to four times, that is, five total Lorentzians (broad or narrow). When a good fit is achieved, we calculate the coherence factor $Q = f/\Delta f$ of each Lorentzian, where f is the centroid frequency and Δf the width. We identify a Lorentzian as a QPO if its coherence factor is $Q > 2$ with a significance $> 5\sigma$. We note that five Lorentzians are sufficient for all the fits to converge in this paper, and among all the fitted Lorentzians, about 2% of these are detected as QPOs. The QPO type is only derived from its coherence factor (A or B/C) and the presence of source broadband noise (B or C).

Table 2: Number of reported (fundamental) LFQPOs in GX 339-4 using the *RXTE*/PCA observations. See introduction for the definition of Type A, Type B, and Type C.

	Type A	Type B	Type C
Motta et al. (2011)	7	34	75
Nandi et al. (2012)	-	17	22
Gao et al. (2014)	-	34	-
Zhang et al. (2017)	-	-	23
new QPOs	0	3	4
Total unique QPOs	7	41	92

We apply this method to all *RXTE*/PCA observations of GX 339-4, and find a total of 84, 107, and 93 QPOs in the $2.87 - 6.12$ keV, $6.12 - 19.78$ keV, and $2.87 - 19.78$ keV band, respectively. We find no significant differences in the QPO frequency[7] between the different energy channels and present the results in the largest energy band ($2.78 - 19.78$ keV). We summarize these numbers and those obtained in other works using the same X-ray data in Table 2, . We note that Motta et al. (2011) and Nandi et al. (2012) searched for LFQPOs in the $2 - 15$ keV range, Gao et al. (2014) in the $2 - 24$ keV range, and Zhang et al. (2017) in the $2 - 60$ keV range, explaining the potential differences (see Appendix A). The entire list of the detected LFQPOs using these data can be found in Table C.1, and new LFQPOs are listed in Table C.2.

[6] see https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/abc/contents.html or https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/recipes/cook_book.html

[7] For other differences in the continuum, rms, QPO types, or broadband noise, see Marcel et al., in prep.

We plot the observed LFQPOs in the disk fraction luminosity diagrams (DFLDs) at the bottom of Fig. 4. As expected, Type C QPOs are detected in the hard state and during the beginning of transitions: Type B mainly during transitions and Type A particularly at the end of the hard-to-soft transition. While this is usually a by-product of the definition of each type, we recall that the QPO types (A, B, or C) and the spectral states (hard, hard-intermediate, soft-intermediate, or soft) are defined using independent methods in this study. We show the time evolution of the QPO frequency in Fig. 5.

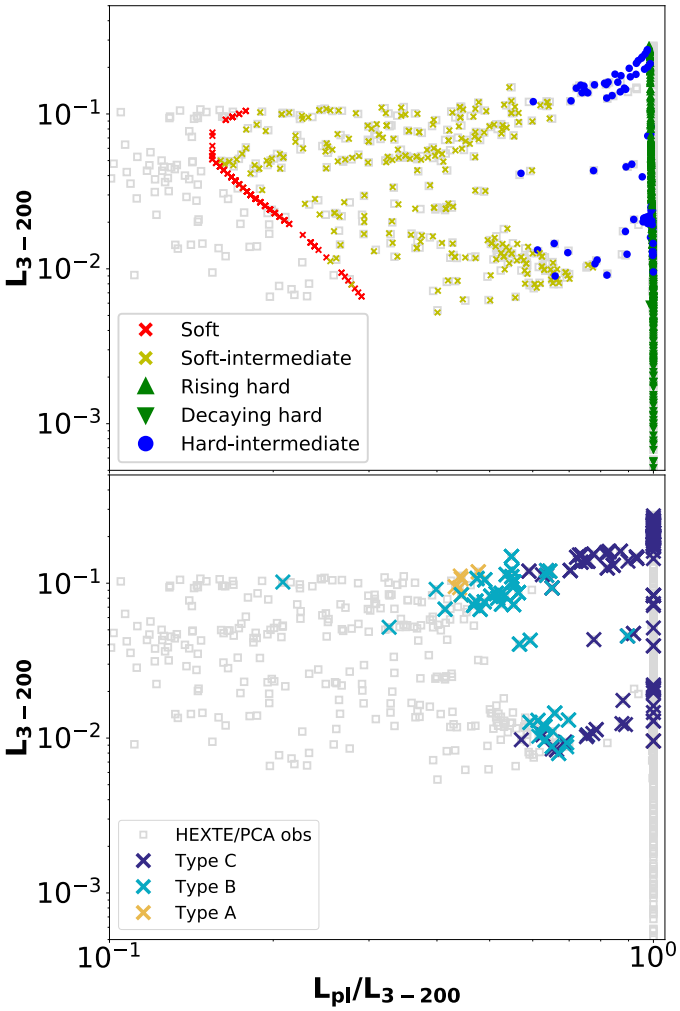


Fig. 4: Plots of DFLDs showing the distribution of states (top) and observed LFQPOs (bottom). In the top panel, states are shown in the same color code as in Figs. 2 and 3 (see legend). In the bottom panel, the position where QPOs were identified are shown in different colors (see legend). The light gray squares in background represent observations from Clavel et al. (2016).

3. LFQPOs and the accretion flow

3.1. LFQPOs and the accretion flow parameters

In the past, a possible correlation between QPO frequency and the disk flux or accretion rate was observed by multiple authors (see, e.g., Trudolyubov et al. 1999; Revnivtsev et al. 2000; Sobczak et al. 2000). However, such a correlation works only on a short range of QPO frequencies and we focus in this work on the transition radius r_J.

A correlation between the inner radius of the optically thick disk (or truncation radius) and the QPO frequencies was evaluated for different objects in the past (see Sect. 3.3). However, a large fraction of the detected LFQPOs lie at a fairly high luminosity: 73 out of 140 at X-ray fluxes above 10% L_{Edd}. The detection of so many LFQPOs above this luminosity is inconsistent with their production at the optically thick-thin transition. Indeed, at such high luminosity, accretion flow solutions are expected to become optically thick ($\tau \gtrsim 1$; Zdziarski et al. 1998; Beloborodov 1999) down to the innermost stable circular orbit (ISCO): There is no optically thick-thin transition where the LFQPO can be produced. In a JED-SAD configuration, sharp transitions in the structure (e.g., density and temperature) are necessarily observed at the interface between the two flows, (i.e., r_J). This interface is a natural place for instabilities to develop and is a requirement in most models for the production of QPOs (Ingram & Motta 2020). We thus expect this radius to have an impact on the production of QPOs, and investigate this possibility here. The Kepler orbital frequency can be written as $\nu_K(r_J) = \Omega_K(r_J)/(2\pi) = 55.4\times10^2 \cdot r_J^{-1.5}$ Hz, where r_J is the transition radius in units of R_g, and Ω_K its associated Kepler angular velocity (for a $m = 5.8$ black hole).

A common behavior is observed during transient XrB outbursts: the frequency of the QPO increases in the hard-to-soft transition from $\sim$ 0.1 to $\sim$ 10 Hz, and decreases in the soft-to-hard transition from $\simeq$ 10 down to $\simeq$ 0.1 Hz. Similarly, the Kepler frequency in r_J increases during the hard-to-soft transition from $\nu_K(r_J = 50-100) \approx 10$ Hz to $\nu_K(r_J = 2-4) \approx 10^3$ Hz, and decreases during the soft-to-hard transition from $\sim 10^3$ Hz to $\sim$ 10 Hz (Remillard & McClintock 2006). This frequency is thus typically two orders of magnitude higher than LFQPO frequencies[8] observed.

3.2. Co-evolution : $\nu_{QPO}(t)$ and $\nu_K(r_J)(t)$

We show in Fig. 5 the Kepler frequency $\nu_K(r_J) = \Omega_K(r_J)/(2\pi)$ of our four outbursts in gray circles, from top to bottom: #1, #2, #3, and #4. The 5% and 10% confidence regions are also shown, but the color associated with each state is removed for clarity. Additionally, we overplot the frequency of all observed LFQPOs from this study and published data (Sect. 2.4). The two y-axes, $\nu_K(r_J)$ on the left and ν_{QPO} on the right, are shifted with respect to each other by two orders of magnitude: $\nu_{QPO} = \nu_K(r_J)/100$. The global trend of $\nu_K(r_J)$ follows closely that observed for Type A and Type C LFQPOs, especially the four hard-to-soft transitions (on the left side of each panel). The JED-SAD model is a theoretical model built to explain the possible dynamical structure of the accretion flow, that is able to reproduce the X-ray and radio global spectral shapes in outbursts. Our minimization procedure does not directly include the temperature (or flux) of the soft component, which are the parameter(s) usually used to derive the truncation radius and compare to QPO frequencies. For these two reasons, the apparent match shown in Fig. 5 had not been anticipated.

It is also remarkable that there are no QPOs detected when $r_J = r_{isco}$, that is, when $\nu_K(r_J)$ follows the horizontal black dotted line. In other words, there are no QPOs detected when only a SAD is needed to reproduce the X-ray spectra. This result is consistent with a production of QPOs related to the inner hot ac-

[8] Equivalently, we can link the QPO frequency to a given radius r_{QPO}. Such a radius would thus be a factor $\sim 100^{2/3} \sim 20$ bigger than our typical transition radius r_J.

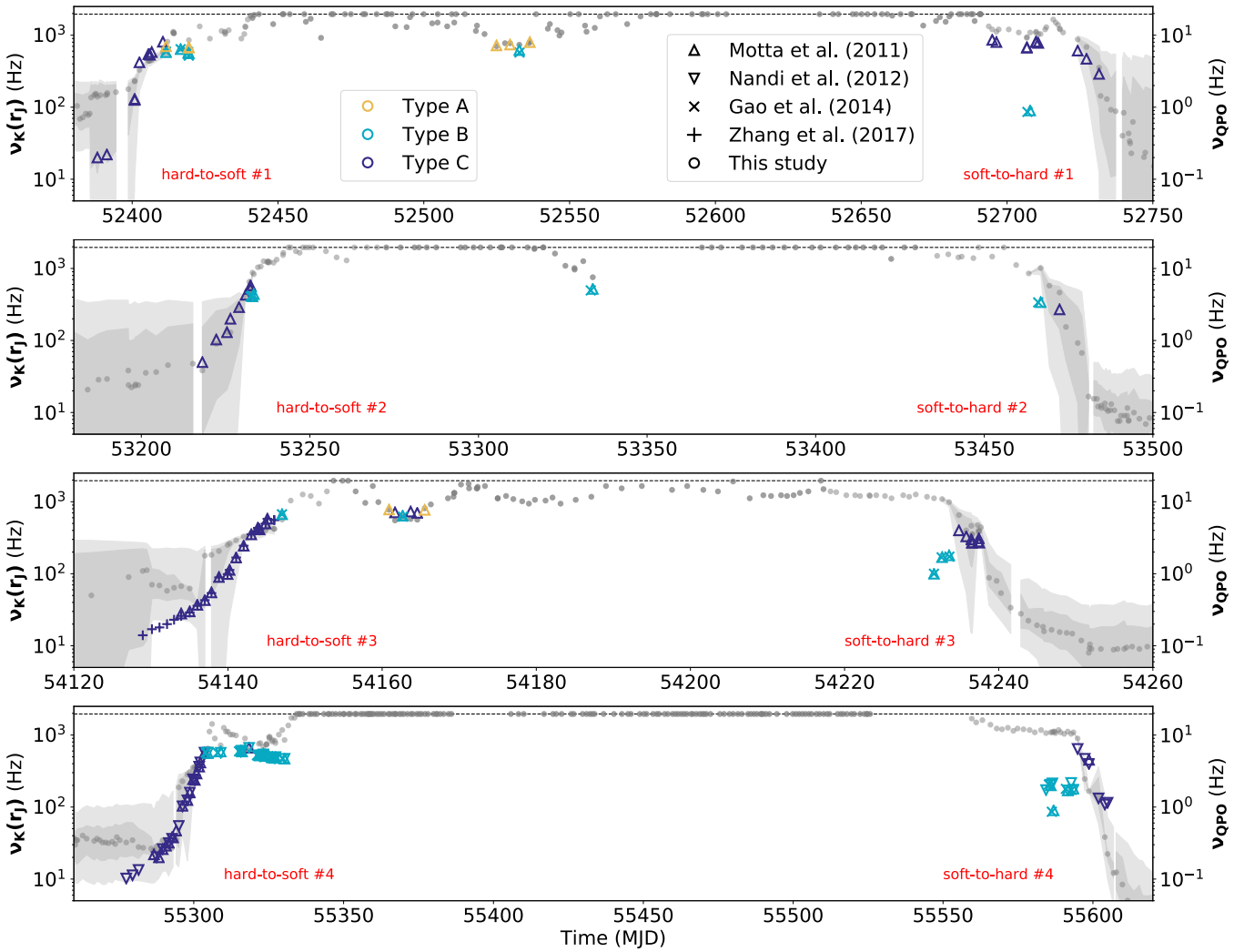


Fig. 5: Co-evolution of the observed QPO frequency ν_{QPO} and the Kepler rotation frequency $\nu_K(r_J)$ for the 4 different outbursts, showing both hard-to-soft and soft-to-hard transitions (see red annotations). The left y-axis shows the Kepler frequency at the transition radius, $\nu_K(r_J)$, and the 5% and 10% confidence intervals. The right Y-axis shows the observed QPO frequency, ν_{QPO}. Different markers are used to distinguish the different works: Motta et al. (2011) is indicated in upward triangles, Nandi et al. (2012) is indicated in downward triangles, Gao et al. (2014) is indicated in crosses, Zhang et al. (2017) is shown in plus signs, and new detections are shown in circles (see text). Different colors indicate the different types of QPOs (see legend).

cretion flow and also justifies the distinction[9] between soft and soft-intermediate states (Sect. 2.3). There are however a few ill-behaved regions where ν_{QPO} does not follow $\nu_K(r_J)$, especially when Type B are detected; see for example the soft-to-hard transitions of outbursts #1 and #4.

3.3. Correlation with Kepler frequency

To ascertain the possibility of a correlation between the accretion flow and these LFQPOs, we show ν_{QPO} as function of $\nu_K(r_J)$ in Fig. 6. We use a weighted linear regression to investigate a possible correlation with Type C QPOs, and find a best fit

$$\nu_{QPO} = (10 \pm 3) \times 10^{-3} \cdot \nu_K(r_J)^{0.96 \pm 0.04}.$$

This correlation is drawn in red on Fig. 6. This is an excellent correlation considering the important error bars implied and the simplicity of the fitting procedure. Notably, the index 0.96 ± 0.04 (1σ error), close to 1, suggests that $\nu_{QPO} \propto \nu_K(r_J)$. When forcing a slope of 1, the best weighted fit results in $\nu_{QPO} \simeq (7.5 \pm 0.2) \times 10^{-3} \cdot \nu_K(r_J)$, that is, a factor $q = 133 \pm 4$ between ν_{QPO} and $\nu_K(r_J)$.

This is the first time that such a correlation is found for GX 339-4, but multiple studies found very similar results for other XrBs: GRS 1915+105 (Muno et al. 1999; Trudolyubov et al. 1999; Rodriguez et al. 2002), XTE J1748-288 (Revnivtsev et al. 2000), XTE J1550-564 (Sobczak et al. 2000; Rodriguez et al. 2004), and GRO J1655-40 (Sobczak et al. 2000). In these studies, a correlation between the frequency of the Type C QPOs and the inner radius of an optically thick disk (i.e., similar to r_J here at low luminosities), and showed correlations $\nu_{QPO} \sim \nu_K(r_J)/q$, where q is in the range 50 – 150. In our study, we found $q = 133 \pm 4$, and varying between outbursts, $q_{\#1} = 133 \pm 5$, $q_{\#2} = 97 \pm 5$, $q_{\#3} = 136 \pm 5$, and $q_{\#4} = 75 \pm 11$ (see from Figs. B.1 to B.4). A variation in q between outbursts or objects would be a major constraint for QPO models, but unfor-

[9] We recall here that the spectral states were defined solely on the X-ray continuum (disk and power-law), independently from the presence of any (type of) QPO.

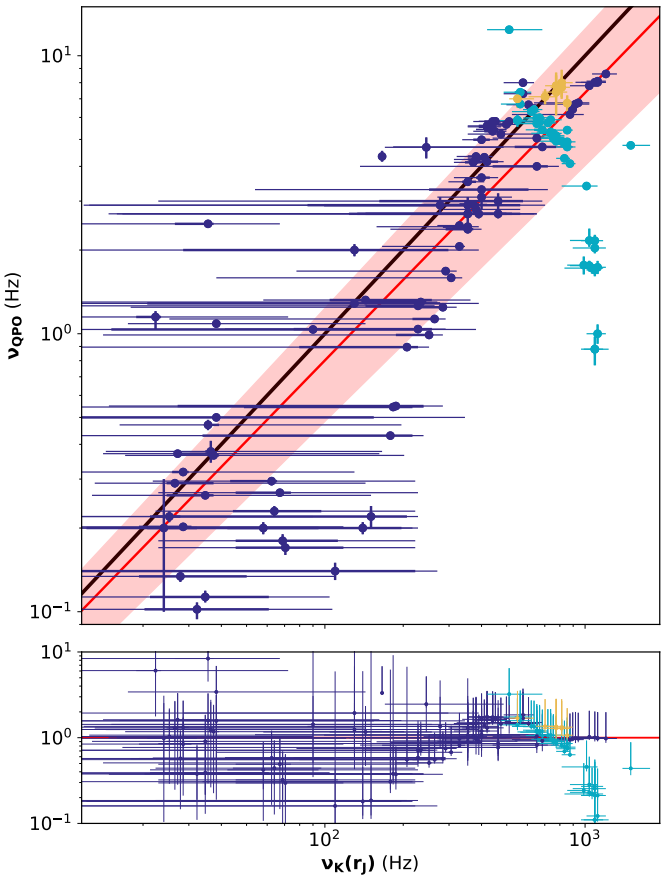


Fig. 6: Correlation between observed frequency ν_{QPO} and the Kepler frequency at the transition radius $\nu_K(r_J)$ (top) and the residuals defined as the ratio of the best weighted fit (in red) to the data (bottom). Type A QPOs are indicated in light yellow, Type B in cyan, and Type C in dark blue. The red line indicates the weighted linear fit considering only Type C LFQPOs, $\nu_{QPO} = (10 \pm 3) \times 10^{-3} \cdot \nu_K(r_J)^{0.96\pm0.04}$; the black line indicates the $\nu_{QPO} = \nu_K(r_J)/100$ line.

tunately the lack of statistics and the important error bars prevent us from drawing any conclusion with the present study.

Additionally, although we only fitted using Type C LFQPOs, the best fit also seems to capture Type A. However, Type B QPOs do not follow the same correlation. Type B have a much lower frequency than the correlation in Fig. 6, by a factor of up to ~ 10. The factor $q \sim 100$ between ν_{QPO} and $\nu_K(r_J)$ now needs to be as high as ~ 1000. It is hard to imagine a process, even secular, to resolve this discrepancy. For this reason, it would be natural to consider that Type B are produced via a process different from Type A and Type C. However, Type B are detected at tiny transition radii (i.e., high Kepler frequencies), when relativistic effects are important. Rather than the usual Kepler frequency, we examine below whether using the epicyclic frequency at the transition radius could solve this issue (see Varnière et al. 2002).

3.4. Correlation with transition radius

We show the correlation between ν_{QPO} and r_J in Fig. 7. Owing to the effects of general relativity, in this section we should consider the epicyclic frequency (Varnière et al. 2002),

$$\nu_{\rm ep} = \nu_K(r_J) \cdot \left(1 - \frac{r_{isco}^2}{r_J^2}\right) = 5.54 \times 10^3 \cdot \left(1 - r_{isco}^2 r_J^{-2}\right) r_J^{-3/2} \text{ Hz}, \quad (3)$$

where we retrieve $\nu_{\rm ep} = \nu_K(r_J)$ for $r_J \gg r_{isco}$. Because these two frequencies are similar until $r_J \gtrsim r_{isco}$, $\nu_K(r_J)$ and $\nu_{\rm ep}(r_J)$ follow a similar correlation with frequencies two orders of magnitude too high $\nu_{QPO} = \nu_{\rm ep}(r_J)/100$. Both these correlations are shown in Fig. 7: in solid black $\nu_{QPO} = \nu_K(r_J)/100$ and in dashed black $\nu_{QPO} = \nu_{\rm ep}(r_J)/100$. Again, the black curve aligns with the best fit (red line) well.

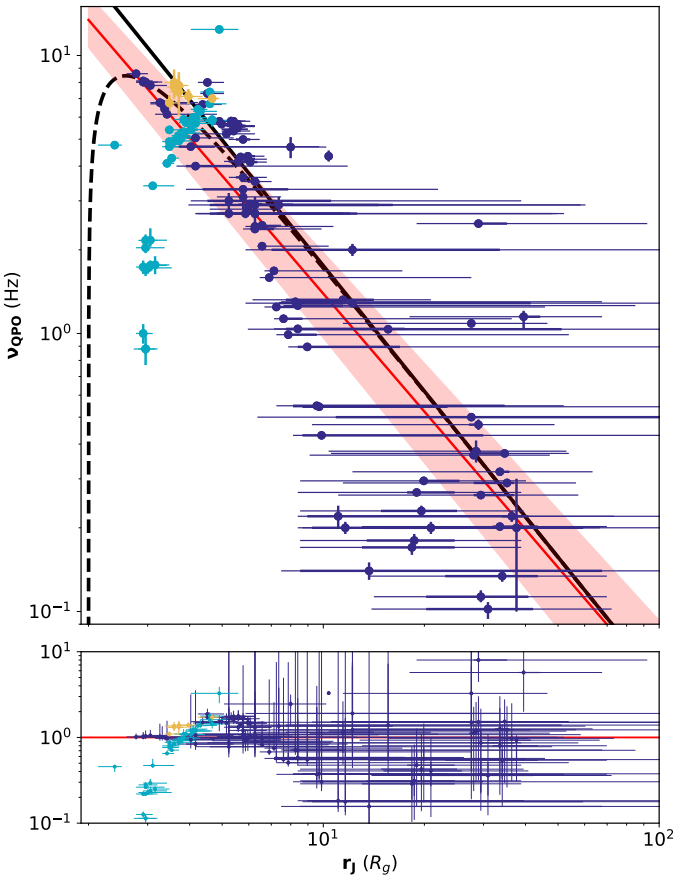


Fig. 7: Correlation between observed frequency ν_{QPO} and the transition radius r_J (top) and the residuals defined as the ratio of the best weighted fit (red) to the data (bottom). Type A QPOs are shown in light yellow, Type B are indicated in cyan, Type C are shown in dark blue. The weighted linear fit considering only Type C LFQPOs, $\nu_{QPO} = (36 \pm 6) \cdot r_J^{-1.41\pm0.08}$, is indicated as a red line, the solid black line represents $\nu_{QPO} = \nu_K(r_J)/100$, and the dashed black line represents $\nu_{QPO} = \nu_{\rm ep}(r_J)/100$.

Considering this new $\nu_{QPO} = \nu_{\rm ep}(r_J)/100$ slope, what resembles a shift by a factor 10 in ν_{QPO} in Fig. 6 can be interpreted as a shift by a factor ~ 1.5 in r_J in Fig. 7. If r_J was smaller than the value calculated by our model, say $r_J = 2.1 - 2.5$ instead of $r_J \sim 3 - 4$, then these Type B QPOs could in principle fit in the dashed-black correlation[10]. An overestimate of r_J for Type

[10] While we argued earlier that the self-similar assumption might not hold for the smallest values of r_J, this argument is irrelevant regarding QPOs. The possibility of having QPOs even for $r_J \gtrsim r_{isco}$ depends on the processus involved in their production.

B QPOs can have two major causes. First, our model does not include all possible effects; a different transition radius could be obtained if we include a relativistic treatment of the equations, ray-tracing effects, or gravitational redshifts for example. Second, as discussed previously in Sect. 2.3, the difference between soft-intermediate ($r_J \sim 3-4$) and soft states ($r_J = r_{isco} = 2$) is not clear cut in our fits. A better treatment of the hard tail could very well lead to over- or underestimates of the transition radius once such small values are reached. However, we note that Type C QPOs are well behaved for even the smallest transition radii ($r_J < 3$), while Type B QPOs have already diverged from the correlation at $r_J = 4-5$. This difference suggests that small transition radii are not primarily responsible for pushing Type B QPOs off the correlation above. Although it is tempting to try to correct the transition radius, we believe this is premature given the points above. Instead, these features likely follow a different correlation entirely, as some previous studies have suggested already (see, e.g., Motta et al. 2011). We would like to point out that the transition from some Type C to Type B appears smooth in the two residuals at the bottom of Figs. 6 and 7, suggesting further relationships between Type B and Type C QPOs that will be explored in a future work.

4. Summary and conclusions

In this paper, we assume that the accretion flow is separated into two regions: an inner JED and an outer SAD. This is known as the JED-SAD paradigm. We address some timing properties of the hybrid JED-SAD configuration for the first time, using tools and methods detailed in the previous papers of this series. We summarize the methods and major results from this study in three points:

First, we select *RXTE*/PCA (X-ray) and ATCA (radio) data covering three outbursts of GX 339-4. We then use the procedure, detailed in paper IV for a previous outburst, to obtain an estimate of $(r_J, \dot{m}_{in})$ in the JED-SAD paradigm during these three new outbursts. The dynamical insights from the study of the four outbursts will be discussed in a forthcoming paper, but it is already important to note that a unique multiplication factor $\tilde{f_R}$ was used to estimate the radio flux. In other words, the jet radiative efficiency is constant during all four outbursts, although the jets are quenched during each soft state.

Second, we use the same *RXTE*/PCA data and focus on a study of LFQPOs. We report the detection of seven new LFQPOs (see Table C.2).

Third and more importantly, we confirm that the frequency of Type C QPOs can be linked to the transition radius between two different accretion flows (JED and SAD in this work). This correlation requires a (surprising) factor q between the Kepler frequencies at the transition radius and the QPO frequencies, varying between ~ 70 and ~ 140 for different outbursts, whose value $q = 133 \pm 4$ for all four outbursts combined. Such a factor is hard to estimate, but multiple studies have been shown to require two orders of magnitude between the QPO and Kepler frequencies around different objects (see Sect. 3). However, while these former studies envisioned that QPOs were linked to the optically thick-to-thin transition in the flow, we argue for and show a link between QPOs and the transition radius between the inner magnetized ($\mu \sim 0.5$) and an outer weakly magnetized ($\mu \ll 1$) flow. This link indicates that QPOs must be created by a secular (given the high value of q) instability or process related to the dynamical JED-SAD transition and thus, somehow, connected to the jets. This connection is consistent with previous suggestions of a link between the existence of jets and the presence of QPOs (Fender et al. 2009), but this is, to our knowledge, the first time that the direct link is shown (see section 4.3 in Uttley & Casella 2014). Moreover, this connection is supported by the observed relations between IR and X-ray QPOs (Casella et al. 2010; Kalamkar et al. 2016; Vincentelli et al. 2019), which is a behavior that current models fail to address.

Because of the remarkable correlation between Type C QPOs and r_J, these results provide independent support to the JED-SAD paradigm. However, the apparent differences between QPO types need to be addressed and the processe(s) to produce the LFQPOs in this paradigm remain to be discussed.

Acknowledgements. We thank the anonymous referee for helpful comments and careful reading of the manuscript. The authors acknowledge funding support from the french research national agency (CHAOS project ANR-12-BS05-0009, http://www.chaos-project.fr), *centre national d'Ã©tudes spatiales* (CNES), and the *programme national des hautes Ã©nergies* (PNHE). This research has made use of data, software, and/or web tools obtained from the high energy astrophysics science archive research center (HEASARC), a service of the astrophysics science division at NASA/GSFC. Figures in this paper were produced using the MATPLOTLIB package (Hunter 2007), and weighted fits using the SciPy package (Virtanen et al. 2019).

References

Abramowicz, M. A., Calvani, M., & Nobili, L. 1980, ApJ, 242, 772
Beloborodov, A. M. 1999, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 161, High Energy Processes in Accreting Black Holes, ed. J. Poutanen & R. Svensson, 295
Blandford, R. D. & Königl, A. 1979, ApJ, 232, 34
Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
Casella, P., Belloni, T., & Stella, L. 2005, ApJ, 629, 403
Casella, P., Maccarone, T. J., O'Brien, K., et al. 2010, MNRAS, 404, L21
Clavel, M., Rodriguez, J., Corbel, S., & Coriat, M. 2016, Astronomische Nachrichten, 337, 435
Corbel, S., Aussel, H., Broderick, J. W., et al. 2013a, MNRAS, 431, L107
Corbel, S., Coriat, M., Brocksopp, C., et al. 2013b, MNRAS, 428, 2500
Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K., & Tingay, S. 2004, ApJ, 617, 1272
Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, A&A Rev., 15, 1
Drappeau, S., Malzac, J., Coriat, M., et al. 2017, MNRAS, 466, 4272
Dunn, R. J. H., Fender, R. P., Körding, E. G., Belloni, T., & Cabanac, C. 2010, MNRAS, 403, 61
Eddington, A. S. 1926, The Internal Constitution of the Stars
Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, ApJ, 489, 865
Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, MNRAS, 355, 1105
Fender, R. P., Homan, J., & Belloni, T. M. 2009, MNRAS, 396, 1370
Ferreira, J. 1997, A&A, 319, 340
Ferreira, J., Petrucci, P. O., Henri, G., Saugé, L., & Pelletier, G. 2006, A&A, 447, 813
Gao, H. Q., Qu, J. L., Zhang, Z., et al. 2014, MNRAS, 438, 341
García, J. A., Steiner, J. F., McClintock, J. E., et al. 2015, ApJ, 813, 84
Heida, M., Jonker, P. G., Torres, M. A. P., & Chiavassa, A. 2017, ApJ, 846, 132
Heinz, S. & Sunyaev, R. A. 2003, MNRAS, 343, L59
Homan, J., Miller, J. M., Wijnands, R., et al. 2005, ApJ, 623, 383
Hunter, J. D. 2007, Computing in Science and Engineering, 9, 90
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
Ingram, A. & Motta, S. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2001.08758
Kalamkar, M., Casella, P., Uttley, P., et al. 2016, MNRAS, 460, 3284
Körding, E. G., Jester, S., & Fender, R. 2006, MNRAS, 372, 1366
Lasota, J. P., Narayan, R., & Yi, I. 1996, A&A, 314, 813
Liska, M., Tchekhovskoy, A., Ingram, A., & van der Klis, M. 2019, MNRAS, 487, 550
Marcel, G., Ferreira, J., Clavel, M., et al. 2019, A&A, 626, A115
Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P. O., et al. 2018b, A&A, 617, A46
Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P. O., et al. 2018a, A&A, 615, A57
McClintock, J. E. & Remillard, R. A. 2006, Black hole binaries, Vol. 39, 157–213
Miller, J. M., Reynolds, C. S., Fabian, A. C., et al. 2008, ApJ, 679, L113
Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, Nature, 358, 215

Miyamoto, S., Kimura, K., Kitamoto, S., Dotani, T., & Ebisawa, K. 1991, ApJ, 383, 784
Miyamoto, S. & Matsuoka, M. 1977, Space Sci. Rev., 20, 687
Motta, S., Muñoz-Darias, T., Casella, P., Belloni, T., & Homan, J. 2011, MNRAS, 418, 2292
Motta, S. E. 2016, Astronomische Nachrichten, 337, 398
Muñoz-Darias, T., Casares, J., & Martínez-Pais, I. G. 2008, MNRAS, 385, 2205
Muno, M. P., Morgan, E. H., & Remillard, R. A. 1999, ApJ, 527, 321
Nandi, A., Debnath, D., Mandal, S., & Chakrabarti, S. K. 2012, A&A, 542, A56
Narayan, R. & Yi, I. 1994, ApJ, 428, L13
Oda, M. 1977, Space Sci. Rev., 20, 757
Parker, M. L., Tomsick, J. A., Kennea, J. A., et al. 2016, ApJ, 821, L6
Rees, M. J., Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Phinney, E. S. 1982, Nature, 295, 17
Reis, R. C., Fabian, A. C., Ross, R. R., et al. 2008, MNRAS, 387, 1489
Remillard, R. A. & McClintock, J. E. 2006, ARA&A, 44, 49
Revnivtsev, M. G., Trudolyubov, S. P., & Borozdin, K. N. 2000, MNRAS, 312, 151
Rodriguez, J., Corbel, S., Kalemci, E., Tomsick, J. A., & Tagger, M. 2004, ApJ, 612, 1018
Rodriguez, J., Varnière, P., Tagger, M., & Durouchoux, P. 2002, A&A, 387, 487
Samimi, J., Share, G. H., Wood, K., et al. 1979, Nature, 278, 434
Scepi, N., Dubus, G., & Lesur, G. 2019, A&A, 626, A116
Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
Shapiro, S. L., Lightman, A. P., & Eardley, D. M. 1976, ApJ, 204, 187
Sobczak, G. J., McClintock, J. E., Remillard, R. A., et al. 2000, ApJ, 531, 537
Tetarenko, B. E., Sivakoff, G. R., Heinke, C. O., & Gladstone, J. C. 2016, ApJS, 222, 15
Thorne, K. S. & Price, R. H. 1975, ApJ, 195, L101
Trudolyubov, S. P., Churazov, E. M., & Gilfanov, M. R. 1999, Astronomy Letters, 25, 718
Uttley, P. & Casella, P. 2014, Space Sci. Rev., 183, 453
van der Klis, M. 1989, ARA&A, 27, 517
Varniere, P. & Rodriguez, J. 2018, ApJ, 865, 113
Varnière, P., Rodriguez, J., & Tagger, M. 2002, A&A, 387, 497
Vincentelli, F. M., Casella, P., Petrucci, P., et al. 2019, ApJ, 887, L19
Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.10121
Yuan, F. & Narayan, R. 2014, ARA&A, 52, 529
Zdziarski, A. A., Gierliński, M., Mikołajewska, J., et al. 2004, MNRAS, 351, 791
Zdziarski, A. A., Poutanen, J., Mikolajewska, J., et al. 1998, MNRAS, 301, 435
Zhang, L., Wang, Y., Méndez, M., et al. 2017, ApJ, 845, 143
Zhang, S.-N. 2013, Frontiers of Physics, 8, 630

Appendix A: Discrepancies on QPO identifications

In this section, we provide the fitting results of the PDS to illustrate the differences between this work and previous studies.

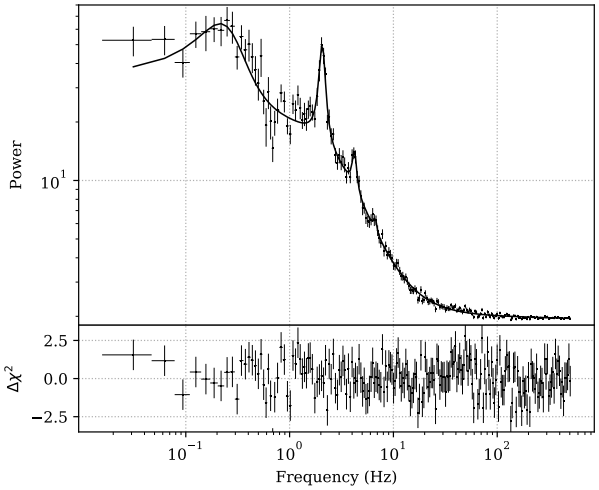


Fig. A.1: Power spectrum of obsID 70110-01-10-00.

In obsID 70110-01-10-00, Motta et al. (2011) reported a $4.20^{+0.08}_{-0.08}$ Hz Type C QPO. However, when performing the fit, we believe that this component is anharmonic for two major reasons (see Fig. A.1). First, there is a very strong component at $2.06^{+0.01}_{-0.01}$ Hz with very high coherence factor $Q = 8.16$. Second, there is another harmonic component at $6.67^{+0.24}_{-0.29}$ Hz, consistent with being three times the frequency of the $2.06^{+0.01}_{-0.01}$ Hz QPO. We thus have the fundamental at $\nu_0 = 2.06$ Hz, and two harmonic components at $\nu_1 = 4.20\,\mathrm{Hz} \simeq 2\nu_0$ and $\nu_2 = 6.67\,\mathrm{Hz} \simeq 3\nu_0$.

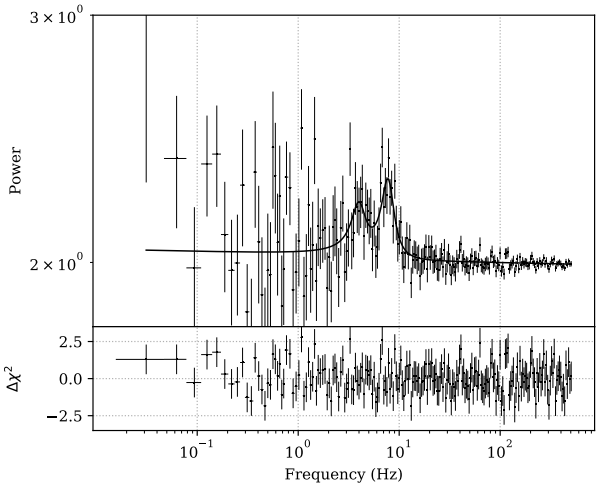


Fig. A.2: Power spectrum of obsID 92085-01-03-00.

In obsID 92085-01-03-00, two major components are present at 3.96 Hz and 7.72 Hz (see Fig. A.2). While the components have similar coherence factors $Q = 2.87$ for the 7.72 Hz QPO and $Q = 2.52$ for the 3.96 Hz QPO, the time evolution is critical. Both QPOs before and after obsID 92085-01-03-00 have frequencies closer to 7.72 Hz (see Table C.1), suggesting that the QPO we are following in this rising outburst is at 7.72 Hz. We agree with Motta et al. (2011) about the fundamental component. However, they reported this QPO as a Type C, and we strongly believe it should be classified as a Type B for two reasons. First, the previous and following QPOs were Type B (ignoring Type A, see Table C.1). Second, the power spectrum does not show any broadband noise, a key characteristic of Type C QPOs. We thus decided to keep the QPO of highest frequency, but we classified it as a Type B, unlike Motta et al. (2011).

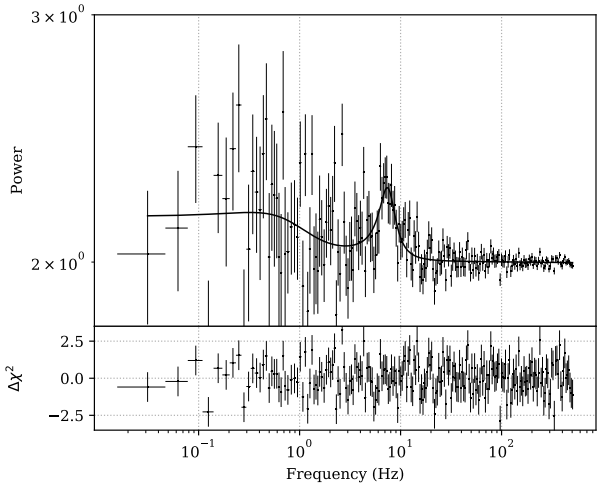


Fig. A.3: Power spectrum of obsID 92085-01-03-03.

Similarly, in obsID 92085-01-03-03, Motta et al. (2011) report the detection of a Type C QPO at 7.00 Hz. However, the power spectrum does not show significant broadband noise (see Fig. A.3). This could very well be a result of the different procedure used, or a matter of definition, but to be fully consistent within our study we decided to keep that QPO as a Type B.

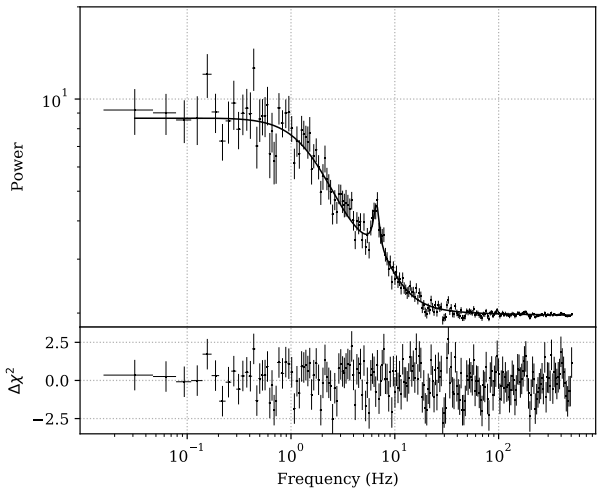


Fig. A.4: Power spectrum of obsID 95409-01-17-02.

Finally in obsID 95409-01-17-02, Motta et al. (2011) report a 6.67 Hz Type C QPO, while Nandi et al. (2012) report a 6.65 Hz Type B QPO. While the time evolution seems to suggest that this QPO is a Type B (see Table C.1), we identify this to be a 6.66 Hz Type C QPO, because of the presence of a significant broadband noise in the power spectrum (see Fig. A.4).

Appendix B: Correlation with Kepler frequency for each outburst

In this section, we show the correlation of the QPO frequency ν_{QPO} as function of the Kepler frequency at the transition radius $\nu_K(r_J)$ for all four outbursts.

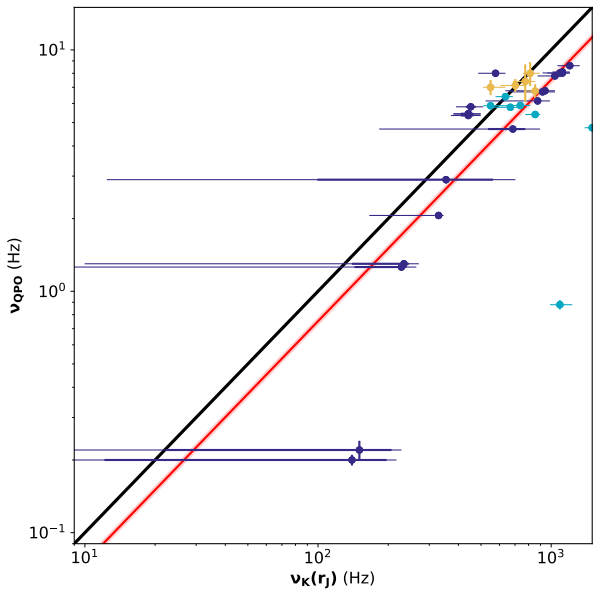


Fig. B.1: Correlation between observed frequency ν_{QPO} and the Kepler frequency at the transition radius $\nu_K(r_J)$ for outburst #1. Various types of QPOs are shown: Type A are indicated in light yellow, Type B in cyan, and Type C in dark blue. The weighted linear best fit with slope 1 considering only Type C LFQPOs, $\nu_{QPO} = (7.5 \pm 0.3) \times 10^{-3} \cdot \nu_K(r_J)$, is indicated in red; the $\nu_{QPO} = \nu_K(r_J)/100$ line is shown in black.

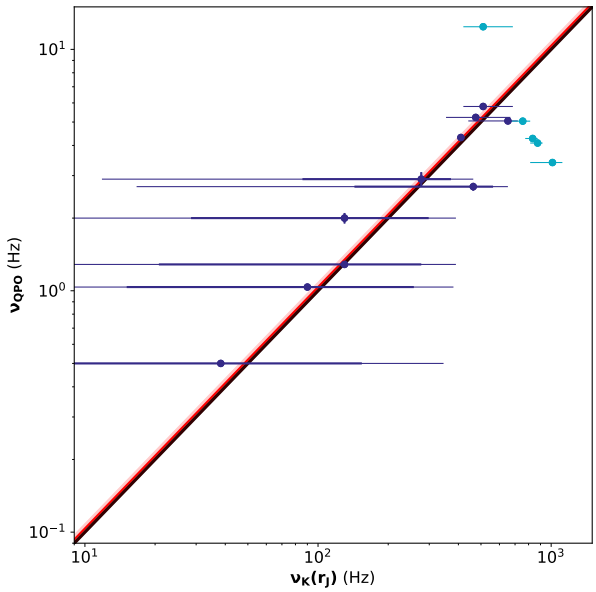


Fig. B.2: Correlation between observed frequency ν_{QPO} and the Kepler frequency at the transition radius $\nu_K(r_J)$ for outburst #2. This figure is similar to Fig. B.1, but this time $\nu_{QPO} = (10.4 \pm 0.5) \times 10^{-3} \cdot \nu_K(r_J)$.

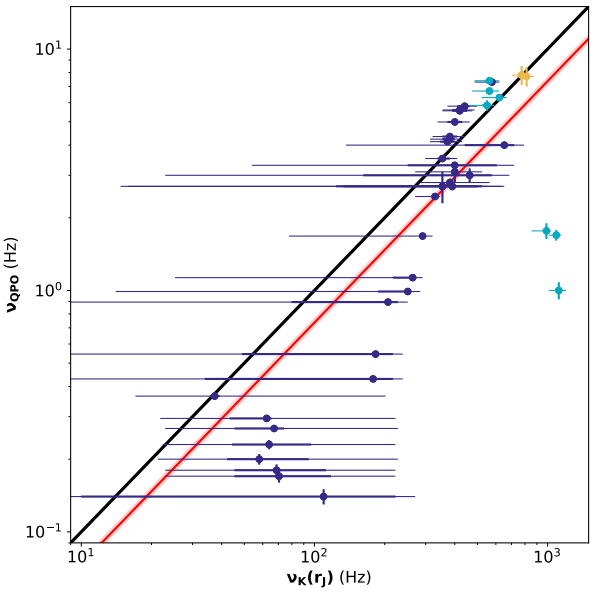


Fig. B.3: Correlation between observed frequency ν_{QPO} and the Kepler frequency at the transition radius $\nu_K(r_J)$ for outburst #3. This figure is similar to Fig. B.1, but this time $\nu_{QPO} = (7.4 \pm 0.3) \times 10^{-3} \cdot \nu_K(r_J)$.

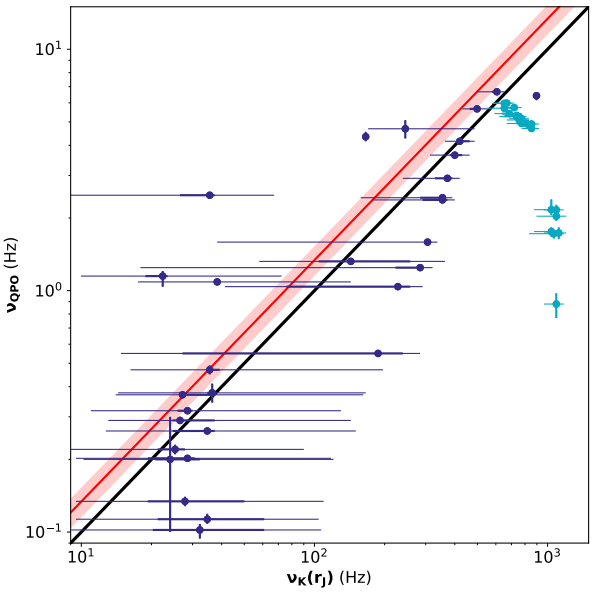


Fig. B.4: Correlation between observed frequency ν_{QPO} and the Kepler frequency at the transition radius $\nu_K(r_J)$ for outburst #4. This figure is similar to Fig. B.1, but this time $\nu_{QPO} = (13.4 \pm 0.2) \times 10^{-3} \cdot \nu_K(r_J)$.

Appendix C: Detected LFQPOs

We report in the following tables the QPOs detected in this study. See Sect. 2.1 for the data involved and Sect. 2.4 for the method used. In the first table we show all the fundamentals detected QPOs in the literature and in this study; in the second table we show only the new QPOs from this study.

Table C.1: Columns 1 to 5: Fundamental quasi-periodic oscillations detected in *RXTE*/PCA data from GX 339-4. Columns 6 and 7: associated transition radius and its Kepler rotation frequency in the JED-SAD paradigm (see paper IV and section 2.3).

ObsID	Date (MJD)	ν_{QPO} (Hz)	Type	Reference	r_J (R_g)	$\nu_K(r_J)$ (Hz)	Notes
40031-03-02-05	52388.05	$0.20^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$11.6^{+232.0}_{-2.7}$	140^{+138}_{-67}	
70109-01-05-01	52391.32	$0.22^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)	$11.1^{+187.6}_{-2.4}$	150^{+148}_{-67}	
70109-01-06-00	52400.83	$1.26^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$8.4^{+22.8}_{-0.5}$	228^{+196}_{-23}	
70108-03-01-00	52400.85	$1.30^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$8.3^{+19.8}_{-0.5}$	234^{+196}_{-24}	
70110-01-10-00	52402.49	$2.06^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$6.6^{+1.7}_{-0.1}$	329^{+95}_{-8}	
		$4.20^{+0.08}_{-0.08}$	C	Motta et al. (2011)			see Appendix A, Fig. A.1
70109-04-01-00	52405.58	$5.39^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$5.4^{+0.4}_{-0.3}$	441^{+46}_{-39}	
		$5.46^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)			
70109-04-01-01	52405.71	$5.42^{+0.01}_{-0.00}$	C	This work	$5.4^{+0.4}_{-0.3}$	441^{+46}_{-39}	
		$5.45^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)			
70109-04-01-02	52406.07	$5.36^{+0.02}_{-0.02}$	C	This work	$5.4^{+0.5}_{-0.3}$	441^{+51}_{-39}	
		$5.34^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)			
70110-01-11-00	52406.70	$5.80^{+0.02}_{-0.02}$	C	This work	$5.3^{+0.4}_{-0.3}$	452^{+42}_{-40}	
		$5.82^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)			
70110-01-12-00	52410.53	$7.90^{+0.11}_{-0.11}$	C	This work	$4.5^{+0.3}_{-0.2}$	577^{+47}_{-36}	
		$8.10^{+0.20}_{-0.20}$	C	Motta et al. (2011)			
70109-01-07-00	52411.60	$5.90^{+0.01}_{-0.01}$	B	This work	$4.7^{+0.2}_{-0.2}$	550^{+26}_{-42}	
		$5.91^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.80^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$7.00^{+0.50}_{-0.50}$	A	Motta et al. (2011)			
70110-01-14-00	52416.60	$6.42^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$4.2^{+0.1}_{-0.1}$	637^{+30}_{-24}	
		$6.39^{+0.06}_{-0.06}$	B	Gao et al. (2014)			
		$6.40^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
70110-01-15-00	52419.24	$5.83^{+0.03}_{-0.03}$	B	This work	$4.1^{+0.3}_{-0.1}$	668^{+62}_{-25}	
		$5.82^{+0.03}_{-0.03}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.70^{+0.03}_{-0.03}$	B	Motta et al. (2011)			
70108-03-02-00	52419.40	$5.20^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)	$3.5^{+0.1}_{-0.1}$	854^{+41}_{-21}	
		$5.60^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$6.70^{+0.50}_{-0.50}$	A	Motta et al. (2011)			
		$6.80^{+0.40}_{-0.40}$	A	Motta et al. (2011)			
70109-01-20-00	52504.71	$4.76^{+0.09}_{-0.08}$	B	This work	$2.4^{+0.1}_{-0.1}$	1498^{+54}_{-134}	
70110-01-45-00	52524.95	$7.04^{+0.27}_{-0.30}$	A	This work	$4.0^{+0.2}_{-0.1}$	702^{+58}_{-35}	
		$7.20^{+0.60}_{-0.60}$	A	Motta et al. (2011)			
70109-01-23-00	52529.58	$7.40^{+1.30}_{-1.30}$	A	Motta et al. (2011)	$3.7^{+0.2}_{-0.1}$	774^{+46}_{-39}	
70110-01-47-00	52532.75	$5.71^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$3.8^{+0.2}_{-0.1}$	737^{+60}_{-37}	
		$5.75^{+0.03}_{-0.04}$	B	Gao et al. (2014)			
		$6.20^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
70109-01-24-00	52536.36	$8.00^{+0.90}_{-0.90}$	A	Motta et al. (2011)	$3.6^{+0.1}_{-0.1}$	813^{+29}_{-41}	
70109-01-37-00	52694.92	$8.60^{+0.20}_{-0.20}$	C	Motta et al. (2011)	$2.8^{+0.1}_{-0.1}$	1202^{+85}_{-76}	
70128-02-02-00	52696.36	$8.02^{+0.03}_{-0.03}$	C	This work	$2.9^{+0.1}_{-0.1}$	1117^{+79}_{-42}	
		$8.02^{+0.04}_{-0.04}$	C	Motta et al. (2011)			

Continued on next page

Continued from previous page

ObsID	Date (MJD)	ν_{QPO} (Hz)	Type	Reference	r_J (R_g)	$\nu_K(r_J)$ (Hz)	Notes
50117-01-03-01	52706.77	$6.70^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$3.3^{+0.4}_{-0.2}$	919^{+145}_{-82}	
50117-01-03-00	52706.84	$6.77^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)	$3.3^{+0.6}_{-0.1}$	941^{+204}_{-59}	
70110-01-89-00	52707.91	$0.88^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$3.0^{+0.1}_{-0.1}$	1090^{+52}_{-83}	
		$0.86^{+0.04}_{-0.04}$	B	Gao et al. (2014)			
		$0.90^{+0.05}_{-0.05}$	B	Motta et al. (2011)			
70109-02-01-00	52709.86	$8.05^{+0.07}_{-0.07}$	C	This work	$3.0^{+0.2}_{-0.1}$	1090^{+89}_{-55}	
		$8.00^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)			
70109-02-01-01	52709.99	$8.10^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$2.9^{+0.1}_{-0.1}$	1117^{+53}_{-42}	
60705-01-56-00	52710.71	$7.80^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$3.1^{+0.2}_{-0.1}$	1038^{+85}_{-39}	
70110-01-94-00	52724.23	$6.19^{+0.03}_{-0.03}$	C	This work	$3.4^{+0.7}_{-0.2}$	875^{+206}_{-67}	
		$6.10^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)			
70110-01-95-00	52727.25	$4.70^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$4.0^{+2.8}_{-0.5}$	685^{+372}_{-148}	
60705-01-59-00	52731.56	$2.90^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$6.3^{+23.0}_{-2.0}$	354^{+319}_{-275}	
60705-01-68-00	53218.11	$0.50^{+0.00}_{-0.00}$	C	Motta et al. (2011)	$27.6^{+301.8}_{-19.3}$	38^{+37}_{-193}	
60705-01-68-01	53222.25	$1.04^{+0.02}_{-0.01}$	C	This work	$15.6^{+210.8}_{-8.8}$	90^{+88}_{-223}	
		$1.03^{+0.04}_{-0.04}$	C	Motta et al. (2011)			
60705-01-69-00	53225.40	$1.27^{+0.02}_{-0.02}$	C	This work	$12.2^{+191.4}_{-5.6}$	130^{+128}_{-199}	
		$1.30^{+0.00}_{-0.00}$	C	Motta et al. (2011)			
90704-01-01-00	53226.43	$2.00^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$12.2^{+171.0}_{-5.8}$	130^{+128}_{-211}	
60705-01-69-01	53228.99	$2.90^{+0.20}_{-0.20}$	C	Motta et al. (2011)	$7.4^{+23.8}_{-1.7}$	277^{+245}_{-138}	
60705-01-70-00	53230.96	$4.33^{+0.02}_{-0.03}$	C	This work	$5.7^{+0.0}_{-0.0}$	410^{+0}_{-0}	
		$4.30^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)			
90110-02-01-01	53232.01	$5.05^{+0.04}_{-0.06}$	C	This work	$4.2^{+0.6}_{-0.1}$	652^{+122}_{-33}	
90110-02-01-02	53232.34	$5.25^{+0.05}_{-0.04}$	C	This work	$5.1^{+0.5}_{-0.6}$	475^{+65}_{-89}	
		$5.20^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)			
90110-02-01-00	53232.40	$5.80^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$4.9^{+0.3}_{-0.5}$	511^{+48}_{-81}	
90110-02-01-03	53232.99	$4.10^{+0.01}_{-0.01}$	B	This work	$3.4^{+0.1}_{-0.1}$	875^{+32}_{-22}	
		$4.08^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$4.10^{+0.04}_{-0.04}$	B	Motta et al. (2011)			
90704-01-02-00	53233.39	$4.21^{+0.01}_{-0.01}$	B	This work	$3.5^{+0.1}_{-0.1}$	833^{+30}_{-21}	
		$4.21^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$4.40^{+0.20}_{-0.20}$	B	Motta et al. (2011)			
60705-01-84-02	53333.90	$4.97^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$3.8^{+0.2}_{-0.1}$	755^{+53}_{-28}	
		$4.96^{+0.03}_{-0.03}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.20^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
91105-04-10-00	53466.75	$3.41^{+0.05}_{-0.04}$	B	This work	$3.1^{+0.3}_{-0.1}$	1013^{+117}_{-64}	
		$3.38^{+0.11}_{-0.10}$	B	Gao et al. (2014)			
		$3.40^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
90704-01-11-00	53472.33	$2.70^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$5.2^{+18.2}_{-0.9}$	463^{+414}_{-143}	
92035-01-01-01	54128.94	$0.14^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)	$13.7^{+246.4}_{-5.7}$	109^{+108}_{-136}	
92035-01-01-03	54130.13	$0.17^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)	$18.4^{+12.6}_{-7.8}$	70^{+38}_{-91}	
92035-01-01-02	54131.11	$0.18^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)	$18.7^{+12.3}_{-7.9}$	69^{+37}_{-89}	
92035-01-01-04	54132.09	$0.20^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)	$20.9^{+11.6}_{-9.7}$	58^{+28}_{-89}	
92035-01-02-00	54133.00	$0.23^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)	$19.6^{+11.8}_{-8.3}$	64^{+32}_{-83}	

Continued on next page

Continued from previous page

ObsID	Date (MJD)	ν_{QPO} (Hz)	Type	Reference	r_J (R_g)	$\nu_K(r_J)$ (Hz)	Notes
92035-01-02-01	54133.92	$0.26^{+0.00}_{-0.00}$	C	This work	$19.0^{+12.0}_{-6.8}$	67^{+35}_{-63}	
		$0.28^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)			
		$0.26^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-02-02	54135.03	$0.30^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$19.9^{+12.0}_{-7.1}$	62^{+32}_{-58}	
		$0.29^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-02-03	54136.01	$0.37^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$28.0^{+9.0}_{-12.3}$	37^{+13}_{-52}	
		$0.36^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-02-04	54137.00	$0.43^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$9.9^{+163.1}_{-1.5}$	179^{+176}_{-49}	
		$0.43^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-02-08	54137.85	$0.55^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)	$9.7^{+143.4}_{-1.3}$	183^{+180}_{-45}	
		$0.54^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-02-07	54138.83	$0.90^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$9.0^{+121.1}_{-0.8}$	207^{+203}_{-33}	
		$0.89^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-02-06	54139.94	$0.99^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$7.9^{+14.8}_{-0.4}$	251^{+200}_{-19}	
		$0.99^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-03-00	54140.20	$1.13^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$7.6^{+10.2}_{-0.3}$	264^{+190}_{-17}	
		$1.13^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-03-01	54141.06	$1.68^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$7.1^{+3.9}_{-0.2}$	291^{+141}_{-15}	
		$1.68^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-03-02	54142.04	$2.45^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$6.6^{+0.4}_{-0.1}$	329^{+31}_{-8}	
		$2.45^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-03-03	54143.02	$3.52^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$6.3^{+0.5}_{-0.4}$	354^{+37}_{-41}	
		$3.52^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92428-01-04-00	54143.87	$4.34^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$6.0^{+0.5}_{-0.4}$	381^{+44}_{-44}	
		$4.34^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)			
		$4.34^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92428-01-04-01	54143.95	$4.24^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$6.0^{+0.6}_{-0.3}$	381^{+48}_{-34}	
		$4.23^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)			
		$4.24^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92428-01-04-02	54144.09	$4.14^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$6.1^{+0.5}_{-0.4}$	372^{+43}_{-43}	
		$4.13^{+0.03}_{-0.03}$	C	Motta et al. (2011)			
		$4.14^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92428-01-04-03	54144.87	$4.99^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$5.8^{+0.5}_{-0.4}$	400^{+46}_{-47}	
		$4.99^{+0.03}_{-0.03}$	C	Motta et al. (2011)			
		$4.98^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-03-05	54145.11	$5.80^{+0.03}_{-0.03}$	C	Motta et al. (2011)	$5.4^{+0.5}_{-0.3}$	441^{+51}_{-39}	
		$5.80^{+0.02}_{-0.02}$	C	Zhang et al. (2017)			
92428-01-04-04	54145.96	$5.58^{+0.02}_{-0.02}$	C	This work	$5.6^{+0.5}_{-0.4}$	420^{+48}_{-49}	
		$5.61^{+0.02}_{-0.02}$	C	Zhang et al. (2017)			
92035-01-03-06	54146.03	$5.55^{+0.01}_{-0.01}$	C	Zhang et al. (2017)	$5.6^{+0.5}_{-0.4}$	420^{+48}_{-43}	
92035-01-04-00	54147.01	$6.70^{+0.04}_{-0.04}$	B	This work	$4.6^{+0.3}_{-0.1}$	563^{+46}_{-28}	
		$6.70^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$6.70^{+0.20}_{-0.20}$	B	Motta et al. (2011)			
92085-01-02-06	54160.90	$7.80^{+0.70}_{-0.70}$	A	Motta et al. (2011)	$3.7^{+0.1}_{-0.1}$	774^{+37}_{-29}	

Continued on next page

Continued from previous page

ObsID	Date (MJD)	ν_{QPO} (Hz)	Type	Reference	r_J (R_g)	$\nu_K(r_J)$ (Hz)	Notes
92085-01-03-00	54161.67	$7.72^{+0.18}_{-0.18}$	B	This work	$4.7^{+0.4}_{-0.1}$	550^{+57}_{-21}	
		$3.96^{+0.39}_{-0.39}$	B	This work			see Appendix A, Fig. A.2
		$7.10^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)			
92085-01-03-01	54162.66	$6.27^{+0.06}_{-0.05}$	B	This work	$4.3^{+0.3}_{-0.1}$	621^{+58}_{-23}	
		$6.22^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$6.40^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
92085-01-03-02	54163.70	$7.30^{+0.20}_{-0.20}$	C	Motta et al. (2011)	$4.5^{+0.3}_{-0.1}$	577^{+60}_{-22}	
92085-01-03-03	54164.56	$7.39^{+0.21}_{-0.22}$	B	This work	$4.6^{+0.3}_{-0.2}$	563^{+52}_{-36}	
		$7.00^{+0.20}_{-0.20}$	C	Motta et al. (2011)			see Appendix A, Fig. A.3
92085-01-03-04	54165.53	$7.70^{+0.70}_{-0.70}$	A	Motta et al. (2011)	$3.6^{+0.1}_{-0.1}$	813^{+39}_{-30}	
92704-03-10-00	54231.60	$1.00^{+0.06}_{-0.06}$	B	Gao et al. (2014)	$2.9^{+0.1}_{-0.1}$	1117^{+53}_{-42}	
		$1.00^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
92704-03-10-11	54232.60	$1.69^{+0.07}_{-0.07}$	B	Gao et al. (2014)	$3.0^{+0.1}_{-0.0}$	1090^{+39}_{-27}	
		$1.70^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
92704-03-10-12	54233.60	$1.73^{+0.06}_{-0.06}$	B	Gao et al. (2014)	$3.2^{+0.2}_{-0.1}$	989^{+70}_{-24}	
		$1.80^{+0.20}_{-0.20}$	B	Motta et al. (2011)			
92704-03-11-00	54234.84	$4.00^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$4.2^{+3.8}_{-0.4}$	652^{+407}_{-103}	
92704-03-11-01	54235.79	$3.30^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$5.8^{+7.4}_{-1.6}$	400^{+284}_{-260}	
92704-04-01-01	54236.45	$3.00^{+0.20}_{-0.20}$	C	Motta et al. (2011)	$5.2^{+15.0}_{-1.0}$	463^{+402}_{-166}	
92704-04-01-02	54236.51	$2.70^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$6.3^{+19.4}_{-1.7}$	354^{+311}_{-209}	
92704-03-12-00	54236.59	$2.70^{+0.40}_{-0.40}$	C	Motta et al. (2011)	$6.3^{+18.2}_{-1.8}$	354^{+308}_{-230}	
92704-04-01-04	54237.36	$2.80^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$6.0^{+0.6}_{-0.7}$	381^{+52}_{-82}	
92704-04-01-05	54237.42	$3.10^{+0.30}_{-0.30}$	C	Motta et al. (2011)	$5.8^{+0.8}_{-0.5}$	400^{+71}_{-58}	
92704-03-12-01	54237.49	$2.70^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$5.9^{+0.8}_{-0.6}$	390^{+65}_{-73}	
95409-01-04-00	55225.71	$2.48^{+0.02}_{-0.02}$	C	This work	$29.0^{+28.0}_{-5.9}$	36^{+23}_{-15}	
95409-01-11-02	55277.48	$0.10^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)	$30.9^{+24.2}_{-14.1}$	32^{+19}_{-48}	
95409-01-11-03	55279.57	$0.11^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)	$29.4^{+23.9}_{-12.5}$	35^{+20}_{-45}	
95409-01-12-00	55281.59	$0.13^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)	$34.1^{+21.1}_{-16.3}$	28^{+14}_{-46}	
95409-01-12-04	55286.73	$0.22^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$36.4^{+18.3}_{-13.3}$	25^{+12}_{-25}	
95409-01-12-03	55287.60	$0.20^{+0.00}_{-0.00}$	C	Nandi et al. (2012)	$33.6^{+21.6}_{-13.1}$	29^{+15}_{-32}	
95409-01-13-03	55288.37	$0.20^{+0.10}_{-0.10}$	C	Motta et al. (2011)	$37.6^{+14.9}_{-17.7}$	24^{+9}_{-38}	
95409-01-13-00	55289.62	$0.27^{+0.00}_{-0.00}$	C	This work	$29.4^{+16.7}_{-11.8}$	35^{+17}_{-40}	
		$0.26^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)			
		$0.26^{+0.01}_{-0.00}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-13-04	55290.72	$0.29^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$35.2^{+10.5}_{-17.3}$	27^{+9}_{-47}	
95409-01-13-02	55291.65	$0.32^{+0.00}_{-0.00}$	C	This work	$33.6^{+14.1}_{-13.6}$	29^{+12}_{-34}	
		$0.32^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)			
		$0.32^{+0.00}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-13-05	55292.78	$0.37^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$34.7^{+8.9}_{-17.3}$	27^{+8}_{-50}	
		$0.38^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)			
		$0.36^{+0.00}_{-0.00}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-13-01	55293.09	$0.37^{+0.02}_{-0.02}$	C	This work	$28.5^{+11.0}_{-11.3}$	36^{+14}_{-41}	
		$0.38^{+0.05}_{-0.05}$	C	Motta et al. (2011)			
95409-01-13-06	55294.12	$0.47^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)	$29.0^{+8.9}_{-13.1}$	36^{+12}_{-52}	

Continued on next page

Continued from previous page

ObsID	Date (MJD)	ν_{QPO} (Hz)	Type	Reference	r_J (R_g)	$\nu_K(r_J)$ (Hz)	Notes
95409-01-14-00	55295.00	$0.55^{+0.00}_{-0.00}$	C	This work	$9.6^{+32.9}_{-1.9}$	187^{+167}_{-73}	
		$0.55^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-14-01	55296.25	$1.05^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$8.4^{+13.0}_{-1.0}$	228^{+172}_{-46}	
		$1.04^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)			
		$1.03^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-14-02	55297.87	$1.25^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$7.2^{+12.5}_{-0.3}$	284^{+221}_{-22}	
		$1.24^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-14-03	55298.70	$1.59^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$6.9^{+7.0}_{-0.2}$	306^{+199}_{-15}	
		$1.59^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-14-06	55299.77	$2.43^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)	$6.3^{+2.6}_{-0.2}$	354^{+142}_{-22}	
		$2.42^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-14-04	55300.34	$2.38^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$6.3^{+2.1}_{-0.3}$	354^{+126}_{-32}	
		$2.38^{+0.01}_{-0.01}$	C	Motta et al. (2011)			
		$2.37^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-14-07	55300.92	$2.92^{+0.00}_{-0.00}$	C	Motta et al. (2011)	$6.1^{+1.2}_{-0.3}$	372^{+91}_{-33}	
95409-01-14-05	55301.79	$3.65^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$5.8^{+0.6}_{-0.4}$	400^{+55}_{-47}	
		$3.64^{+0.02}_{-0.02}$	C	Motta et al. (2011)			
		$3.64^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-15-00	55302.20	$4.15^{+0.01}_{-0.01}$	C	This work	$5.6^{+0.3}_{-0.4}$	420^{+34}_{-55}	
		$4.15^{+0.03}_{-0.03}$	C	Motta et al. (2011)			
		$4.18^{+0.04}_{-0.07}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-15-01	55303.61	$5.65^{+0.02}_{-0.02}$	C	This work	$5.0^{+0.4}_{-0.2}$	499^{+52}_{-31}	
		$5.65^{+0.04}_{-0.04}$	C	Motta et al. (2011)			
		$5.69^{+0.03}_{-0.03}$	C	Nandi et al. (2012)			
95409-01-15-02	55304.71	$5.72^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$4.2^{+0.3}_{-0.1}$	652^{+61}_{-24}	
		$5.73^{+0.03}_{-0.03}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.60^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$5.74^{+0.03}_{-0.03}$	B	Nandi et al. (2012)			
95409-01-15-06	55308.98	$5.68^{+0.01}_{-0.01}$	B	This work	$3.9^{+0.2}_{-0.1}$	719^{+43}_{-27}	
		$5.68^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.90^{+0.20}_{-0.20}$	B	Motta et al. (2011)			
		$5.68^{+0.02}_{-0.02}$	B	Nandi et al. (2012)			
95409-01-16-05	55315.70	$5.94^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$4.2^{+0.2}_{-0.1}$	652^{+39}_{-33}	
		$5.93^{+0.03}_{-0.03}$	B	Gao et al. (2014)			
		$6.10^{+0.20}_{-0.20}$	B	Motta et al. (2011)			
		$5.91^{+0.04}_{-0.04}$	B	Nandi et al. (2012)			
95409-01-17-00	55316.11	$5.97^{+0.03}_{-0.03}$	B	This work	$4.1^{+0.2}_{-0.1}$	668^{+40}_{-25}	
		$5.99^{+0.05}_{-0.05}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.90^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$6.07^{+0.08}_{-0.08}$	B	Nandi et al. (2012)			
95409-01-17-02	55318.44	$6.66^{+0.12}_{-0.13}$	C	This work	$4.4^{+0.4}_{-0.1}$	606^{+70}_{-23}	
		$6.67^{+0.19}_{-0.19}$	C	Motta et al. (2011)			
		$6.65^{+0.12}_{-0.11}$	B	Nandi et al. (2012)			see Appendix A, Fig. A.4
95409-01-17-05	55321.72	$5.24^{+0.01}_{-0.01}$	B	This work	$3.8^{+0.2}_{-0.1}$	755^{+53}_{-28}	

Continued on next page

Continued from previous page

ObsID	Date (MJD)	ν_{QPO} (Hz)	Type	Reference	r_J (R_g)	$\nu_K(r_J)$ (Hz)	Notes
		$5.23^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.30^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$5.25^{+0.02}_{-0.02}$	B	Nandi et al. (2012)			
95409-01-17-06	55322.23	$5.20^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$3.7^{+0.2}_{-0.1}$	774^{+46}_{-29}	
		$5.11^{+0.02}_{-0.03}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.20^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$5.11^{+0.03}_{-0.03}$	B	Nandi et al. (2012)			
95409-01-18-00	55323.21	$5.39^{+0.02}_{-0.01}$	B	This work	$4.0^{+0.3}_{-0.2}$	685^{+71}_{-52}	
		$5.37^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.50^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$5.39^{+0.02}_{-0.03}$	B	Nandi et al. (2012)			
95335-01-01-07	55324.19	$5.33^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$3.8^{+0.2}_{-0.1}$	737^{+44}_{-18}	
		$5.33^{+0.03}_{-0.03}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.30^{+0.04}_{-0.04}$	B	Motta et al. (2011)			
95335-01-01-00	55324.25	$5.26^{+0.01}_{-0.01}$	B	This work	$3.8^{+0.3}_{-0.1}$	737^{+69}_{-28}	
		$5.22^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.30^{+0.03}_{-0.03}$	B	Motta et al. (2011)			
95335-01-01-01	55324.39	$5.09^{+0.01}_{-0.01}$	B	This work	$3.8^{+0.2}_{-0.2}$	755^{+45}_{-48}	
		$5.09^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$5.10^{+0.02}_{-0.02}$	B	Motta et al. (2011)			
95335-01-01-05	55326.18	$4.99^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$3.6^{+0.1}_{-0.1}$	813^{+39}_{-30}	
		$4.89^{+0.02}_{-0.02}$	B	Gao et al. (2014)			
		$4.90^{+0.03}_{-0.03}$	B	Motta et al. (2011)			
95335-01-01-06	55326.28	$4.89^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$3.5^{+0.1}_{-0.1}$	854^{+41}_{-32}	
		$4.91^{+0.03}_{-0.03}$	B	Gao et al. (2014)			
		$4.90^{+0.03}_{-0.03}$	B	Motta et al. (2011)			
95409-01-18-04	55327.04	$4.86^{+0.03}_{-0.02}$	B	This work	$3.5^{+0.1}_{-0.0}$	833^{+20}_{-10}	
		$4.88^{+0.11}_{-0.07}$	B	Gao et al. (2014)			
		$4.80^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$4.78^{+0.08}_{-0.12}$	B	Nandi et al. (2012)			
95409-01-18-05	55327.26	$4.95^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$3.7^{+0.3}_{-0.2}$	774^{+72}_{-69}	
		$4.91^{+0.03}_{-0.03}$	B	Gao et al. (2014)			
		$4.90^{+0.04}_{-0.04}$	B	Motta et al. (2011)			
		$4.95^{+0.04}_{-0.04}$	B	Nandi et al. (2012)			
95409-01-19-00	55330.29	$4.70^{+0.02}_{-0.02}$	B	This work	$3.5^{+0.1}_{-0.1}$	854^{+41}_{-32}	
		$4.70^{+0.04}_{-0.03}$	B	Gao et al. (2014)			
		$4.70^{+0.05}_{-0.05}$	B	Motta et al. (2011)			
		$4.69^{+0.03}_{-0.04}$	B	Nandi et al. (2012)			
96409-01-04-01	55584.37	$1.72^{+0.08}_{-0.05}$	B	Nandi et al. (2012)	$3.0^{+0.3}_{-0.1}$	1064^{+145}_{-67}	
96409-01-04-04	55585.95	$2.03^{+0.03}_{-0.03}$	B	This work	$3.0^{+0.2}_{-0.1}$	1090^{+114}_{-55}	
		$2.06^{+0.06}_{-0.06}$	B	Gao et al. (2014)			
		$2.00^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$2.05^{+0.16}_{-0.20}$	B	Nandi et al. (2012)			
96409-01-04-05	55586.30	$0.86^{+0.12}_{-0.09}$	B	Gao et al. (2014)	$3.0^{+0.1}_{-0.1}$	1090^{+77}_{-41}	

Continued on next page

Continued from previous page

ObsID	Date (MJD)	ν_{QPO} (Hz)	Type	Reference	r_J (R_g)	$\nu_K(r_J)$ (Hz)	Notes
		$0.90^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
96409-01-04-02	55586.49	$2.19^{+0.08}_{-0.08}$	B	This work	$3.0^{+0.1}_{-0.1}$	1090^{+77}_{-41}	
		$2.14^{+0.16}_{-0.14}$	B	Nandi et al. (2012)			
96409-01-05-01	55591.62	$1.74^{+0.06}_{-0.05}$	B	This work	$2.9^{+0.1}_{-0.1}$	1117^{+79}_{-42}	
		$1.79^{+0.10}_{-0.09}$	B	Gao et al. (2014)			
		$1.70^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$1.71^{+0.12}_{-0.13}$	B	Nandi et al. (2012)			
96409-01-05-05	55592.74	$2.17^{+0.11}_{-0.22}$	B	Nandi et al. (2012)	$3.1^{+0.2}_{-0.1}$	1038^{+85}_{-39}	
96409-01-05-02	55592.90	$1.73^{+0.07}_{-0.06}$	B	Gao et al. (2014)	$3.1^{+0.2}_{-0.1}$	1038^{+85}_{-39}	
		$1.80^{+0.10}_{-0.10}$	B	Motta et al. (2011)			
		$1.74^{+0.08}_{-0.06}$	B	Nandi et al. (2012)			
96409-01-05-03	55594.90	$6.42^{+0.27}_{-0.22}$	C	Nandi et al. (2012)	$3.4^{+0.0}_{-0.0}$	896^{+0}_{-0}	
96409-01-06-00	55597.27	$4.68^{+0.41}_{-0.40}$	C	Nandi et al. (2012)	$8.0^{+1.0}_{-1.6}$	245^{+41}_{-100}	
96409-01-06-01	55598.67	$4.53^{+0.14}_{-0.15}$	C	This work	$10.4^{+0.0}_{-0.0}$	166^{+0}_{-0}	
		$4.52^{+0.30}_{-0.30}$	C	Motta et al. (2011)			
		$3.97^{+0.12}_{-0.16}$	C	Nandi et al. (2012)			
96409-01-06-02	55601.89	$1.32^{+0.02}_{-0.00}$	C	Nandi et al. (2012)	$11.4^{+5.8}_{-4.5}$	143^{+66}_{-162}	
96409-01-07-00	55604.00	$1.09^{+0.01}_{-0.01}$	C	Nandi et al. (2012)	$27.6^{+8.2}_{-9.8}$	38^{+12}_{-36}	
96409-01-07-03	55604.90	$1.15^{+0.11}_{-0.06}$	C	Nandi et al. (2012)	$39.5^{+15.2}_{-13.2}$	22^{+9}_{-19}	

Concluded

Table C.2: Newly detected QPOs in *RXTE*/PCA data from GX 339-4.

ObsID	Time (MJD)	Frequency (Hz)	Width (Hz)	%rms	Type
90110-02-01-01	53232.01	$5.05^{+0.06}_{-0.04}$	$0.28^{+0.19}_{-0.19}$	$7.11^{+1.79}_{-1.62}$	C
70110-01-10-00	52402.49	$2.06^{+0.01}_{-0.01}$	$0.25^{+0.04}_{-0.03}$	$11.93^{+0.57}_{-0.56}$	C
70109-01-20-00	52504.71	$4.76^{+0.08}_{-0.09}$	$1.86^{+0.25}_{-0.22}$	$3.75^{+0.16}_{-0.16}$	B
92085-01-03-00	54161.67	$7.72^{+0.18}_{-0.18}$	$2.69^{+0.55}_{-0.46}$	$3.21^{+0.23}_{-0.22}$	B
92085-01-03-03	54164.56	$7.39^{+0.22}_{-0.21}$	$3.43^{+1.11}_{-0.83}$	$3.54^{+0.31}_{-0.32}$	B
95409-01-04-00	55225.71	$2.48^{+0.02}_{-0.02}$	$0.39^{+0.05}_{-0.05}$	$15.83^{+0.63}_{-0.60}$	C
95409-01-17-02	55318.44	$6.66^{+0.13}_{-0.12}$	$0.97^{+0.58}_{-0.42}$	$5.00^{+4.73}_{-1.00}$	C

Troisième partie :

Étude de l'émission de haute énergie dans les microquasars

CHAPITRE 6

LA TYPIQUE CYGNUS X–1

Sommaire

6.1 Présentation de la source 110
6.1.1 Principales caractéristiques 110
6.1.2 Le HID de Cygnus X-1 111
6.1.3 La queue de haute énergie observée dans Cygnus X-1 112
6.2 Cygnus X-1 : 15 ans d'observations *INTEGRAL* 114
6.2.1 Courbes de lumière avec des moniteurs X 114
6.2.2 Courbes de lumière *INTEGRAL* 114
6.3 La classification en deux états 115
6.3.1 Principe de la méthode 115
6.3.2 Application aux données *INTEGRAL* 119
6.4 Analyse spectrale des états dur et mou 120
6.4.1 Extraction des spectres 120
6.4.2 Stratégie et principe de l'analyse spectrale 122
6.4.3 Détection de la queue de haut énergie 122
6.4.4 Approche semi-physique 124
6.4.5 Introduction aux modèles de couronne hybride 127
6.4.6 Résultats de la modélisation avec une couronne hybride 128
6.5 Discussion des résultats 131
6.5.1 Résumé des résultats 131
6.5.2 Interprétation sur l'origine de la queue 131

CETTE étude s'inscrit dans la suite des travaux accomplis notamment par Laurent et al. (2011) et Rodriguez et al. (2015b). En cumulant les données principalement dans l'état dur de plus de six ans d'observations *INTEGRAL* de la célèbre Cygnus X–1 (Cyg X–1), Laurent et al. (2011) détectent une queue de haute énergie au-delà de 400 keV en utilisant le mode Compton d'IBIS (Section 3.2). En outre, ils détectent également une fraction de polarisation $\Pi \sim 70\,\%$ du rayonnement au-delà de 400 keV correspondant précisément à l'énergie de détection de la queue de haute énergie. Une si grande valeur de la fraction de polarisation conduit les auteurs à interpréter cette composante comme la signature à haute énergie de la partie optiquement mince du spectre synchrotron produit par les jets (Section 1.2.3), c'est-à-dire provenant du rayonnement de la base des jets. Plus tard, Rodriguez et al. (2015b) poursuivent cette étude en rajoutant de nouvelles observations *INTEGRAL* et en classant celles-ci comme états durs, intermédaires et mous, créant ainsi des spectres cumulés pour chacun des états. Toujours grâce au mode Compton, ils détectent une queue de haute énergie dans l'état dur, mais seulement une limite supérieure dans l'état mou compte tenu du peu d'observations disponibles dans cet état. La mesure de la fraction de polarisation est compatible avec les résultats de Laurent et al. (2011) dans l'état dur, et aucune polarisation n'est détectée dans l'état mou. Ces résultats confirment l'étude précédente, cependant, rien n'a pu être établi concernant la détection ou non de la queue dans l'état mou de Cyg X–1 avec *INTEGRAL*.

J'ai donc profité du passage de Cyg X–1 dans l'état mou en fin de l'année 2010 qui s'est prolongé pendant un peu plus de cinq ans pour cumuler de nouvelles données dans cet état.

Grâce à cela, j'ai pu détecter la queue de haute énergie comme attendu dans l'état dur, mais également et pour la première fois avec *INTEGRAL*, dans l'état mou. Ce résultat remet alors en cause les jets comme origine de l'émission de haute énergie de Cyg X–1.

Cette étude a été réalisée en collaboration avec Thomas Siegert et Tobias Beuchert qui ont apporté leur expertise du spectromètre SPI ainsi qu'une étroite collaboration avec Victoria Grinberg, qui m'a permis d'affiner la méthode de classification en états. Je commencerai par présenter les caractéristiques principales de Cyg X–1 en Section 6.1.1, puis j'approfondirai la méthode de classification en états basée sur les observations des moniteurs X (Section 7.3). Enfin, je détaillerai l'analyse des spectres et la détection de la queue de haute énergie dans l'état mou en Section 6.4. La dernière section de ce chapitre est consacrée à la discussion sur l'origine de la composante de haute énergie (Section 6.5). Les résultats de cette étude font l'objet d'un article soumis à *Astronomy & Astrophysics* reporté à la fin de ce chapitre.

6.1 Présentation de la source

6.1.1 Principales caractéristiques

Cyg X–1 est découverte en 1965 lors d'un survey d'une fusée *Aerobee*[1] équipée de compteurs Geiger (Bowyer et al., 1965), et est observée un peu plus tard par le satellite *Uhuru* en 1971 (Tananbaum et al., 1972). C'est l'une des sources X les plus brillantes observées dans le ciel avec un flux X moyen dans la bande 30–50 keV de 0.6 Crabs. En 1972, la détermination de la période du système binaire et les mesures dans le visible des vitesses radiales de l'étoile compagnon conduisent à la déduction de la masse de l'objet compact qui dépasse la limite valide de masse pour une étoile à neutrons. Cyg X–1 devient alors la première preuve observationnelle de l'existence des trous noirs. Elle forme un système binaire avec une supergéante bleue de masse $\sim 20\,M_\odot$ (Orosz et al., 2011) et la masse du trou noir se trouve autour de $15\,\mathrm{M}_\odot$. Le système est situé à une distance d'environ 1.9 kpc. Les principales caractéristiques de cette source sont regroupées dans le Tableau 6.1.

Une des particularités de Cyg X–1, c'est sa persistance, c'est-à-dire qu'elle ne retourne jamais dans un état quiescent mais transite de manière continue entre un état mou et un état dur en passant par un état intermédiaire. Elle est cependant principalement observée dans l'état dur avec quelques transitions sporadiques vers l'état intermédiaire, qualifiées d'« éruptions ratées[2] » (e.g., Grinberg et al., 2013; Wilms et al., 2006). Comme nous allons le voir dans la section suivante (Section 6.1.2), son HID ne montre pas d'hystérésis contrairement aux deux sources précédemment étudiées. Ainsi, les deux états durs et mous ont quasiment la même luminosité $L = 10^{37}$ erg/s soit environ 1 % de sa luminosité d'Eddington (en prenant $15\,\mathrm{M}_\odot$, Done et al., 2007). Il est suggéré que cette absence d'hystérésis est liée à la grande masse du compagnon. Dans ce cas, l'accrétion par vents est privilégiée plutôt que l'accrétion par remplissement du lobe de Roche (Section 1.2.1). Il est alors probable que le disque d'accrétion soit plus petit que dans un système binaire X de faible masse (Smith et al., 2002, voir aussi Section 1.2.1), limitant ainsi les variations de luminosité à une gamme plus réduite.

Les jets de Cyg X–1 ont été résolus dans l'état dur avec le Very Long Baseline Array (VLBA) par Stirling et al. (2001). Dans l'état mou, une faible trace de jets non-résolus a été détectée en 2010 également par le VLBA pendant une transition de l'état dur vers l'état mou (Rushton et al., 2012). Le spectre radio de Cyg X–1 est quant à lui relativement plat et sans trace de coupure dans l'infrarouge (Fender & Hendry, 2000), là où l'émission est complètement dominée par l'étoile compagnon, empêchant la mesure de la coupure du spectre syn-

[1] Famille de fusées-sondes non guidées, développées dans les années 1950 et destinées à l'étude des rayons cosmiques dans la ionosphère.

[2] Définie en Section 4.1.1.

chrotron. Ses courtes variabilités (quelques heures) radio sont associées aux changements du taux d'accrétion tandis que les variabilités plus longues (quelques mois) sont associées à la précession des jets. Concernant les très hautes énergies, la source a été détectée par *Fermi* (Bodaghee et al., 2013; Zanin et al., 2016). Les jets relativistes sont très probablement l'origine de cette émission, et Zanin et al. (2016) proposent que cette émission au GeV provienne de l'interaction par Comptonisation inverse des électrons relativistes des jets sur les photons de l'étoile compagnon.

Sa brillance et sa persistance font de Cyg X–1 une source de choix lorsqu'il s'agit d'aller sonder le comportement spectral des systèmes binaires X dans le domaine des γ-mous/X-durs puisqu'il s'agit là d'accumuler le plus de données possible afin d'espérer pouvoir détecter un flux extrêmement faible. Dans la section suivante (Section 6.1.2), j'introduis avec plus de précision les deux états canoniques de Cyg X–1 et leur caractéristiques.

Tableau 6.1 – *Fiche d'identité de Cyg X–1.*

Coordonnées	$\alpha = 299.590316°$, $\delta = 35.201606°$	
Masse du trou noir	$14.8 \pm 1.1\, M_\odot$	Orosz et al. (2011)
Masse du compagnon	$19.2 \pm 1.9\, M_\odot$	Orosz et al. (2011)
Type du compagnon	Géante bleue type O	Gies & Bolton (1986)
Période orbitale	5.599829 ± 0.000016 jours	Brocksopp et al. (1999)
Distance	1.86 ± 0.12 kpc	Reid et al. (2011)
Inclinaison	$\sim 27.1 \pm 0.8\,°$	Orosz et al. (2011)

6.1.2 Le HID de Cygnus X-1

La Figure 6.1 nous montre le HID de Cyg X–1 obtenu dans les bandes d'énergies de *MAXI*/GSC (2–4 keV, 4–10 keV et 2–20 keV). Chaque point représente une moyenne quotidienne. L'état dur y est représenté en bleu, l'état intermédiaire en violet et l'état mou en rouge. Comme je l'ai mentionné dans la section précédente (Section 6.1.1), nous constatons très clairement ici que l'hystérésis usuellement observée dans les systèmes binaires X (Section 2.2.2) et que nous avons vu dans les cas de MAXI J1348–630 (Section 4.1.3) et GX 339–4 (Section 5.1.1) n'est pas présente et que la source, persistante, ne retourne jamais dans un état quiescent. Les transitions de l'état dur vers l'état mou (et inversement) se font en passant par l'état intermédiaire avec une variation de luminosité entre les deux extrêmes ne dépassant pas un facteur ~ 3.

Alors que la luminosité totale varie très peu entre les deux états, la forme spectrale, elle, varie énormément. Les spectres de ces deux états sont représentés sur la Figure 2.4 en utilisant le même code couleur que la Figure 6.1. Nous observons que le spectre mou est dominé par une composante thermique en dessous de 10 keV associée au disque et accompagnée d'une composante non-thermique en loi de puissance, qui s'étend au-delà de 400 keV et généralement modélisée avec un indice de photon typique de 2.7. Dans l'état dur, la composante du disque disparait complètement, et c'est la diffusion Compton des photons sur les électrons de la couronne d'une température de 100 keV que nous observons. L'indice de photons de la loi de puissance observée dans l'état dur se trouve typiquement autour de 1.6. Ces deux états sont à l'origine de la définition canonique des états dur et mou observés dans les systèmes binaires X (Section 2.2.2). Je vais maintenant décrire le comportement de la source au-delà de ces spectres canoniques, là où l'extension non-thermique se prolonge dans l'état mou, et apparaît dans l'état dur.

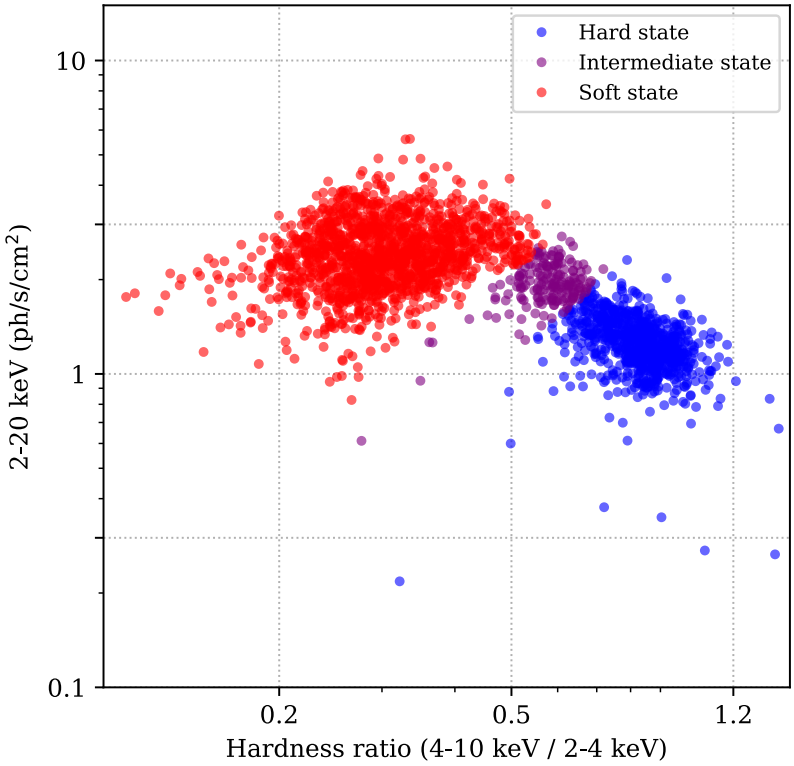


Figure 6.1 – *HID de Cyg X–1 obtenu en utilisant les données de MAXI/GSC.*

6.1.3 La queue de haute énergie observée dans Cygnus X-1

Historique

La queue de haute énergie au-delà du continuum de Comptonisation est découverte pour la première fois dans Cyg X–1 dans ses états dur et mou par l'instrument COMPTEL (McConnell et al., 2000, 2002) à bord du *Compton Gamma Ray Observatory* (*CGRO*). La Figure 6.2 nous montre les spectres des états dur et mou obtenus par McConnell et al. (2002) et tracés respectivement en bleu et rouge. Dans cette étude, la composante de haute énergie s'étend de ∼500 keV jusqu'à quelques MeV. Nous remarquons notamment que son flux est plus élevé dans l'état mou que dans l'état dur, et qu'en plus de cela, la pente est également moins raide (donc l'indice de photon plus faible). Cette composante de haute énergie est confirmée un peu plus tard en 2006 par le spectromètre SPI à bord d'*INTEGRAL* (Cadolle Bel et al., 2006), et également en 2012 (Jourdain et al., 2012b). Peu avant cela, Laurent et al. (2011) observent la queue de haute énergie en cumulant toutes les données *INTEGRAL* grâce au mode Compton (voir Figure 6.3).

Le rayonnement produisant cette composante non-thermique se trouve être polarisé avec une fraction de polarisation de 67 ± 30 % et un angle de polarisation de $40 \pm 15°$ entre 400 keV et 2 MeV suggérant un spectre synchrotron comme origine de cette composante. En utilisant la nouvelle méthode d'analyse du mode Compton décrite en Section 3.2.2, Laurent et al. (2016) trouvent finalement une fraction de polarisation de 45 ± 15 % et un angle de $35 \pm 15°$. La détection de ce rayonnement polarisé et l'angle trouvé sont en accord avec les résultats obtenus par SPI dans des travaux où les auteurs trouvent un angle de $42 \pm 3°$dans la bande 230–850 keV (Jourdain et al., 2012a). Cependant, une incompatibilité subsiste dans la mesure de la fraction de polarisation puisque ces derniers trouvent une valeur de 76 ± 15 %.

À partir du lancement d'*INTEGRAL* en 2003 et jusqu'en 2010, Cyg X–1 reste principalement dans l'état dur (avec quelques incursions dans l'état intermédiaire). C'est une des

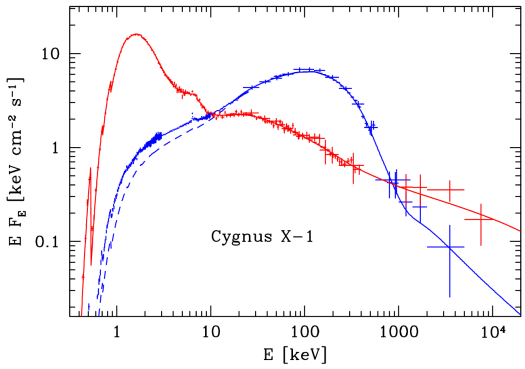


Figure 6.2 – *Spectres COMPTEL des états dur et mou de Cyg X–1 (McConnell et al., 2002).*

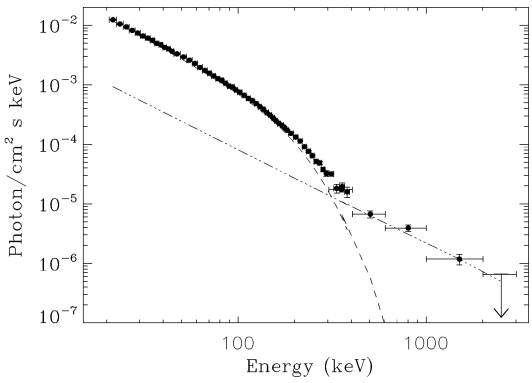


Figure 6.3 – *Spectre dur de Cyg X–1 obtenu grâce au mode Compton (Laurent et al., 2011).*

raisons pour lesquelles aucune composante à haute énergie dans l'état mou n'a été détectée. En 2014, Jourdain et al. (2014) réalisent une première étude de cet état avec SPI et tirent parti de la transition de Cyg X–1 dans son état mou pour cumuler les données entre novembre 2010 et avril 2011, soit 1.2 Ms de temps d'exposition effectif. La Figure 6.4 montre en rouge le spectre qu'ils obtiennent. Nous pouvons le comparer avec le spectre obtenu en 2012, en bleu sur la figure. Ils y détectent ici une possible trace de la queue de haute énergie dans l'état mou, malheureusement, le faible flux de la source associé au peu de données ne permet pas d'établir une présence certaine de cette composante et les auteurs ne parviennent pas à contraindre ses propriétés.

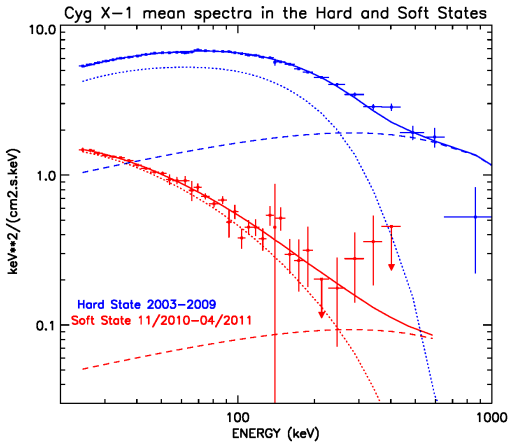


Figure 6.4 – *Spectres SPI des états dur et mou de Cyg X–1 (Jourdain et al., 2012b, 2014).*

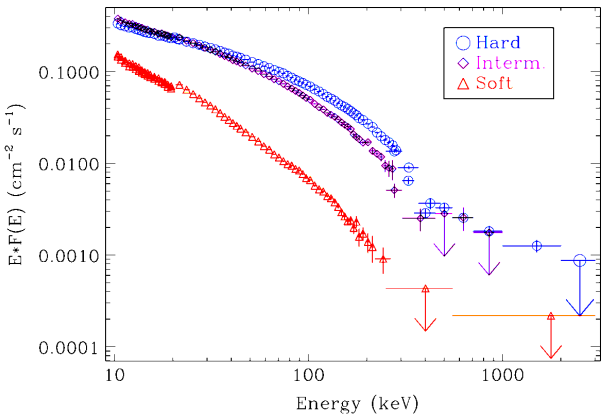


Figure 6.5 – *Spectres des états dur, intermédiaire et mou de Cyg X–1 obtenus au mode Compton (Rodriguez et al., 2015b).*

Peu après cette étude, Rodriguez et al. (2015b) utilisent l'imageur IBIS et exploitent une nouvelle fois les capacités du mode Compton pour étudier la queue de haute énergie en cumulant les données *INTEGRAL* depuis son lancement et en séparant l'analyse en trois états : dur, intermédiaire et mou, soit respectivement 2.05, 0.22 et 1.21 Ms de temps d'exposition effectif. La Figure 6.5 montre les spectres obtenus lors de cette analyse : l'état dur en bleu, l'état intermédaire en violet et l'état mou en rouge. Ils détectent clairement la queue de haute énergie dans l'état dur entre 400 keV et 2 MeV qu'ils modélisent par une loi de puissance sans coupure exponentielle, résultat compatible avec les études précédentes. Concernant l'état mou, la détection est loin d'être évidente et les auteurs ne peuvent seulement qu'estimer des limites supérieures au-delà de 300 keV. Poursuivant les travaux de Laurent et al. (2011), ils cherchent également à mesurer à quel point le rayonnement détecté est polarisé. Ils trouvent

75 ± 32 % de fraction de polarisation et un angle de $40 \pm 14°$ entre 400 keV et 2 MeV dans l'état dur, corroborant les résultats de Laurent et al. (2011) et de Jourdain et al. (2012a). En revanche, aucune polarisation n'est détectée dans l'état mou ; deux raisons possibles à cela : soit le rayonnement est intrinsèquement non-polarisé dans l'état mou, soit le flux est trop faible pour détecter une éventuelle polarisation.

Les jets VS la couronne hybride

Les jets comme origine de cette composante additionnelle ne sont pas l'unique possibilité envisagée. Une alternative expliquerait l'émission d'une telle composante comme étant produite par une distribution d'électrons non-thermique de la couronne (e.g., Del Santo et al., 2013; Malzac & Belmont, 2009; McConnell et al., 2002). Afin de comprendre son origine, il est donc important de savoir si cette composante est également présente dans l'état mou. Pour cela, je vais utiliser toute la base de données *INTEGRAL* disponible de Cyg X–1 afin de sonder son éventuelle présence dans les deux états et de contraindre ses différentes propriétés. La section suivante est dédiée aux observations à long terme de Cyg X–1 et à l'analyse des données *INTEGRAL*.

6.2 Cygnus X-1 : 15 ans d'observations *INTEGRAL*

6.2.1 Courbes de lumière avec des moniteurs X

La Figure 6.6 représente les courbes de lumière issues des moniteurs X, de haut en bas, *Swift*/Burst Alert Telescope (BAT), *MAXI*/GSC et *RXTE*/ASM. Chaque point est une moyenne du taux de comptage journalier. Ces courbes nous permettent de dresser un diagnostic global sur le long terme du comportement de Cyg X–1. Au-delà de la persistance que nous pouvons constater, la source est généralement observée dans son état dur (correspondant grossièrement à un flux élevé dans la bande d'énergie de BAT et à un flux faible dans les bandes d'énergie de GSC et ASM). Nous décelons cependant une assez longue période entre MJD $\sim$ 52000 et MJD $\sim$ 54000 où Cyg X–1 réalise une série de transitions vers son état mou jusqu'à rebasculer dans une longue période d'état dur. C'est autour de MJD $\sim$ 55500 (décembre 2010) que la source retourne de nouveau dans son état mou (Grinberg et al., 2011) pour y rester plus de 5 ans jusqu'à MJD $\sim$ 57400 (janvier 2016). Les grandes périodes de transitions sont indiquées par des flèches bleues (passage dans l'état dur) et rouges (passage dans l'état mou) sur la Figure 6.6.

6.2.2 Courbes de lumière *INTEGRAL*

Afin d'exploiter les données *INTEGRAL*, j'ai sélectionné toutes les ScWs[3] entre MJD 52722 (juin 2003) et MJD 58064 (novembre 2017) pour lesquelles Cyg X–1 est situé à moins de 10° hors-axe afin de garder des données de la meilleure qualité possible. Cela correspond à un total de 7288 ScWs, soit 11.4 Ms d'exposition effective totale (corrigée du temps mort). Le temps d'exposition par rapport à Rodriguez et al. (2015b) est quasiment doublé. Les courbes de lumière sont extraites dans les bandes 30–50 keV et 50–100 keV selon la procédure standard que j'ai décrite dans la Section A.1. Les données avant MJD 57387 (1er janvier 2016) sont donc analysées avec la version 10.2 du logiciel OSA, tandis que les données après cette date sont analysées avec la version 11.0.

La Figure 6.7 représente la courbe de lumière obtenue dans la bande 30–50 keV. Le premier panneau correspond à la courbe de lumière telle qu'elle est extraite des données, où nous pouvons voir un changement de flux à MJD 57387 correspondant à la nouvelle calibration OSA 11.0. Dans le second panneau, le flux a été normalisé par le flux de la nébuleuse

[3]Science Window, définie en Section 3.1.3.

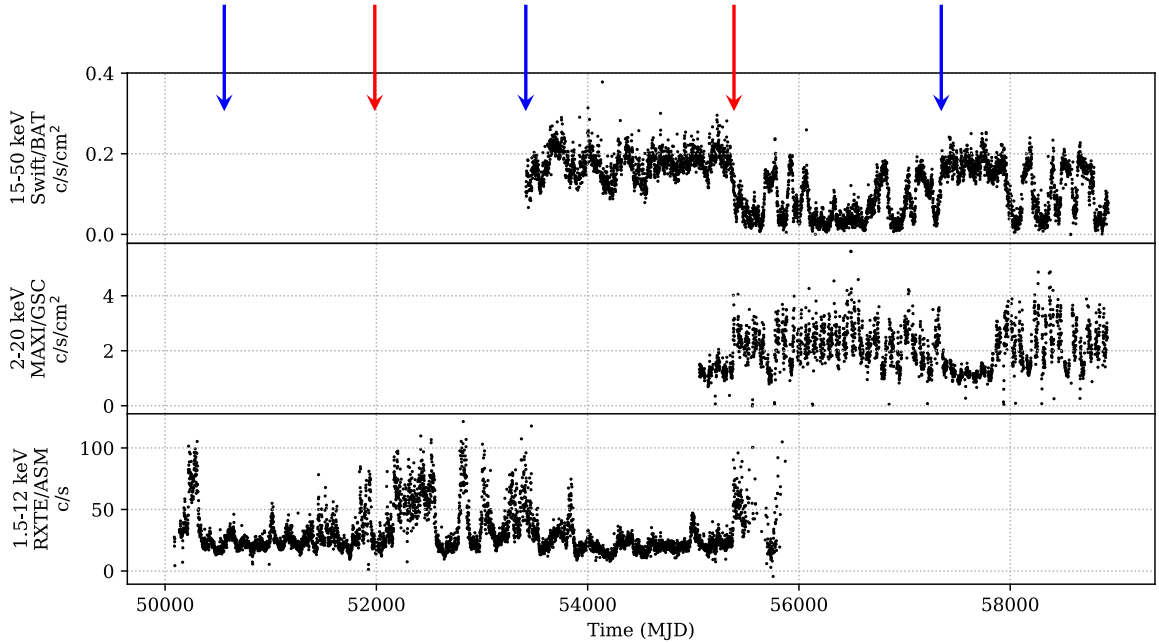


Figure 6.6 – *Courbes de lumière Swift/BAT, MAXI/GSC, RXTE/ASM de Cyg X–1.*

du Crabe dans la même bande d'énergie[4]. Nous constatons la transition de Cyg X–1 dans l'état mou autour de MJD 55500, là où le flux passe de ~ 1 Crab à ~ 0.2 Crabs, et son retour dans l'état dur autour de MJD 57400.

Malgré le fait que nous pouvons visualiser de manière globale les grandes transitions en état dur et état mou, nous avons vu que des transitions rapides peuvent avoir lieu. Cela nécessite donc de regarder chacune des ScWs *INTEGRAL* individuellement, et c'est l'objectif de la prochaine section.

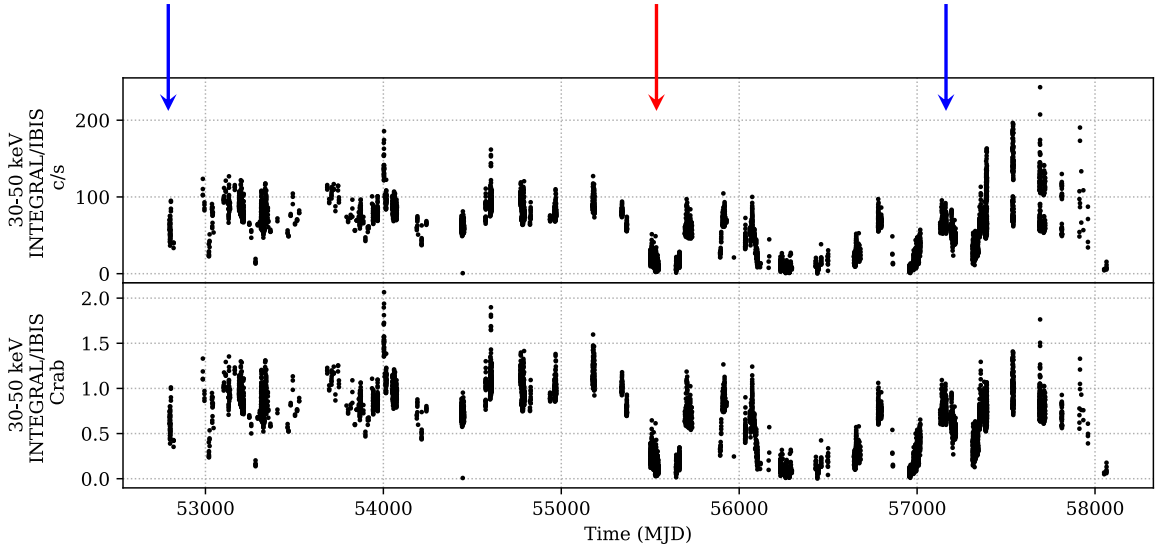


Figure 6.7 – *Courbe de lumière INTEGRAL de Cyg X–1.*

[4]Le flux de Cyg X–1 est normalisé par le flux de l'observation du Crabe la plus proche temporellement.

6.3 La classification en deux états

6.3.1 Principe de la méthode

Cette méthode (Grinberg et al., 2013) utilise les observations pointées de *RXTE* et les observations des moniteurs X dans le but de classer de manière semi-indépendante du modèle, les états de Cyg X–1. Elle peut se résumer simplement en trois étapes.

Définition de trois intervalles de Γ

La première étape consiste à ajuster toutes les spectres issus des observations *RXTE*/PCA de Cyg X–1 en utilisant un modèle de loi de puissance coupée (Section 4.2.1), multiplié par un modèle d'absorption de la lumière par le milieu interstellaire et à laquelle la présence d'un disque est ajoutée si besoin (Section 4.2.1). Ceci permet d'en extraire un paramètre essentiel sur lequel est basée cette méthode, à savoir l'indice de photon Γ de la loi de puissance coupée. En fonction des variations de ce paramètre et du comportement temporel rapide (taux de variabilité et décalages temporels fins (*time lags*) d'une bande spectrale par rapport à une autre) de chacune des observations, Grinberg et al. (2013) définissent trois intervalles d'indice de photon pour caractériser les états de Cyg X–1 : l'état dur correspond à $\Gamma < 2$, l'état intermédiaire à $2 < \Gamma < 2.5$, enfin l'état mou à $\Gamma > 2.5$.

Extension aux données des moniteurs X

L'instrument de pointage PCA et le moniteur ASM de *RXTE* n'observent que rarement la source au même moment (ASM balaye le ciel, tandis que PCA pointe les sources), de ce fait, certaines observations PCA et ASM ne sont pas simultanées. La deuxième étape consiste donc à étendre cette classification aux observations simultanées de ASM et PCA. Grinberg et al. (2013) établissent donc un critère de simultanéité fixé à 1.5 h (correspondant à la durée d'une révolution terrestre de *RXTE*) et classent toutes les observations dans cet intervalle de simultanéité selon l'état défini par le spectre de PCA. Le même raisonnement est réalisé pour les moniteurs *MAXI*/GSC et *Swift*/BAT, avec cette fois-ci un critère de simultanéité fixé à 1 h. Notons également que les données ASM après MJD 55200 ne sont pas utilisées à cause du déclin de l'instrument à partir de cette date.

Création du HID

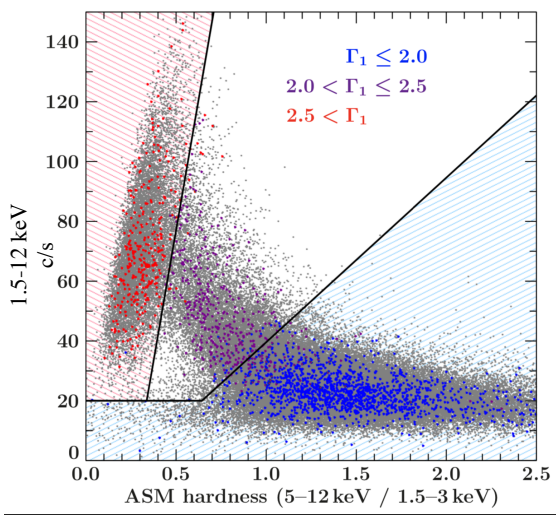
La troisième et dernière étape consiste à dresser le HID pour chacun des moniteurs X en identifiant les observations qui ont pu être classées. Les Figures 6.8a et 6.8b représentent respectivement les HIDs de *RXTE*/ASM (avec le rapport de dureté 5–12 keV / 1.5–3 keV) et de *MAXI*/GSC (4–10 keV / 2–4 keV) où chaque observation qui a pu être classée est représentée en couleur : bleu pour l'état dur, violet pour l'état intermédiaire et rouge pour l'état mou. Nous voyons très clairement apparaître trois zones dans ces HIDs ; chacune de ces zones peut être découpée en établissant une loi entre le taux de comptage et le rapport de dureté. La meilleure division entre les états est construite de manière à ce que la fraction de contamination par les observations classées soit minimisée. Par exemple, pour l'état dur, il s'agit de minimiser le rapport :

$$\frac{N_{\mathrm{dur}}}{N_{\mathrm{int}\vee\mathrm{mou}}} \tag{6.1}$$

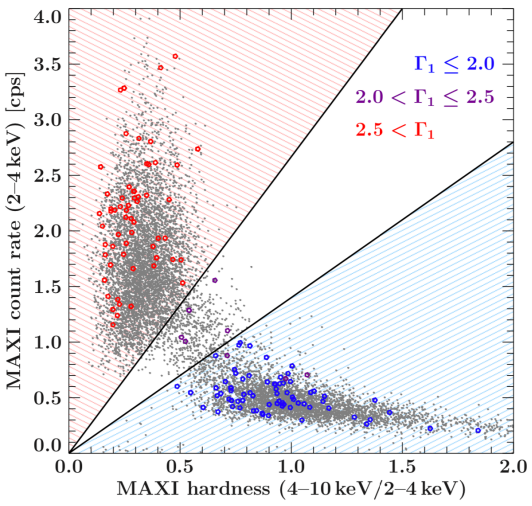
où N_{dur} représente le nombre d'observations classées en états dur et $N_{\mathrm{int}\vee\mathrm{mou}}$ représente le nombre observations qui ne sont pas classées en état dur.

Les divisions obtenues sont représentées en zones hachurées sur les Figures 6.8a et 6.8b. Étant donné que *Swift*/BAT ne couvre pas les basses énergies, seules les courbes de lumière dans la bande 15–20 keV sont utilisées afin de tracer l'histogramme de la Figure 6.8c. Nous

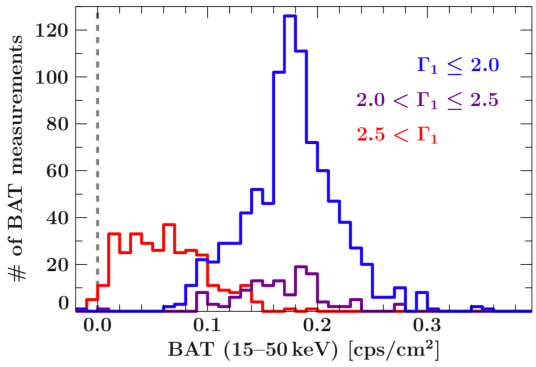
pouvons voir sur cette figure que les états dur et mou montrent clairement des flux différents, alors les états dur et intermédiaire sont confondus. Par conséquent, il n'est pas possible de séparer ces deux derniers, mais nous pouvons toujours identifier l'état mou.



(a) *HID RXTE/ASM de Cyg X–1.*



(b) *HID MAXI/GSC de Cyg X–1.*



(c) *Observations Swift/BAT.*

Figure 6.8 – *Classification en états des moniteurs X (Grinberg et al., 2013).*

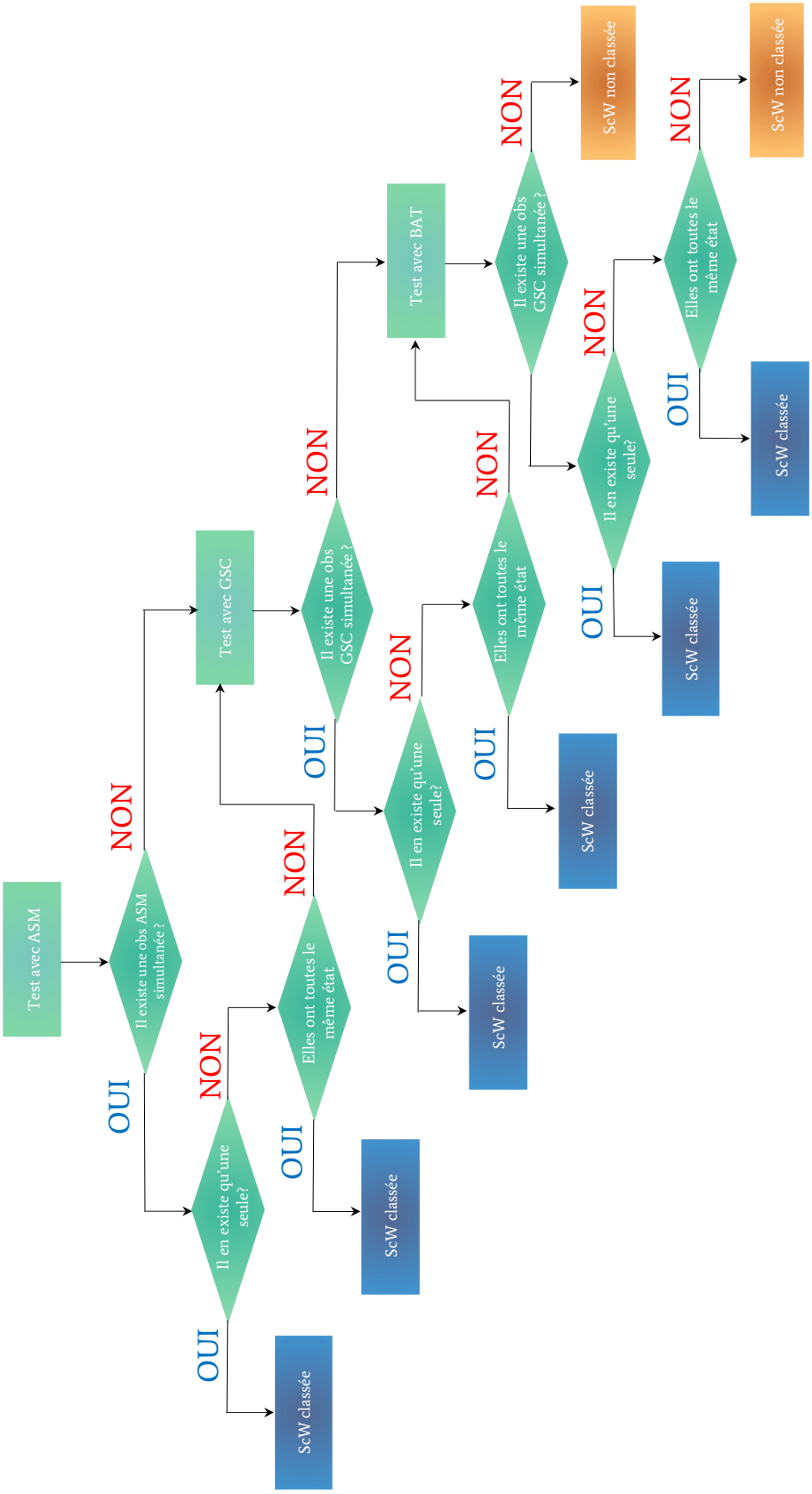


Figure 6.9 – *Logigramme de l'algorithme de classement des ScWs.*

Le Tableau 6.2 rassemble les critères sur les taux de comptage et rapports de dureté obtenus pour chacun des états. Les dénominations TC_{ASM}, TC_{GSC} indiquent les taux de comptage ASM et GSC en nombre de coups par seconde (c/s) dans les bandes 1.5–12 keV et 2–4 keV respectivement tandis que RD_{ASM} et RD_{GSC} indiquent les rapports de dureté des bandes 5–12 keV / 1.5–3 keV et 4–10 keV / 2–4 keV de ASM et *MAXI* respectivement. Le taux de comptage *Swift*/BAT en c/s/cm^2 est indiqué par TC_{BAT}. La classification obtenue est finalement uniquement basée sur les taux de comptage et les rapports de dureté des moniteurs X, ce qui en fait un outil très puissant et facilement accessible que je vais utiliser pour classer mes observations *INTEGRAL*.

Tableau 6.2 – *Critères de classification en états de Cyg X–1 basés sur les taux de comptage et les rapports de dureté des moniteurs X.*

État	*RXTE*/ASM	*MAXI*/GSC	*Swift*/BAT
Dur	$TC_{ASM} \leqslant 20$ $\vee\ TC_{ASM} \leqslant 55(RD_{ASM} - 0.28)$	$TC_{GSC} \leqslant 1.4\,RD_{GSC}$	–
Intermédiaire	$TC_{ASM} > 20$ $\wedge\ 55(RD_{ASM} - 0.28) < TC_{ASM} \leqslant 350(RD_{ASM} - 0.28)$	$1.4\,RD_{GSC} < TC_{GSC} \leqslant 8/3\,RD_{GSC}$	–
Mou	$TC_{ASM} > 20$ $\wedge\ TC_{ASM} \geqslant 350(RD_{ASM} - 0.28)$	$TC_{GSC} > 8/3\,RD_{GSC}$	$TC_{\mathrm{BAT}} \leqslant 0.09$

6.3.2 Application aux données *INTEGRAL*

Durant la première année de ma thèse, je me suis rendue à l'European Space Research and Technology Center (Centre de Recherche et Technologie Spatial Européen, ESTEC) de l'ESA afin de travailler en collaboration avec Victoria Grinberg qui m'a apportée son expertise sur cette classification. Grâce à cela, j'ai pu mettre au point et écrire mon propre algorithme permettant de classer en état chacune des ScWs *INTEGRAL* analysée. Le logigramme de cet algorithme est représenté sur la Figure 6.9.

Description de l'algorithme

La première étape de la méthode consiste simplement à utiliser les critères définis dans la section précédente (Section 6.3) et reportés dans le Tableau 6.2 afin d'attribuer à chacune des observations *RXTE*/ASM, *MAXI*/GSC et *Swift*/BAT l'état lui correspondant.

La classification étant basée sur les observations de *RXTE*, l'algorithme teste d'abord s'il existe une ScW *INTEGRAL* simultanée avec une observation ASM. Je considère qu'il y a simultanéité lorsque la fenêtre temporelle de l'observation ASM est comprise dans le temps d'observation de la ScW, c'est-à-dire $t_{\mathrm{ScW}}^{\mathrm{start}} < t_{\mathrm{ASM}} < t_{\mathrm{ScW}}^{\mathrm{stop}}$. Si une seule observation ASM est simultanée, alors la ScW *INTEGRAL* est classée selon l'état de cette observation, et je passe à la ScW suivante. Si en revanche, il existe plusieurs observations ASM qui rentrent dans la même fenêtre temporelle de la ScW, il y a deux options. La première, c'est que toutes ces observations ont la même classification, dans ce cas-là, j'attribue l'état correspondant à la ScW *INTEGRAL*. Dans la seconde option où les observations ASM ont des classifications différentes, créant l'ambiguïté sur l'état de la source, je n'attribue aucun état à la ScW qui reste non-classée (du moins avec ASM). Si la ScW demeure non-classée, je procède de la même manière avec les données de GSC (les fenêtres temporelles entre deux observations GSC étant inférieures à celles de ASM). De même, si elle n'est toujours pas classée grâce aux données GSC, j'utilise alors les données BAT, en sachant que celles-ci ne permettent de classer uniquement l'état mou.

Résultats

Grâce à cette méthode, j'obtiens 3178, 600 et 2262 ScWs respectivement classées en états dur, intermédiaire et mou correspondants à un temps total d'exposition effectif de 4.4, 0.89

et 3.4 Ms, triplant ainsi le temps d'exposition dans l'état mou et doublant celui dans l'état dur par rapport aux travaux de Rodriguez et al. (2015b). 1248 ScWs restent non-classées et ne seront donc pas utilisées dans notre extraction spectrale[5]. La Figure 6.10 regroupe les courbes de lumière des moniteurs X et *INTEGRAL* où chaque point de couleur représente une observation classée, en utilisant toujours le même code couleur que précédemment. Les points gris sur la courbe de lumière *INTEGRAL* représentent les ScWs qui n'ont pas pu être classées. Les données ASM au-delà de MJD 55200 qui n'ont pas été utilisées sont également représentées en gris.

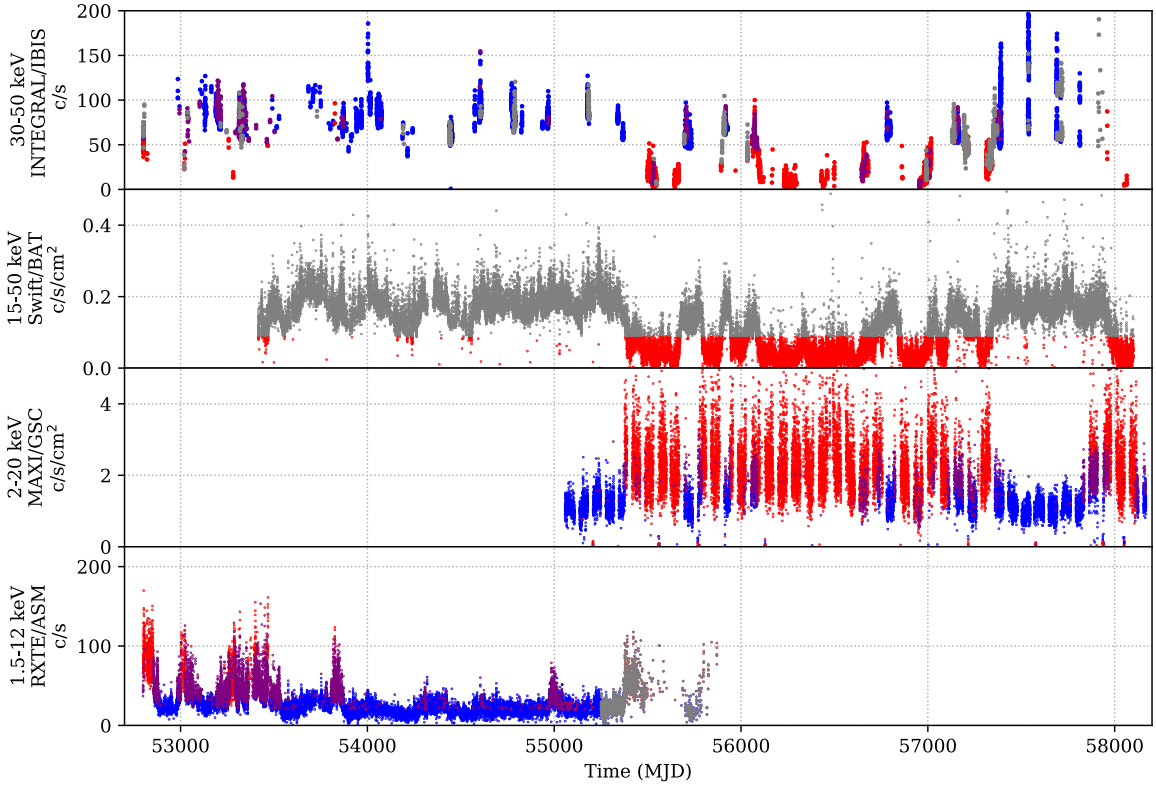


Figure 6.10 – *Courbes de lumière où chaque observation est classée en état ; dur en bleu, intermédiaire en violet, mou en rouge.*

6.4 Analyse spectrale des états dur et mou

6.4.1 Extraction des spectres

Spectres ISGRI et SPI

Maintenant que nous avons une classification de nos ScWs, nous pouvons combiner les spectres individuels afin d'en extraire les spectres cumulés de l'état dur et de l'état mou de Cyg X–1. Pour chacun des états, deux spectres sont extraits pour chacune des versions du logiciel 10.2 et 11.0. Je choisis 60 canaux d'énergies entre 13 et 1000 keV espacés de manière logarithmique. Pour chacun des spectres, j'ajoute des incertitudes systématiques de 2 % au flux obtenu. Ces 2 % permettent en plus de prendre en compte les effets instrumentaux d'inclure les incertitudes liées au changement de calibration et aux variations intrinsèques de la source.

[5]Notons que les ScWs appartenant aux révolutions 1555, 1556, 1557 et 1558 et correspondant à la période de l'éruption de juin 2015 de V404 Cygni dont le flux a atteint environ 50 Crabs, perturbant ainsi les détecteurs, ne sont pas classées et n'affectent donc pas notre extraction spectrale.

Les canaux 13–25 keV pour les spectres extraits avec OSA 10.2 et 13–30 keV pour ceux extraits avec OSA 11.0 ne sont pas pris en compte puis qu'ils ne sont pas correctement calibrés ou nuls, ceci, à cause de l'environnement spatial (irradiation) qui a progressivement décalé le seuil minimum des canaux de 15 keV (en 2002) à 25–30 keV (aujourd'hui). De plus, nous retirons également les données au-delà de 400 keV où l'efficacité du détecteur ISGRI devient très faible et donc ne permet pas de détection significative de la source : je n'obtiens en effet que des limites supérieures peu contraignantes pour mon analyse. À partir de la liste de ScWs classés que je leur ai fournie,Thomas Siegert et Tobias Beuchert ont extrait les spectres SPI des états dur et mou qui s'étendent de 27 à 2000 keV. Notons cependant que pour l'extraction des spectres SPI, il est nécessaire d'appliquer certains filtres de sélection des ScWs (il faut par exemple retirer certains événements d'éruptions solaires pour lesquelles SPI est très sensible), il en résulte 2358 et 1771 ScWs respectivement pour les états durs et mous.

Spectres JEM-X

J'extrais également un spectre combiné des données JEM-X 1 pour chacun des états. Les données à basse énergie de JEM-X sont précieuses et vont nous permettre de mieux contraindre le spectre à haute énergie. Afin d'extraire ces spectres, je sélectionne toutes les scws pour lesquelles Cyg X-1 se situe dans le champ de vue de JEM-X 1, c'est-à-dire à moins de 5° hors axe, cela réduit donc le nombre de spectres individuels qui seront combinés afin de créer les spectres dur et mou finaux (par rapport à ISGRI et SPI qui ont des champs de vue plus large). J'obtiens 836 et 1112 scws respectivement pour l'état dur et mou. Les spectres sont extraits sur 32 canaux espacés de manière logarithmique, entre 3 et 25 keV. Pour chacun des spectres, j'ajoute 3 % d'incertitudes systématiques.

Tous les spectres sont représentés sur la Figure 6.11 : les couleurs bleues indiquent les spectres de l'état dur et les couleurs rouges indiquent les spectres de l'état mou. Les couleurs claires, intermédiaires et foncées représentent respectivement les spectres extraits avec OSA 11.0, OSA 10.2 et SPI.

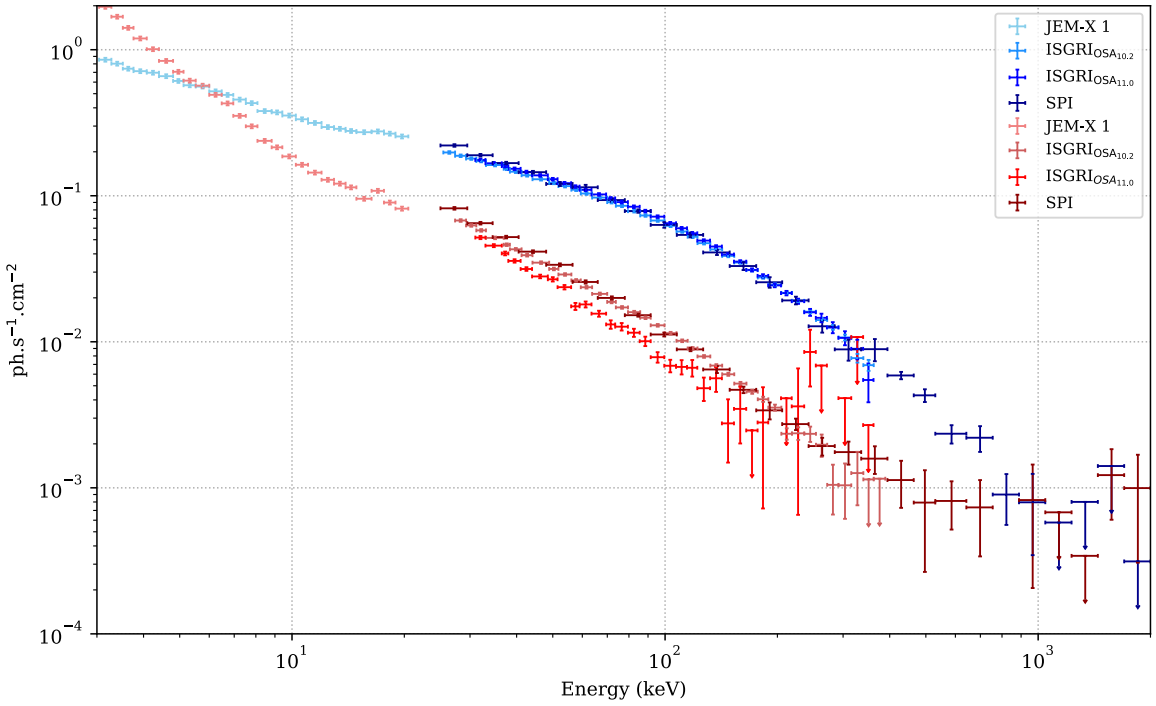


Figure 6.11 – *Spectres INTEGRAL/IBIS et INTEGRAL/SPI de Cyg X–1.*

6.4.2 Stratégie et principe de l'analyse spectrale

Lorsque nous essayons d'ajuster un modèle simple de loi de puissance coupée entre 25 et 400 keV, nous remarquons quelques différences entre les spectres mou de SPI et de IBIS/OSA 10.2. La Figure 6.12 montre le $\Delta\chi^2$ obtenu. Des incompatibilités entre $\sim$ 70 keV et $\sim$ 150 keV sont clairement visibles. Ces variations peuvent provenir du fait que nous n'utilisons pas exactement le même jeu de données entre ISGRI et SPI. Mon but étant de caractériser les propriétés de la composante de haute énergie, je retire le spectre mou IBIS OSA 10.2 de mon analyse.

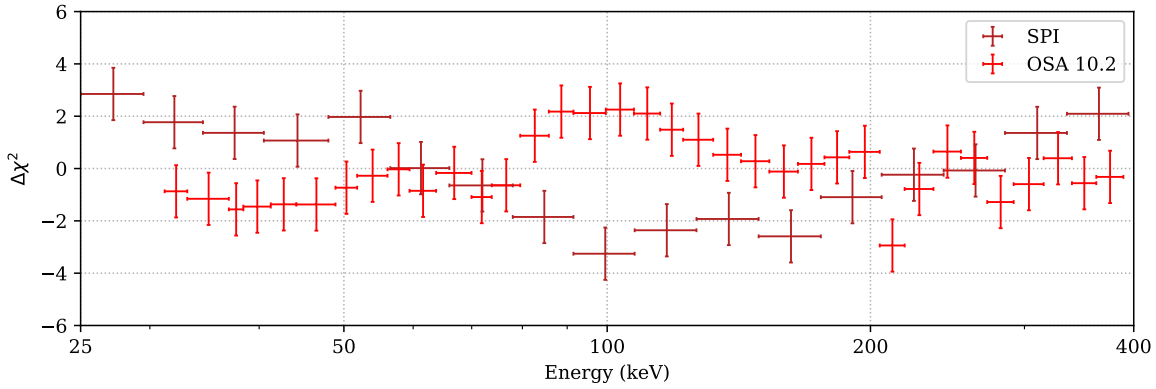


Figure 6.12 – $\Delta\chi^2$ *obtenu en ajustant les données de SPI et IBIS OSA 10.2 avec un modèle de loi de puissance coupée.*

Tobias Beuchert et moi-même avons effectué les ajustements de façon indépendante avant de comparer nos résultats. Dans la suite, je développe les résultats obtenus en commun.

Pour l'analyse scientifique des spectres, je procède par étapes : je commence par une approche phénoménologique et semi-physique afin d'évaluer la significativité des différentes composantes, avant de me placer dans un contexte purement physique.

6.4.3 Détection de la queue de haut énergie

Méthode d'ajustement

La méthode que j'utilise consiste à se concentrer premièrement sur les énergies inférieures à 400 keV, en modélisant cette partie du spectre par un modèle phénoménologique. Dans l'état dur, j'utilise une simple loi de puissance coupée soit CONST*CUTOFFPL dans XSPEC. La constante sert ici à prendre en compte les différentes calibrations entre les différents instruments mais aussi les différences des échantillons de ScWs entre JEM-X, ISGRI et SPI. Concernant l'état mou, la meilleure description du spectre est obtenue en utilisant une loi de puissance simple à laquelle je rajoute l'émission thermique d'un disque (DISKBB), la réflexion des photons sur le disque (REFLECT Magdziarz & Zdziarski, 1995a) et également une raie du fer (ajustée par une gaussienne, GAUSS). Ce modèle s'écrit donc CONST*REFLECT(CUTOFFPL+DISKBB+GAUSS) dans XSPEC.

Les paramètres qui vont nous intéresser ici sont :

- l'indice de photon $\Gamma_{\rm coup}$ de la loi de puissance coupée.
- son énergie de coupure $E_{\rm coup}$ en keV.

dans l'état dur, et :

- l'indice de photon $\Gamma_{\rm po}$ de la loi de puissance simple.
- l'énergie caractéristique des photons du disque $kT_{\rm disque}$ en keV.
- la fraction des photons réfléchis sur le disque, décrite par le paramètre $\Omega/2\pi$.

– l'inclinaison i du système que je fixe à la valeur mesurée par Orosz et al. (2011), i.e., 27°.
– l'énergie et la largeur de la raie du fer que je fixe respectivement à 6.4 keV et 0.4 keV.

dans l'état mou.

Je teste ensuite si le modèle reste compatible en ajoutant les données au-delà de 400 keV, ou bien si un excès à haute énergie est observé. Dans ce cas-là, j'utilise une loi de puissance additionnelle dans notre modèle afin d'ajuster cet excès. L'indice de photon de cette loi de puissance est dénoté $\Gamma_{\rm queue}$.

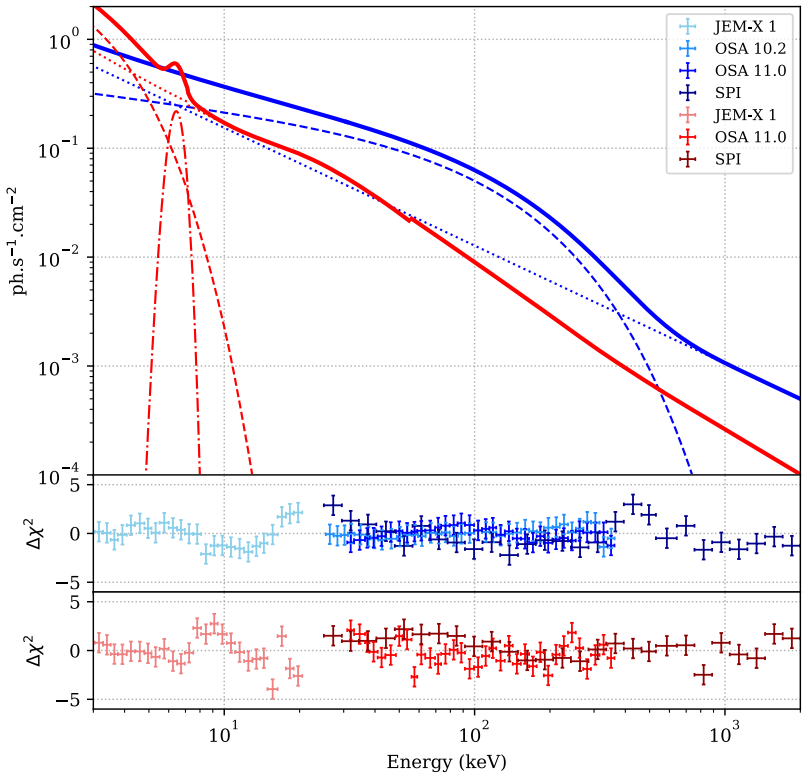


Figure 6.13 – *Résultats des ajustements avec un modèle phénoménologique des états dur et mou de Cyg X–1.*

État dur

Lorsque je sélectionne les données entre 3 et 400 keV, j'obtiens un résultat typique avec un indice de photon de $\Gamma_{\rm coup} \sim 1.6$ (e.g., Rodriguez et al., 2015b; Wilms et al., 2006) et une énergie de coupure $E_{\rm coup} \sim 179$ keV. Lorsque j'ajoute les données au-delà de 400 keV je ne peux ajuster le spectre avec un simple modèle de loi de puissance coupée. Les résidus montrent un excès au-delà de l'énergie de coupure qui pourrait indiquer la présence d'une composante additionnelle. Pour en évaluer la significativité, j'effectue un F-test.

Le F-test permet de comparer les modèles CUTOFFPL et CUTOFFPL+POWERLAW en faisant l'hypothèse que la loi de puissance coupée seule est suffisante pour décrire l'ensemble du spectre. Une faible probabilité du F-test suggère donc que cette hypothèse est fausse et qu'il faut ajouter la loi de puissance. Nous trouvons une probabilité de 1.3×10^{-16}. L'excès est donc bien significatif, et l'amélioration notable du χ^2 avec l'ajout de la loi de puissance additionnelle n'est pas un pur effet de « chance ». J'observe donc bien une composante additionnelle à la loi de puissance coupée, dominant l'émission au-delà de 400 keV, confirmant les travaux antérieurs de Jourdain et al. (2012b); Laurent et al. (2011); Rodriguez et al. (2015b). Cette loi de puissance nécessite un indice de photon $\Gamma_{\rm queue} = 2.08 \pm 0.03$.

Tableau 6.3 – *Paramètres obtenus pour l'état dur et mou de Cyg X–1 en utilisant un modèle phénoménologique entre 3–400 keV et 3–2000 keV. Les valeurs des constantes pour les spectres JEM-X, OSA 10.2, OSA 11.0 et SPI sont respectivement dénotés* $C_{\mathrm{JEM-X}}$, $C_{\mathrm{ISGRI_{O10}}}$, $C_{\mathrm{ISGRI_{O11}}}$ *et* C_{SPI}. *Les paramètres fixés sont indiqués par la mention « f ».*

Paramètres	Dur		Mou
	3–400 keV	3–2000 keV	3–2000 keV
$C_{\mathrm{JEM-X}}$	1 f	1 f	–
$C_{\mathrm{ISGRI_{O10}}}$	$1.06^{+0.03}_{-0.03}$	$1.02^{+0.03}_{-0.03}$	–
$C_{\mathrm{ISGRI_{O11}}}$	$1.11^{+0.03}_{-0.03}$	$1.06^{+0.03}_{-0.03}$	$0.94^{+0.03}_{-0.03}$
C_{SPI}	$1.10^{+0.03}_{-0.03}$	$1.07^{+0.04}_{-0.04}$	$1.20^{+0.00}_{-0.03}$
Γ_{coup}	$1.59^{+0.02}_{-0.02}$	$1.28^{+0.07}_{-0.06}$	–
E_{coup} [keV]	179^{+6}_{-6}	–	
E_{po} [keV]	–	–	$2.38^{+0.02}_{-0.02}$
kT_{disque} [keV]	–	–	$0.82^{+0.05}_{-0.05}$
$\Omega/2\pi$ [keV]	–	–	$0.83^{+0.12}_{-0.11}$
Γ_{queue}	–	$2.08^{+0.03}_{-0.03}$	–
E_{Fe} [keV]	–	–	6.4 f
σ_{Fe} [keV]	–	–	0.4 f
χ^2/dof	157.65/110	110.94/67	160.78/81

Les paramètres obtenus dans les bandes 3–400 keV et 3–2000 keV sont reportés dans le Tableau 6.3 tandis que la Figure 6.13 montre en bleu le meilleur ajustement. La loi de puissance coupée est représentée par des tirets et la loi de puissance additionnelle par des pointillés.

État mou

Concernant l'état mou, l'ajout d'une composante additionnelle n'est pas nécessaire, en effet, je trouve un χ^2 de 161.09 (82 degrés de liberté) sans l'ajout d'une composante, contre un χ^2 de 161.33 (80 degrés de liberté) en ajoutant une loi de puissance. L'ajout de la loi de puissance n'améliore donc pas l'ajustement de manière significative. Les paramètres du modèle entre 3–400 keV et 3–2000 keV n'évoluent pas et le Tableau 6.3 regroupe les meilleurs paramètres obtenus dans la bande 3–2000 keV. La Figure 6.13 montre en rouge l'ajustement obtenu où la loi de puissance, le disque et la raie du fer sont respectivement représentés par pointillés, tirets et points-tirets.

J'obtiens une loi de puissance avec un indice de photons de $\Gamma_{\mathrm{po}} = 2.38 \pm 0.03$, valeur typique pour Cyg X–1 (e.g., Rodriguez et al., 2015b; Wilms et al., 2006) avec une température du disque $kT_{\mathrm{disque}} = 0.82 \pm 0.05$ et une fraction de réflexion $\Omega/2\pi = 0.83^{+0.12}_{-0.11}$. Notons toutefois que le $\chi^2_{\mathrm{red}} = 160.78/81$ obtenu dans cet état est bien moins bon que dans l'état dur, indiquant que le modèle utilisé ici n'est probablement pas le mieux adapté pour décrire les données. Nous allons voir que nous obtenons de meilleurs résultats en utilisant une approche semi-physique.

6.4.4 Approche semi-physique

Méthode d'ajustement et modèle

Dans cette approche, j'utilise un modèle physique de Comptonisation afin de modéliser le continuum du spectre jusqu'à 400 keV, puis j'ajoute si nécessaire une composante additionnelle en loi de puissance afin de décrire les données à haute énergie. Cette approche s'inscrit dans la continuité des travaux de Jourdain et al. (2014) et de Rodriguez et al. (2015b) (que je nommerai dorénavant J14 et R15 respectivement) et j'utilise donc le même modèle de Comptonisation (déjà utilisé pour modéliser le continuum de MAXI J1348–

630 en Section 4.2.2 ; COMPTT, Titarchuk, 1994) associée à de la réflexion des photons sur le disque (REFLECT, Magdziarz & Zdziarski, 1995b). De manière similaire à mon approche purement phénoménologique décrite en Section 6.4.3, j'ajoute également l'émission thermique du disque (DISKBB) et une raie du fer à 6.4 keV (GAUSS) dans l'état mou.

Ainsi, les modèles s'écrivent CONST*REFLECT(COMPTT) (état dur) et CONST*REFLECT(COMPTT + DISKBB + GAUSS) (état mou) dans XSPEC. Les paramètres étudiés sont :

- la température des électrons de la couronne kT, en keV.
- la profondeur optique de la couronne τ.
- la température des photons du disque kT_{disque}. Étant donné que cette composante est mal contrainte dans l'état dur, je fixe sa valeur à 0.2 keV pour cet état (Wilms et al., 2006, R15).
- le paramètre de réflexion $\Omega/2\pi$ permettant de mesurer la fraction de photons réfléchis sur le disque.
- l'indice de photon Γ_{queue} de la loi de puissance additionnelle.

Les résultats de ces ajustements entre 3 et 2000 keV sont reportés dans le Tableau 6.4 et représentés sur la Figure 6.14. J'ai également indiqué les résultats qui avaient été obtenus par J14 et R15 dans le Tableau 6.4. Les résultats et l'ajout d'une composante additionnelle sont commentés ci-après.

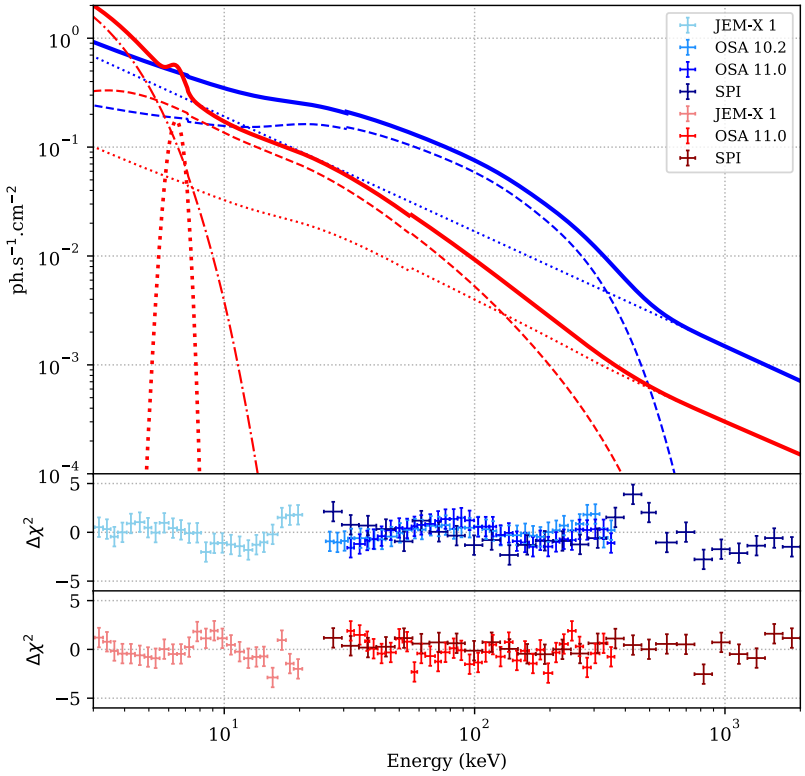


Figure 6.14 – *Résultats des ajustements avec un modèle de Comptonisation des états dur et mou de Cyg X–1.*

L'état dur

Dans cet état, comme c'est le cas dans mon approche phénoménologique, l'ajout d'une composante additionnelle est nécessaire avec une probabilité du F-test de 3.5×10^{-24}. Je trouve un indice de photon de $\Gamma_{\text{queue}} = 2.06 \pm 0.03$ pour cette loi de puissance, valeur tout à fait compatible avec celle obtenue dans la précédente approche. Cette valeur, plus élevée que celle obtenue par R15 ($\Gamma^{R15}_{\text{queue}} = 1.4^{+0.2}_{-0.3}$) reste néanmoins compatible avec celle obtenue par J14 ($\Gamma^{J14}_{\text{queue}} 1.8 \pm 0.2$).

Tableau 6.4 – *Comparaison des paramètres obtenus pour l'état dur et mou de Cyg X–1 en utilisant un modèle de Comptonisation entre 3 et 2000 keV, avec ceux obtenus par J14 et par R15.*

Paramètres	Dur			Mou		
	Cette étude	R15	J14	Cette étude	R15	J14
$C_{\mathrm{JEM-X}}$	1 f	–	–	1 f	–	–
$C_{\mathrm{ISGRI_{O10}}}$	$0.85^{+0.04}_{-0.04}$	–	–	–	–	–
$C_{\mathrm{ISGRI_{O11}}}$	$0.88^{+0.04}_{-0.04}$	–	–	$0.89^{+0.03}_{-0.03}$	–	–
C_{SPI}	$0.90^{+0.04}_{-0.04}$	–	–	$1.20^{+0.00}_{-0.02}$	–	–
kT_{disque} [keV]	0.2 f	0.2 f	–	$1.02^{+0.05}_{-0.05}$	–	–
kT [keV]	$53.1^{+3.1}_{-3.2}$	$59.4^{+1.3}_{-1.2}$	53^{+2}_{-2}	72^{+5}_{-6}	279 ± 15	73^{+3}_{-3}
τ	$1.47^{+0.09}_{-0.09}$	$1.06^{+0.03}_{-0.03}$	$1.2^{+0.1}_{-0.1}$	$0.26^{+0.03}_{-0.003}$	< 0.013	$0.22^{+0.30}_{-0.05}$
$\Omega/2\pi$	$0.84^{+0.22}_{-0.10}$	$0.13^{+0.02}_{-0.02}$	$0.88^{+0.30}_{-0.30}$	$0.61^{+0.22}_{-0.16}$	$0.36^{+0.03}_{-0.03}$	0.9 f
Γ_{queue}	$2.06^{+0.03}_{-0.03}$	$1.4^{+0.2}_{-0.3}$	$1.8^{+0.2}_{-0.2}$	$2.00^{+0.04}_{-0.03}$	–	2^{+1}_{-1}
χ^2/dof	141.54/117	126.00/90	178.5/35	109.14/78	126.75/75	39.55/35

En ce qui concerne les autres paramètres, la température des électrons de la couronne $kT \sim 53$ keV, typique de Cyg X–1 (e.g., Wilms et al., 2006), est compatible avec celle obtenue par J14 et est très proche de celle trouvée par R15. La profondeur optique $\tau \sim 1.5$ semble cependant légèrement plus élevée dans mon analyse que dans les deux précédentes études. La fraction de photons réfléchis sur le disque $\Omega/2\pi \sim 0.8$ est, quant à elle, davantage compatible avec celle obtenue par J14 que celle trouvée par R15.

Malgré quelques légères différences sur certains paramètres, cette modélisation reste globalement compatible avec les travaux précédents. Nous ne sommes pas surpris de ces légères différences (notamment concernant la valeur de la profondeur optique) probablement dues à l'ajout de données supplémentaires.

L'état mou

Une grande différence avec mon approche phénoménologique réside dans le fait qu'en utilisant ce modèle physique de Comptonisation, une composante additionnelle est nécessaire afin de décrire les données de manière satisfaisante. En effet, la probabilité du F-test est de 3.3×10^{-5} signifiant bien que l'ajout de cette composante améliore l'ajustement de manière significative. en effet, contrairement à l'approche précédente, j'utilise ici une description physique des données, avec des paramètres qui ont une vraie signification physique. Afin d'imiter le comportement d'une loi de puissance, il faudrait donc diminuer la valeur de la profondeur optique τ et augmenter la température des électrons de la couronne kT, cela aurait pour conséquence « d'affaisser » le spectre. Une telle configuration n'est cependant pas physique ; De ce fait, afin d'extraire un jeu de paramètres physiques permettant de décrire les propriétés de la couronne, il est nécessaire d'ajouter une composante en loi de puissance décrivant le comportement de la source à haute énergie. Notons également que l'ajustement obtenu est bien meilleur que celui de l'approche phénoménologique ($\chi^2_{\mathrm{red}} = 109.14/78$ contre $\chi^2_{\mathrm{red}} = 160.78/81$ précédemment).

Avec cette modélisation, je trouve un indice de photons de $\Gamma_{\mathrm{queue}} = 2.00^{+0.04}_{-0.03}$, compatible avec celui obtenu dans l'état dur. L'énergie des électrons de la couronne $kT \sim 72$ keV et sa profondeur optique $\tau \sim 0.26$ sont compatibles avec les résultats de J14 et je parviens à contraindre la réflexion à $\Omega/2\pi = 0.61^{+0.22}_{-0.16}$. Les paramètres de la couronne ne sont pas compatibles avec ceux de R15 qui décrivent le spectre de l'état mou en diminuant la valeur de la profondeur optique et en augmentant l'énergie des électrons, permettant ainsi d'affaisser le spectre et de mimer un comportement en loi de puissance.

6.4.5 Introduction aux modèles de couronne hybride

Afin de pouvoir mieux caractériser les propriétés de cette composante dans les deux états, nous allons ajuster nos données avec un modèle de Comptonisation hybride. La présence de la queue dans l'état mou soulève en effet une interrogation par rapport aux jets comme origine de cette émission. Ma démarche consiste à envisager et à questionner toutes les possibilités. Le modèle utilisé et intitulé EQPAIR dans XSPEC (Coppi, 1999) a été employé de nombreuses fois avec succès pour modéliser l'émission de Cyg X–1, notamment par Cadolle Bel et al. (2006); Del Santo et al. (2013); McConnell et al. (2002); Nowak et al. (2011); Wilms et al. (2006). Ce modèle n'inclut pas de champ magnétique, et nous utiliserons également sa version intégrant le champ magnétique, intitulée BELM dans XSPEC (Belmont et al., 2008).

Sans champ magnétique

Dans ces modèles, l'émission non-thermique à haute énergie provient d'une distribution de particules accélérées. Ces particules ont la possibilité de se thermaliser par différents processus. Il en résulte une distribution *hybride* stable constituée d'une population thermique à basse énergie produisant ainsi la composante thermique observée aux énergies inférieures à 400 keV ainsi que d'une population non-thermique produisant la loi de puissance au-delà de 400 keV. Ces modèles prennent en compte toutes les interactions de microphysique et processus (thermique et non-thermiques) entre les particules et les photons, dans un milieu sphérique, homogène, isotropique et ionisé.

Les principaux paramètres physiques permettant de caractériser une couronne hybride sont sa taille typique R, sa densité n_p et l'injection d'énergie. La dépendance sur le rayon typique de la couronne R est négligeable et ce dernier sera fixé à 5×10^5 m dans tous mes ajustements. Cette valeur correspond à une région d'environ $20R_\mathrm{g}$ pour un trou noir de $\sim 15\,\mathrm{M}_\odot$, avec R_g le rayon gravitationnel du trou noir. La densité de protons-électrons dans la couronne n_p est représentée par la profondeur optique $\tau_\mathrm{p} = n_\mathrm{p}\sigma_T R$ où σ_T est la section efficace Thomson. La profondeur optique totale est la somme de la profondeur optique τ_p et de la profondeur optique reliée aux paires électron-positron. La luminosité totale de la source L est décrite par le paramètre adimensionné que nous appelons la *compacité* :

$$l = \frac{\sigma_T}{m_e c^2}\frac{L}{R} \tag{6.2}$$

avec m_e, la masse d'un électron et c la vitesse de la lumière.

Dans EQPAIR, les photons ont une probabilité d'échappement basée sur de la diffusion, tandis que dans BELM, elle repose sur de l'absorption en plus de la diffusion, ce qui peut entraîner des différences à très basse énergie et à grande profondeur optique, mais ce n'est pas notre cas ici.

Afin de compenser la perte de photons, l'énergie peut être injectée dans la couronne de différentes manières :

- directement par l'émission des photons du disque. Ces photons proviennent de l'émission d'un disque de corps noir de température kT_s. De la même manière qu'est caractérisée la puissance rayonnée par la source, la luminosité totale rayonnée par le disque L_s est incluse au moyen de la compacité l_s.
- par le chauffage des électrons thermalisés par interactions Coulombiennes. La compacité reliée à cette puissance est notée l_th.
- grâce aux différents processus d'émission non-thermique (c'est-à-dire le rayonnement de freinage, les processus de Comptonisation et la production de paire électron-positron) qui génèrent une distribution en loi de puissance $\propto \gamma^{-\Gamma_\mathrm{inj}}$ où Γ_inj représente l'indice

d'injection des électrons et γ, le facteur de Lorentz. Les valeurs minimales et maximales sont fixées à $\gamma_{\rm min} = 1.3$ et $\gamma_{\rm max} = 1000$. La puissance injectée par ces processus est reliée à la compacité $l_{\rm nth}$.

Ainsi, la compacité totale injectée notée $l_{\rm h}$ est exprimée comme la somme des compacités $l_{\rm th}$ et $l_{\rm nth}$: $l_{\rm h} = l_{\rm th} + l_{\rm nth}$, et la compacité totale de la source comme la somme de $l_{\rm h}$ et $l_{\rm s}$, c'est-à-dire : $l = l_{\rm h} + l_{\rm s}$. La forme du spectre ne dépend pas des valeurs absolues des compacités mais des rapports $l_{\rm h}/l_{\rm s}$ et $l_{\rm nth}/l_{\rm th}$.

Ajout du champ magnétique

La principale différence entre EQPAIR et BELM réside dans l'ajout d'une puissance supplémentaire dans BELM, $L_{\rm B}$ reliée directement au champ magnétique et dont la compacité s'écrit :

$$l_{\rm B} = \frac{\sigma_{\rm T}}{m_{\rm e}c^2} R \frac{B^2}{8\pi} \tag{6.3}$$

où B représente l'intensité du champ magnétique. Ce champ magnétique a plusieurs effets engendrés par le rayonnement synchrotron produit ; (1) celui-ci peut être auto-Comptonisé, c'est-à-dire que les photons émis par rayonnement synchrotron des électrons peuvent à leur tour être diffusé par émission Compton et réénergiser les électrons. Cela impacte directement le spectre en y ajoutant une nouvelle composante et en augmentant le taux de refroidissement des particules. (2) il peut être auto-absorbé ; un électron peut absorber un photon émis par le rayonnement synchrotron d'un autre électron.

La compacité exacte $l_{B,\rm obs}$ du champ magnétique dépend de la normalisation N du modèle, donnée par XSPEC :

$$l_{B,\rm obs} = \frac{l_B}{l_{\rm nth}} \frac{l_{\rm nth}}{l} l_{\rm obs} \quad \text{avec} \quad l_{\rm obs} = \frac{4\pi d^2 \sigma_T}{Rc} N l \tag{6.4}$$

Il est alors possible d'estimer la valeur du champ magnétique en considérant la distance $d = 1.86\,$kpc.

Un modèle de réflexion est déjà implémenté dans EQPAIR. Ce modèle intitulé IREFLECT est similaire à REFLECT mais introduit la possibilité d'intégrer un facteur de ionisation du disque. Je fixe ce paramètre à 0, ceci dans le but d'être cohérente dans mes différentes approches. Dans BELM, aucun modèle de réflexion n'est implémenté et je rajoute donc REFLECT.

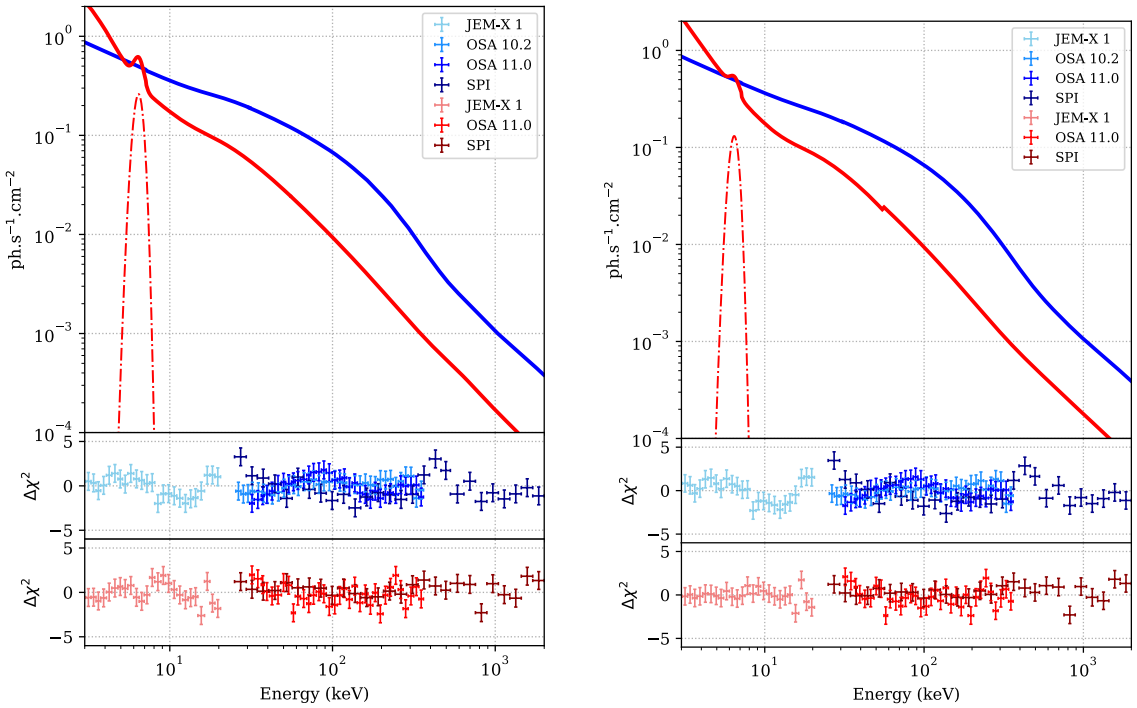
6.4.6 Résultats de la modélisation avec une couronne hybride

Cette section présente en détails les résultats des ajustements obtenus en utilisant les modèles de couronne hybride sans (EQPAIR) et puis avec (BELM) champ magnétique. Les Figures 6.15a et 6.15b montrent respectivement les meilleurs ajustements obtenus, tandis que les Tableaux 6.5 et 6.6 rassemblent les paramètres obtenus pour les deux modèles.

Sans champ magnétique

Comme précédemment, je fixe l'inclinaison du système à $i = 27\,°$. Dans l'état dur, la température du disque est fixée à $kT_{\rm s} = 0.2\,$keV et la compacité liée à l'énergie du disque à $l_{\rm s} = 1$. Dans l'état mou, l'émission est dominée par les photons du disque, je laisse donc varier l'énergie $kT_{\rm s}$ et fixe $l_{\rm s} = 10$ (Del Santo et al., 2013; Gierliński et al., 1999; McConnell et al., 2002).

Les paramètres obtenus sont cohérents avec mon analyse semi-physique précédente. L'état dur est dominé par de la Comptonisation et je trouve une profondeur optique de $\tau \sim 1.3$, avec une fraction de particules émises par des processus non-thermiques de $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$



(a) *Modèle non-magnétisé.* (b) *Modèle magnétisé.*

Figure 6.15 – *Résultats des ajustements des états dur et mou de Cyg X–1 en utilisant les modèles de couronne hybride.*

$\sim$ 0.9 donnant un spectre dominé par les X durs où $l_h/l_s \sim 6$. La distribution des électrons accélérés requiert une loi de puissance avec un indice d'injection des électrons de $\Gamma_{inj} = 2.91^{+0.17}_{-0.08}$.

Dans l'état mou, j'observe une dégénérescence des paramètres en laissant varier la profondeur optique. Je fixe donc ce paramètre $\tau = 0.2$ correspondant à la valeur trouvée dans de précédentes études qui ont également utilisé ce modèle de couronne hybride (Del Santo et al., 2013; Gierliński et al., 1999; McConnell et al., 2002). Ce choix est également motivé par la valeur trouvée dans mon approche semi-physique.

Nous remarquons que nous avons besoin d'un indice d'injection des électrons $\Gamma_{inj} = 3.06^{+0.06}_{-0.39}$ compatible avec la valeur trouvée dans l'état dur. Le spectre de l'état mou, dominé par l'émission thermique du disque se traduit par une fraction $l_h/l_s \sim 0.4$ plus faible et une température des photons $kT_{disque} \sim 600$ eV plus élevée que dans l'état dur, compatible avec les résultats de Del Santo et al. (2013); Gierliński et al. (1999). La fraction de particules émises par des processus non-thermiques l_{nth}/l_h est compatible avec une distribution purement non thermique ($> 77\,\%$), valeur également cohérente avec Del Santo et al. (2013); Gierliński et al. (1999). Enfin, je trouve une fraction de photons réfléchis compatibles avec mes précédentes approches, bien que moins bien contrainte.

Avec champ magnétique

Dans la table XSPEC que j'utilise, le modèle est implémenté avec $l_{th} = 0$, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'interactions Coulombiennes entre les particules, il reste donc seulement les processus d'interactions non-thermiques. Malheureusement, la table incluant l_{th} n'est pas disponible et constitue une étude à part entière. Quoi qu'il en soit, l'introduction d'un tel paramètre supplémentaire risquerait d'engendrer d'importants problèmes de dégénérescence comme me l'a indiqué Renaud Belmont au cours de nos nombreux échanges sur le modèle BELM en particulier.

Tableau 6.5 – *Paramètres obtenus pour l'état dur et mou de Cyg X–1 en utilisant le modèle de couronne hybride non-magnétisée.*

Paramètres	Dur	Mou
$C_{\mathrm{JEM-X}}$	1 f	1 f
$C_{\mathrm{ISGRI_{O10}}}$	$0.96^{+0.02}_{-0.02}$	–
$C_{\mathrm{ISGRI_{O11}}}$	$0.99^{+0.04}_{-0.04}$	$0.88^{+0.03}_{-0.03}$
C_{SPI}	$1.00^{+0.02}_{-0.02}$	$1.20^{+0.00}_{-0.02}$
$l_{\mathrm{h}}/l_{\mathrm{s}}$	$6.34^{+0.30}_{-0.10}$	$0.42^{+0.05}_{-0.05}$
kT_{disque} [eV]	200 f	565^{+66}_{-58}
$l_{\mathrm{nth}}/l_{\mathrm{h}}$	$0.91^{+0.03}_{-0.19}$	> 0.77
τ_{p}	$1.29^{+0.08}_{-0.08}$	0.2 f
Γ_{inj}	$2.91^{+0.17}_{-0.08}$	$3.06^{+0.06}_{-0.39}$
$\Omega/2\pi$	$0.25^{+0.01}_{-0.03}$	$1.04^{+0.60}_{-0.17}$
E_{Fe} [keV]	–	6.4 f
σ_{Fe} [keV]	–	0.4 f
χ^2/dof	134.68/117	101.81/79

Tableau 6.6 – *Paramètres obtenus pour l'état dur et mou de Cyg X–1 en utilisant le modèle de couronne hybride magnétisée.*

Paramètres	Dur	Mou
$C_{\mathrm{JEM-X}}$	1 f	1 f
$C_{\mathrm{ISGRI_{O10}}}$	$0.96^{+0.03}_{-0.03}$	–
$C_{\mathrm{ISGRI_{O11}}}$	$0.99^{+0.03}_{-0.03}$	$0.88^{+0.03}_{-0.03}$
C_{SPI}	$1.01^{+0.03}_{-0.03}$	$1.20^{+0.00}_{-0.02}$
l_{nth}	$8.99^{+0.12}_{-0.06}$	$2.22^{+0.73}_{-0.21}$
kT_{disque} [eV]	200 f	483^{+67}_{-26}
$l_{\mathrm{B}}/l_{\mathrm{nth}}$	< 0.04	$1.61^{+0.44}_{-0.65}$
τ_{p}	$2.08^{+0.08}_{-0.09}$	0.2 f
Γ_{inj}	$2.97^{+0.15}_{-0.11}$	$2.43^{+0.25}_{-0.37}$
$\Omega/2\pi$	$0.16^{+0.03}_{-0.03}$	$1.09^{+0.40}_{-0.19}$
E_{Fe} [keV]	–	6.4 f
σ_{Fe} [keV]	–	6.4 f
χ^2/dof	141.61/117	97.73/79

En considérant cela, la compacité totale s'écrit dorénavant : $l = l_{\mathrm{s}} + l_{\mathrm{nth}}$ et le paramètre $l_{\mathrm{nth}}/l_{\mathrm{th}}$ disparaît. En revanche, nous pouvons utiliser le paramètre $l_{\mathrm{B}}/l_{\mathrm{nth}}$. En résumé, nous avons cinq paramètres dans ce modèle : l_{nth}, $l_{\mathrm{B}}/l_{\mathrm{nth}}$, τ_{p}, Γ_{inj} et kT_{s}. Malzac & Belmont (2009) ont montré que la forme du spectre dépend, des rapports $l_{\mathrm{B}}/l_{\mathrm{nth}}$ et l_{nth}/l et non de la valeur de l. De ce fait, ce paramètre est fixé à $l = 10$ dans la table XSPEC, ce qui correspond à une luminosité typique $L \sim 0.01 L_{\mathrm{Edd}}$ pour Cyg X–1 (Done et al., 2007). Le paramètre l_{s} est donc déterminé par $l_{\mathrm{s}} = 10 - l_{\mathrm{nth}}$.

Dans l'état dur, la faible valeur de $l_{\mathrm{B}}/l_{\mathrm{nth}} < 0.04$ est compatible avec celle trouvée par Del Santo et al. (2013). Les paramètres obtenus dans cet état sont cohérents avec les paramètres du modèle non-magnétisé, excepté pour la profondeur optique pour laquelle nous observons une valeur plus élevée ici. Ceci est dû à différents traitements de la géométrie de la couronne entre EQPAIR et BELM ; la probabilité d'échappement des photons dans ce dernier correspond à une géométrie purement sphérique alors que EQPAIR utilise une combinaison entre une géométrie sphérique et une géométrie en « sandwich ».

Concernant l'état mou, je retrouve également des valeurs de paramètres compatible avec

le modèle de couronne non-magnétisée (ce qui n'est pas étonnant étant donné que les résultats trouvés avec EQPAIR sont compatibles avec $l_{\rm th} = 0$) et de ceux obtenus par Del Santo et al. (2013). Dans cet état, je parviens à contraindre la valeur du paramètre $l_{\rm B}/l_{\rm nth} = 1.61^{+0.44}_{-0.65}$ qui va nous permettre de contraindre la valeur du champ magnétique et nous apporter des informations précieuses sur le mécanisme d'accélération des électrons dans la couronne. Ceci est discuté dans la Section suivante (Section 6.5)

6.5 Discussion des résultats

6.5.1 Résumé des résultats

L'analyse de plus de quinze ans d'observations *INTEGRAL* me permet de confirmer la détection de la queue de haute énergie dans l'état dur (Cadolle Bel et al., 2006; Jourdain et al., 2014; Laurent et al., 2011, R15) grâce à IBIS et SPI. Le principal nouveau résultat est la détection de la source dans l'état mou jusqu'au moins 600 keV avec *INTEGRAL*. En utilisant une approche purement phénoménologique, je parviens à décrire le spectre d'état dur grâce à une loi de puissance coupée et et loi de puissance additionnelle avec un indice de phtons de $\Gamma_{\rm queue} = 2.08 \pm 0.03$. Dans l'état mou, la composante additionnelle n'est pas nécessaire et le meilleur ajustement est obtenu en utilisant une loi de puissance avec de la réflexion, l'émission thermique du disque et une raie du fer à 6.4 keV. Cette approche ne permet cependant pas une bonne description des données.

Dans une seconde approche, j'ai utilisé un modèle physique de Comptonisation et une loi de puissance indépendante afin d'ajuster les spectres. Les paramètres de la couronne obtenus à partir de nos ajustements entre 3 et 2000 keV sont globalement compatibles à ceux de J14 et R15 dans l'état dur et de J14 dans l'état mou. Avec cette approche je trouve des valeurs d'indice de photons compatibles entre les deux états : $\Gamma_{\rm dur} = 2.03 \pm 0.03$ et $\Gamma_{\rm mou} = 2.00^{+0.04}_{-0.03}$.

Dans l'intention de décrire de manière physique les propriétés de cette composante de haute énergie et de tester sa potentielle origine, j'ai utilisé deux modèles de Comptonisation hybride : magnétisé et non-magnétisé. En ajustant avec le modèle non-magnétisé (EQPAIR), je reporte une valeur plus élevée de $l_{\rm h}/l_{\rm s}$ dans l'état dur que dans l'état mou, résultant d'un spectre dominé par l'émission Compton inverse. Les deux états sont globalement bien modélisés avec ce modèle, et la valeur des indices d'injection des électrons sont compatibles : $\Gamma^{\rm dur}_{\rm inj} = 2.91^{+0.17}_{-0.08}$ et $\Gamma^{\rm mou}_{\rm inj} = 3.06^{+0.06}_{-0.39}$. Je trouve des résultats similaires en utilisant le modèle magnétisé pour lequel les intéractions Coulombiennes sont supprimées. Ce dernier me permet d'apporter des informations précieuses sur la valeur du champ magnétique à partir des équations (6.3) et (6.4). Dans l'état dur, $l_{\rm B}/l_{\rm nth}$ n'est pas contraint et je peux uniquement en estimer une limite supérieure de $B < 4.83 \times 10^5 \sqrt{20 R_{\rm g}/R}$ Gauss. Dans l'état mou, je peux contraindre $B = 1.9^{+1.6}_{-1.3} \times 10^6 \sqrt{20 R_{\rm g}/R}$ Gauss, compatible avec la limite supérieure ($B < 3 \times 10^6 \sqrt{20 R_{\rm g}/R}$) obtenue par Del Santo et al. (2013).

6.5.2 Interprétation sur l'origine de la queue

La composante de haute énergie est donc présente dans les deux états de Cyg X–1, avec un indice de photons compatible. À ce stades, deux scénarii sont envisageables : (1) l'émission de la queue provient du même milieu dans les deux états ou bien (2) cette émission émane de deux milieux/processus radicalement différents entre les deux états.

Cas 1 : même origine et interprétation spectrale des modèles utilisés

La modélisation avec les modèles de couronne hybride EQPAIR et BELM nous a permis d'étudier l'évolution des propriétés de la couronne entre les deux états. La première conclu-

sion que nous pouvons dresser est que nos spectres 3–2000 keV peuvent être ajustés correctement avec le modèle EQPAIR, et dans ce cas là, l'émission de la queue de haute énergie est bien produite par une population non-thermique de particules dans une couronne non-magnétisée dans l'état dur et dans l'état mou.

La modélisation avec BELM nous montre que cette émission peut également être produite par accélération des électrons dans une couronne magnétisée. De plus, il nous permet de dresser une autre conclusion très intéressante puisqu'il nous fournir de précieux indices sur la valeur du champ magnétique dans les deux états. Le rapport des compacités du champ magnétique à l'équipartition l_{B_R} et de celle du champ magnétique l_B est donné par Lightman & Zdziarski (1987) :

$$\frac{l_B}{l_{B_R}} = \frac{l_B}{l_{\rm nth}} \frac{l_{\rm nth}}{l} \frac{4\pi/3}{1+\tau_T/3} \tag{6.5}$$

où $\tau_T = \tau_e + \tau_p \simeq \tau_p$, avec τ_e la profondeur optique des électrons. Je trouve des rapports de 0.08 et 1.40 respectivement pour l'état dur et l'état mou. Dans l'état dur, cette faible valeur indique que de la reconnexion magnétique pouvant être responsable de l'accélération des particules dans la couronne n'est pas possible, résultat compatible avec Del Santo et al. (2013). Si l'accélération des particules via la reconnexion magnétique n'est pas possible, alors cela signifie que la queue de haute énergie est produite autre part, dans une autre zone qui n'est pas la couronne. Les jets deviennent dans ce cas là une piste à suivre quant à l'origine de cette émission. Dans l'état mou, la valeur du champ magnétique est proche de l'équipartition, ce qui signifie que de la reconnexion peut avoir lieu et ce mécanisme serait à l'origine de l'accélération des électrons dans la couronne.

Rajoutons également que dans ces modèles, la queue de haute énergie est bien due à de la Comptonisation non-thermique et non pas à un processus synchrotron (même en ajoutant le champ magnétique dans BELM). Même dans l'hypothèse où le champ magnétique est ordonné aux grandes échelles, ces modèles ne permettent pas d'expliquer la polarisation mesurée par (L11, Jourdain et al., 2012b, R15).

Cas 2 : origines différentes, interprétation dans un contexte tenant compte des résultats antérieurs

Dans l'état dur, le haut degré de polarisation détecté peut-être expliqué par l'émission de jets (L11, Jourdain et al., 2012b; Zdziarski et al., 2014, R15). Cette hypothèse est également renforcée par la détection entre 60 MeV et 20 GeV de *Fermi*/LAT (Bodaghee et al., 2013; Malyshev et al., 2013; Zanin et al., 2016; Zdziarski et al., 2017). De plus, dans un récent article de Kantzas et al. 2020, soumis, les auteurs ajustent les spectres *INTEGRAL* utilisés dans cette étude (en plus d'autres observations, leur permettant d'obtenir un spectre large bande, depuis la radio jusqu'à l'émission au TeV) avec un modèle de jets où l'émission de la queue de haute énergie dans l'état dur est cohérente avec l'émission synchrotron des jets. La suppression du flux radio dans l'état mou (Fender et al., 1999, R15) pourrait donc s'expliquer par l'extinction des jets, laissant derrière eux une couronne hybride responsable de l'émission non-thermique dans l'état mou (e.g., Cadolle Bel et al., 2006; Del Santo et al., 2013; Wilms et al., 2006).

Un autre scénario est possible également, celui proposant la présence de jets dans les deux états de Cyg X–1. En effet, peu après la transition de l'état dur vers l'état mou de 2010, Rushton et al. (2012) ont détecté la présence de faibles jets compacts avec le Very Long Baseline Interferometry (VLBI). Même si cette détection pourrait cependant simplement être le vestige de la transition état dur $\rightarrow$ état mou, une étude très récente (Zdziarski et al., 2020) revendique la détection de jets radio dans l'état mou. En effet, les auteurs observent une corrélation et une simultanéité entre le flux radio à 15 GHz et le flux X 15–50 keV pas seulement dans l'état dur mais également dans l'état mou impliquant la présence de jets dans cet état.

Il est proposé par Drappeau et al. (2017) que les jets pourraient survivre dans l'état mou mais que le flux de ces derniers se situerait en dessous du seuil de détectabilité des télescopes radio. Dans le contexte de leur modèle de chocs internes, ces « jets sombres » seraient cinétiquement efficaces mais radiativement inefficaces. Gardons cependant à l'esprit que ce modèle n'a pour l'instant été testé que pour deux sources : GX 339–4 et H 1743–322 qui sont toutes deux des LMXBs et il n'est pas certain que cette étude puisse être appliquée à Cyg X–1, HMXB persistante.

Alors que l'émission de haute énergie dans l'état dur semble provenir d'une émission synchrotron des jets, mon étude ne permet pas à ce stade de trancher entre les différents scénarii possibles dans l'état mou. Pour cela, l'étude doit être poursuivie en mesurant la polarisation de la lumière émanante de cette composante, particulièrement dans l'état mou, là où le flux était jusqu'à présent trop faible pour qu'une polarisation, si polarisation il y a, ne soit détectée. C'est ce que nous verrons dans le Chapitre 8, mais avant nous allons nous intéresser à une source très particulière, Cygnus X–3, pour laquelle j'ai effectué une approche similaire à celle de Cyg X–1 afin de sonder la possible présence d'une émission non-thermique à haute énergie.

Astronomy & Astrophysics manuscript no. Corrected1
November 13, 2020
©ESO 2020

Potential origin of the state-dependent hard tail in the black hole microquasar Cygnus X-1 as seen with INTEGRAL

F. Cangemi[1], T. Beuchert[2], T. Siegert[3], J. Rodriguez[1], V. Grinberg[4], R. Belmont[1], C. Gouiffès[1], I. Kreykenbohm[5], P. Laurent[1], K. Pottschmidt[6, 7], and J. Wilms[5,]

[1] Lab AIM, CEA/CNRS/Université Paris-Saclay, Université de Paris, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
e-mail: floriane.cangemi@cea.fr
[2] European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Straße 2, 85748 Garching bei München, Germany e-mail: tobias.beuchert@eso.org
[3] Center for Astrophysics and Space Sciences, University of California, San Diego, 9500 Gilman Drive, La Jolla, CA 92093, USA
e-mail: tsiegert@ucsd.edu
[4] Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Sand 1, 72076 Tübingen, Germany
[5] Dr. Karl Remeis-Sternwarte and Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, Sternwartstr. 7, 96049 Bamberg, Germany
[6] CRESST, CSST, Department of Physics, University of Maryland Baltimore County, 1000 Hilltop Circle, Baltimore, MD 21250, USA
[7] NASA Goddard Space Flight Center, Astrophysics Science Division, Code 661, Greenbelt, MD 20771, USA

Received ; accepted

ABSTRACT

Context. 0.1–10 MeV observations of the black hole microquasar Cygnus X-1 have shown the presence of a spectral feature in the form of a power law in addition to the standard black body (0.1–10 keV) and Comptontonization (10–200 keV) components usually seen in all black hole X-ray binaries. This so-called "high-energy tail" has recently been shown to be strong in the hard spectral state and has been interpreted as high-energy part of the emission from a compact jet.
Aims. This result was, however, obtained from a data set largely dominated by hard state observations. In the soft state, only upper limits on the presence and hence the potential parameters of a hard tail could be derived. Using an extended data set we aim at obtaining better constraints on the properties of this spectral component in both states.
Methods. We make use of data obtained from about 15 years of observations with the *INTEGRAL* satellite. The data set is separated into the different states and we analyse stacked state-resolved spectra obtained from both the gamma-ray Imager and the Spectrometer onboard.
Results. A high-energy component is detected in both states, confirming its earlier detection in the hard state and its suspected presence in the soft state as seen in a much smaller SPI data set. We first characterize the hard tail components in the two states through a model-independent, phenomenological analysis. We then apply physical models based on hybrid Comptonization (`eqpair` and `belm`). The spectra are well modeled in all cases, with a similar goodness of the fit. The spectral properties of the tails in the two states are, however, quite different. This might indicate that the emission originates from different media in the two cases. Our results are compatible with a compact jet origin in the hard state and hybrid Comptonization in the soft state.

Key words. Accretion, accretion disks — Physical data and processes — Black hole physics — X-rays: binaries — Stars: black holes — Stars: individual (Cyg X-1)

1. Introduction

Black-hole X-ray binaries (BHXBs) are systems with variable X-ray emission which can transit through various spectral states during outbursts. Since the discovery of different types of radio jets in these systems (e.g. Mirabel et al. 1992; Fender et al. 1999), they are commonly dubbed "microqusars". The two main (canonical) states are the low-hard state (LHS) and the high-soft state (HSS; see, e.g., Remillard & McClintock 2006; Belloni 2010, for a precise definition of the states). In the LHS the X-ray spectrum between ∼1 and ∼100 keV is dominated by a hard power law with a photon index of $\Gamma \lesssim 1.5$ which is cutting off at a few hundred keV. Compact radio jets are only observed in the LHS (e.g., Fender 2001) and have been resolved in a couple of sources: Cygnus X-1 (Cyg X-1) and GRS 1915+105 (e.g. Stirling et al. 2001; Fuchs et al. 2003). In the HSS the spectrum is dominated by a blackbody component peaking at ∼1 keV. This component is associated with thermal emission from an optically thick accretion disk. Usually, no radio emission is detected in this state (e.g., Fender et al. 1999; Remillard & McClintock 2006; Belloni 2010), with the possible exception Cyg X-1 where a tenuous radio emission was detected using the Very Long Baseline Interferometry (Rushton et al. 2012). BHXBs are observed to transition from the LHS to the HSS via a state of intermediate hardness (e.g., Belloni 2010). During outbursts many microquasars transition between these different states, typically following the pattern *quiescence→LHS→IS→HSS→IS→LHS→ quiescence*, which describes a q-shaped track, often simply called "q-track" in hardness-intensity diagrams (e.g., Homan et al. 2001; Fender et al. 2004; Belloni et al. 2005).

Send offprint requests to: floriane.cangemi@cea.fr; tbeuchert@eso.org

In several bright sources observations made at higher energies have shown the presence of a high-energy tail above a few hundred keV that can sometimes extend to several MeV (Grove et al. 1998). In this paper we seek deeper insight into the state-resolved high-energy tail emission in order to discuss its physical origin which is still subject to much debate. To do so we focus on the most promising candidate, Cyg X-1, and exploit the joint capability of the Imager on Board the *INTEGRAL* Satellite (IBIS) and the SPectrometer onboard *INTEGRAL* (SPI) to perform detailed spectral analysis of the broad-band ∼20 keV–2 MeV data by accumulating all existing *INTEGRAL* data of this source taken over the first fifteeen years of the satellite's life.

Although it was used as a prototype for the definition of the (canonical) X-ray spectral states, Cyg X-1 is a peculiar case. Located at a distance of 1.86 ± 0.12 kpc (Reid et al. 2011), it is a persistent High Mass X-Ray Binary with a $14.8 \pm 1.0\,M_{\odot}$ black hole orbiting a blue supergiant star with a mass of $19.2 \pm 1.9\,M_{\odot}$ (Orosz et al. 2011). The orbital plane is seen at an inclination of ∼27° (Orosz et al. 2011, Miller-Jones et al., submitted). In contrast to the majority of (transient) BHXBs, its individual states persist on much longer time scales (e.g., Grinberg et al. 2013), and even though the parameters of its spectral states are similar to other sources, that spectral state transitions are observed, Cyg X-1 does not follow the typical "q-track" pattern for transients: for exemple, it never went back to quiescence.

A high-energy tail above the thermal Comptonization continuum in Cyg X-1 was detected for the first time in both the soft and hard accretion states by the COMPTEL instrument (McConnell et al. 2000, 2002) on board on the Compton Gamma-Ray Observatory (*CGRO*). The tail in the LHS was later confirmed with the SPI (Cadolle Bel et al. 2006a; Jourdain et al. 2012) and IBIS (Laurent et al. 2011; Rodriguez et al. 2015, hereafter L11, R15), but so far has remained undetected by *INTEGRAL* in the HSS (Jourdain et al. 2014). This might be both due to the intrinsic faintness of the component and the rather shorrt *INTEGRAL*'s exposure time in the HSS. Observations obtained between 2003 and 2011 contained ∼ 90 % of LHS data (e.g., R15). Thanks to a spectral transition to a long-lasting HSS in 2011 (Grinberg et al. 2011), follow-up studies such as the present one will be increasingly sensitive to the hard tail emission of Cyg X-1 in the HSS.

The detection and investigation of the high-energy tails in both states of Cyg X-1 with *INTEGRAL* is sought-after because of the mission's combination of a large effective area with the capability to measure polarization – a key tool to breaking degeneracies in the quest for the physical origin of the hard tail emission. Several studies have confirmed a high degree of polarization for the high-energy tail in the LHS (L11, Jourdain et al. 2012, and R15 for a state-resolved polarimetric analysis), which is compatible with synchrotron emission from a jet (observed in the source's LHS e.g., Stirling et al. 2001; Zdziarski et al. 2012). However, this extension above the Comptonized spectrum could also originate from a non-thermal electron distribution in the corona (e.g., McConnell et al. 2002; Romero et al. 2014; Jourdain et al. 2014; Chauvin et al. 2018). In particular, (Del Santo et al. 2013) sparated all Cyg X-1 *INTEGRAL* data obtained until 2009 into twelve separate sub-states according to their hardness in the IBIS range and their 30–100 keV spectral slope. They studied these twelve stacked spectra within the framework of hybrid models, etheir non-magneetized (`eqpair`) or with magnetization (`belm`), and could obtain upper limits on the corona's magnetic field. Their study mostly consider spectra in the LHS and IS and cover energies < 500 keV.

We are thus not only interested in assessing the existence of a high-energy tail in the HSS but also in investigating its origin with the extended amount of data available. Our approach, accumulating data until 2017, increases the count statistics by a significant amount over all earlier works and allows us to study the parameter space of hybrid models not only in the LHS but also, for the irst time with *INTEGRAL*, in the HSS up to 2 MeV. This paper is organized as follows. In Sect. 2, we outline the selection criteria for data considered in this work and the extraction of data products. In Sect. 3, we present a set of techniques and models used to describe the data products. In Sect. 4, we discuss the results and in Sect. 5 we provide our conclusions.

2. Observations and Data Reduction

2.1. State classification and data selection

We consider all Cyg X-1 observations made with *INTEGRAL* from 2003 June 9 to 2017 November 7 (Modified Julian Day, MJD 52799 to 58054) corresponding to the satellite revolutions (hereafter revs) 54 to 1882. We restrict our analysis to "science windows" (hereafter scw), i.e., individual *INTEGRAL* pointings of typically 1800–3600 s duration, where Cyg X-1 is less than 10° off axis. This results in a total of 7288 scws corresponding to 11.4 Ms of dead time-corrected exposure.

Similar to R15, we separate the whole data set into three states (soft/HSS, intermediate/IS and hard/LHS) using the model-independent classification of Grinberg et al. (2013). This classification defines LHS, HSS and IS based on count rates and hardnesses measured by all sky monitor instruments (*R*XTE/ASM, *MAXI*, and *Swift*/BAT). Figure 1 shows the classification of the individual scws. This figure extends the similar Fig. 1 from Grinberg et al. (2013), to whom we refer for the details of the methodology of the classification. As in R15, we use all sky monitor data within 6 hours from a given *INTEGRAL* scw for the classification. Such stringent time constraints on the classification are necessary since the source is known to undergo fast state transitions (Böck et al. 2011; Grinberg et al. 2013). In total, we roughly double the total exposure time in the LHS compared to R15, and the new extended HSS covering roughlyMJD 55800 to 57400 (with some exursions into the LHS, Fig. 1) allows us to increase the HASS exposur by a factor three compared to R15. After MJD 57400, *INTEGRAL* mostly catchess Cyg X-1 in the LHS (Fig. 1). To summarize, we obtain 3178, 2262, and 600 scws in the LHS, HSS, and intermediate state, respectively, corresponding to 4.4 Ms, 3.4 Ms, and 0.89 Ms of exposure time. A total of 1248 scws remain unclassified with this method and are not taken into account in our analysis.

2.2. Spectral extraction: INTEGRAL/ISGRI

Data from *INTEGRAL*'s Soft Gamma-Ray Imager taken before December 2015 (*INTEGRAL* revolution 1627, MJD 57387) were reduced with version 10.2 of the `Off-line Scientific Analysis (OSA)` software. Data obtained after that date were extracted with `OSA v11`. This split is necessary since (at the time of writing) specific versions of calibration data – specifically for the gain correction of the instrumental energy scale – are required for both software versions[1]. The long-term IBIS light curve (with a resolution of individual scws) is shown in the top panel of Fig. 1. The different gain correction used before and after December 2015 is seen as an overall increase in

[1] See `https://www.isdc.unige.ch/integral/analysis#Software` for the restrictions on the use of `OSA v11` with IBIS.

the 30–50 keV count rate. For comparison, the 30–50 keV Crab count rate is ∼87 counts s^{-1} for `OSA v10.2` and ∼134 counts s^{-1} for `OSA v11`.

IBIS/ISGRI data were reduced with standard procedures[2]. For each satel- lite revolution we first produce a mosaic images to identify the brightest sources (here defined as those having a detec-tion significance greater than 7 in the 30–50 keV mosaic image) of the field. We then extract the scientific products (light curves and spectra) on a scw-by-scw basis. For each scw, we construct a sky model including the afore defined brightest sources (usually Cyg X- 3, Cyg X-2, GRO J2058+42, and KS 1947+300, in addition to Cyg X-1). Taking the background into account, the analysis software then reconstructs the sky image and corresponding source count rates by deconvolving the shadowgrams projected on the detector plane. The roughly 250 scws from the time period of the 2015 June outburst of V404 Cyg (*INTEGRAL* revolutions 1554 through 1558) remain unclassified and thus were ignored in our analysis.

Sources spectra were extracted on a logarithmic grid of 60 spectral channels. In `OSA v11.0`, the spectral binning and the response matrices are calculated and provided automatically by the extraction s/w. In `OSA v10.2`, the binning is provided by the user and based on a pre-rebinned redistribution matrix file (rmf). We construct the latter to be as close as possible to the `OSA v11.0` one, resulting in spectral bins deviations of less than 0.25 keV per channel. We then stack the individual spectra according to the version of the extraction s/w and following their spectral state classification, resulting in a total of four stacked spectra: two per spectral states. For each we add 2 % systematic uncertainties to each of the 60 spectral channels[3]. For the spectral fittings, we omit the spectral channels below 25 keV for all the ISGRI spectra obtained with `OSA v10.2` and those below 30 keV for the `OSA 11.0` ones.

2.3. Spectral extraction: INTEGRAL/SPI

The SPI data analysis relies on the comparison of sky models and a description of the instrumental background to data in the raw format of counts per energy bin, detector, and pointing (scw). See Vedrenne et al. (2003) for details about the instruments. For the SPI extraction we include the source-intrinsic and background variability in the sky model, yielding state-resolved, long-term spectra. In the case of Cyg X-1 our sky models consist of point-sources in the 16° × 16° field of view with time-dependent fluxes. Above ∼100 keV, only Cyg X-1 and Cyg X-3 are significantly detected and taken into account.

First, we collect the good time intervals as defined for the IBIS/ISGRI data analysis divided into soft and hard state. Because SPI is very sensitive to instrument mode changes, (solar) particle events, detector failures, and Van Allen belt passages, we apply additional filter criteria as shown in Table 1. The resulting number of pointings is 1771 and 2358 for the HSS and LHS, respectively, with a total dead time corrected observation time of 3.4 Ms and 4.7 Ms, respectively. The resulting exposure map using all good pointings is shown in Fig. 2. This map shows Cyg X-1 in the center of the chosen exposure and which (known) sources are exposed how much and how they might contribute in the fit.

[2] `https://www.isdc.unige.ch/integral/download/osa/doc/11.1/osa_um_ibis/man.html`;
[3] `https://www.isdc.unige.ch/integral/download/osa/doc/11.1/osa_um_ibis/man.html`.

Table 1. Selection criteria for SPI data set based on "science housekeeping" (HK) parameters. Revolutions 1554 to 1558 are excluded because of the V404 Cygni outburst.

HK parameter	Allowed values/ranges
SPIMode	41
ACSRate/GeSatTot	[360, 400]
HVDetMean	[2.05, 4.05]
OrbitRevPhase	[0.1, 0.9]
ΔTempColdPlt	[0.5, 0.8]
FracGoodEvtsTot	[0.04, 0.06]
IREM TC2Rate	< 3
IREM S32Rate	< 5
Revolution	¬ {236, 354, 1147, 1149, 1604}
	¬ {1554, . . . , 1558}

We consider single events (SE) below 530 keV and pulse-shape discriminated (PSD) events above that energy. This removes strong "electronic noise" features between 1.4 and 1.7 MeV and allows for a smooth spectral extraction (Roques & Jourdain 2019). We also extract SE spectra up to 755 keV to establish consistency between the two data types. The derived PSD fluxes are then scaled by a factor of 1/0.85 to account for the change in efficiency (Roques & Jourdain 2019).

For the spectral extraction we define 21 logarithmic energy bins between 25 keV and 755 keV for the SE range, and eight logarithmic bins between 530 keV and 2000 keV for the PSD range. The spectra are obtained bin by bin from maximum likelihood fits accounting for Poisson-distributed data. These fits include the two-component background model as described by Siegert et al. (2019), which is based on the SPI BackGround and Response DataBase (BGRDB, Diehl et al. 2018), as well as Cyg X-1 and Cyg X-3. We use *OSA*'s *spimodfit* (Strong et al. 2005) to perform these fits.

The SPI background variation time scale depends on energy and energy bin size (Siegert et al. 2019); additionally, the absolute fluxes of the sources may change with time, even in when they are in the same state. To determine the optimal variation time scales for both background and source at the same time, we thus perform a grid search. To do so, we define 13 variability time scales, between one pointing (∼0.6 h) and no variability (constant background and source), and double the times in each step (in total 169 grid points). The smaller the variability time scale, the more parameters are included in the fit. Although this results in a better likelihood, it however tends to over sample the data. In order to penalise large numbers of parameters we search for the minimum Akaike Information Criteria (AIC Akaike 1974; Cavanaugh et al. 1997) instead, which defines the fit quality of models relative to each other (see the appendix for examples of AIC maps). From this analysis, we find that in the HSS the background variability time scale is rather constant as a function of energy, changing between 12 h and 72 h (∼1/6–1 INTEGRAL orbit). In the LHS background variations are more frequent. The background variability time scale is found to decrease down to the pointing time scale below 150–200 keV. At these energies, however, the background and source patterns in addition to the large number of fitted parameters are too degenerate to determine a robust estimate for a temporal variability time scale of Cyg X-1.

It appears that switching off a strong source variability provides similar flux normalisations to IBIS/ISGRI spectral extractions ($c_{\mathrm{ISGRI}}/c_{\mathrm{SPI}} \approx 1.0$, see Table 2) in the LHS but only to a lesser extent in the HSS ($c_{\mathrm{ISGRI}}/c_{\mathrm{SPI}} \approx 1.3$). Above 300 keV

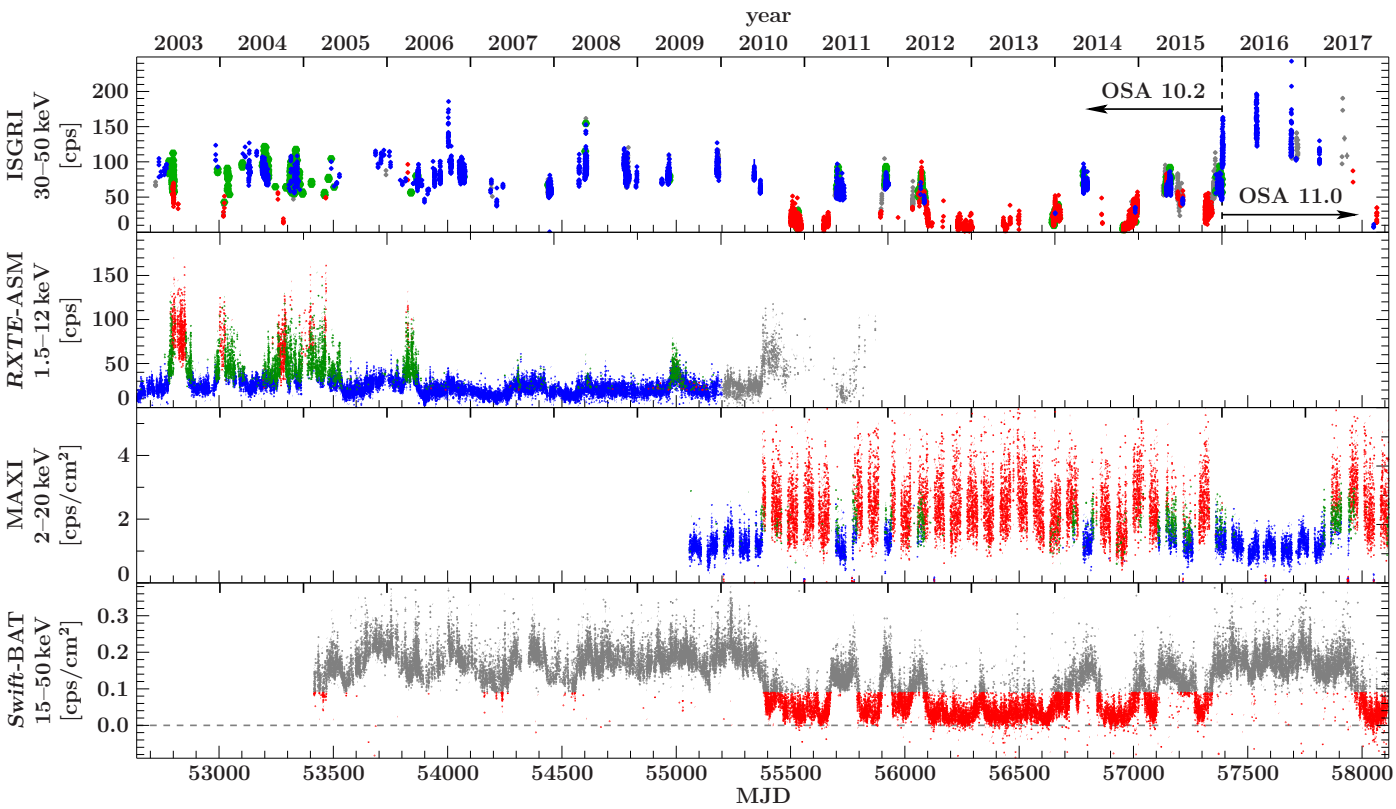


Fig. 1. Spectral state evolution of Cyg X-1 between 2003–2017 after Grinberg et al. (2013). The HSS is shown in red, the IS in light plum and the LHS in blue. Unclassified data are plotted in gray. *Upper panel:* 30–50 keV *INTEGRAL*/ISGRI light curve. The vertical dashed line indicates the change of the *INTEGRAL* data analysis software. *Lower three panels: RXTE*/ASM, *MAXI* and *Swift*/BAT light curves of Cyg X-1.

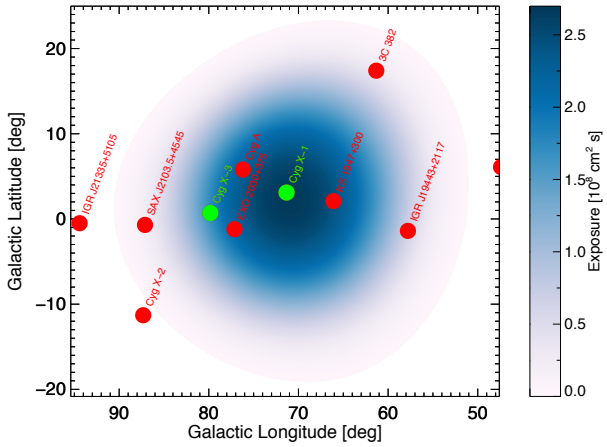


Fig. 2. SPI exposure of Cyg X-1 in its soft state in units of 10^6 cm^2 s^{-1}. The fully-coded field of view of SPI is 16° × 16°. Green points indicate point sources which have to be taken into account in the SPI data analysis. Red points show other sources which are listed in the SPI catalogue of Bouchet et al. (2011) but are only seen below ≲100 keV or at specific flare times.

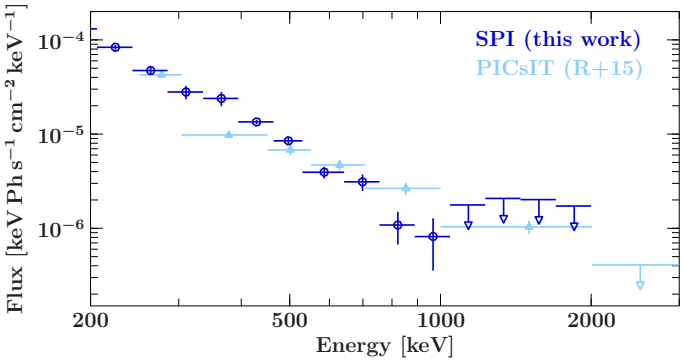


Fig. 3. Comparison of our extracted hard state *INTEGRAL*/SPI spectrum with *INTEGRAL*/IBIS/PICsIT spectra (a) extracted for the same time period as SPI and (b) for data before 2012 as published by Rodriguez et al. (2015).

(400 keV) in soft (hard) state, the number of fitted parameters for background and source are considerably smaller, reducing also the degeneracy in the maximum likelihood fits. The source spectra are then found to be steady, and the high-energy tail (Sect. 3.2) is constant in time.

We compare our extracted *INTEGRAL*/SPI hard state spectrum with the *INTEGRAL*/IBIS Compton-mode spectrum published by R15 in Fig. 3. At that time, the spectrum has been blame to be very hard. Here, we observe a softer spectrum as extracted with SPI compared to the Compton-mode one.

2.4. Spectral extraction: INTEGRAL/JEM-X

For the Joint European X-ray Monitor (JEM-X Lund et al. 2003) spectral extraction, we restrict our selection to scw where the source is in the field of view of the JEM-X 1, i.e., where the source is less than 5°off-axis. This selection results in 836 and 1112 scw for the hard and the soft state respectively. the data

from JEM-X are reduced OSA v11.0. We follow the standard steps described in the JEM-X user manual[4]. Spectra are extracted in each scw where the source is automatically detected by the software at the image creation and fitting step. Spectra are computed over 32 spectral channels using the standard binning definition. The individual spectra are then combined with the OSA *spe_pick* tool. The appropriate ancillary response files (arf) are produced during the spectral extraction and combined with *spe_pick*, while the redistribution matrix file (rmf) is rebinned from the instrument characteristic standard rmf with j_rebin_rmf. We add 3 % systematics on all spectral channels for each of the stacked spectra, as recommanded in the JEM-X user manual.

3. Results

3.1. Methodology for the spectral analysis

We use both the Interactive Spectral Interpretation System (ISIS; Houck & Denicola 2000) and XSPEC V.12.10 (Arnaud 1996) packages for the spectral analysis.

In order to assess the presence, the significance, and the main properties of the hard tail, we first analyse the data with a simple (semi-)phenomenological model, i.e., a thermal Comptonization continuum in combination with a power law extending into the MeV range (Sect. 3.2). Keeping in mind the suggested origin for the LHS hard tail (L11, R15 Jourdain et al. 2012)., we then investigate other possible origins for this component. We use physical models considering the broad-band source spectrum as originating from a single medium composed of an hybrid thermal/non-thermal particle distributions (Sect. 3.3 and 3.4).

3.2. Phenomenological approach: a hard-tail in both states

The LHS (blue) and HSS (red) stacked energy-flux spectra of JEM-X 1 (ligh colors), IBIS/ISGRI (intermediate colors) and SPI (heavy colors) are shown in Fig. 4.

Following the approach presented in (Jourdain et al. 2014, hereafter J14)and R15, we first focus on the 3–400 keV spectral band. In that energy range, we apply the thermal Comptonization model compTT (Titarchuk 1994) being reflected off the disk, i.e., in xspec notation

```
const*reflect(compTT),
```

that has been successfully used by J14 and R15. The const component is a multiplicative constant necessitated by the differences in absolute flux calibration between the different instruments used. In the LHS, we freeze the value of the seed photon temperature of the comptt component to $kT_0 = 0.2$ keV (e.g., Balucinska & Hasinger 1991; Wilms et al. 2006, R15). In the HSS, we also need to add the thermal emission from the disk (diskbb) and an iron line at 6.4 keV (fitted by a gaussian, gauss). Thus, the model is written in xspec as

```
const*reflect(compTT+diskbb+gauss),
```

We fix the energy and the width of the line to $E_{\rm Fe} = 6.4$ keV and $\sigma_{\rm Fe} = 0.4$ keV respectively. The seed photon temperature of the comptt component is fixed to the temperature at inner disk radius of the diskbb component. We use $i = 27^\circ$ for both, LHS and HSS accordingly to Orosz et al. (2011).

[4] https://www.isdc.unige.ch/integral/download/osa/doc/11.1/osa_um_jemx/man.html.

Table 2. Model parameters for (semi-)phenomenological fits to the LHS and HSS stacked spectra between 3–2000 keV. Fixed parameters are denoted with an asterisk.

Parameters	LHS	HSS
$c_{\rm JEM-X}$	1^*	1^*
$c_{\rm ISGRI,OSA10}$	$0.85^{+0.04}_{-0.04}$	–
$c_{\rm ISGRI,OSA11}$	$0.88^{+0.04}_{-0.04}$	$0.89^{+0.03}_{-0.03}$
$c_{\rm SPI}$	$0.90^{+0.04}_{-0.04}$	$1.20^{+0.00}_{-0.02}$
kT_0 [keV]	$0.2*$	$1.02^{+0.05}_{-0.05}$
kT [keV]	$53.1^{+3.1}_{-3.2}$	72^{+5}_{-6}
τ	$1.47^{+0.09}_{-0.09}$	$0.26^{+0.03}_{-0.03}$
$\Gamma_{\rm tail}$	$2.06^{+0.03}_{-0.03}$	$2.00^{+0.04}_{-0.03}$
$\Omega/2\pi$	$0.84^{+0.22}_{-0.10}$	$0.61^{+0.22}_{-0.16}$
$E_{\rm Fe}$ [keV]	–	6.4^*
$\sigma_{\rm Fe}$ [keV]	–	0.4^*
$\chi^2_{\rm red}$	141.54/117	109.14/78

Once an appropriate fit has been obtained with the spectra below 400 keV, we then add ISGRI and SPI data above 400 keV. A clear high-energy tail is visible in both states above the continuum just described with thermal Comptonization. We model this excess tail emission with a powerlaw. We assess the significance of the added power law tail using the F-test. A low probability P-value of the F-test suggests that the null-hypothesis, i.e., the assumption that the thermal Comptonization continuum describes the broad-band spectrum well, is false and means that the fit requires the additional powerlaw component to model the high-energy tail. We find a F-test probability of $P = 3.5 \times 10^{-24}$ and 3.3×10^{-5} in the LHS and HSS respectively. Table 2 lists all best-fitting parameters in the 3–2000 keV range whereas the Fig. 3.2 shows the best fits and their residuals for both states. The different spectral components are represented with different linestyles: Comptonized continuum in dense-dashed line, additionnal powerlaw in dotted line, disk emission in dotted-dashed line and the iron line in loosley dashed line.

3.2.1. The LHS

In the LHS, the electron temperature of $kT \sim 53$ keV is typical (e.g. Wilms et al. 2006), consistent with J14 and very close to R15. The optical depth of $\tau \sim 1.5$ seems however slighly higher than in the two previous studies. The reflected photon fraction of $\Omega/2\pi \sim 0.8$ is consistent with the one found by J14 but remains higher than in J15 ($\Omega/2\pi = 0.13 \pm 0.02$). The small differences are expected given the variable nature of the source and largely extended accumulation time in this state compared to previous works. For the same reason, we are not surprised by the slight differences in $\Omega/2\pi$ between our work and that of R15. We are moreover following an oversimplified approach to describe reflection, while relativistic effects have been proven to be strongly apparent in the 0.5–80 keV continuum of Cyg X-1 when measured with focusing X-ray optics (e.g., Parker et al. 2015; Duro et al. 2016; Walton et al. 2016; Basak et al. 2017). We find a photon index of $\Gamma_{\rm tail} = 2.06 \pm 0.03$ for the additionnal powerlaw component, which is higher than the hard value found by R15 ($\Gamma^{R15}_{\rm tail} = 1.4^{+0.2}_{-0.3}$) but remain consistent with J14 ($\Gamma^{R15}_{\rm tail} = 1.8 \pm 0.2$).

3.2.2. The HSS

Significant residuals arise in the HSS between tens to hundreds of keV for IBIS/ISGRI when extracted with OSA v10.2. We

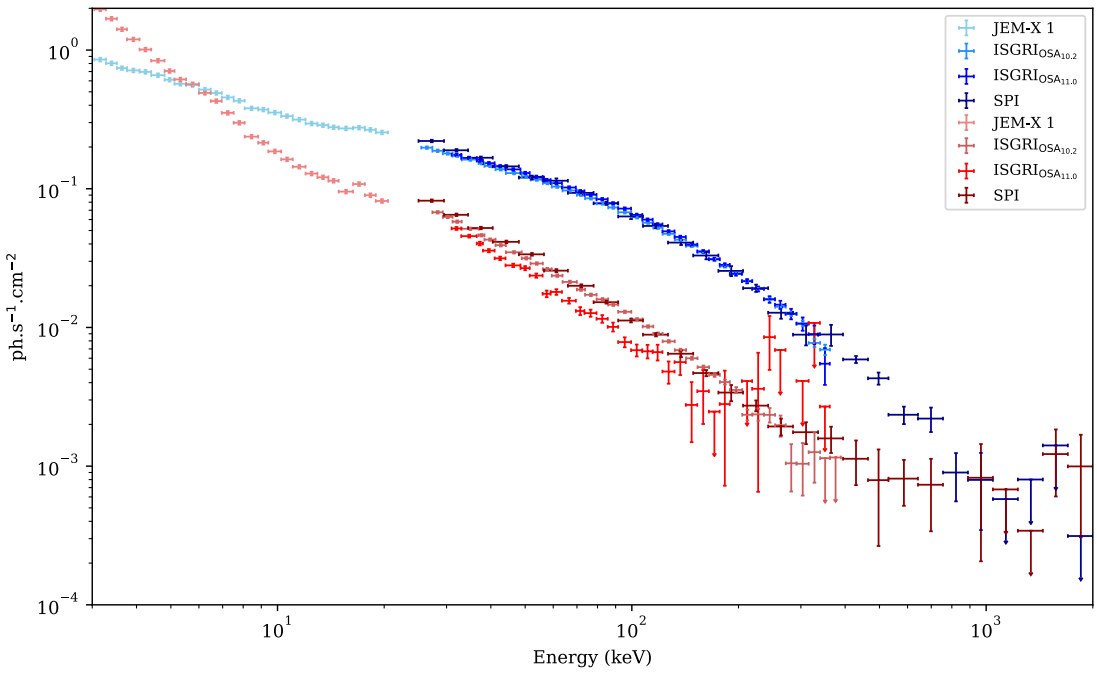


Fig. 4. Long-term (2003–2018), broad-band (3 keV to 2 MeV), and state-resolved (red: HSS, blue: LHS) stacked spectra of JEM-X 1 (light colors) ISGRI (intermediate colors) and SPI (heavy colors).

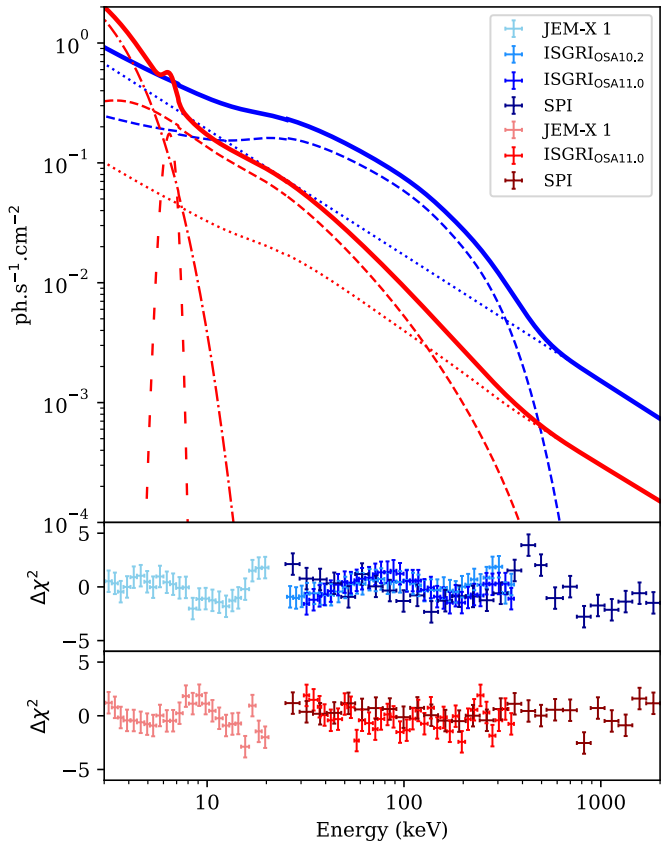


Fig. 5. Results of our (semi-)phenomenological fitting for LHS (blue) and HSS (red) with a Comptonisation model. The different model component are shown with different linestyles: Comptonized continuum (dense-dashed), additionnal powerlaw (dotted), disk emission (dotted-dashed) and the iron line (loosley dashed). Bottom panels shows the residulas for both states.

therefore exclude the `OSA v10.2` HSS data from the fit. The resulting reduction in count statistics has only minor impact due to the coverage of the same energy range by SPI.

We are able to integrate a sufficient amount of counts in the HSS of Cyg X-1 and can confirm the suggestion of a high-energy tail in the HSS by J14. We find a photon index for the addtionnal powerlaw of $\Gamma_{\rm tail} = 2.00^{+0.04}_{-0.03}$ which is consistent with the value we find in the LHS. Concerning the other parameters, we find an electron temperature of $kT \sim 72$ keV and an optical depth of $\tau \sim 0.26$ consistent with the previous results of J14. We can contrain the reflection component to $\Omega/2\pi 0.61^{+0.22}_{-0.16}$.

3.3. State-resolved spectral modelling: unmagnetized hybrid plasma

3.3.1. Basics of `eqpair` model

To go beyond the simple phenomenological approach, we model the data with the emission from a single region, where the electron distribution is hybrid. In such a model, the hard tail is explained by the emission of a non-thermal population of accelerated particles. These particles cool down and eventually thermalize because of several processes such as Coulomb collisions. The steady state distribution is then a hybrid distribution constituted by a low energy, thermal population producing the bulk of the emission below 400 keV and a high-energy, non-thermal population producing the hard tail above 400 keV.

To model such a hybrid plasma, we first use `eqpair` (Coppi 1999) that has been successfully used in describing the broad-band spectra of Cyg X-1 in different states (Gierliński et al. 1999; McConnell et al. 2002; Wilms et al. 2006; Cadolle Bel et al. 2006b; Fritz et al. 2007; Nowak et al. 2011; Del Santo et al. 2013). This model takes into account all microphysical interactions and processes between particles and photons (bremsstrahlung, Compton-scattering, pair production, and electron-electron Coulomb collisions) in a homogeneous,

Table 3. `eqpair` model parameters for our stacked HSS and LHS spectra. Fixed parameters are denoted with an asterisk.

parameter	LHS	HSS
$c_{\rm JEM-X}$	1^*	1^*
$c_{\rm ISGRI,OSA10}$	$0.96^{+0.02}_{-0.02}$	–
$c_{\rm ISGRI,OSA11}$	$0.99^{+0.04}_{-0.04}$	$0.88^{+0.03}_{-0.03}$
$c_{\rm SPI}$	$1.00^{+0.02}_{-0.02}$	$1.20^{+0.00}_{-0.03}$
$kT_{\rm bb}$ [eV]	200^*	565^{+68}_{-58}
$l_{\rm h}/l_{\rm s}$	$6.34^{+0.30}_{-0.10}$	$0.42^{+0.05}_{-0.05}$
$l_{\rm s}$	1^*	10^*
$l_{\rm nth}/l_{\rm h}$	$0.91^{+0.03}_{-0.19}$	> 0.77
$\tau_{\rm p}$	$1.29^{+0.08}_{-0.08}$	0.2^*
$\Gamma_{\rm inj}$	$2.91^{+0.17}_{-0.08}$	$3.06^{+0.06}_{-0.39}$
$\Omega/2\pi$	$0.25^{+0.01}_{-0.03}$	$1.04^{+0.60}_{-0.17}$
$E_{\rm Fe}$ [keV]	–	6.4^*
$\sigma_{\rm Fe}$ [keV]	–	0.4^*
χ^2/dof	134.68/117	101.81/79

isotropic and ionized medium of total optical depth τ_p. Soft photons are injected into the medium as a multicolor disk blackbody characterised by the inner disk temperature k$T_{\rm bb}$ and the total power L_s. Energy is provided to the electron population through two channels: either directly in the thermal pool of electrons with power $L_{\rm th}$, or as non-thermal particles with a power law distribution with index $\Gamma_{\rm inj}$ and power $L_{\rm nth}$. The total power injected into electrons is $L_{\rm h} = L_{\rm th} + L_{\rm nth}$. In steady state, the source luminosity equals the total injected power: $L = L_{\rm s} + L_{\rm h}$. In the code, the luminosity is described by the compactness parameter:

$$l = \frac{\sigma_{\rm T}}{m_{\rm e}c^2}\frac{L}{R} \tag{1}$$

where $\sigma_{\rm T}$ is the Thomson cross-section, $m_{\rm e}$ the electron mass, and R is the typical source size. Other compactness parameters l_s, $l_h = l_{th} + l_{nth}$ are defined in a similar manner. The overall spectral shape is strongly dependent on the dominance of high-energy emission, i.e., the ratios $l_{\rm h}/l_{\rm s}$ and $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$.

3.3.2. Application to our data

We freeze the system inclination to 27° as also in the empirical approach (Sect. 3.2). In the LHS, we fix the tempertature of the disk photons to $kT_{\rm bb} = 0.2$ keV and the disk compacity to $l_{\rm s} = 1$. In the HSS, the spectrum is domintated by the emission of the disk photons and therefore, we let vary $kT_{\rm bb}$ and fix $l_{\rm s} = 10$ (Gierliński et al. 1999; McConnell et al. 2002; Del Santo et al. 2013). We further assume the Lorentz factors of the non-thermal plasma to be powerlaw distributed between $gamma_{\rm min} = 1.3$ and $gamma_{\rm min} = 1000$. The radius of the corona is set to the min max default value of 10^7 cm and we assume solar abundances ANGR (Anders & Tobin 1989) for all metals in the reflection modeling. The ionization parameter is set to 0 and we do not inject pairs. As in our previous appraoch, we also add a gaussian to the HSS model.

We show the best-fit model in Fig. 6 and list all parameters in Table 3. Our parameters are overall consistent with the previous studies indicated above.

The LHS is clearly dominated by Comptonization at a modest optical depth of ~ 1.3 and with a high fraction of accelerated non-thermal particles with $l_{\rm nth}/l_{\rm h} \sim 0.9$ that result in a spectrum dominated by hard X-rays, i.e., $l_{\rm h}/l_{\rm s} \sim 6.3$. The accelerated electron distribution need a powerlaw with an injection electron index of $\Gamma_{\rm inj} = 2.91^{+0.17}_{-0.08}$

Our HSS spectra show some emission up to the MeV domain, i.e., to slightly higher energies than in most previous studies. In this state, our fit become unstable when letting vary τ, we therefore freeze this parameter to $\tau = 0.2$, corresponding to the mean value found in this state in previous studies using the `eqpair` model (Gierliński et al. 1999; McConnell et al. 2002; Del Santo et al. 2013) and which is also in line with the value found in our phenomenological approach. We remark thath we need an injection electron index of $\Gamma_{\rm inj} = 3.06^{+0.06}_{-0.39}$ consistent with the value we find in the LHS. The spectrum is dominated by the thermal disk emission which is translated by a $l_{\rm h}/l_{\rm s} \sim 0.4$ fraction weaker and a photon disk temperature $kT_{\rm bb} \sim 0.6$ keV highr than in the LHS, consistent witht the results of Gierliński et al. (1999); Del Santo et al. (2013). The fraction of particules emitted by non-thermal processes $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$ is consistent with a purely non-thermal distribution (> 77 %), also consistent with the previous studies mentionned. Finally, the reflected photon fraction is consistent with our previous approach, although it is less constrained.

3.4. State-resolved spectral modelling: magnetized hybrid plasma

3.4.1. Basics of the `belm` model

In the previous section, we model the emission from an unmagnetized medium with the `eqpair` model. It is, however, believed that the disk and the jet are significantly magnetized (e.g., Blandford & Znajek 1977; Ferreira et al. 2006). Moreover, non-thermal particles are often assumed to be accelerated by magnetic reconnection, which also requires strong magnetic fields (e.g., Poutanen & Vurm 2009). In this section we thus extend the previous modelling by additionally considering magnetic fields as natural explanation for the accelerated, non-thermal particle distribution that we used for `eqpair`. To do so, we use the `belm` code (Belmont et al. 2008). It uses the same parameters as `eqpair`, but addditionally introduces the magnetic field intensity through the magnetic compactness,

$$l_{\rm B} = \frac{\sigma_{\rm T}}{m_{\rm e}c^2} R \frac{B^2}{8\pi}. \tag{2}$$

The inclusion of the magnetic field yields to several effects over the modeling presented so far. Firstly, additional synchrotron radiation is produced, which can then be Comptonized (synchrotron self-Compton). This directly impacts the spectral shape by adding a new broad-band component and indirectly by increasing the particle cooling rate. Secondly, low energy particles can synchrotron-absorb high energy photons, which heats these particles, resulting in efficient thermalization.

The `belm` table we use is a one-zone model with pure non-thermal acceleration, i.e., the thermal or Coulomb heating $l_{\rm th} = 0$[5]. Thus, the total radiation compactness $l = l_{\rm s} + l_{\rm th} + l_{\rm nth}$ becomes $l = l_{\rm s} + l_{\rm nth}$, and $l_{\rm h} = l_{\rm nth}$.

The table we use is computed with five model parameters: $l_{\rm nth}$, $l_{\rm B}/l_{\rm nth}$, $\tau_{\rm p}$, $\Gamma_{\rm inj}$ and $kT_{\rm in}$. As shown in Malzac & Belmont

[5] A `belm` table including $l_{\rm th}$ as free parameter is not yet available and goes beyond the scope of this paper. In addition, we expect significant degeneracies from introducing $l_{\rm th}$ as an additional parameter due to the complex interplay of the thus separately provided pool of thermal particles and the thermalization processes of the non-thermal plasma components, including the synchrotron-emitting plasma.

(2009), the shape of the spectrum depends on ratios such as l_B/l_{nth} or l_{nth}/l and not on the value of the total compactness l. Thus its value is fixed to $l = 10$ in the table which represents the typical value of $0.01L_{Edd}$ for both states, while l_s is constrained by enforcing $l_s + l_{nth} = 10$. The exact magnetic field compactness depends on the normalization N of the model,

$$l_{B,obs} = \frac{l_B}{l_{nth}} \frac{l_{nth}}{l} l_{obs} \quad \text{with} \quad l_{obs} = \frac{4\pi D^2 \sigma_T}{Rc} Nl. \tag{3}$$

The magnetic field intensity can then be estimated assuming the distance to the source, $D = 1.86$ kpc, and the size of the corona, $R = 20\,R_g$. As previously, we fix the value of the injected seed photons to $kT_{in} = 0.2$ keV in the LHS and $\tau_p = 0.2$ in the HSS. An iron line fixed at 6.4 keV is also added in the HSS. Here, we describe reflection using the convolution code `reflect`. In `eqpair`, the reflection model `ireflect` is directly implemented as part of the model, with the additional capability to model an ionized medium. In our case, we choose a neutral medium in order to guarantee comparability between `belm` and `eqpair`.

3.4.2. Application to our data

Table 4 shows the best-fitting parameters for our modellings with `belm`, and the spectra, best fit models, and residuals are shown in Fig.6.

The LHS is only compatible with weak values of the magnetic compactness parameter ($l_B/l_{nth} < 0.04$), resulting in a coronal magnetic field $B < 4.83 \times 10^5 \sqrt{20R_g/R}$ Gauss in this state, in line with results of Del Santo et al. (2013). Larger fields produce large amounts of soft synchrotron photons that Compton cool down the thermal electron population. The parameters obtained in this state are consistent with the parameters found with the unmagnetized model `eqpair`, except for the optical depth for which we observe a higher value. The difference in optical depths may arise from a different treatment of the coronal geometry: `belm` uses an escape probability corresponding to a pure spherical geometry, while `eqpair` uses a combination of factors related to a spherical and slab geometry.

In the HSS, we also find parameters consistent with the unmagnetized model (which is not surprising given that our results find with `eqpair` are consistent with $l_{th} = 0$). The parameters are consistent with the previous results of Del Santo et al. (2013), moreover, we are able to contrain the value of $l_B/l_{nth} = 1.61^{+0.44}_{-0.65}$ resulting in a magnetic field of $B = 1.9^{+1.6}_{-1.3} \times 10^6 \sqrt{20R_g/R}$ Gauss.

We discuss these results and their implications in the following Section.

4. Discussion

4.1. Summary of the main results

The extended *INTEGRAL* data set considered here permits us to confirm the detection of a high-energy tail in the LHS (e.g. Cadolle Bel et al. 2006a; Jourdain et al. 2014, L11, R15) with JEM-X, IBIS and SPI. We report the detection of a high-energy tail also in the HSS with *INTEGRAL*; it extends to at least 600 keV in the SPI range.

Our empirical model (Sect. 3.2) consists of purely thermal Comptonization (`compTT`) with applied reflection off neutral gas and an independent powerlaw component to model any high-energy tail emission. We obtain similar slopes for the high-energy tail in both states, i.e., $\Gamma^{LHS} = 2.03 \pm 0.03$ and $\Gamma^{HSS} = 2.00^{+0.04}_{-0.03}$.

Table 4. `belm` model parameters for our stacked LHS and HSS state spectra.

parameter	LHS	HSS
c_{JEM-X}	1^*	1^*
$c_{ISGRI,OSA10}$	$0.96^{+0.03}_{-0.03}$	–
$c_{ISGRI,OSA11}$	$0.99^{+0.03}_{-0.03}$	$0.88^{+0.03}_{-0.03}$
c_{SPI}	$1.02^{+0.03}_{-0.03}$	$1.20^{+0.00}_{-0.01}$
kT_{in} [eV]	200^*	483^{+67}_{-26}
l_{nth}	$8.99^{+0.58}_{-0.07}$	$2.22^{+0.73}_{-0.21}$
l_B/l_{nth}	< 0.04	$1.61^{+0.44}_{-0.65}$
τ_p	$2.08^{+0.08}_{-0.09}$	0.2^*
Γ_{inj}	$2.97^{+0.15}_{-0.11}$	$2.43^{+0.25}_{-0.37}$
$\Omega/2\pi$	$0.16^{+0.03}_{-0.03}$	$1.09^{+0.40}_{-0.19}$
χ^2/dof	141.61/117	97.73/79

Towards a more physical description of the data, we tested hybrid Comptonization models for an unmagnetized (`eqpair`) and magnetized (`belm`) corona. We find consistent results with previous work (Gierliński et al. 1999; McConnell et al. 2002; Del Santo et al. 2013). By fitting with `eqpair`, we report a higher value of l_h/l_s in the LHS than in the HSS, resulting in a spectrum dominated by Comptonization. Both states are well modelled and we obtain electron injection indexes of $\Gamma^{LHS}_{inj} = 2.91^{+0.17}_{-0.08}$ and $\Gamma^{HSS}_{inj} = 3.06^{+0.06}_{-0.39}$. These results are consistent with the parameters we obtain with `belm`. Moreover, `belm` providdes us constrains on the magnetic field; we obain an upper limit of $B < 4.83 \times 10^5 \sqrt{20R_g/R}$ Gauss in the LHS, and we are able to constraint it to $B = 1.9^{+1.6}_{-1.3} \times 10^6 \sqrt{20R_g/R}$ Gauss in the HSS. Those values are consistent with the previous upper limit found by Del Santo et al. (2013) ($B < 10^5 \sqrt{20R_g/R}$ Gauss and $B < \times 3 \times 10^6 \sqrt{20R_g/R}$ Gauss in the LHS and HSS respectively).

4.2. Interpretation: origin of the high-energy emission

The detection of a high-energy tail in both states makes us consider two different scenarios:

1. The high-energy tails in the LHS and HSS originate from the same medium.
2. The high-energy tails in the LHS and HSS are the signatures of different physical mechanisms, and thus have distinct origins, despite of the similar value found in their photon indexes.

4.2.1. Same origin et spectral interpretation

Our results with the semi-phenomenological approach are consistent with what has been reported for Cyg X-1: significantly higher optical depths for the LHS compared to the HSS could suggesting that the corona gets smaller and cooler as the system transits from the LHS to HSS (e.g., Zdziarski et al. 1998; Wilms et al. 2006; Del Santo et al. 2013), higher fraction of the reflected photons in the HSS and an electron temperature around 50 keV in the LHS. This approach does, however, not allow us to treat the broad band spectra in a self consistent way, and prevent us from verifying if a single medium (a corona) can be responsible for the 10–100 keV emission.

With the physical, broad-band hybrid spectral models `eqpair` and `belm`, in contrast, we can study the evolutionary behavior of a corona as single medium. The first conclusion we can

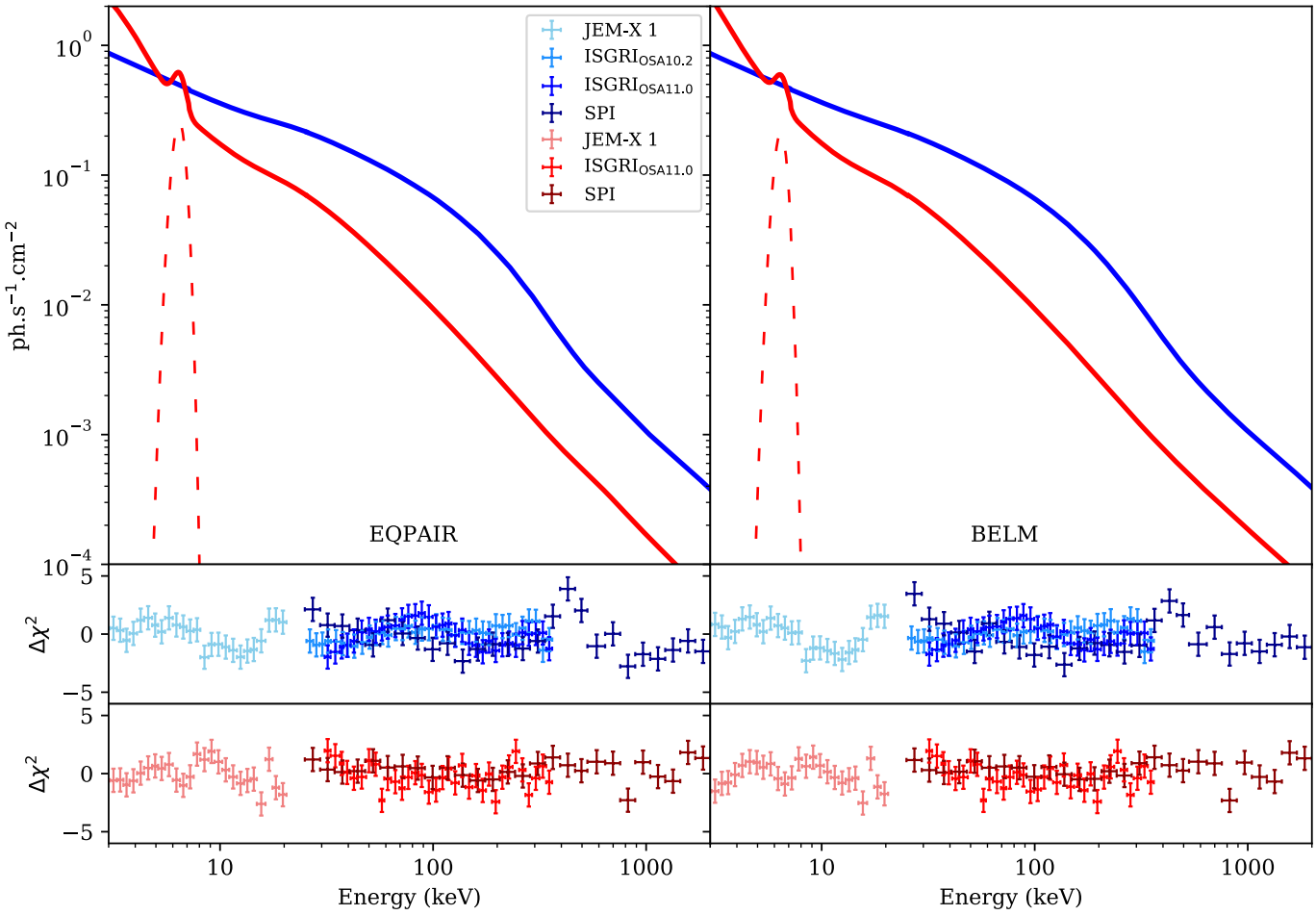


Fig. 6. Spectral fitting for the magnetized (left) and unmagnetized (right) hybrid corona model.

draw is that our spectra spectra are well modelled with the unmagnetized model `eqpair`, and in this case the, the high-energy emission is produced by a non-thermal electron population in a non-magnetized corona in both states.

The modelling with `belm` shows that this emission can also be produced by a non-thermal electron poplation in a magnetized corona. Moreover, it can draw another conclusion wich is much more interesting, since it furnishes precious constraints on the magnetic field in both states. The ratio between equipartition magnetic field compacity $l_{\mathrm{B_R}}$ and magnetic field compacity l_{B} is given by Lightman & Zdziarski (1987):

$$\frac{l_{\mathrm{B}}}{l_{\mathrm{B_R}}} = \frac{l_{\mathrm{B}}}{l_{\mathrm{nth}}} \frac{l_{\mathrm{nth}}}{l} \frac{4\pi/3}{1+\tau_{\mathrm{T}}/3} \tag{4}$$

where the total optical depth τ_{T} is the sum of the optical depth of electron-positron pair plus τ_{p}. We find $\frac{l_{\mathrm{B}}}{l_{\mathrm{B_R}}} = 0.08$ and 1.40 for the LHS and HSS respectively. In the LHS, this low value argues against magnetic reconnection powering the corona consistent with the conclusion of Del Santo et al. (2013). If the electron acceleration is not possible via magnetic reconnection, it thus implies that the high energy emission must be produced in a second, independent zone, which is not the corona, namely the jets. Moreover, in the framework of `belm` as one-zone model, the MeV tail is mainly due to Comptonization and would be inconsistent with the observed high degree of polarization claimed for the LHS so far (Laurent et al. 2011; Jourdain et al. 2012, R15). In the HSS, the magnetic field is large enough to be able to produce magnetic reconnection, and thus it would be the mechanism responsible for the non-thermal electron in the corona.

4.2.2. Different origin, and comparison with previous results

As indicated, the tails in both long-lasting spectral states do not necessarily have to have the same origin. Evolved radio jets (e.g., Rushton et al. 2012, and references therein), the high polarization fraction of the hard tail above 400 keV (L11, Jourdain et al. 2012, R15), as well as broad-band high-energy spectral features associated with Cyg X-1's jets (L11, Jourdain et al. 2012, Zdziarski et al. 2012, R15, Walter & Xu 2017) during the LHS can be explained by a self-consistent jet model as shown in Kantzas et al. (2020). In their model, a broad-band jet-synchrotron component is the origin of both the radio continuum and the MeV tail in the LHS. The jet-origin is further supported by the detection between 60 MeV and 20 GeV by *Fermi*/LAT (Bodaghee et al. 2013; Malyshev et al. 2013; Zanin et al. 2016; Zdziarski et al. 2017), which may also hint towards a hadronic contribution to the jet-accelerated plasma (Kantzas et al., 2020, submitted).

These authors further model the low energy part below 400 keV with thermal Comptonization of disk photons by an optically thick corona which explains the low degree of polarization detected at these energies (L11, Jourdain et al. 2012, R15).

The suppression of radio emission during the HSS (e.g. Fender et al. 1999; Rushton et al. 2012, R15) could be explained by the evolution from a jet-launching and significantly magnetized corona towards a still magnetized, hybrid corona (e.g., Cadolle Bel et al. 2006a; Wilms et al. 2006; Del Santo et al. 2013, and our attempts using `belm`) with a quenched or failed jet. The highly self-absorbed synchrotron emission from such a failed jet would indeed contribute to the hard X-rays, but not to the radio as observed.

A scenario that lies beyond the scope of our paper is the presence of a jet in both states. Shortly after the LHS-to-HSS state transition around MJS 55400, Rushton et al. (2012) detect a weak and compact jet on VLBI scales. It is unclear whether this feature has remained undetected in the long-term stable HSS before, or whether this is a remnant feature of the state transition that happened close-by in time. A recent study claims the detection of radio jets in the HSS of Cyg X-1 (Zdziarski et al. 2020). The authors observe a clear correlation between 15 GHz radio flux and the simultaneous 15–50 keV flux not only in the LSH but also, albeit with a different slope, in the HSS. As opposed to the LHS, however, the soft X-rays at a few keV are reported to be time-lagged by about 100 days in the HSS, suggesting advection from the donor through the accretion disk. The absence of a time lag between the radio and 15–50 keV X-ray emission in both states might, here, imply a jet origin for the latter hard X-ray radiation. Note, however, that the significantly lower degree of polarization below $\sim$ 400 keV (Jourdain et al. 2012) and both our spectral modeling, as well Kantzas et al. (2020) one, suggest that the persistent jet may only contribute above hundreds of keV during the LHS.

No radio has been detected in any other microquasar in the HSS down to a very low flux level (e.g. Fender et al. 1999; Remillard & McClintock 2006; Belloni 2010). Still, a recent study has suggested that jets could survive in the HSS with heavily suppressed radio emission that may or may not be detectable depending on the observing technique and intrinsic radio-flux level. These so-called "dark jets" are kinematically dominated and radiatively inefficient (Drappeau et al. 2017). In the context of the internal shock model of Drappeau et al. (2017), the radio flux is quenched, but a kinematic jet driven by the disk rather than the corona still subsists. This study, however, is based on a broad-band modeling of GX 339−4 and H 1743−322, both of which are microquasars with low-mass companion stars and are purely Roche lobe accreting. It is unclear whether the results from Drappeau et al. (2017) can be applied to Cyg X-1, a persistently wind-accreting system with a high-mass companion. Cyg X-1 also shows a steeper correlation of the Comptonized and radio components during the LHS (Zdziarski et al. 2011).

5. Conclusion

In this paper, we advance the long-lasting pursuit of investigating the nature of the hard MeV tail of Cyg X-1 for both major spectral states. We accumulate data from 15 years of *INTEGRAL*/JEM-X, *INTEGRAL*/IBIS and *INTEGRAL*/SPI observations of the source and reach unprecedented count statistics in the 3–2000 keV range not only in the LHS, but for the first time also in the HSS state.

We followed two approaches with the modeling of these data. In the first, empirical model, we fit a thermal Comptonization spectrum independent from a simple powerlaw describing the MeV tail between hundreds of keV and $\sim$ 2 MeV. The slopes of the MeV tails appear consistent between the LHS and the HSS. The origin of this high-energy emission can be tackled with spectral models,where the data are self-consistently considered, as in, e.g., a single physical model. We thus used the hybrid thermal/non-thermal Comptonization codes `eqpair` and `belm` accounting for an unmagnetized and magnetized single-zone corona, respectively. We were overall reasonably successful in reproducing the spectral changes across the states of Cyg X-1. In the LHS, the magnetic field is too weak to be able to accelerate electrons via magnetic reconnection. In the HSS, this mechanism could be responsible for the non-thermal emission we oberve.

We discussed our results in the context of physical broad-band multi-zone models from the literature and their ability to reproduce the radio-to-gamma-ray emission of Cyg X-1. In the LHS, a persistent radio jet can explain both the radio emission and the MeV tail via a direct synchrotron component, while the X-rays at intermediate energies are well described with hybdrid Comptonization. When switching to the HSS, we suggest that the persistent jet may transition to a quenched or failed jet, leaving behind magnetized corona, responsible of the non-thermal emission.

The second scenario assumes that a persistent jet can account for the spectra measured in both spectral states. This goes back to the recent detection of a radio jet also in the soft state, while independent studies have not been able to detect radio emission down to very low flux levels. We discuss kinetically dominated "dark jets" that cool radiatively inefficient in the radio, but that may well act as hybrid Comptonizing plasma and hence explain the hard MeV tail in the soft state of Cyg X-1.

Our study does not yet permit to favour any of these proposed scenarios to explain the origin of the hard tail in the soft state. A polarimetric analysis of the MeV tails for both states is in preparation, extending on the work previously presented in R15. Polarimetry wull be key to break degeneracies ariging between the different physical models, but is currently still affected by larger uncertainties. Continued observations and further studies of Cyg X-1, especially in the soft state at energies beyond 1 MeV, will be crucial to increase the count statistics and thus to better constrain the slope of the MeV tail. Complementary studies of other sources would facilitate our understanding of universal properties and differences of such high-energy tails beyond Cyg X-1.

Acknowledgements. We thank D. Kantzas, M. Lucchini, A. Chhotray, and S. Markoff for extensive discussions on the origin of the hard tail emission based on physical jet models developed at the Anton Pannekoek Institute for Astronomy, Univ. of Amsterdam. FC, JR, PL acknowledge partial funding from the French Space Agency (CNES). FC and VG acknowledge support from the ESTEC Faculty Visiting Scientist Programme. TS is supported by the German Research Society (DFG-Forschungsstipendium SI 2502/1-1). VG is supported through the Margarete von Wrangell fellowship by the ESF and the Ministry of Science, Research and the Arts Baden-Württemberg. This work was partly funded by Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt grant 50 OR 1411 and 50 OR 1909. We made use of ISIS functions provided by ECAP/Remeis Observatory and MIT (`http://www.sternwarte.uni-erlangen.de/isis/`). We thank J.E. Davis for the development of the `slxfig` module that has been used to prepare the figures in this work. This work is 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), and with the participation of the Russian Federation and the USA. This research has made use of NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services (ADS).

References

Akaike, H. 1974, IEEE Transactions on Automatic Control, 19, 716

Anders, A. K. & Tobin, R. C. 1989, Journal of Applied Physics, 66, 2794

Arnaud, K. A. 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 17
Balucinska, M. & Hasinger, G. 1991, A&A, 241, 439
Basak, R., Zdziarski, A. A., Parker, M., & Islam, N. 2017, MNRAS, 472, 4220
Belloni, T., Homan, J., Casella, P., et al. 2005, A&A, 440, 207
Belloni, T. M. 2010, States and Transitions in Black Hole Binaries, ed. T. Belloni, Vol. 794, 53
Belmont, R., Malzac, J., & Marcowith, A. 2008, A&A, 491, 617
Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433
Böck, M., Grinberg, V., Pottschmidt, K., et al. 2011, A&A, 533, A8
Bodaghee, A., Tomsick, J. A., Pottschmidt, K., et al. 2013, ApJ, 775, 98
Bouchet, L., Strong, A. W., Porter, T. A., et al. 2011, ApJ, 739, 29
Cadolle Bel, M., Sizun, P., Goldwurm, A., et al. 2006a, A&A, 446, 591
Cadolle Bel, M., Sizun, P., Goldwurm, A., et al. 2006b, A&A, 446, 591
Cavanaugh, D., Lee, S. A., Anthony, L., & Mohan, V. 1997, in APS Meeting Abstracts, APS Meeting Abstracts, D.01
Chauvin, M., Florén, H.-G., Friis, M., et al. 2018, Nature Astronomy, 2, 652
Coppi, P. S. 1999, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 161, High Energy Processes in Accreting Black Holes, ed. J. Poutanen & R. Svensson, 375
Del Santo, M., Malzac, J., Belmont, R., Bouchet, L., & De Cesare, G. 2013, MNRAS, 430, 209
Diehl, R., Siegert, T., Greiner, J., et al. 2018, A&A, 611, A12
Drappeau, S., Malzac, J., Coriat, M., et al. 2017, MNRAS, 466, 4272
Duro, R., Dauser, T., Grinberg, V., et al. 2016, A&A, 589, A14
Fender, R., Corbel, S., Tzioumis, T., et al. 1999, ApJ, 519, L165
Fender, R. P. 2001, MNRAS, 322, 31
Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, MNRAS, 355, 1105
Ferreira, J., Petrucci, P. O., Henri, G., Saugé, L., & Pelletier, G. 2006, A&A, 447, 813
Fritz, S., Wilms, J., Pottschmidt, K., et al. 2007, in ESA Special Publication, Vol. 622, The Obscured Universe. Proceedings of the VI INTEGRAL Workshop, 341
Fuchs, Y., Rodriguez, J., Mirabel, I. F., et al. 2003, A&A, 409, L35
Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Poutanen, J., et al. 1999, MNRAS, 309, 496
Grinberg, V., Boeck, M., Pottschmidt, K., et al. 2011, The Astronomer's Telegram, 3616, 1
Grinberg, V., Hell, N., Pottschmidt, K., et al. 2013, A&A, 554, A88
Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., et al. 1998, ApJ, 500, 899
Homan, J., Wijnands, R., van der Klis, M., et al. 2001, ApJS, 132, 377
Houck, J. C. & Denicola, L. A. 2000, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 216, Astronomical Data Analysis Software and Systems IX, ed. N. Manset, C. Veillet, & D. Crabtree, 591
Jourdain, E., Roques, J. P., & Chauvin, M. 2014, ApJ, 789, 26
Jourdain, E., Roques, J. P., & Malzac, J. 2012, ApJ, 744, 64
Kantzas, D., Markoff, S., Beuchert, T., et al. 2020, MNRAS
Laurent, P., Rodriguez, J., Wilms, J., et al. 2011, Science, 332, 438
Lightman, A. P. & Zdziarski, A. A. 1987, ApJ, 319, 643
Lund, N., Budtz-Jørgensen, C., Westergaard, N. J., et al. 2003, A&A, 411, L231
Malyshev, D., Zdziarski, A. A., & Chernyakova, M. 2013, MNRAS, 434, 2380
Malzac, J. & Belmont, R. 2009, MNRAS, 392, 570
McConnell, M. L., Ryan, J. M., Collmar, W., et al. 2000, ApJ, 543, 928
McConnell, M. L., Zdziarski, A. A., Bennett, K., et al. 2002, ApJ, 572, 984
Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, Nature, 358, 215
Nowak, M. A., Hanke, M., Trowbridge, S. N., et al. 2011, ApJ, 728, 13
Orosz, J. A., McClintock, J. E., Aufdenberg, J. P., et al. 2011, ApJ, 742, 84
Parker, M. L., Tomsick, J. A., Miller, J. M., et al. 2015, ApJ, 808, 9
Poutanen, J. & Vurm, I. 2009, ApJ, 690, L97
Reid, M. J., McClintock, J. E., Narayan, R., et al. 2011, ApJ, 742, 83
Remillard, R. A. & McClintock, J. E. 2006, ARA&A, 44, 49
Rodriguez, J., Grinberg, V., Laurent, P., et al. 2015, ApJ, 807, 17
Romero, G. E., Vieyro, F. L., & Chaty, S. 2014, A&A, 562, L7
Roques, J.-P. & Jourdain, E. 2019, ApJ, 870, 92
Rushton, A., Miller-Jones, J. C. A., Campana, R., et al. 2012, MNRAS, 419, 3194
Siegert, T., Diehl, R., Weinberger, C., et al. 2019, arXiv e-prints
Stirling, A. M., Spencer, R. E., de la Force, C. J., et al. 2001, MNRAS, 327, 1273
Strong, A. W., Diehl, R., Halloin, H., et al. 2005, A&A, 444, 495
Titarchuk, L. 1994, ApJ, 434, 570
Vedrenne, G., Roques, J. P., Schönfelder, V., et al. 2003, A&A, 411, L63
Walter, R. & Xu, M. 2017, A&A, 603, A8
Walton, D. J., Tomsick, J. A., Madsen, K. K., et al. 2016, ApJ, 826, 87
Wilms, J., Nowak, M. A., Pottschmidt, K., Pooley, G. G., & Fritz, S. 2006, A&A, 447, 245
Zanin, R., Fernández-Barral, A., de Oña Wilhelmi, E., et al. 2016, A&A, 596, A55
Zdziarski, A. A., Lubiński, P., & Sikora, M. 2012, MNRAS, 423, 663
Zdziarski, A. A., Malyshev, D., Chernyakova, M., & Pooley, G. G. 2017, MNRAS, 471, 3657
Zdziarski, A. A., Poutanen, J., Mikolajewska, J., et al. 1998, MNRAS, 301, 435
Zdziarski, A. A., Shapopi, J. N. S., & Pooley, G. G. 2020, ApJ, 894, L18
Zdziarski, A. A., Skinner, G. K., Pooley, G. G., & Lubiński, P. 2011, MNRAS, 416, 1324

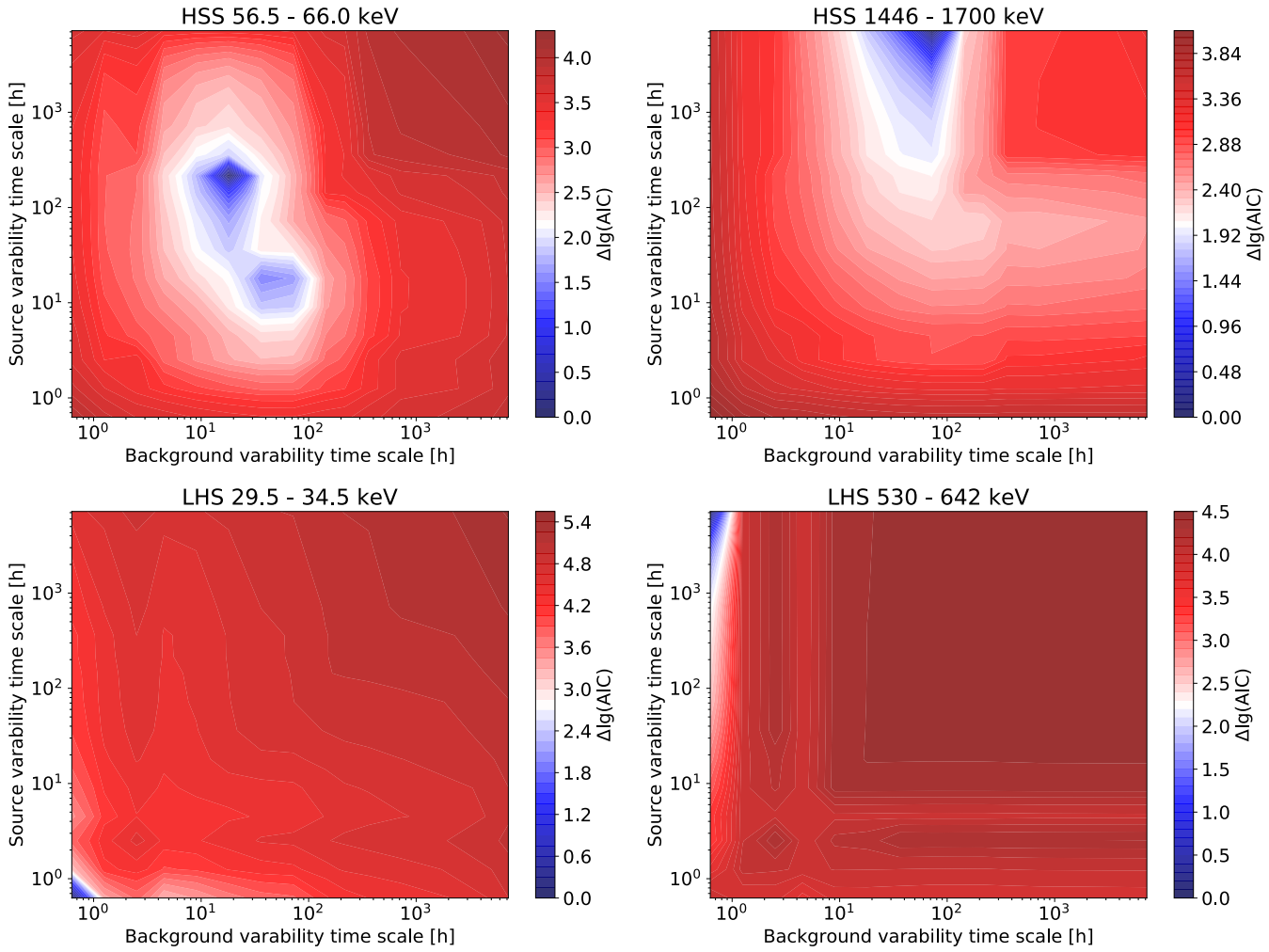


Fig. A.1. Example of AIC maps with different number of parameters for the background and the source variabilities.

Appendix A: Variability time scales in Cyg X-1: the AIC map

Fig. A.1 shows AIC values as a result maximum likelihood fits with different number of parameters for the background variability (time scale: the more parameters the more variable) and the source (Cyg X-1) variability time scale, in order to determine the flux and its uncertainty in each bin. In the HSS, the AIC maps appear with a clear minimum (most probable solution according to AIC), slowly changing the source variability from ∼10 h to constant as a function of energy. In the LHS, the AIC minimum is found at the smallest time scale possible (one scw) for both source and background. For higher energies, the background still appears to vary on the shortest possible time scale, and the source seems constant. This appears unreasonable as the background variability should not change as a function of energy. We believe that the LHS spectral extraction suffers from a degeneracy in the determination of number of required parameters. We therefore "calibrate" our spectrum using the IBIS spectral extraction for the LHS: using a source model without temporal variability but allowing the background to freely vary, leads to an absolute normalisation and shape close to the IBIS extraction.

CHAPITRE 7

L'ATYPIQUE CYGNUS X–3

Sommaire

7.1 Présentation de la source 148
7.1.1 Principales caractéristiques 148
7.1.2 Le HID de Cygnus X–3 149
7.2 Observations de Cygnus X–3 150
7.2.1 Courbes de lumière avec des moniteurs X 150
7.2.2 Courbes de lumière *INTEGRAL*/IBIS et *RXTE*/PCA 151
7.3 La méthode de classification en états 152
7.3.1 Première tentative avec les données IBIS 152
7.3.2 L'ajout des données JEM-X 153
7.4 Analyse spectrale de Cygnus X–3 156
7.4.1 Extraction des spectres SPI 156
7.4.2 Détection de la queue de haute énergie 158
7.4.3 Variation de la queue en fonction de la position de Cyg X–3 sur son orbite 161
7.4.4 Modélisation par une couronne hybride 163
7.5 Conclusion 167
7.5.1 Résumé des résultats obtenus 167
7.5.2 Discussion sur l'origine de l'émission à haute énergie 167

CYGNUS X–3 (Cyg X–3) est une source atypique de bien des façons. L'une d'entre elles est sa large palette d'états spectraux qui va bien au-delà de la binarité des états dur et mou canoniques de Cyg X–1. Elle présente en effet plusieurs saveurs d'états intermédiaires notamment définis par rapport au flux radio de la source. Ces états ont été caractérisés dans de nombreuses études (notamment Hjalmarsdotter et al., 2009; Koljonen et al., 2010; Szostek et al., 2008) et beaucoup d'observations ont été menées entre 1 et 50 keV. Cependant, les choses sont beaucoup plus floues à plus haute énergie (100–1000 keV), là où le flux de Cyg X–3 est extrêmement faible.

Ses singularités et le manque de connaissances sur cette région spectrale en font une source de choix pour l'étude des mécanismes accrétion-éjection et des processus liés aux émissions hautes énergies. Grâce à la grande base de données d'*INTEGRAL*, il est possible d'aller explorer cette partie du spectre. *Existe-t-il une composante additionnelle à haute énergie dans Cyg X–3, et, le cas échéant, quelle en est son origine ? Ses propriétés peuvent-elles être comparées à celle de Cyg X–1 et des autres binaires X étant donné la singularité du système ?*

Dans leurs travaux, Hjalmarsdotter et al. (2008), détectent quelques points au-delà de 80 keV pour les états les plus durs en utilisant *INTEGRAL*, mais le peu d'observations disponibles aussi tôt dans la mission ne permet pas d'étudier avec précision les propriétés spectrales de la queue de haute énergie. Quant aux états les plus mous, le flux de la source au-delà de 50 keV est trop faible pour qu'elle y soit détectée (Hjalmarsdotter et al., 2009, dorénavant noté H09). Aujourd'hui, plus de dix ans de nouvelles données accumulées devraient permettre de sonder plus précisément le comportement de la source dans ce domaine où l'émission est quasi-totalement inconnue.

Mon étude est basée sur la classification en états spectraux réalisée dans de précédents travaux et qui utilisent des observations *RXTE*/PCA. J'ai mis au point une méthode permettant d'étendre cette classification aux données *INTEGRAL*, et, à la manière de Cyg X–1, de créer des spectres cumulés pour chacun des états de Cyg X–3. Ces spectres cumulés m'ont permis de sonder les propriétés spectrales de la source jusqu'à 300 keV. L'un des résultats que je développe plus en avant (Section 7.4.2), et qui a été soumis à *Astronomy & Astrophysics* reporté en fin de ce chapitre, est la détection d'une composante additionnelle dans les états les plus durs et dont je présente une étude détaillée des propriétés en Section 7.4.4. Je commencerai tout d'abord par présenter les caractéristiques de Cyg X–3, afin de bien mettre en exergue ses différences avec les autres sources étudiées jusquà présent dans cette thèse.

7.1 Présentation de la source

7.1.1 Principales caractéristiques

Cyg X–3 est découverte peu après Cyg X–1, par Ricardo Giacconi et son équipe en 1967 (Giacconi et al., 1967). L'une des premières, si ce n'est principale, particularités de cette source est relative à son compagnon. En effet, dans notre galaxie, Cyg X–3 est le seul système binaire X connu à avoir pour étoile compagnon une étoile de type Wolf-Rayet (van Kerkwijk et al., 1992). Il se trouve que l'objet compact de Cyg X–3 se situe à l'intérieur de l'enveloppe de son compagnon. Le système situé à une distance de 7.4 ± 1.1 kpc (McCollough et al., 2016) est extrêmement serré avec une période orbitale de 4.8 heures (Parsignault et al., 1972). Le Tableau 7.1 rassemble les principales caractéristiques de Cyg X–3.

Malgré de nombreuses études et observations, il est très difficile d'obtenir la fonction de masse du système, et la nature de son objet compact demeure aujourd'hui encore un mystère. En comparant des observations de raies d'émission avec *Chandra* et en les ajustant avec des modèles de photo-ionisation, Vilhu et al. (2009) parviennent à contraindre la masse de l'objet compact en fonction de l'inclinaison du système. Malheureusement, les solutions obtenues autorisent à la fois un trou noir de faible inclinaison ou bien une étoile à neutrons de forte inclinaison. Dans une étude plus tardive, Zdziarski et al. (2013) trouvent une masse de $2.4^{+2.1}_{-1.1}\,M_{\odot}$ pour la masse de l'objet compact en calculant les paramètres orbitaux et le taux de perte de masse de l'étoile compagnon. Cette masse ne permet pas de conclure quant à la nature de l'objet compact. Cependant, de nombreuses caractéristiques semblent indiquer la présence d'un trou noir plutôt que d'une étoile à neutrons, comme par exemple sa corrélation X-radio (Gallo et al., 2003; Szostek et al., 2008) et ses états spectraux que je décris en détails ci-après (Section 7.1.2), et qui, même s'ils ne ressemblent pas aux états canoniques de Cyg X–1 ou GX 339–4, sont plus proches de ceux des systèmes à trous noirs que ceux des systèmes contenant une étoile à neutrons.

Cyg X–3 est la source galactique la plus brillante dans le domaine radio : ses émissions peuvent varier entre 100 mJy et 10 Jy (e.g., McCollough et al., 1999; Szostek et al., 2008; Waltman et al., 1996). Par comparaison l'émission de Cyg X–1 ne dépasse pas la centaine de mJy (e.g., Rodriguez et al., 2015b), et même la superluminique GRS 1915+105 ne dépasse pas 500 mJy lors de ces éjections les plus intenses (e.g., Rodriguez et al., 2008; Trushkin et al., 2007). Ces émissions radio sont, comme dans les autres systèmes binaires X, associées à des jets radio (Egron et al., 2017; Miller-Jones et al., 2004; Mioduszewski et al., 2001; Schalinski et al., 1995; Tudose et al., 2007, Section 7.1.2), des éjections discrètes ou des jets compacts en corrélation avec l'état X de la source (Szostek et al., 2008). Ces jets sont extrêmement variables (Tudose et al., 2007) et la source possède sa propre classification en états basée sur son flux dans le domaine radio (Waltman et al., 1996). On observe l'état *quiescent*, celui avec des *éjections mineures*, un autre avec des *éjections majeures*, ces dernières n'étant observées qu'après un épisode où le flux radio s'est complètement *éteint*. À plus haute énergie, la

source a été détectée par *Fermi*/LAT et son flux γ est positivement corrélé à son flux en radio (Fermi LAT Collaboration, 2009). Cette émission à très haute énergie semble être reliée aux jets et est modélisée par l'interaction Compton inverse entre les photons de l'enveloppe de la Wolf-Rayet et les électrons relativistes issus des jets (Cerutti et al., 2011; Zdziarski et al., 2018).

Comme mentionné dans l'introduction de ce chapitre, Cyg X–3 possède une large gamme d'états spectraux en X bien différents des états « canoniques ». Bien que de manière générale les spectres soient, comme pour les autres systèmes binaires X, associés à des émissions de disques et/ou de diffusion Compton, les paramètres de ces émissions sont atypiques lorsque nous les comparons aux sources standards (GX 339–4, Cyg X–1). Par exemple, dans les états les plus durs, la valeur de la coupure exponentielle est située à beaucoup plus basse énergie et aux alentours de 20 keV. Pour expliquer cette particularité, Zdziarski et al. (2010) proposent l'existence d'un second nuage d'électrons, en sus de la couronne standard (Section 1.3.2), plus froids que cette dernière, avec des températures typiques autour de 3 keV. L'interaction de ces électrons avec les photons durs émis par la couronne permet de les refroidir et donc la coupure exponentielle est observée à plus basse énergie. Ce nuage serait créé par la collision de l'intense vent stellaire de la Wolf-Rayet avec les bords du disque d'accrétion. Une autre singularité de cette source est la présence d'une imposante raie du fer et d'une très forte absorption certainement due à la présence de vents stellaires issus de l'étoile compagnon.

Tableau 7.1 – *Fiche d'identité de Cyg X–3.*

Coordonnées	$\alpha = 308.107420°$, $\delta = -40.957750°$	
Masse de l'objet compact	$2.4^{+2.1}_{-1.1}\,M_\odot$	Zdziarski et al. (2013)
	2.8–$8.0\,\mathrm{M}_\odot$ ($i = 30°$)	Vilhu et al. (2009)
	1.0–$3.2\,\mathrm{M}_\odot$ ($i = 60°$)	Vilhu et al. (2009)
Masse du compagnon	$10.3^{+1.5}_{-1.9}\,M_\odot$	Zdziarski et al. (2013)
	6.4 ou $70\,M_\odot$	Szostek & Zdziarski (2008)
Type du compagnon	Wolf-Rayet	van Kerkwijk et al. (1992)
Période orbitale	4.80 ± 0.02 h	Parsignault et al. (1972)
Distance	7.4 ± 1.1 kpc	McCollough et al. (2016)

7.1.2 Le HID de Cygnus X–3

En considérant les caractéristiques spectrales de Cyg X–3 et son comportement dans le domaine radio, Szostek et al. (2008) définissent cinq états spectraux différents, puis, Koljonen et al. (2010), noté K10 dans la suite, caractérisent un nouvel état supplémentaire en se basant sur le HID de la source. La Figure 7.1 issue de K10 représente le HID de Cyg X–3 obtenu à partir des observations *RXTE*/PCA entre MJD 50319 et MJD 54996. Chaque point représente une observation, tandis que chaque bande de couleur représente la classification en état. Nous observons ici l'une des singularités de Cyg X–3 qui ne suit pas le motif universel du diagramme en tête de tortue comme GX 339–4 (Section 5.1.1).

La classification en états est ici basée sur les classifications de K10 et de Szostek et al. (2008) et prend en compte le flux radio de la source ainsi que la forme du spectre X. Le cycle d'une éruption commence bien en bas à droite du HID, mais ensuite, il faut se décaler progressivement vers la gauche au lieu de se déplacer du bas vers le haut à rapport de dureté constant. La Figure 7.2 représente la corrélation flux radio/X-mous. Chaque couleur représente un état :

– L'état **quiescent** : il est situé dans la partie en bas à droite du HID, indiquant un très fort flux dans les X durs et un faible flux dans les X mous. Dans cet état, la source

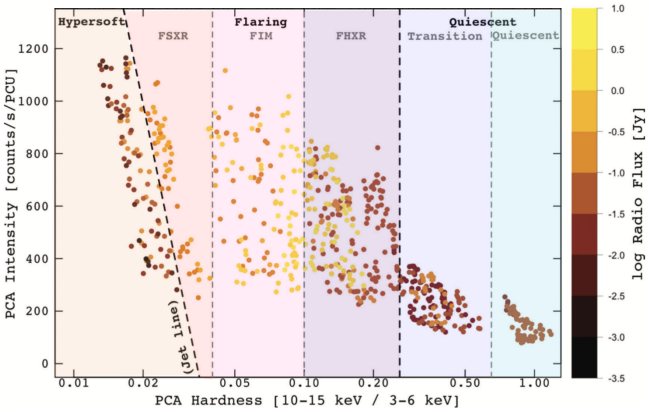


Figure 7.1 – *HID de Cyg X–3. Adaptée de Koljonen et al. (2010).*

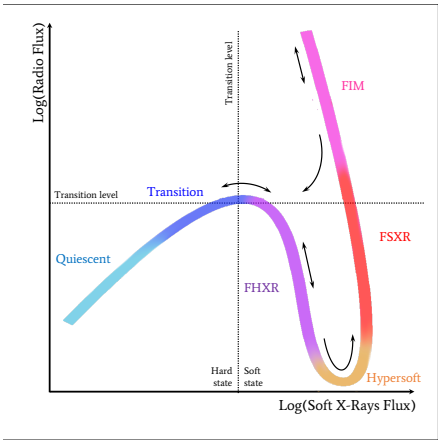


Figure 7.2 – *Corrélation Radio/X-mous de Cyg X–3. Adaptée de Szostek et al. (2008).*

se déplace le long de la branche inférieure gauche de la Figure 7.2 à droite et le flux X mou corrèle avec le flux radio. Le spectre de cet état présente une très importante composante de Comptonisation et une forte raie du fer. Cet état est l'analogue de l'état dur de Cyg X–1.

– L'état **de transition** : le flux X mou augmente et le rapport de dureté diminue : nous nous décalons progressivement vers la droite dans le HID. Au même moment, le flux radio augmente et nous montons dans la branche gauche de la corrélation radio-X mous. Le spectre est très proche de celui de l'état quiescent avec un flux plus faible dans les X durs.

– L'état **dur avec bouffées radio** (**Flaring Hard X-Rays**, FHXR en anglais) : le spectre devient beaucoup plus mou et nous commençons à observer des éjections mineures. La corrélation radio-X mous change de signe et passe de positive à négative. Cet état correspondrait à l'état intermédiaire de Cyg X–1. Depuis cet état, la source a deux possibilités ; soit son flux radio continue de décroître et elle se retrouve dans l'état *hypersoft*, soit elle retourne dans les états de transition et quiescent.

– L'état **hypermou** (**hypersoft** en anglais) : le flux radio continue de diminuer tandis que le flux de X mous augmente, la source entre dans l'état hypersoft. Dans cet état, le flux radio est à son minimum et le flux de X mous à son maximum. Les éjections sont « éteintes ».

– L'état **mou avec bouffées radio** (**Flaring Soft X-Rays**, FSXR en anglais) : les états FSXR et hypersoft sont proches en terme de spectre, cependant, c'est après l'état hypersoft que nous pouvons observer une augmentation importante du flux radio. Ces deux états sont séparés par la « ligne de jets » (représentée sur le HID de la Figure 7.1), et contrairement aux autres systèmes binaires X, les éjections majeures ont lieu lorsque la source se déplace de gauche à droite dans le HID.

– L'état **intermédiaire avec bouffés radio** (**Flaring InterMediate**, FIM en anglais) : nous observons des éjections majeures dans cet état. C'est à la suite de celles-ci que la source retourne dans les états plus durs (FHXR, transition et quiescent). Dans cet état, le spectre est plus mou que dans le FHXR.

Dans la suite, j'utiliserai les notations et acronymes en anglais lorsque je qualifierai les différents états de Cyg X–3.

7.2 Observations de Cygnus X–3

7.2.1 Courbes de lumière avec des moniteurs X

La Figure 7.3 représente les courbes de lumière extraites des données (de haut en bas) *Swift*/BAT, *Maxi*/GSC, *RXTE*/ASM. Chaque point représente la moyenne du taux de comptage sur un jour d'observation. Nous observons ici, comme pour Cyg X–1, que la source est extrêmement variable et persistante (Sections 2.1.1, 6.2.1). Ces suivis dans deux domaines spectraux bien disjoints permettent d'avoir une première idée des transitions spectrales. Nous distinguons plusieurs séries de passages dans les états plus mous : entre MJD 50500–50800, MJD 51000–52800, MJD 53800–55500, MJD 56900–59000. Ces passages nous montrent que chaque retour de la source dans des états plus quiescents est soudainement suivi par une nouvelle transition, décrivant ainsi une sorte de « forêt » de pics (représentée par des flèches rouges sur la figure).

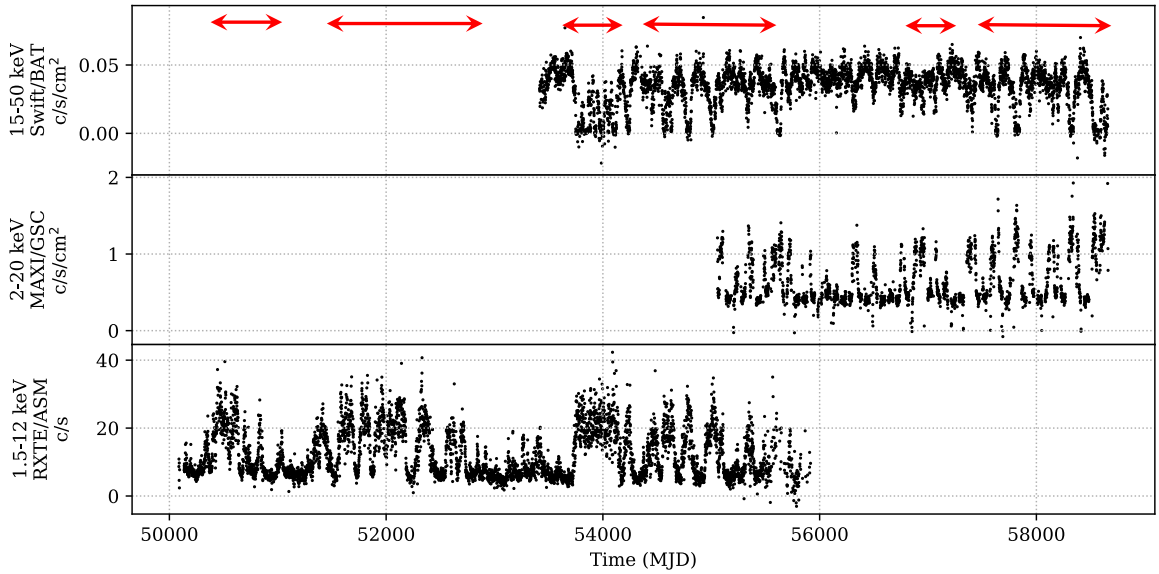


Figure 7.3 – *Courbes de lumière à long terme de Cyg X–3 Swift/BAT,MAXI/GSC, RXTE/ASM.*

À l'heure actuelle, il n'existe pas de méthode de classification précise des états de Cyg X–3 uniquement basée sur les flux et les rapports de dureté des ASM comme pour Cyg X–1 (Section 6.3). Dès lors, il convient d'aller explorer les observations *INTEGRAL*/IBIS et *RXTE*/PCA afin de mieux comprendre le comportement spectral de la source et de pouvoir bâtir une classification basée sur ces observations.

7.2.2 Courbes de lumière *INTEGRAL*/IBIS et *RXTE*/PCA

Afin d'extraire les courbes de lumière de Cyg X–3, je sélectionne, comme pour Cyg X–1 (Section 6.2.2), les ScWs *INTEGRAL* pour lesquelles la source est située à moins de 10°. Cela constitue un total de 5090 ScWs. Les courbes de lumière dans les bandes 30–50 keV et 50–100 keV et les spectres sont analysés avec la même procédure que Cyg X–1 c'est-à-dire en séparant les données avant et après le 1er janvier 2016, analysées respectivement avec les versions OSA 10.2 et OSA 11.0. Cela concerne respectivement 4945 et 145 ScWs. Les observations PCA sont extraites à partir de toute la base de données du Proportional Counter Unit #2[1] disponible sur Cyg X–3, soit 262 observations entre 1996 et 2011. J'ajoute

[1] *RXTE*/PCA est constitué de cinq PCU de 6500 cm^2 chacun (voir Annexe A.2.1). Le PCU #2 est le seul a être resté allumé pendant toute la durée de la mission.

obsID PCA	ScW JEM-X	HR PCA	HR JEM-X
91090–02–01–01	043700230010	0.260	0.256
91090–02–01–07	043700290010	0.249	0.368
91090–02–01–02	043700330010	0.220	0.220
91090–03–01–00	043800420010	0.148	0.169
91090–03–02–00(1)	043800670010	0.107	0.135
91090–03–02–00(2)	043800700010	0.120	0.124
91090–03–02–00(3)	043800730010	0.112	0.123
91090–01–01–00(1)	046200250010	0.191	0.163
91090–01–01–00(2)	046200270010	0.215	0.221
91090–01–01–00(3)	046200300010	0.256	0.265
91090–01–01–01	046200320010	0.220	0.220
94328–01–10–00(1)	080400980010	0.254	0.223
94328–01–10–00(2)	080400990010	0.220	0.200
95361–01–16–00	098900950010	0.390	0.368
95361–01–17–00	099600900010	0.647	0.687
96375–01–36–00	103100510010	0.217	0.210

Tableau 7.2 – *Observations RXTE/PCA et INTEGRAL simultanées. Les duretés (10–15 keV / 3–keV) de PCA et JEM-X sont respectivement indiqués dans la troisième et la dernière colonne.*

ainsi trois ans de nouvelles données à l'étude de K10. Les courbes de lumière sont extraites dans la bande 2–50 keV à partir des fichiers Standard 2 et en suivant la procédure standard décrite en Annexe A.2.2. Les spectres sont créés à partir des 129 canaux standards de PCA.

Le panneau supérieur de la Figure 7.4 nous montre la courbe de lumière PCA dans la bande 2–50 keV, tandis que le panneau inférieur nous montre la courbe de lumière IBIS dans la bande 30–50 keV. Une fois encore ces courbes de lumière illustrent très bien la grande variabilité et la persistance de la source.

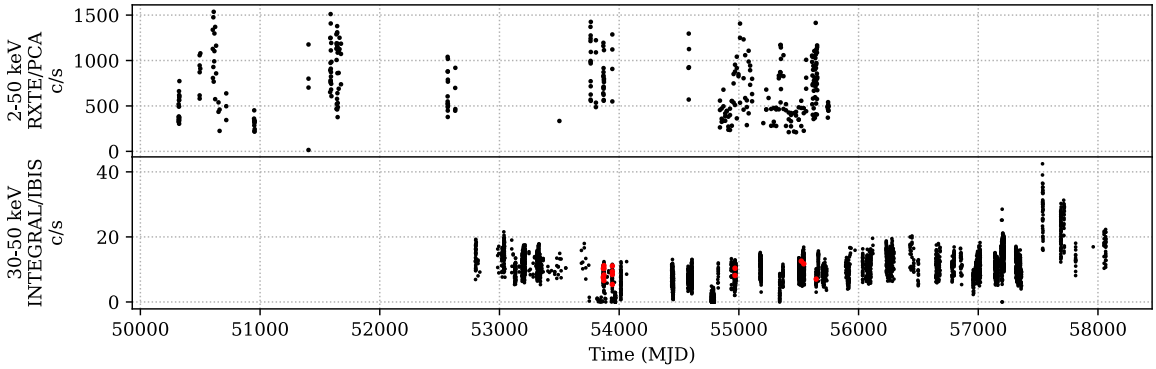


Figure 7.4 – *Courbes de lumière à long terme IBIS et PCA.*

Dans un premier temps je cherche toutes les observations *INTEGRAL* potentiellement simultanées avec une observation *RXTE*. Le critère d'espacement temporel que je choisis est de 0.01 MJD afin que pour chaque observation *INTEGRAL* il n'y ait qu'une seule observation *RXTE* correspondante. Seules 16 observations sont concernées. Elles sont représentées en rouge sur la courbe de lumière IBIS (Figure 7.4). Ces observations sont reportées dans le Tableau 7.2.

Nous constatons ici qu'une classification basée sur la seule simultanéité entre les observations PCA et *INTEGRAL* ne peut être envisagée étant donné qu'il n'y en a que très peu. Il faut donc trouver une autre manière de classer les différentes ScWs *INTEGRAL*. Dans la section suivante, je développe les cheminements et expérimentations qui ont été nécessaires afin d'aboutir à la méthode de classification finale.

7.3 La méthode de classification en états

7.3.1 Première tentative avec les données IBIS

À cette étape de l'étude, la problématique est de trouver un moyen efficace de classer convenablement mes ScWs *INTEGRAL* pour pouvoir créer des spectres cumulés IBIS dans le but de sonder la source à très haute énergie. Pour cela, j'ai plusieurs outils à ma disposition : des courbes de lumière ASM, IBIS et PCA, des spectres IBIS dans la bande 25–300 keV pour chaque ScW et des spectres PCA dans la bande 3–50 keV pour chaque obsID.

Je sélectionne tout d'abord les 16 observations *INTEGRAL* simultanées avec PCA et j'étudie les variations des spectres ISGRI (voir Tableau 7.2). J'observe par exemple les couples 098900980/95361–01–16–00, 0462003200/91090–01–01–01, 0438004100/91090–03–01–00 qui correspondent respectivement aux états transition, FHXR et FIM. La Figure 7.5 représente les trois spectres *INTEGRAL* pour ces trois ScWs. Nous pouvons voir ici notre problème : le flux de la source est extrêmement faible au-delà de 50 keV, et les pentes sont très semblables. Il semble donc difficile de baser notre classification sur l'indice de photon seul.

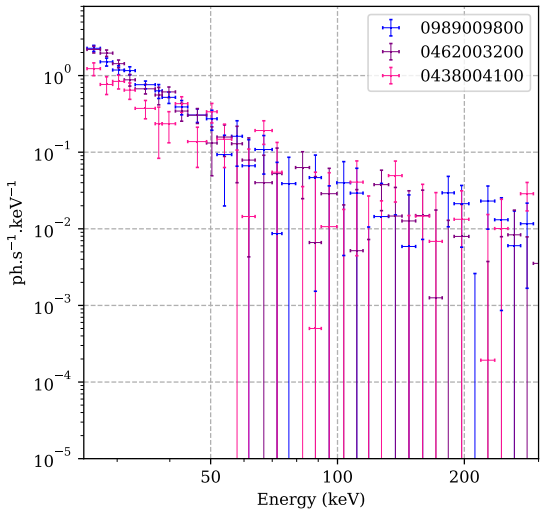


Figure 7.5 – *Spectres ISGRI de trois ScWs simultanées avec des pointés RXTE.*

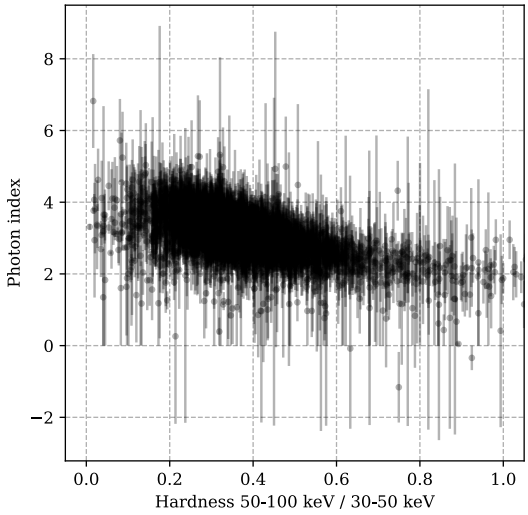


Figure 7.6 – *Relation entre l'indice de photon et la dureté obtenue à partir de l'ajustement par une loi de puissance des spectres ISGRI entre 25 et 300 keV.*

Afin d'en avoir le cœur net, j'effectue l'analyse spectrale entre 25 et 300 keV de tous les spectres IBIS avec un modèle de loi de puissance simple. La Figure 7.6 montre l'indice de photon trouvé en fonction de la dureté ISGRI ainsi que les barres d'erreurs associées. Il se dessine une anti-corrélation certaine et attendue entre l'indice de photon et la dureté, cependant, le faible flux de la source à haute énergie ne permet pas d'établir une connexion solide entre la pente de la loi de puissance et l'état de la source.

Je décide donc d'utiliser un autre instrument à bord d'*INTEGRAL*, JEM-X qui va me permettre de sonder la source à plus basse énergie, là où le flux est plus élevé.

7.3.2 L'ajout des données JEM-X

Superposition des HID PCA et JEM-X

Nous venons de voir qu'une classification uniquement basée sur les données entre 30 et 50 keV de IBIS n'est pas possible. C'est autour de 1–20 keV que le flux de Cyg X–3 varie énormément entre les différents états (Figure 7.3, H09). Je vais donc utiliser les données plus basse énergie de l'instrument JEM-X qui observe entre 3 et 25 keV.

Je sélectionne toutes les ScWs pour lesquelles Cygnus X–3 est dans le champ de vue de JEM-X, c'est-à-dire à moins de 5° hors axe. JEM-X est composé de deux unités qui n'observent pas nécessairement au même moment (Section 3.1.1), ainsi, lorsque les deux unités observent la source au même moment, je prends en compte uniquement les données de JEM-X 1 afin d'éviter des ScWs doublons. J'obtiens 1518 ScWs pour JEM-X 1 et 185 ScWs pour JEM-X 2. J'exclus toutes les ScWs issues des révolutions 1554, 1555, 1556, 1557, 1558 d'*INTEGRAL* afin d'éviter des potentiels artefacts dans les données causés par l'éruption de V404 Cygni en Juin 2015 (Loh et al., 2016; Rodriguez et al., 2015a). Contrairement à IBIS, la version 11.0 de l'OSA est disponible pour toutes les données JEM-X, il n'est donc pas nécessaire de séparer l'analyse en deux.

Un spectre à 32 canaux est extrait pour chacune des ScWs. J'extrais ensuite les taux de comptage net à partir des spectres en intégrant sur les canaux dans trois bandes d'énergie : 3–6 keV, 10–15 keV et 3–25 keV. Les deux premières bandes sont choisies pour être les mêmes que celle utilisées par K10 et pour sonder deux milieux différents de la source. La dernière bande correspond à la bande totale de JEM-X. Parallèlement, j'extrais de la même manière les taux de comptage dans les trois mêmes bandes d'énergie pour les spectres PCA.

Grâce à cela, je suis capable de reproduire le HID de K10 avec les données de PCA et les données JEM-X. La Figure 7.7 représente le HID obtenu avec les données PCA et JEM-X. L'axe des ordonnées est normalisé par la valeur maximale du taux de comptage pour PCA et JEM-X de manière à ce que les données se superposent. Chaque point de couleur correspond à une observation de K10 classée, selon le code couleur suivant : bleu clair pour l'état quiescent, bleu foncé pour transition, violet pour FHXR, rose pour FIM, rouge pour FSXR et orange pour hypersoft. Les points noirs sont les nouvelles observations ajoutées, tandis que les points gris sont les observations JEM-X. Les lignes verticales délimitent les différents états de la classification tracées a posteriori.

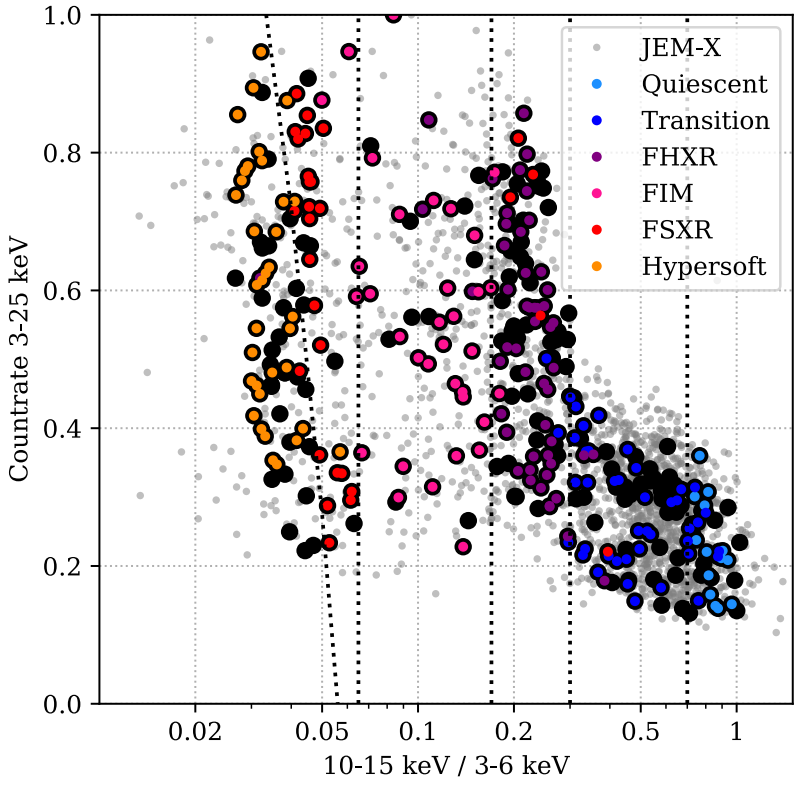


Figure 7.7 – *HID PCA et JEM-X de Cyg X–3.*

Création de nouvelles délimitations

Au premier coup d'œil, les deux HIDs de JEM-X et PCA semblent se superposer parfaitement et la suite paraît simple ; je classe chacune des ScWs *INTEGRAL* suivant la zone où elle se trouve dans le HID. Néanmoins, nous nous apercevons très rapidement que cela n'est pas si évident que cela. En effet, la réponse des instruments n'est pas la même entre JEM-X et PCA et cette différence n'a pas été prise en compte. En conséquence, il n'y a aucune raison que les duretés soient les mêmes puisque le taux de comptage dans une bande d'énergie dépend de la surface efficace de l'instrument dans cette même bande.

Afin de vérifier cela, je sélectionne les 16 observations *INTEGRAL* simultanées avec PCA et compare leur rapport de dureté dans les bandes 10–15 keV et 3–6 keV. Le Tableau 7.2 rassemble les rapports de dureté de JEM-X et PCA pour ces 16 observations. Ce tableau nous indique que certains rapports de dureté sont comparables (comme par exemple l'obsID 91090–02–01–02 et la ScW 043700330010) mais que la plupart ne correspondent pas. En conséquence, je ne peux pas classer les ScWs JEM-X de cette manière ; par exemple la ScW 043700290010 a un rapport de dureté de 0.368, ce qui la placerait dans l'état transition, pourtant, son obsID simultanée est classée en tant que FHXR.

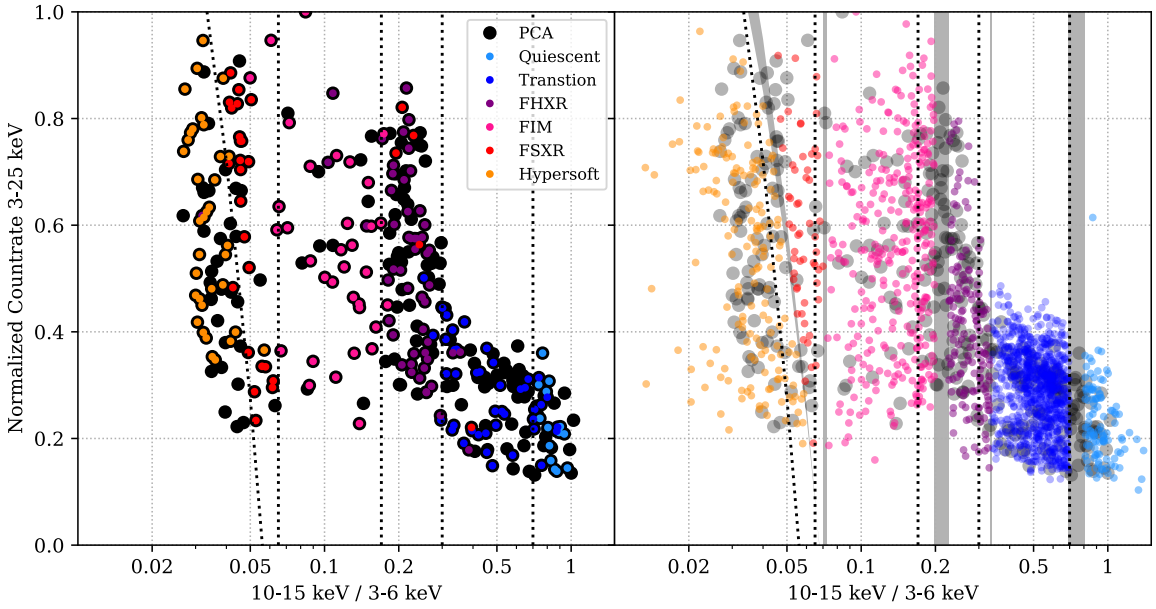


Figure 7.8 – *Gauche : HID PCA. Droite : HID JEM-X avec les séparations finales en état.*

Afin de pallier à ce problème, pour chacune des divisions en état (quiescent/transition, transition/FHXR, FHXR/FIM, FIM/FSXR, FSXR/hypersoft), je sélectionne les toutes premières et dernières observations PCA après et avant la division. J'ajuste ces observations via XSPEC par un modèle purement empirique, sans aucune interprétation physique, de manière à obtenir la meilleure représentation des données. À partir de ce modèle, je peux simuler des spectres JEM-X en fournissant la matrice de réponse de JEM-X à XSPEC. Ainsi, je peux en déduire le taux de comptage de JEM-X correspondant dans chacune des bandes d'énergie. Par exemple, la dernière obsID de l'état quiescent (avant de passer dans l'état transition[2]) est l'obsID 94328–01–02–00 qui a une dureté de 0.704. En simulant un spectre JEM-X, je trouve un rapport de dureté de 0.808. De la même manière, en simulant le spectre JEM-X à partir de la première obsID de l'état transition, je trouve un rapport de dureté de 0.695. Je décale donc la délimitation quiescent/transition de part et d'autre de 0.695 et 0.808. Je procède ainsi pour toutes les délimitations. La Figure 7.8 à droite montre cette nouvelle division en états

[2]Ce qui équivaut à dire qu'il s'agit de la première obsID située à droite de la division quiescent/transition.

par des bandes grises. Les différentes ScWs sont colorées selon cette classification en utilisant le même code couleur que pour la Figure 7.7. Afin d'éviter toute contamination, j'utilise seulement les ScWs en dehors de ces bandes grises pour extraire les spectres cumulés. Une fois cela fait, j'obtiens un total de 1501 ScWs classées.

Courbe de lumière JEM-X

La Figure 7.9 montre la courbe de lumière JEM-X dans la bande 3–25 keV où chaque point de couleur correspond à une ScW classé selon le même code couleur que la Figure 7.7. Nous observons bien ici la variabilité de la source. Nous distinguons la période de transition entre MJD 53800 et MJD 55500 pendant laquelle la source passe dans les états FIM, FSXR et hypersoft. Cyg X–3 passe la majeure partie de son temps dans les états quiescent et transition avec quelques événements sporadiques dans le FHXR là où des éjections discrètes mineures sont observées en radio.

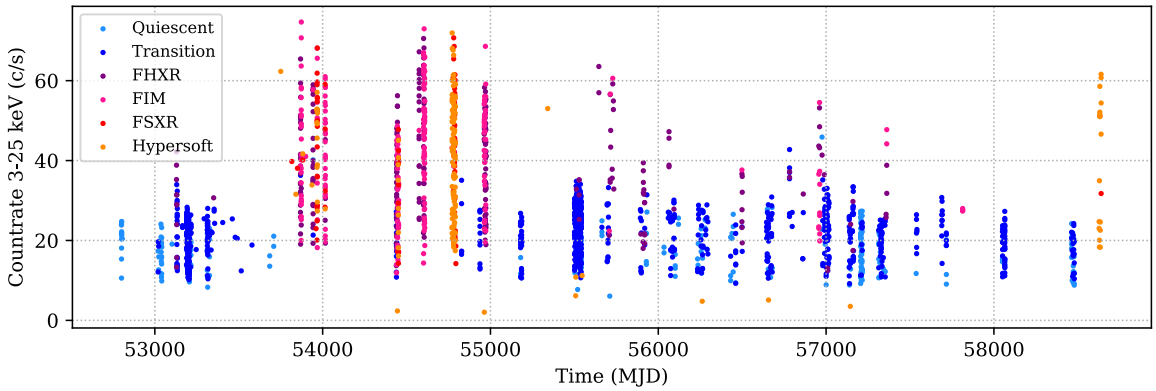


Figure 7.9 – *Courbe de lumière JEM-X dans la bande 3–25 keV de Cyg X–3.*

7.4 Analyse spectrale de Cygnus X–3

À partir de ScWs classées selon la méthode décrite dans la Section 7.3, nous pouvons étendre notre classification aux données ISGRI et SPI. L'extraction des spectres cumulés ISGRI se fait de la même manière que pour les spectres dur et mou de Cyg X–1 (Section 6.4) ; je dresse une liste de ScWs pour chacun des états et j'en extrais un spectre cumulé.

Nous allons voir dans la section suivante que l'extraction et l'analyse des spectres SPI sont plus délicates que pour ISGRI.

7.4.1 Extraction des spectres SPI

Sélection des ScWs

L'extraction des spectres SPI pour chacun des états est moins évidente que IBIS pour lesquels il suffit de sélectionner les ScWs et de les accumuler. En effet, le mode dithering (Section 3.1.3) a été mis au point pour SPI ; il est donc recommandé d'utiliser des séries d'observations continues d'au moins 10–20 ScWs afin de déterminer correctement le bruit de fond et donc d'obtenir une bonne précision sur la valeur du flux.

De ce fait, il n'est pas possible de faire des spectres cumulés d'une suite discontinue de ScWs. Dès lors, étant donné que le champ de vue de JEM-X est plus petit que celui des autres instruments, il y a parfois des ScWs pour lesquelles la source n'est pas dans le champ de vue de JEM-X. Pour ces ScWs, j'attribue un état en interpolant celui de la ScW précédente

et celui de la ScW suivante (s'il s'agit bien sûr du même état), en faisant l'hypothèse que la source n'a pas changé d'état entre deux ScWs (soit $\sim$ 1 h). Je sélectionne les ScWs issues de révolutions complètes pour lesquelles plus de 95 % des ScWs de la révolution ont la même classification. En faisant cela, j'exclus l'extraction d'un spectre pour l'état FSXR[3].

Utilisation de l'outil SPIDAI

Afin d'extraire mes spectres SPI pour chacun des états, j'utilise l'outil SPI Data Analysis Interface (SPIDAI) développé par Jean-Pierre Roques et Elisabeth Jourdain de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) à Toulouse. Cet outil est un programme Interactive Data Language (IDL) conçu afin de guider l'utilisateur au cours de l'analyse des données SPI afin d'en extraire des produits scientifiques. L'analyse s'effectue en deux principales étapes :

- **le choix du modèle du ciel** : permet de définir un modèle des sources présentes dans le champ de vue ainsi que l'échelle de variabilité du bruit de fond. Je choisis les deux sources brillantes du champ de vue pour mon modèle : Cyg X–1 et Cyg X–3[4]. Il faut également déterminer l'échelle de variabilité des sources que je fixe à 5 ScWs pour Cyg X–1 et 10 ScWs pour Cyg X–3. Je fixe la variabilité du bruit de fond à celle de Cyg X–3, c'est-à-dire 10 ScWs.
- **gestion des mauvais pointés** : le bruit de fond est censé rester stable, cependant, il arrive que certains événements comme des éruptions solaires viennent perturber l'instrument. Lors de ces événements, le taux de comptage du détecteur augmente considérablement entraînant un mauvais χ^2 lors de l'ajustement du modèle. Afin de limiter ces effets, je supprime ces mauvais pointés. Cela réduit le nombre de ScWs d'environ 10 %.

Après ces deux étapes préliminaires, les shadowgrams sont déconvolués pour pouvoir obtenir les produits scientifiques.

Résultats

Le Tableau 7.3 regroupe le nombre de ScWs pour chacun des états, celles qui sont obtenues avec JEM-X 1, 2, SPI et par les différentes versions OSA 10.2 et OSA 11.0 pour le cas de IBIS. Les spectres JEM-X 2 et IBIS/OSA 11.0 dans les états FSXR et hypersoft ne seront pas utilisés dans notre analyse spectrale en raison de leur faible apport statistique comparativement aux autres spectres. En conséquence, j'utilise cinq spectres (JEM-X 1, JEM-X 2, SPI, IBIS/OSA 10.2 et IBIS/OSA 11.0) pour les états quiescent et transition, quatre spectres (JEM-X 1, JEM-X 2, SPI et IBIS/OSA 10.2) pour l'état FHXR, trois spectres (JEM-X 1, SPI et IBIS/OSA 10.2) pour les états FIM et hypersoft et deux spectres (JEM-X 1 et IBIS/OSA 10.2) pour l'état FSXR.

Etat	JEMX-1	JEMX-2	OSA 10	OSA 11	SPI
Quiescent	39	63	91	11	287
Transition	648	59	653	54	1606
FHXR	134	9	143	0	204
FIM	314	0	313	1	694
FSXR	54	0	54	0	0
Hypersoft	176	5	168	13	327

Tableau 7.3 – *Nombre de ScWs pour chacun des états selon l'instrument et le type d'analyse.*

[3] Aucune des révolutions n'est composée à 95 % de ScWs classées en état FSXR.

[4] EXO 2030+375 se situe également dans le même champ de vue mais se trouve dans un état quiescent pendant les périodes considérées.

La Figure 7.10 montre la superposition de tous les spectres extraits pour chacun des états. Par soucis de clarté, j'ai représenté les spectres d'un même état par la même couleur, selon le même code couleur utilisé sur la Figure 7.8. Nous voyons sur cette figure que le flux autour de 20 keV diminue progressivement et que le flux du disque augmente considérablement. Qualitativement, nous pouvons remarquer que la coupure exponentielle a lieu à plus basse énergie que les autres sources étudiées. Un excès est présent autour de 6.4 keV, (que j'interprète comme une raie du fer d'après les précédentes études ; K10, H09), et plus particulièrement dans les états quiescent et transition.

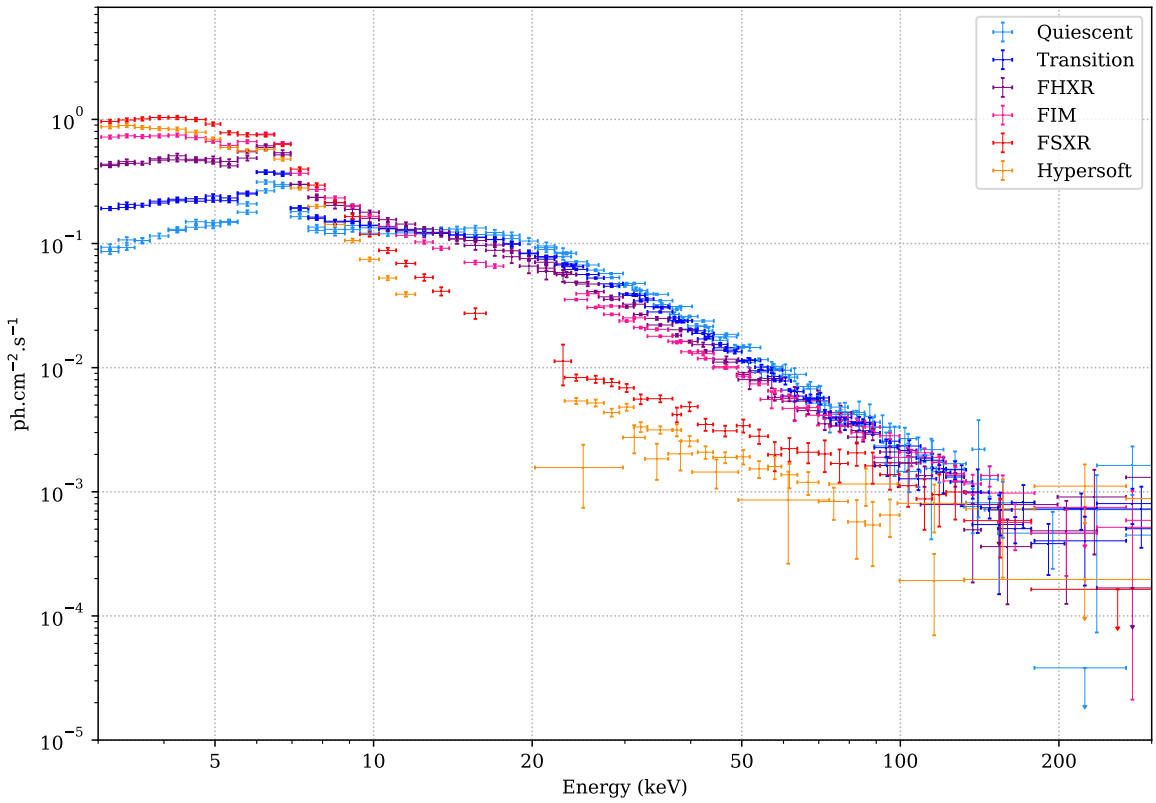


Figure 7.10 – *Spectres accumulés INTEGRAL de chacun des états de Cyg X–3.*

7.4.2 Détection de la queue de haute énergie

Méthode d'ajustement

J'effectue tout d'abord une approche purement phénoménologique afin d'étudier le comportement de Cyg X–3 entre 30 et 50 keV et tester l'éventuelle présence d'une queue de haute énergie. Les ajustements des spectres sont réalisés avec XSPEC.

La méthode d'ajustement des spectres est divisée en deux étapes. De façon similaire à l'approche phénoménologique de Cyg X–1 (Section 6.4.3), je me concentre dans un premier temps sur la partie entre 3 et 50 keV. Cette partie du spectre est modélisée de deux manières en fonction de la présence de la coupure exponentielle :

– états **quiescent**, **transition** et **FHXR** : j'utilise une loi de puissance absorbée (Wilms et al., 2000, TBABS,) avec une coupure exponentielle à haute énergie (TBABS*CUTOFFPL) à laquelle j'ajoute une gaussienne (GAUSSIAN) afin de modéliser la raie du fer à 6.4 keV. Enfin, je rajoute de la réflexion sur le disque (Magdziarz & Zdziarski, 1995b, REFLECT), nécessaire pour obtenir un bon ajustement. Dans XSPEC, le modèle s'écrit : CONSTANT*REFLECT*TBABS(CUTOFFPL+GAUSSIAN).

– états **FIM**, **FSXR** et **hypersoft** : j'utilise une loi de puissance absorbée, mais cette fois-ci sans coupure exponentielle (TBABS*POWERLAW). Je prends en compte la présence du disque (DISKBB) très présent dans ces états et de la raie du fer. Nous avons donc : CONSTANT*TBABS*REFLECT(POWERLAW+GAUSSIAN+DISKBB)

Encore une fois, la composante constante est là pour prendre en compte les incertitudes de calibrations inter-instrument, ainsi que les différences entre les échantillons de ScWs utilisées. Je choisis $i = 30°$ comme inclinaison de la source (Vilhu et al., 2009; Zdziarski et al., 2012, 2013). Les paramètres étudiés dans ces modèles sont donc :

– la densité colonne équivalente hydrogène $N_{\rm H}$, entre nous observateurs, et la source, en $\rm cm^{-2}$.
– l'énergie de la coupure exponentielle $E_{\rm coup}$ en keV et l'indice de photon $\Gamma_{\rm coup}$ de sa loi de puissance.
– l'énergie $kT_{\rm disque}$ du disque.
– l'énergie $E_{\rm Fe}$ en keV et la largeur à mi-hauteur $\sigma_{\rm Fe}$ en keV de la raie du fer.
– la fraction de réflexion des photons sur le disque $\Omega/2\pi$.
– $\Gamma_{\rm po}$, l'indice de photon de la loi de puissance.

Une fois qu'un ajustement satisfaisant est obtenu dans cette bande d'énergie, j'ajoute les données au-delà de 50 keV et je teste si le modèle reste compatible ou si une composante additionnelle est nécessaire. Si des résidus sont observés à plus haute énergie, je rajoute au modèle une loi de puissance.

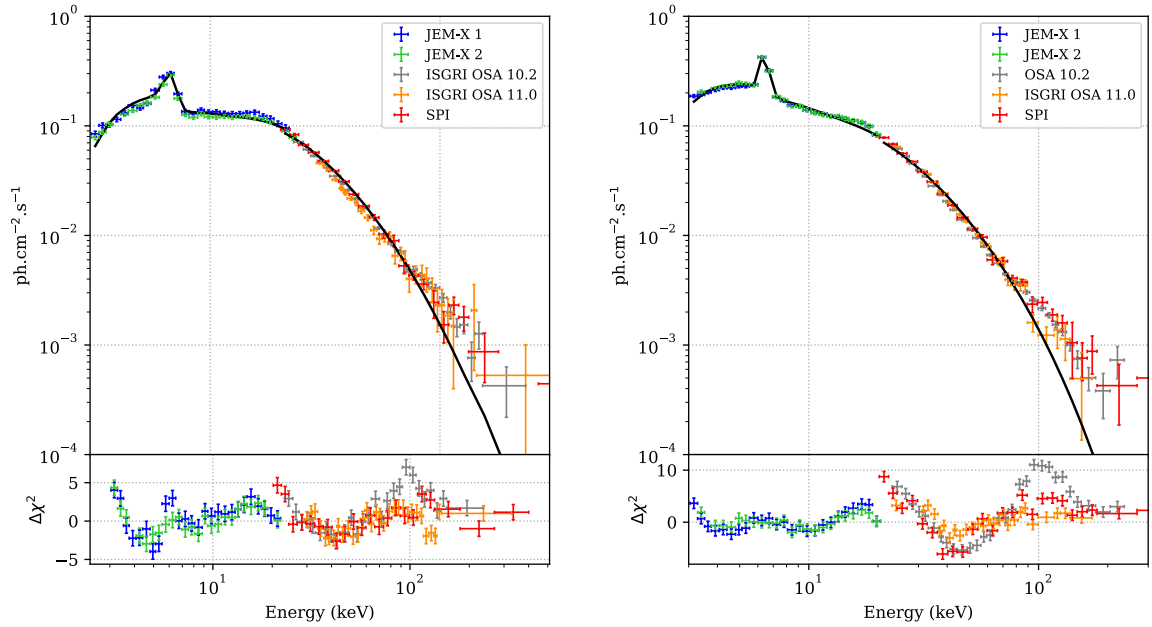
Ajout des données au-delà de 50 keV

Je rajoute ensuite les données au-delà de 50 keV. En laissant varier les paramètres, j'observe des résidus significatifs à haute énergie pour les états quiescent et transition, respectivement représentés sur les Figures 7.11a et 7.11b. Les spectres JEM-X 1, 2, ISGRI OSA 10.2, 11.0 et SPI sont respectivement représentés en bleu, vert, gris, orange et rouge, tandis que le modèle est tracé en noir. Les $\chi^2_{\rm red}$ obtenus dans deux états sont respectivement de 4.4 (121 dof) et de 12.3 (120 dof) sans l'ajout d'une loi de puissance. Je teste la significativité d'une composante additionnelle en effectuant un F-test et obtiens une probabilité qu'une composante additionnelle ne soit pas nécessaire de 7.4×10^{-27} (quiescent) et de 7.3×10^{-59} (transition). En ce qui concerne les états FHXR, FIM, FSXR et hypersoft, l'ajout d'une composante n'est pas nécessaire et ces derniers sont très bien ajustés par le même modèle que celui de la bande 3–50 keV (voir Section 7.4.2) sans que les paramètres ne subissent de grandes variations.

Résultats du modèle phénoménologique

Les meilleurs paramètres obtenus dans la bande 3–50 keV (quiescent, transition) et 3–300 keV sont répertoriés dans le Tableau 7.4 et la Figure 7.12 montre les meilleurs ajustements 3–300 keV pour chacun des états (les résultats des ajustements 3–50 keV des états FHXR, FIM, FSXR et hypersoft sont très proches de ceux de la bande 3–300 keV, c'est pourquoi ils ne sont pas indiqués dans le tableau). Les lignes en trait plein représentent les modèles, tandis que les lignes en pointillés, tirets, et points-tirets représentent respectivement les composantes : gaussienne, loi de puissance coupée ou disque et loi de puissance.

La valeur de la densité colonne $N_{\rm H}$ varie entre 5–10 $\times 10^{22}$ $\rm cm^{-2}$ avec une valeur moyenne de $\sim 8 \times 10^{22}$ $\rm cm^{-2}$. Pour les états quiescent et transition, l'énergie de coupure se trouve autour de 15 keV, en adéquation avec les résultats de K10 (c'est d'ailleurs une des singularités de Cyg X–3 par rapport aux autres systèmes binaires X). Je n'obtiens qu'une limite supérieure pour l'état FHXR. J'ai cependant testé l'ajustement de cet état avec une simple loi de puissance sans obtenir un résultat convenable. Cette augmentation de l'énergie de coupure est corrélée avec l'augmentation de l'indice de photon de la loi de puissance coupée qui



(a) *État quiescent.* (b) *État transition.*

Figure 7.11 – *Résidus observés dans les états quiescent et transition sans ajout d'une composante additionnelle.*

Tableau 7.4 – *Paramètres obtenus en ajustant les spectres 3–50 keV et 3–300 keV de Cyg X–3 avec des modèles phénoménologiques. L'énergie de la raie d'émission du fer est fixée à 6.4 keV pour les états FIM, FSXR et Hypersoft. La largeur de la raie est fixée à 0.4 keV pour tous les états.*

Paramètres	Quiescent		Transition		FHXR	FIM	FSXR	Hypersoft
	3–50 keV	3–300 keV	3–50 keV	3–300 keV	3–300 keV	3–300 keV	3–300 keV	3–300 keV
$C_{\mathrm{JEMX-1}}$	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f
$C_{\mathrm{JEMX-2}}$	$0.94^{+0.02}_{-0.02}$	$0.94^{+0.02}_{-0.02}$	$1.01^{+0.02}_{-0.02}$	$1.01^{+0.02}_{-0.02}$	$0.98^{+0.02}_{-0.02}$	–	–	–
$C_{\mathrm{OSA10.2}}$	$0.85^{+0.02}_{-0.02}$	$0.85^{+0.02}_{-0.02}$	$0.91^{+0.02}_{-0.03}$	$0.92^{+0.02}_{-0.02}$	$0.90^{+0.03}_{-0.01}$	$1.18^{+0.02}_{-0.04}$	$0.80^{+0.01}_{-0.00}$	$1.19^{+0.01}_{-0.14}$
$C_{\mathrm{OSA11.0}}$	$0.80^{+0.02}_{-0.00}$	$0.80^{+0.02}_{-0.00}$	$0.97^{+0.02}_{-0.02}$	$1.02^{+0.03}_{-0.03}$	–	–	–	–
C_{SPI}	$0.90^{+0.02}_{-0.02}$	$0.90^{+0.02}_{-0.02}$	$0.95^{+0.02}_{-0.02}$	$0.96^{+0.02}_{-0.02}$	$0.99^{+0.01}_{-0.03}$	$1.23^{+0.02}_{-0.02}$	–	$1.03^{+0.01}_{-0.14}$
$N_{\mathrm{H}} \times 10^{22}$ [cm^{-2}]	$6.0^{+1.3}_{-1.0}$	$9.0^{+0.}_{-0.}$	$6.3^{+1.1}_{-1.5}$	$7.2^{+1.4}_{-1.4}$	$10.55^{+0.58}_{-0.22}$	$8.25^{+0.24}_{-0.24}$	$6.35^{+0.94}_{-0.97}$	$5.03^{+0.86}_{-0.86}$
Γ_{coup}	$1.08^{+0.23}_{-0.10}$	$1.11^{+0.29}_{-0.27}$	$1.80^{+0.15}_{-0.21}$	$1.47^{+0.35}_{-0.14}$	$3.05^{+0.06}_{-0.06}$	–	–	–
kT_{disque} [keV]	–	–	–	–	–	$1.24^{+0.01}_{-0.01}$	$1.36^{+0.04}_{-0.04}$	$1.32^{+0.02}_{-0.04}$
E_{coup} [keV]	$17.0^{+2.5}_{-0.9}$	$15.3^{+6.3}_{-1.3}$	26^{+4}_{-4}	$15.8^{+2.2}_{-1.3}$	< 377	–	–	–
E_{Fe} [keV]	$6.40^{+0.06}_{-0.06}$	$6.48^{+0.08}_{-0.08}$	$6.45^{+0.05}_{-0.05}$	$6.43^{+0.08}_{-0.08}$	$6.35^{+0.09}_{-0.09}$	6.4 f	6.4 f	6.4 f
σ_{Fe} [keV]	0.4 f	0.4 f	0.4 f	$0.33^{+0.14}_{-0.15}$	0.4 f	0.4 f	0.4 f	0.4 f
$\Omega/2\pi$	$0.64^{+0.33}_{-0.24}$	$1.41^{+0.59}_{-0.45}$	$1.22^{+0.38}_{-0.38}$	$1.81^{+0.19}_{-0.46}$	$1.99^{+0.01}_{-0.17}$	$0.25^{+0.23}_{-0.20}$	–	–
Γ_{po}	–	$2.22^{+0.12}_{-0.16}$	–	$2.55^{+0.10}_{-0.06}$	–	$2.935^{+0.006}_{-0.006}$	$2.49^{+0.10}_{-0.11}$	$2.64^{+0.11}_{-0.12}$
χ^2/dof	119.18/69	189.57/120	103.60/68	152.85/118	132.66/90	106.42/60	30.30/47	47.43/42

passe de $\Gamma_{\mathrm{coup}} \sim 1.5$ dans l'état transition à ~ 3 dans l'état FHXR. La température du disque $kT_{\mathrm{disque}} \sim 1.3$ keV observée dans les états FIM, FSXR et hypersoft, est compatible avec les résultats de K10.

Concernant la loi de puissance (additionnelle ou non), nous observons un indice de photon assez similaire dans tous les états $\Gamma_{\mathrm{po}} \sim 2.5$, excepté dans l'état FIM où la valeur $\Gamma_{\mathrm{po}}^{\mathrm{FIM}} = 2.935 \pm 0.006$ est bien plus proche de l'indice de photon de la loi de puissance coupée observée dans l'état FHXR.

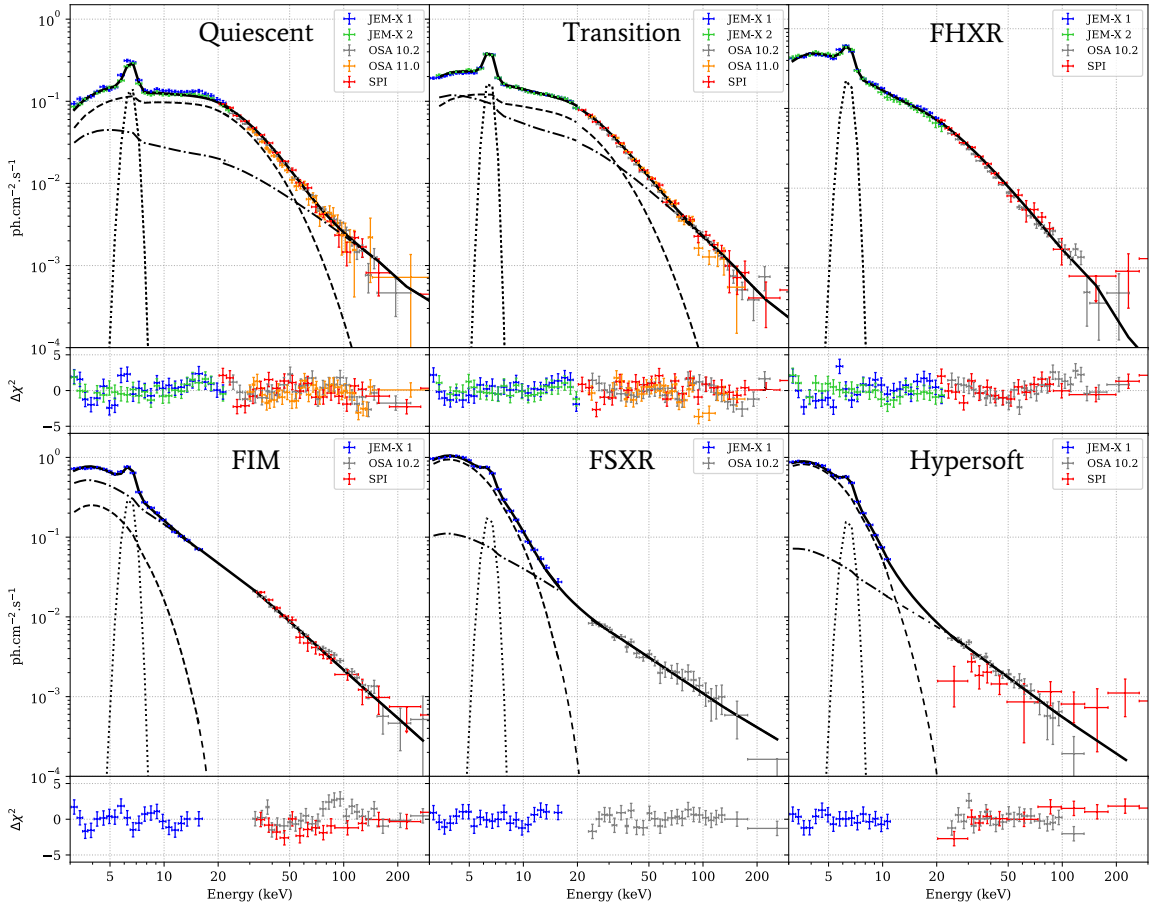


Figure 7.12 – *Résultats des ajustements obtenus en utilisant des modèles phénoménologiques pour chacun des états de Cyg X–3.*

7.4.3 Variation de la queue en fonction de la position de Cyg X–3 sur son orbite

Rapport du taux de comptage

Une des particularités de Cyg X–3 est la variation de son flux dans les X en fonction de sa période orbitale (e.g., Zdziarski et al., 2012). Dès lors, nous allons étudier si la présence ou non de la composante additionnelle dépend de la position de Cyg X–3 sur son orbite, ou bien encore si la pente de celle-ci varie. Je vais donc extraire de nouveaux spectres ISGRI OSA 10.2 en fonction de la position de la source sur son orbite.

Pour cela, j'utilise l'éphéméride de Singh et al. (2002) afin de créer une courbe de lumière en fonction de la phase de Cyg X–3 sur son orbite. Je définis trois tranches de phases différentes. La première correspond à la conjonction inférieure (tranche 1 : $1/3 < \phi < 2/3$) c'est-à-dire que Cyg X–3 est situé devant son compagnon. La seconde coïncide avec la conjonction supérieure (tranche 2 : $0 < \phi < 1/6$ et $5/6 < \phi < 1$), c'est-à-dire que Cyg X–3 est situé derrière son étoile. Enfin, la troisième correspond au passage entre les deux. Je définis cette troisième tranche pour être certaine que les deux autres soient suffisamment séparées et qu'il n'y ait aucune superposition entre les phases de conjonction inférieure et supérieure. La Figure 7.13 à gauche est un schéma qui illustre mon découpage en trois tranches de phases orbitales différentes. Chaque couleur représente une conjonction différente ; orange pour conjonction inférieure, bleue pour conjonction supérieure et violet entre les deux. La Figure 7.13 à droite représente le taux de comptage entre 3 et 25 keV normalisé à la valeur maximale en fonction de la phase de Cyg X–3, où chaque point représente une ScW. Le code couleur utilisé est le même que pour le schéma de gauche.

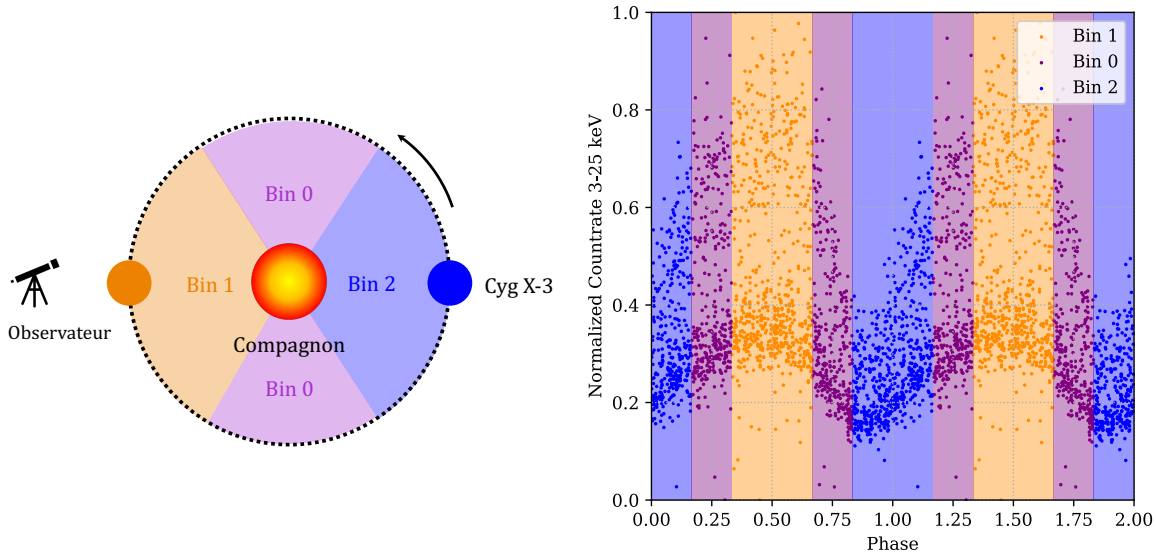


Figure 7.13 – *Gauche : les différentes tranches de phases orbitales. Droite : taux de comptage normalisé de Cyg X–3 en fonction de sa phase orbitale.*

Afin de vérifier l'influence de la position de Cyg X–3 sur son orbite, je crée deux spectres ISGRI OSA 10.2 et JEM-X 1 par tranche de phase différente pour chacun des états. Le premier contient toutes les ScWs classées en conjonction inférieure et le deuxième toutes les ScWs classées en conjonction supérieure. Afin de comparer mes spectres indépendamment du modèle, je calcule directement le rapport de taux de comptage entre les deux conjonctions pour chacun des états. La Figure 7.14 montre ce rapport entre le spectre de conjonction inférieure et le spectre de conjonction supérieure.

Nous remarquons que ce rapport demeure constant avec une valeur autour de 2 jusqu'à 20 keV. Ensuite, il décroit pour les états FHXR et FIM. Je ne peux pas conclure pour les autres états étant données les grandes incertitudes (ou la faible qualité statistique) des données. Les droites en tirets sur la Figure 7.14 représentent le meilleur ajustement par une constante entre 3–20 keV, dont les différentes valeurs pour chaque état sont indiquées en légende.

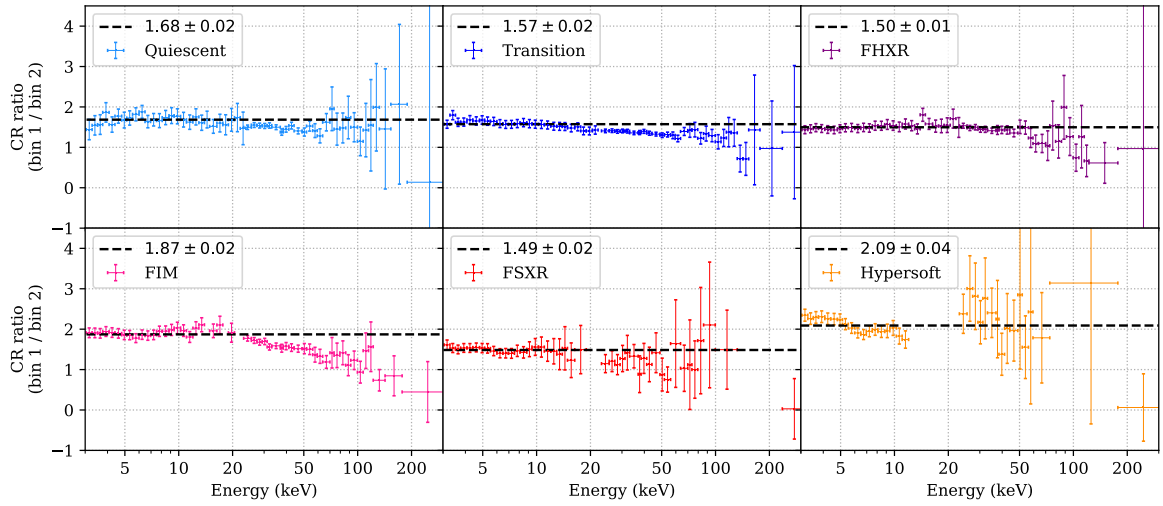


Figure 7.14 – *Rapport des taux de comptage des spectres entre deux conjonctions pour chacun des états de Cyg X–3.*

Variation de l'indice de photon

Je cherche à caractériser la variation de la composante non-thermique. Pour cela, j'utilise le même modèle phénoménologique que celui décrit dans la Section 7.4.2. Les valeurs des indices de photon obtenus pour chaque état et pour chaque tranche de phase sont reportées dans le Tableau 7.5.

De manière générale, même si les valeurs sont marginalement compatibles (aux limites de leur domaine respectif d'incertitudes à 90 %), il semble se dessiner une tendance, confirmée en particulier dans l'état FIM. Cette augmentation de l'indice de photon entre la conjonction supérieure et la conjonction inférieure signifie que le spectre est plus mou lorsque Cyg X–3 se trouve devant son compagnon.

Tableau 7.5 – *Valeurs des indices de photon obtenues pour chaque état en fonction de la position de Cyg X–3 sur son orbite.*

État		Conjonction inférieure	Conjonction supérieure
Quiescent	$\Gamma_{\rm po}$	$2.45^{+0.17}_{-0.18}$	$2.16^{+0.17}_{-0.26}$
Transition	$\Gamma_{\rm po}$	$2.55^{+0.05}_{-0.05}$	$2.45^{+0.08}_{-0.20}$
FHXR	$\Gamma_{\rm coup}$	$2.90^{+0.06}_{-0.20}$	$3.00^{+0.02}_{-0.04}$
FIM	$\Gamma_{\rm po}$	$2.94^{+0.04}_{-0.04}$	$2.72^{+0.04}_{-0.04}$
FSXR	$\Gamma_{\rm po}$	$2.52^{+0.16}_{-0.16}$	$2.47^{+0.24}_{-0.17}$
Hypersoft	$\Gamma_{\rm po}$	$2.87^{+0.18}_{-0.16}$	$2.59^{+0.33}_{-0.28}$

Dans de précédents travaux de Zdziarski et al. (2012), les auteurs observent également ce genre de comportement en créant des spectres dépendants de la phase de Cyg X–3 à partir des données de PCA et du High Energy X-Ray Timing Experiment (HEXTE). En effet, l'état numéroté 4 dans leur étude (classification de Szostek et al., 2008), et correspondant à notre état FIM, est également plus mou lorsque la source est en conjonction inférieure. La Figure 7.15a montre les spectres obtenus, avec en bleu le spectre de la conjonction inférieure et en rouge le spectre de la conjonction supérieure. La Figure 7.15b montre mes spectres FIM en conjonction supérieure (rose foncé) et conjonction inférieure (rose clair).

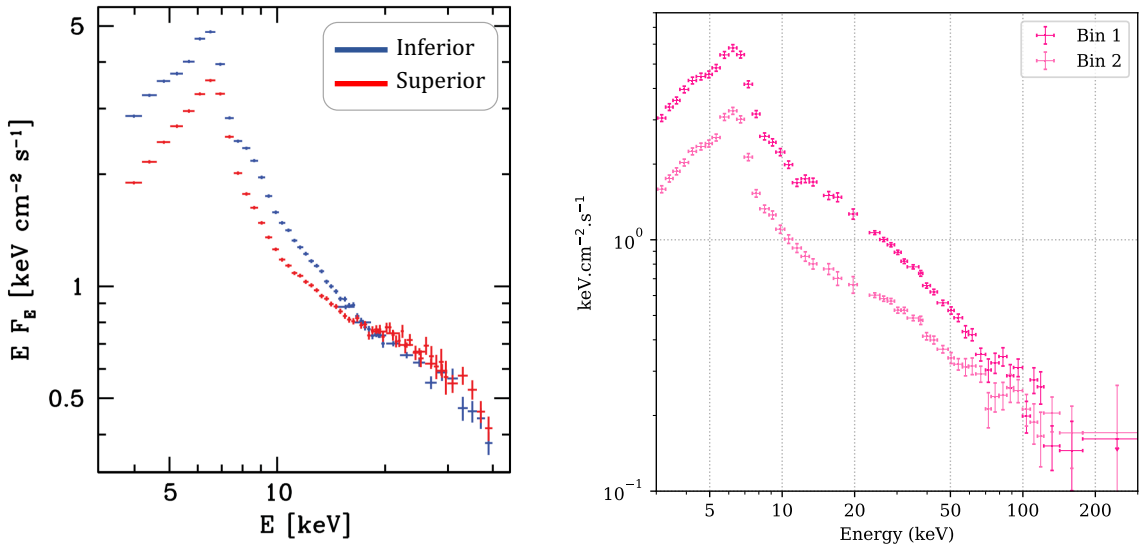
Les auteurs expliquent cette variation par une trop courte exposition comparé aux autres états. Pour mon étude, cet argument n'est pas valide, mon état FIM étant celui avec la plus grande exposition après l'état de transition. En effet, les temps d'exposition effectifs sont respectivement de $t_{\rm exp} = 15380\,{\rm s}$ et $13015\,{\rm s}$ pour l'état FIM en conjonction inférieure et supérieure, par rapport à $t_{\rm exp} = 43530\,{\rm s}$ et $36150\,{\rm s}$ pour l'état transition.

Une autre interprétation plus acceptable pourrait être d'invoquer un effet dû à l'absorption : celle-ci serait plus importante lorsque Cyg X–3 serait situé derrière son compagnon, ce qui aurait pour effet de tordre le spectre à basse énergie et donc d'obtenir une pente moins raide. Les ajustements via un modèle phénoménologique me permettent d'accéder à la valeur de la densité colonne d'hydrogène $N_{\rm H}$, cependant les barres d'erreurs sur ce paramètre ne me permettent pas de conclure sur cette assertion.

7.4.4 Modélisation par une couronne hybride

Cyg X–3 est une source complexe et dans l'intention de mieux contraindre les propriétés de l'émission non-thermique observée dans mon approche phénoménologique, j'utilise le modèle de couronne hybride également employé dans l'analyse de l'émission non-thermique de Cyg X–1 (voir Section 6.4.6 pour une description du modèle).

Je rajoute également de l'absorption et une composante gaussienne afin de modéliser



(a) *Spectres obtenus par Zdziarski et al. (2012).* (b) *Spectres obtenus dans cette étude.*

Figure 7.15 – *Comparaison des spectres de l'état FIM de Cygnus X–3 dans deux différentes études.*

la raie du fer. Le modèle s'écrit : CONSTANT*TBABS(EQPAIR+GAUSSIAN). Les paramètres utilisés sont : l_h/l_s, l_s, l_{nth}/l_h, τ_p, Γ_{inj}, kT_s, Ω/π, E_{Fe}, σ_{Fe}. La valeur de la compacité des photons du disque est difficile à évaluer et le minimum du χ^2 oscille entre 40 et 140, je fixe donc sa valeur à $l_s = 100$. Cela correspond à un petit rayon de la couronne pour une grande luminosité (Zdziarski et al., 2005). Exceptionnellement pour l'état FIM, j'ai besoin de rajouter une composante EDGE supplémentaire au modèle afin d'obtenir un ajustement correct. Cette composante permet de modéliser le seuil de ionisation du à un élément, en l'occurrence le fer.

Résultats

Le Tableau 7.6 rassemble les paramètres obtenus avec ce modèle de couronne hybride tandis que la Figure 7.16 montre les meilleurs ajustements obtenus ainsi que les $\Delta\chi^2_{red}$ correspondants. De manière générale, mes spectres sont bien ajustés par ce modèle, et le comportement global nous indique une décroissance progressive du spectre de Comptonisation à mesure que nous nous décalons vers la gauche dans le HID (Figure 7.8), en d'autres termes, à mesure que le spectre de la source devient plus mou et dominé par l'émission du disque.

– **quiescent et transition** : ces états sont caractérisés par une valeur élevée de l_{nth}/l_h ($> 75\,\%$) et l_h/l_s ($\gg 1$) traduisant une dominance du spectre de Comptonisation. Le modèle reproduit bien la coupure observée à ~ 20 keV et la forme de la queue à haute énergie. L'injection des électrons prend la forme d'une loi de puissance pentue avec un indice d'injection de $\Gamma_{inj} \sim 3.5$–4. La valeur de la réflexion se trouve entre ~ 0.5–0.8. Je trouve une valeur de τ_p compatible avec un milieu opaque. En ce qui concerne le paramètre kT_s, les valeurs obtenues sont étonnamment bien contraintes. Ceci pourrait indiquer une dégénérescence entre certains paramètres, ou du moins que la température d'injection peut être contrainte dans ce modèle via d'autres paramètres. Dans leurs travaux, (Hjalmarsdotter et al., 2008) utilisent EQPAIR afin d'ajuster ce qu'ils dénomment le *hard state* de Cyg X–3. La dégénérescence des paramètres leur permettent de créer trois modèles avec une interprétation physique bien distincte. Dans ce contexte, les paramètres obtenus dans mon étude sont cohérents avec leur modèle qu'ils nomment « non-thermique » pour lequel le spectre de Comptonisation est dominant, avec une

Tableau 7.6 – *Paramètres obtenus pour tous les états de Cyg X–3 en utilisant un modèle de couronne hybride non-magnétisée.*

État	Quiescent	Transition	FHXR	FIM	FSXR	Hypersoft
$C_{\mathrm{JEMX-1}}$	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f
$C_{\mathrm{JEMX-2}}$	$0.93^{+0.02}_{-0.02}$	$0.95^{+0.03}_{-0.03}$	$0.99^{+0.02}_{-0.02}$	–	–	–
$C_{\mathrm{ISGRI_{O10}}}$	$0.86^{+0.02}_{-0.03}$	$1.01^{+0.02}_{-0.02}$	$0.94^{+0.04}_{-0.04}$	$1.07^{+0.02}_{-0.06}$	$0.80^{+0.03}_{-0.00}$	$0.83^{+0.03}_{-0.00}$
$C_{\mathrm{ISGRI_{O11}}}$	$0.80^{+0.03}_{-0.00}$	$1.02^{+0.03}_{-0.03}$	–	–	–	–
C_{SPI}	$0.92^{+0.02}_{-0.03}$	$1.00^{+0.02}_{-0.01}$	$1.04^{+0.02}_{-0.01}$	$1.19^{+0.01}_{-0.07}$	–	$1.20^{+0.00}_{-0.13}$
N_{H} [$\times 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}$]	$7.78^{+0.66}_{-0.31}$	$4.61^{+0.58}_{-0.38}$	$3.7^{+1.2}_{-1.3}$	$10.0^{+0.8}_{-1.0}$	$4.1^{+1.3}_{-0.4}$	$2.8^{+1.2}_{-1.1}$
$l_{\mathrm{h}}/l_{\mathrm{s}}$	41^{+19}_{-11}	$7.4^{+1.1}_{-2.9}$	$0.69^{+0.10}_{-0.05}$	$0.49^{+0.06}_{-0.03}$	$0.15^{+0.16}_{-0.05}$	$0.07^{+0.11}_{-0.02}$
kT_{s} [eV]	$1.3^{+1.1}_{-1.5}$	11^{+21}_{-6}	747^{+120}_{-237}	< 680	987^{+48}_{-187}	952^{+87}_{-179}
$l_{\mathrm{nth}}/l_{\mathrm{h}}$	> 0.89	$0.75^{+0.06}_{-0.02}$	< 0.70	$0.43^{+0.10}_{-0.10}$	$0.72^{+0.18}_{-0.03}$	$0.40^{+0.32}_{-0.08}$
τ_{p}	$2.7^{+3.1}_{-1.3}$	$6.81^{+0.29}_{-0.05}$	$4.93^{+0.36}_{-0.39}$	$3.33^{+0.12}_{-0.13}$	< 0.86	$0.5^{+2.6}_{-0.4}$
Γ_{inj}	$3.65^{+0.31}_{-0.17}$	$3.47^{+0.11}_{-0.11}$	$3.43^{+0.41}_{-0.15}$	$2.97^{+0.14}_{-0.06}$	$2.82^{+0.47}_{-0.06}$	$3.05^{+0.39}_{-0.39}$
$\Omega/2\pi$	$0.80^{+0.13}_{-0.12}$	$0.55^{+0.21}_{-0.08}$	< 0.67	< 0.84	< 0.12	< 0.03
E_{Fe} [keV]	$6.45^{+0.06}_{-0.06}$	$6.32^{+0.06}_{-0.06}$	$6.21^{+0.09}_{-0.08}$	6.4 f	6.4 f	$6.44^{+0.20}_{-0.20}$
σ_{Fe} [keV]	$0.34^{+0.11}_{-0.16}$	$0.49^{+0.13}_{-0.06}$	0.4 f	0.4 f	0.4 f	0.4 f
E_{E} [keV]	–	–	–	$9.65^{+0.38}_{-0.39}$	–	–
τ_{E}	–	–	–	$0.28^{+0.10}_{-0.06}$	–	–
χ^2/dof	147.07/118	135.61/117	92.02/87	84.14/56	25.82/38	44.47/38

forte composante non-thermique. La bande spectrale plus large ainsi que l'échantillon statistique plus important permettent donc ici de lever la dégénérescence et de mieux contraindre les paramètres.

– **FHXR** : dans cet état, nous observons une diminution significative de $l_{\mathrm{h}}/l_{\mathrm{s}} = 0.69$ et donc l'augmentation de la compacité des photons incidents (du disque) l_{s}. L'énergie liée à la température de ces photons augmente elle aussi de manière significative $kT_{\mathrm{s}} = 747\,\mathrm{eV}$. Je n'arrive qu'à contraindre une limite supérieure pour $l_{\mathrm{nth}}/l_{\mathrm{h}} < 0.70$ et $\Omega/2\pi < 0.67$. L'indice d'injection des électrons $\Gamma_{\mathrm{inj}} = 3.43^{+0.41}_{-0.15}$ reste compatible avec les valeurs trouvées dans l'état quiescent et transition. Les paramètres obtenus sont cohérents avec l'*intermediate state* de H09 excepté pour la valeur de leur réflexion où ils trouvent $\Omega/\pi = 2.2^{+2.5}_{-0.5}$.

– **FIM** : le spectre est caractérisé par une importante composante des photons du disque $l_{\mathrm{h}}/l_{\mathrm{s}} = 0.49$ bien que je ne parvienne pas à contraindre la température de ces photons : $kT_{\mathrm{s}} < 680\,\mathrm{eV}$. La fraction $l_{\mathrm{nth}}/l_{\mathrm{h}} = 0.43 \pm 0.10$ ainsi que l'indice d'injection des électrons $\Gamma_{\mathrm{inj}} = 2.97^{+0.14}_{-0.06}$ sont également plus faibles. Cet état est très proche du *very high state* de H09.

– **FSXR et hypersoft** : ces états sont caractérisés par une forte prédominance du disque dans le spectre, traduisant un disque chaud, brillant et très proche de l'objet compact. Ils montrent également une forte composante non-thermique avec un indice d'injection des électrons de $\Gamma_{\mathrm{inj}} \sim 3$. Les valeurs de τ_{p} sont les plus faibles pour ces états ($\tau_{\mathrm{p}}^{\mathrm{FSXR}} < 0.86$ et $\tau_{\mathrm{p}}^{\mathrm{H}} = 0.5^{+2.6}_{-0.4}$), et cela constitue d'ailleurs une des différences avec le *soft non-thermal state* et le *ultrasoft state* de H09. De plus, l'indice d'injection des électrons dans leur état ultrasoft est plus faible $\Gamma_{\mathrm{inj}} = 2.1 \pm 0.1$ résultant en un spectre beaucoup plus dur à haute énergie.

De manière générale, les valeurs des paramètres obtenus sont compatibles avec l'étude

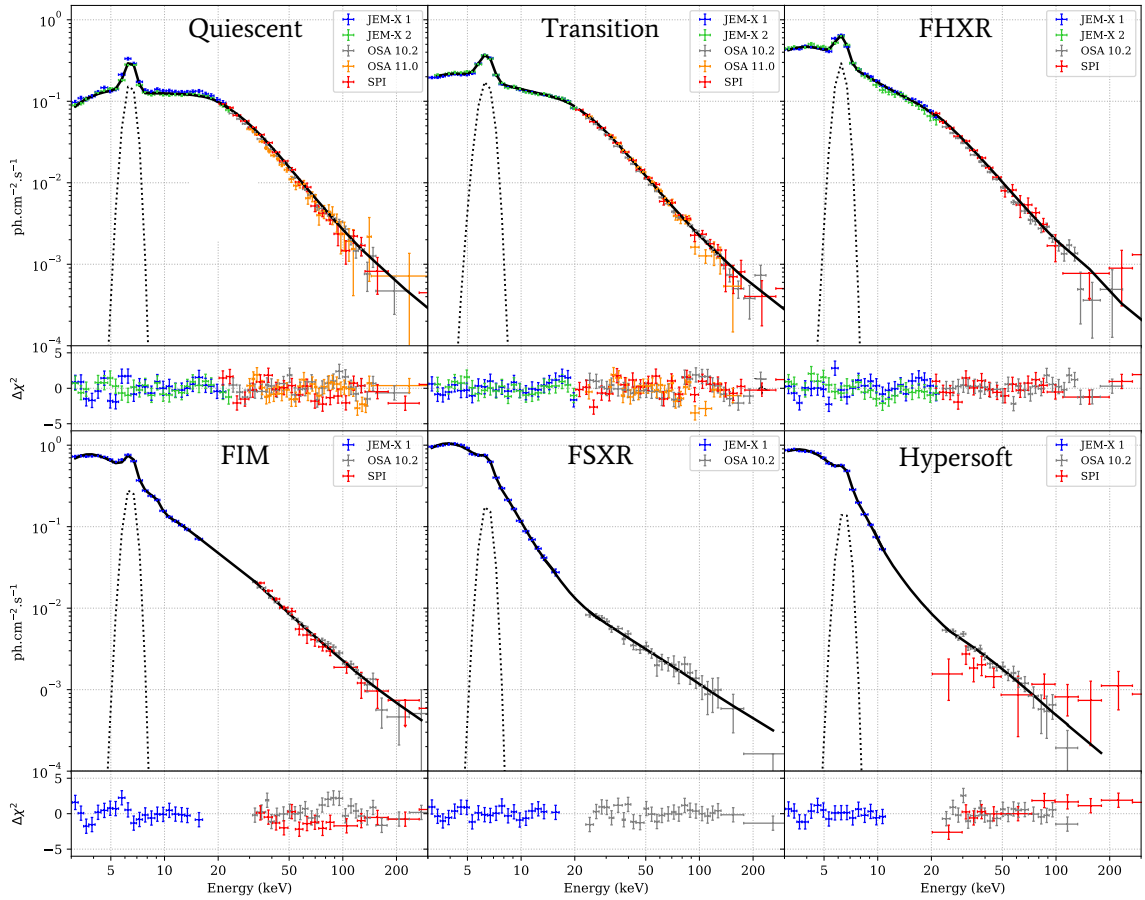


Figure 7.16 – *Résultats des ajustements obtenus en utilisant un modèle de couronne hybride.*

réalisée par H09 avec quelques différences que je détaille dans la section suivante et qui ont certaines conséquences sur l'interprétation du modèle.

7.5 Conclusion

7.5.1 Résumé des résultats obtenus

L'exploitation de plus de 16 ans de données *INTEGRAL* de Cyg X–3 et la classification en états basée sur les données d'archives de *RXTE*/PCA m'ont permis de sonder les différents spectres entre 100–300 keV là où la source n'avait pas encore été détectée en raison de son faible flux à ces énergies. Je détecte la présence d'une composante non-thermique au-delà du spectre de loi de puissance coupée dans les états quiescent et transition. En utilisant une approche purement phénoménologique, cette composante peut être ajustée par une loi de puissance d'indice de photon $\Gamma_{\rm po}^{\rm Q} \sim 2.2$ (quiescent) et $\Gamma_{\rm po}^{\rm T} \sim 2.5$ (transition). L'état FHXR ne nécessite pas l'ajout d'une composante additionnelle et le spectre s'ajuste convenablement avec une loi de puissance coupée d'indice de photon $\Gamma_{\rm coup} \sim 3$. En revanche, pour les états FIM, FSXR et hypersoft, le spectre est simplement ajusté par la présence d'un corps noir multicouleur et par une composante non-thermique en loi de puissance où $\Gamma_{\rm po}^{\rm FIM} \sim 2.9$, $\Gamma_{\rm po}^{\rm FSXR} \sim 2.5$ et $\Gamma_{\rm po}^{\rm H} \sim 2.6$.

En explorant la variation du spectre en fonction de la phase orbitale, et en particulier entre deux conjonctions, j'observe une augmentation du taux de comptage d'un facteur 2 lorsque la source se situe devant le compagnon. Un résultat troublant est la décroissance progressive de ce rapport à partir de ~ 20 keV, particulièrement visible dans l'état FIM. En effectuant des ajustements par le modèle phénoménologique, j'observe une évolution de l'indice de photon de la loi de puissance. Une possible origine pourrait être une absorption plus grande lorsque la source se situe derrière son compagnon ; l'absorption n'affectant que les rayons X mous, les photons dont l'énergie est plus élevée ne seraient pas absorbés et donc le rapport des flux entre les deux conjonctions devrait être 1. Malheureusement, les valeurs des densités colonne entre les différentes conjonctions sont compatibles dans leur intervalle de confiance à 90 %, ne me permettant pas de conclure.

Bien que les paramètres obtenus avec EQPAIR soient globalement cohérents avec les travaux de H09, je note toutefois certaines différences :

– j'obtiens de faibles valeurs de réflexion parfois compatibles avec 0.
– j'obtiens un indice d'injection des électrons plus élevé dans l'état hypersoft.

Dans le cas de H09, la réflexion est très importante et c'est cette composante qui permet de modéliser la forme de la bosse autour de 20 keV observée dans les états quiescent/transition. Dans mon approche, la réflexion ne contribue que très peu et nous observons en réalité un spectre dominé par l'émission Compton.

La différence de l'indice d'injection des électrons dans l'état hypersoft est probablement liée au fait que le spectre de H09 est moins bien défini au-delà de 20 keV en utilisant les données du *RXTE*/HEXTE.

7.5.2 Discussion sur l'origine de l'émission à haute énergie

Dans le contexte de ce modèle, la composante en loi de puissance observée dans tous les états provient d'une distribution non-thermique d'électrons dans la couronne. Nous notons cependant des différences significatives entre la valeur des indices d'injection des électrons, et notamment entres celles des états quiescent/transition et FIM. Ces différences expriment une modification du mécanisme de l'accélération des électrons. Nous savons que le flux radio observé dans les états quiescent et transition est en général compris entre 60 mJy et 300 mJy (K10) et que le spectre radio traduit la présence de jets compacts. Nous savons également que l'état FIM est le siège d'émissions majeures qui peuvent atteindre une dizaine de Jy (Szostek et al., 2008) survenant juste après le passage de la source dans l'état hypersoft (voir Figure 7.2). En suivant la source durant une éruption majeure, Szostek et al. (2008) observent une corrélation entre le flux radio et le flux des X durs dans la bande 30–80 keV mon-

trant ainsi que l'émission X dure est directement reliée au comportement radio de la source. Cela pourrait alors indiquer que le mécanisme responsable de l'accélération des électrons est également celui qui permet de déclencher les puissantes éjections.

Qu'en est-il de la possible hypothèse pour laquelle l'extension observée dans les états quiescent et transition, précisément les états où des jets compacts sont observés, proviendrait de la queue du spectre synchrotron auto-absorbé des jets ?

Afin de tester cette hypothèse, j'ai rassemblé les données infrarouges relevées par Fender et al. (1996) pour lesquelles la source se trouve dans un état quiescent ainsi que le spectre radio moyen de la source dans un état « dur » obtenu par Zdziarski et al. (2016). La Figure 7.17 représente le spectre de Cyg X–3 depuis le domaine radio jusqu'à 1000 keV. Les données infrarouges (en rouge) sont dérougies à partir de la loi d'extinction $\lambda^{-1.7}$ de Mathis (1990). J'ai utilisé $A_J = 6.0$ comme valeur d'extinction (Fender et al., 1996). Le spectre radio moyen est représenté en pointillés verts foncés. J'ai également représenté le spectre d'émission d'un corps noir à une température de 50 000 K, correspondant à une température typique d'une étoile de type Wolf-Rayet. Nous observons que cette composante est cohérente avec les point infrarouges, montrant ainsi que l'émission infrarouge détectée provient de l'étoile compagnon (Fender et al., 1996). Cela me permet d'estimer une limite de flux sur la contribution de l'émission synchrotron du jet dans le domaine infrarouge (représentée par une flèche verte) nécessairement négligeable devant l'émission de l'étoile.

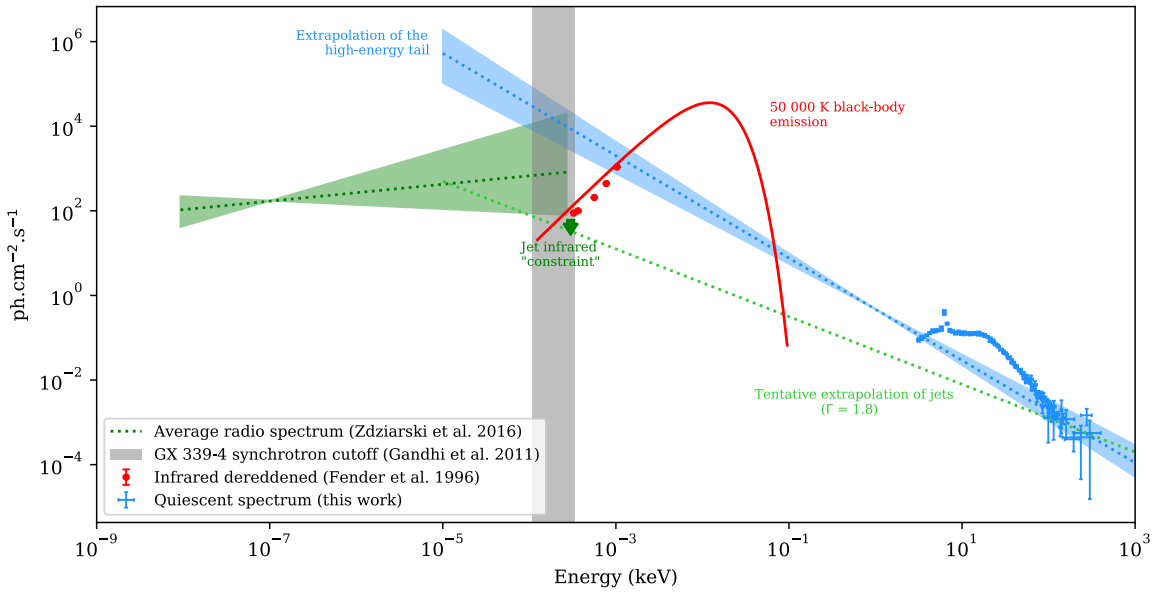


Figure 7.17 – *Spectre radio → X de Cyg X–3 dans son état quiescent.*

En considérant les limites de l'énergie de coupure du rayonnement synchrotron dans d'autres systèmes, par exemple GX 339–4 (Gandhi et al., 2011), en zone grisée sur la Figure 7.17, je peux extrapoler cette potentielle émissions synchrotron jusqu'au domaine des X durs (en pointillés verts clairs). Il faudrait alors que la loi de puissance de l'émission synchrotron ait un indice de photon de $\Gamma = 1.8$, valeur beaucoup plus dure que celle mesurée dans cet état ($\Gamma_{\rm po}^{Q} \sim 2.2$). De façon alternative, je peux également extrapoler la loi de puissance obtenue à partir des mes ajustements spectraux jusqu'au domaine infrarouge représentée en pointillés bleus. Nous voyons ici que cela aurait pour conséquence une valeur du flux infrarouge beacoup plus élevée que celle mesurée par (Fender et al., 1996).

J'ai ajusté les données radio (en vert) et les données infrarouges (en rouge) avec deux lois de puissance afin d'avoir une idée globale de la forme du spectre synchrotron, et surtout de voir si l'extrapolation à haute énergie est compatible ou du moins du même ordre de

grandeur que le spectre X dur. Les observations infrarouges sont cruciales, et nous donnent des informations sur l'énergie de coupure du spectre qui se situe probablement autour de 1×10^{-4} keV (soit autour de 0.8 μm). Nous observons ici que la signature non-thermique des états quiescent et transition n'est probablement pas issue de la queue du spectre synchrotron produite par les jets, puisque le flux de l'émission synchrotron serait trop faible par rapport au flux mesuré dans les X.

Il existe également un autre scénario proposant que cette émission non-thermique provienne de l'accélération des électrons par des chocs le long du jet. Ce modèle (*Shock-in-Jets model*, Marscher & Gear, 1985; Türler, 2011) a déjà été utilisé avec succès sur Cyg X–3 afin de modéliser les courbes de lumière radio lors d'importantes éjections (Lindfors et al., 2007), mais également au cours d'activité radio moins intense (Miller-Jones et al., 2009). Dans ce modèle, une onde de choc se propage le long du jet, accélérant les électrons croisant son chemin qui perdent leur énergie par émission synchrotron ou par interaction Compton avec les photons disque, en fonction de l'endroit où le choc a lieu.

Ce modèle n'a, jusqu'à présent, pas été appliqué pour l'état quiescent de Cyg X–3, ce qui reste une piste à explorer. Dans le cas où celui-ci permettrait de modéliser correctement à la fois les états avec des éjections et les états quiescent et transition, il nous fournirait les éléments nécessaires pour expliquer l'émission non-thermique observée et la connexion entre l'émission radio et l'émission au-delà de 20 keV.

Astronomy & Astrophysics manuscript no. cygX-3_V3
November 11, 2020
©ESO 2020

INTEGRAL discovery of a high-energy tail in the microquasar Cygnus X-3

F. Cangemi[1], J. Rodriguez[1], V. Grinberg[2], R. Belmont[1], P. Laurent[1], and J. Wilms[3]

[1] Lab AIM, CEA/CNRS/Université Paris-Saclay, Université de Paris, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
e-mail: floriane.cangemi@cea.fr
[2] Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Sand 1, 72076 Tübingen, Germany
[3] Dr. Karl Remeis-Sternwarte and Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, Sternwartstr. 7, 96049 Bamberg, Germany

Received ; accepted

ABSTRACT

Context. The X-ray spectra of X-ray binaries are either dominated by emission of soft or hard X-rays which defines their soft and hard spectral states. While the generic picture is quite understood, little is known about the interplay of the various media at work, and also the reasons why some sources do not follow common behavior. Cygnus X-3 is amongst the list of X-ray binaries showing a quite complex behavior, with various distinct spectral states not seen in other sources. These states have been characterized in many studies. Due to its softness and intrinsic low flux above typically 50 keV, very little is known about the hard X/soft gamma-ray (100–1000 keV) emission in Cygnus X-3.
Aims. Using the whole INTEGRAL data base, we aim to explore the 3–1000 keV spectra of Cygnus X-3. This permits to probe this region with the highest sensitivity ever, and search for potential signature of high-energy non-thermal component as sometimes seen in other sources.
Methods. Our work is based on state classification done in previous studies with data from the *Rossi X-Ray Timing Explorer*. We extend this classification to the whole *INTEGRAL* data set in order to perform long-term state resolved spectral analysis. Six stacked spectra were obtained using 16 years of data from both JEM-X (3–25 keV), ISGRI (25–300 keV) and SPI (20–400 keV).
Results. We extract stacked images in three different energy bands, and detect the source up to 200 keV. In the hardest states, our purely phenomenological approach clearly reveals the presence of an additonnal component > 50 keV in addition to the component usually interpreted as thermal Comptonization. We apply a more physical model of hybrid thermal/non-thermal corona (EQPAIR) to characterize this non-thermal component and compare our results with previous work/analysis. Our modeling indicates a more efficient acceleration of electrons in state where major ejections are observed. We also evaluate and find a dependence of the photon index of the powerlaw in function of the strong orbital modulation of the source in the FIM state. This dependence could be due to a higher absorption when Cygnus X-3 would be behind its companion. However, the uncertainties on the density column do not permit to conclude.

Key words. Accretion, accretion disks — Physical data and processes — X-rays: binaries — Radiation mechanisms: non-thermal — Stars: individual (Cygnus X-3)

1. Introduction

1.1. X-ray binaries and their high-energy emission

During their outburst, X-Ray Binaries (XRBs) can pass through different accretion states associated with intrinsic emitting properties that are drastically different. Transient XRBs spend the majority of their life in a quiescent state, before entering into a period of outburst in the so-called hard state. Here, the spectrum is dominated by emission in the hard (∼10–100 keV) X-rays: the commonly accepted interpretation is that of an inverse Compton-scattering of soft photons emitted by a cold (≤ 0.1 keV) accretion disk by hot electrons (50–100 keV) forming a hot "corona" (Haardt & Maraschi 1991). This state is also associated with a compact jet detected in the radio domain (e.g., Fender 2001; Stirling et al. 2001; Fuchs et al. 2003; Corbel et al. 2013). On the opposite, after the hard state, XRBs are found in a soft state with a spectrum dominated by thermal emission in the soft (∼1 keV) X-rays. The disk is thought to be closer to the compact object, the jet is quenched (e.g., Fender et al. 1999; Corbel et al. 2000) and the Comptonized emission is much weaker, possibly indicating the disappearance of the corona itself (Rodriguez et al. 2003, 2008b). The transition from the hard to the soft state is made through the so-called intermediate states (Belloni et al. 2005) with discrete sometimes superluminal radio ejections marking the hard-soft frontier (Tingay et al. 1995).

Beyond a few hundred keV the picture is much more blurred. For decades the weak flux of the sources and the lack of sensitive instruments prevented either to detect them, or to probe the eventual connections of the > 100 keV emission with the X-ray states. Observations with the *Compton Gamma-Ray Observatory* (*CGRO*, Grove et al. 1998; McConnell et al. 2000; Gierliński & Done 2003) and the *INTernational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (*INTEGRAL*, Joinet et al. 2007; Laurent et al. 2011; Tarana et al. 2011; Jourdain et al. 2012, 2014; Rodriguez et al. 2015b) have however shown that hard X-ray excesses beyond 100 keV, so called high-energy tails, are common in black hole XRBs. Even for the prototypical black hole XRB, Cygnus X-1 (Cyg X-1), for which a high-energy tail has been confirmed very

Send offprint requests to: floriane.cangemi@cea.fr

early in the *INTEGRAL* lifetime (Bouchet et al. 2003; Cadolle Bel et al. 2006), the origin of the tail is not well understood yet. It could either come from synchrotron emission from the basis of the jets (Laurent et al. 2011; Rodriguez et al. 2015b), or from hybrid thermal/non-thermal electron distribution in the corona (e.g., Del Santo et al. 2013; Romero et al. 2014), or both depending on the state (Cangemi et al., submitted to A&A.). By studying the presence/behavior of hard tails in other similar sources, one may hope to understand the commonalities and in-fine the origin of these features. In this paper, we investigate the case of the very bright source Cygnus X-3 (Cyg X-3) and study the potential presence of a high-energy tail which has hitherto not been detected.

1.2. The peculiar case of Cyg X-3

Cyg X-3 is one of the first discovered XRB (Giacconi et al. 1967). The nature of the compact object still remains a mystery as it is, in particular, extremely difficult to obtain the mass function of this system (e.g., Hanson et al. 2000; Vilhu et al. 2009). However, its global behavior, the various spectra and their properties, seem to indicate a black hole rather than a neutron star (e.g., Szostek et al. 2008; Zdziarski et al. 2013; Koljonen & Maccarone 2017; Hjalmarsdotter et al. 2009, H09). In this system the compact object is extremely close to its Wolf-Rayet companion (van Kerkwijk et al. 1992; Koljonen & Maccarone 2017) rendering the system peculiar in many ways when compared to other XRBs with low companion mass as e.g., GX 339–4 or even the high mass system Cyg X-1. It is situated at a distance of 7.4 ± 1.1 kpc (McCollough et al. 2016) with an orbital period of 4.8 h (Parsignault et al. 1972).

Cyg X-3 is a microquasar owing to the presence of strong radio flares, and it is in fact the brightest radio source of this kind (McCollough et al. 1999). These radio properties agree with those expected from compact jets (e.g., Schalinski et al. 1995; Molnar et al. 1988; Mioduszewski et al. 2001; Miller-Jones et al. 2004; Tudose et al. 2007; Egron et al. 2017) but it also shows discrete ejections during flares. These jets are very variable, as indicated by the fast variations in radio (Tudose et al. 2007), and for this reason the source has its own states defined by their radio flux: *quiescent*, *minor flares*, *major flares* which occur after a period of *quenched* emission (Waltman et al. 1996). At higher energies, Cyg X-3 has been detected by Fermi in the γ-ray range and its flux is positively correlated with the radio flux while showing variations correlated with the orbital phase (Fermi LAT Collaboration et al. 2009). During flaring states, the γ-ray spectrum seems to be well modeled by Compton scattering of the soft photons from the companion by relativistic electrons from the jets (Dubus et al. 2010; Cerutti et al. 2011; Zdziarski et al. 2018).

Cyg X-3 shows a wider variety of states than the two canonical ones defined above. While the overall shape of its spectra is similar to those of other black hole XRBs, the value of the spectral parameters can be markedly different: the exponential cutoff is at a lower energy ~20 keV in the hardest states, whereas the disk is very strong in the softest states. Cyg X-3 shows also a strong iron line and a very strong absorption (Szostek & Zdziarski 2008). This complexity and its correlation with the radio behavior led to the definition of five X-ray states when considering the spectral shapes and level of fluxes (Szostek et al. 2008, hereafter S08), plus an *hypersoft* one when one uses the Hardness Intensity Diagram (HID, Koljonen et al. 2010, hereafter K10). The latter state is basically modeled with a pure 1.5 keV black body spectrum and a $\Gamma \sim 2.5$[1] powerlaw to represent the hard X-ray emission. Here we give a brief description of these states, from the hardest to the softest (see K10 Sect. 4.2 for more details):

Quiescent state. This state is characterized by a high flux in the hard X-rays and a low flux in the soft X-rays. The radio flux is about 60-200 mJy (K10) and anticorrelates with hard X-rays (20–100 keV) but correlates with soft X-rays (3–5 keV, S08). The spectrum appears to be well fitted by Comptonization models with an exponential cutoff around 20 keV and a strong iron line at 6.4 keV (e.g., K10).

Transition state. In this state, the radio and soft X-ray fluxes start to increase. The source starts to move to the left part (soft) of the HID. The hard X-rays have, however a spectral shape that is quite similar to that of the quiescent state. This state and the quiescent state would correspond to the hard state in a standard black hole XRB as GX 339–4 (Belloni et al. 2005). The quiescent and transition states correspond to the radio *quiescent* state, with a typical radio flux of ~ 130 mJy (e.g., Szostek et al. 2008, K10).

Flaring Hard X-Rays (FHXR) state. The shape of the spectrum starts to soften significantly in this state. In the radio, minor flaring are observed. This state would corresponds to the intermediate state in a standard black hole XRB. It corresponds to the radio *minor flaring* state (with a mean radio flux of ~ 250 mJy, e.g., Szostek et al. 2008, K10)

Flaring InterMediate (FIM) state. Major flares are observed, the spectrum is softer than in the FHXR and the presence of the disk starts to clearly appear in the spectrum. This state would corresponds to a soft/intermediate state in a standard black hole XRB.

Flaring Soft X-Rays (FSXR) state. FSXR and Hypersoft states seem similar in terms of spectra. However, we observe a higher radio flux in the FSXR state whereas it is very low in the Hypersoft state. These two states are separated by the "jet-line" (K10), and unlike other black hole XRBs, a major flare occurs when the source goes from the Hypersoft state to the FSXR state. The FSXR and FIM correspond to the radio *major flaring* state (300 mJy to ~ 10 Jy, e.g., Szostek et al. 2008, K10).

Hypersoft state. The radio flux is almost quenched in this state (~ 10 mJy, e.g., Szostek et al. 2008, K10). We see a strong presence of the disk in the spectrum while no emission above 80 keV has been reported so far (H09, K10). It corresponds to the *quenched* radio state.

Despite a huge amount of observations both in soft X-rays (1–10 keV) and hard (10–150 keV) X-rays (notably with *RXTE*), and contrary to many other bright XRBs (e.g., Grove et al. 1998; Joinet et al. 2007; Rodriguez et al. 2008a; Laurent et al. 2011; Del Santo et al. 2016, Cangemi et al., in prep.), only one detection between 100–200 keV has been reported so far in Cyg X-3 (H09). Here we make use of *INTEGRAL* to probe the properties of this peculiar source over the full 3–1000 keV range covered by the observatory. We use the spectral classification of K10 to separate the data into the 6 therein defined spectral states to extract state resolved stacked spectra. The description of the observations, and the data reduction methods are reported in Sect. 2. Section 3 is dedicated to the state classification of the *INTEGRAL* data. We then present a phenomenological approach to the spectral fitting in Section 4, before considering more physical models in Section 5. The results are discussed in the last part in Sect. 6.

[1] where Γ is the powerlaw photon index such that the photon number density is $dN(E) \propto E^{-\Gamma} dE$.

2. *INTEGRAL* observations and data reduction

2.1. Data selection

We consider all *INTEGRAL* individual pointings or science windows[2] (scws) of Cyg X-3 since *INTEGRAL*'s launch in 2002. We restrict our selection to scw where the source is in the field of view of the Joint European X-ray Monitors (JEM-X, Lund et al. 2003) in order to be able to use the soft X-ray classification with JEM-X data, i.e., where the source is less than 5° off-axis. Since JEM-X is composed of 2 units that have not been always observing at the same time, this selection results in 1518 scws for JEM-X 1 and 185 scws for JEM-X 2. For scws with both JEM-X 1 and JEM-X 2 on, we only select JEM-X 1 spectrum in order to avoid accumulating double scws. In this paper, all the following scientific products were extracted on a scw basis, before being stacked in a state dependent fashion. We exclude *INTEGRAL* revolutions 1554, 1555, 1556, 1557, 1558 to avoid potential artifacts caused by the extremely bright (up to $\sim$ 50 Crabs, e.g., Rodriguez et al. 2015a) flares of V404 Cygni during its 2015 June outburst.

2.2. INTEGRAL/JEM-X spectral extraction

After the selection of the scws according to the criteria defined in Sect. 2.1, the data from JEM-X are reduced with version 11 of the *INTEGRAL*'s Off-line Scientific Analysis (OSA) software. We follow the standard steps described in the JEM-X user manual[3]. Although, as mentioned above, most of the data are obtained with JEM-X unit 1, we nevertheless extract all data products from any of the unit that was turned on during a given scw. Spectra are extracted in each scw where the source is automatically detected by the software at the image creation and fitting step. Spectra are computed over 32 spectral channels using the standard binning definition.

The individual spectra are then combined with the OSA *spe_pick* tool according to the classification scheme described hereafter in Sect. 3.2. In some cases JEM-X background calibration lines seem to affect the spectra (C.-A. Oxborrow and J. Chenevez private communication). This effect is particularly obvious in bright, off-axis sources, and is thus amplified when dealing with large chunk of accumulated data. To avoid this problem, when particularly obvious, we omitted the JEM-X spectral channels at these energies. This is particularly evident in the FIM, FSXR and Hypersoft data where the source fluxes at low energies are the highest. The appropriate ancillary response files (arf) are produced during the spectral extraction and combined with *spe_pick*, while the redistribution matrix file (rmf) is rebinned from the instrument characteristic standard rmf with *j_rebin_rmf*. We add 3 % systematics on all spectral channels for each of the stacked spectra, as recommended in the JEM-X user manual. We determine the net countrates in the 3–6, 10–15 and 3–25 keV normalized to the on-axis value for each individual spectrum.

Table 1 indicates the number of scws for each state, for both JEM-X 1 and 2. The upper panel of Fig. 1 shows the daily *swift*/BAT lightcurve, whereas JEM-X 3-25 keV band lightcurve and the hardness ratio are shown in the middle and lower panel respectively. The hardness ratio shows the spectral variability of the source and we observe transition to the softest states catched by *INTEGRAL* around MJD 54000 when JEM-X countrate reaches its maxima. Another transition to a very low hardness ratio is seen with *INTEGRAL* around MJD 58530 (Trushkin et al. 2019).

[2] One single *INTEGRAL* observation with a typical duration of ~1500 ks.

[3] https://www.isdc.unige.ch/integral/download/osa/doc/11.0/osa_um_jemx/man.html.

2.3. INTEGRAL/IBIS/ISGRI spectral extraction

To probe the source's behavior at hard X-rays we make use of data from the first detector layer of the Imager on Board the *INTEGRAL* Satellite (IBIS), the *INTEGRAL* Soft Gamma-ray Imager (ISGRI) that is sensitive between ~20 and ~600 keV (Lebrun et al. 2003). Since OSA version 11.0 is valid for ISGRI data taken since January 1st 2016 (MJD 57388), we divide our analysis in two parts[4]. The first part, which is analyzed with OSA 10.2 extends from MJD 52799 (*INTEGRAL* revolution 80) to MJD 57361 (rev 1618), while the second part is analyzed with OSA 11.0 and extends from MJD 57536 (rev 1684) to MJD 58639 (rev 2098).

Lightcurves and spectra are extracted following standard procedures[5]. For each scw, we create the sky model and reconstruct the sky image and the source countrates by deconvolving the shadowgrams projected on the detector plane.

For the data analyzed with OSA 11.0, we extract spectra with 60 logarithmically spaced channels between 13 keV and 1000 keV. For the OSA 10.2 extraction we create a response matrix with a binning which matches as closely as possible to the one automatically generated by running the OSA 11.0 spectral extraction. Response matrix channels differ at most by 0.25 keV between the OSA 10.2 and OSA 11.0. Then we use the OSA 10.2 *spe_pick* tool to create stacked spectra for each spectral state according to our state classification (see Sect. 3.2 below). We add 1.5 % of systematics for both OSA 10.2 and OSA 11.0 stacked spectra.The ISGRI spectra obtained with OSA 10.2 are analyzed in the 25–300 keV energy range, while those obtained with OSA 11.0 are analyzed over the 30–300 keV energy range.

2.4. INTEGRAL/SPI spectral extraction

To reduce the data from the SPectrometer aboard *INTEGRAL* (SPI; Vedrenne et al. 2003) we use the SPI Data Analysis Interface[6] to extract averaged spectra. The sky model we create contains Cyg X-1 and Cyg X-3. We set the source variability typically to 10 scws for Cyg X-3 and 5 scws for Cyg X-1 (e.g., Bouchet et al. 2003). We then create the background model by setting the variability timescale of the normalization of the background pattern to 10 scws. The background is generally stable, however, solar flares, radiation belt entries, or other non-thermal incidents can lead to unreliable results. In order to avoid these effects, we remove scws for which the reconstructed counts compared to the detector counts give bad χ^2 ($\chi^2_{\rm red} > 1.5$). This selection reduces the total number of scws by $\sim$ 10 %. The shadowgrams are deconvolved to obtain sources flux, and spectra are then extracted between 20 keV and 400 keV using 30 logarithmically spaced channels.

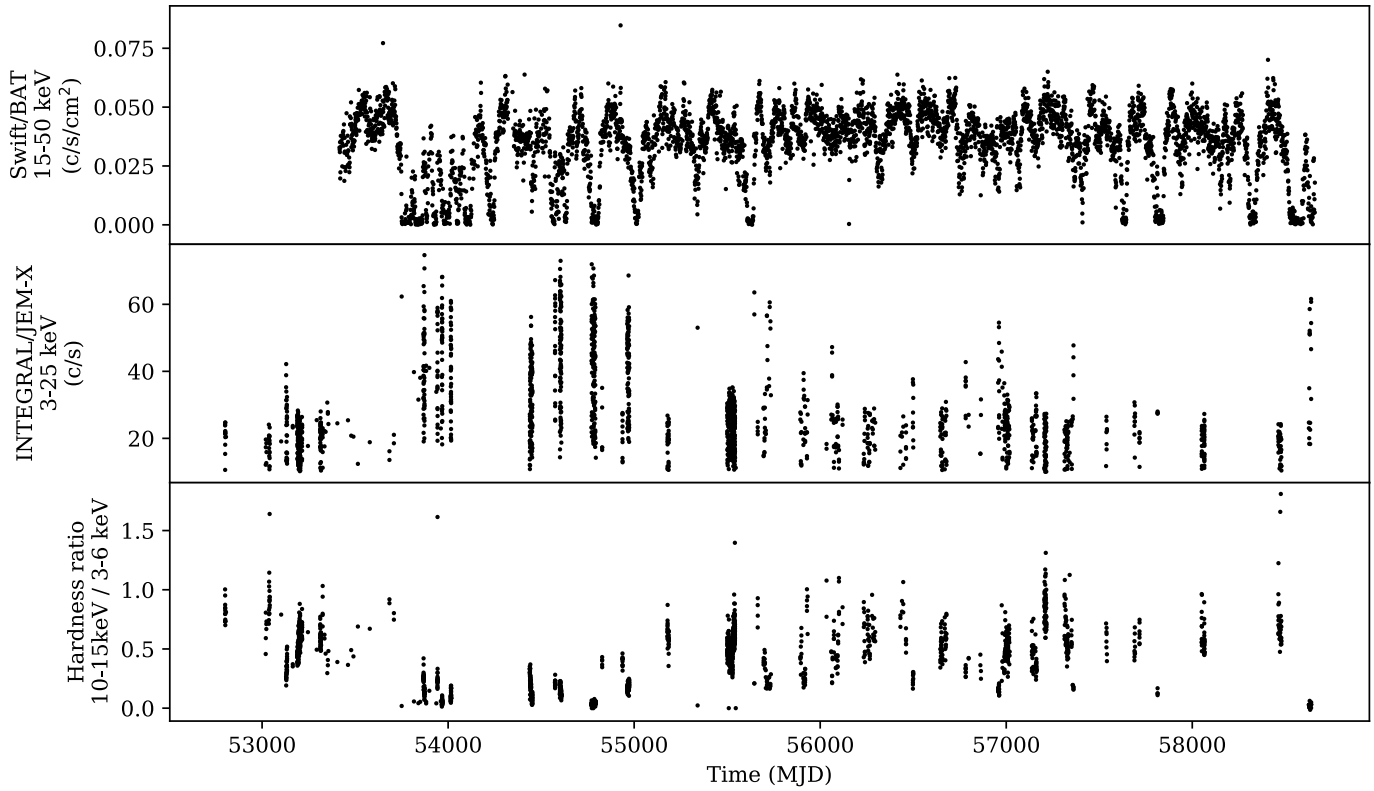


Fig. 1. *upper panel:* JEM-X scw basis lightcurve in its 3-25 keV band. *lower panel:* JEM-X scw basis hardness ratio. The error bar are smaller than the size of the symbol.

3. State classification based on RXTE/PCA

3.1. PCA data reduction and classification

We consider all *Rossi X-ray Timing Explorer* (*RXTE,* Bradt et al. 1993) Proportional Counter Array (PCA, Glasser et al. 1994) *Standard-2* observations of Cyg X-3, that is to say 262 observations from 1996 to 2011. This adds three years of new observations compared to the work done by K10. The data are reduced with the version 6.24 of the HEASOFT. We followed a procedure very similar to the one followed by Rodriguez et al. (2008a,b) to filter out the bad time intervals data and to obtain PCA light curves and spectra for GRS 1915+105, another peculiar and very variable microquasar. We consider the data from all layers of the Proportional Counter Unit #2, which is the best calibrated and the one that is always turned on. Background maps are estimated with *pcabackest* using the bright model. Source and background spectra are obtained with *saextrct* and response matrices by running the *pcarsp* tool.

For all observations, we extract net source countrates by using the *show rates* command from XSPEC in three energy ranges: 3–6 keV, 10–15 keV and 3–25 keV. We use 3–6 keV, 10–15 keV in order to be as consistent as possible with the approach of K10, permitting us to probe the different spectral regions in a model independent manner. The last energy band extends to 25 keV, in order to be consistent with the JEM-X spectral band that we will use for our classification of the *INTEGRAL* data. Figure 2 (left) shows the HID obtained from the PCA data. Each point corresponds to one observation. The colored dots are the observations analyzed by K10, while the black ones are the new addition from the present work. PCA countrates are normalized according to the maximum countrate value. The state of each observation is attributed according to the Tab. A.1 of K10. Hence, we define the best state division based on this classification and divide the HID in six different zones.

3.2. Extension of the RXTE/PCA state classification to INTEGRAL

When evaluating the hardness ratio, the observed fluxes are convolved with the instrument response matrices, and thus are instrument dependent. Therefore, we cannot simply use the PCA state boundaries to classify the JEM-X data. The differences are illustrated in Tab. A.1 with 16 quasi-simultaneous JEM-X/PCA (i.e. within 0.1 MJD) observations. These examples show that there is no one to one correspondance between the JEM-X and PCA values of the HR. We therefore need to convert the PCA boundary values to those of JEM-X.

To do so, and thus to extend the classification of K10 to the JEM-X data, we proceed as follows. For each division (quiescent/transition, transition/FHXR, FHXR/FIM, FIM/FXSR, FSXR/Hypersoft), we select the closest PCA observations from both sides of the state division line, then we search the best functions that fit the data[7] to the spectrum. After that, we simulate JEM-X data using that model and the appropriate redistribution

[4] https://www.isdc.unige.ch/integral/analysis#Software
[5] https://www.isdc.unige.ch/integral/download/osa/doc/11.0/osa_um_ibis/Cookbook.html
[6] https://sigma-2.cesr.fr/integral/spidai.

[7] We use the models EDGE*EDGE*TBABS(CUTOFFPL + GAUSSIAN) for the quiescent, transition and FHXR states, EDGE*EDGE*TBABS(CUTOFFPL + GAUSSIAN + DISKBB) for the FIM state and EDGE*EDGE*TBABS(POWERLAW + GAUSSIAN + DISKBB) for FSXR and hypersoft states.

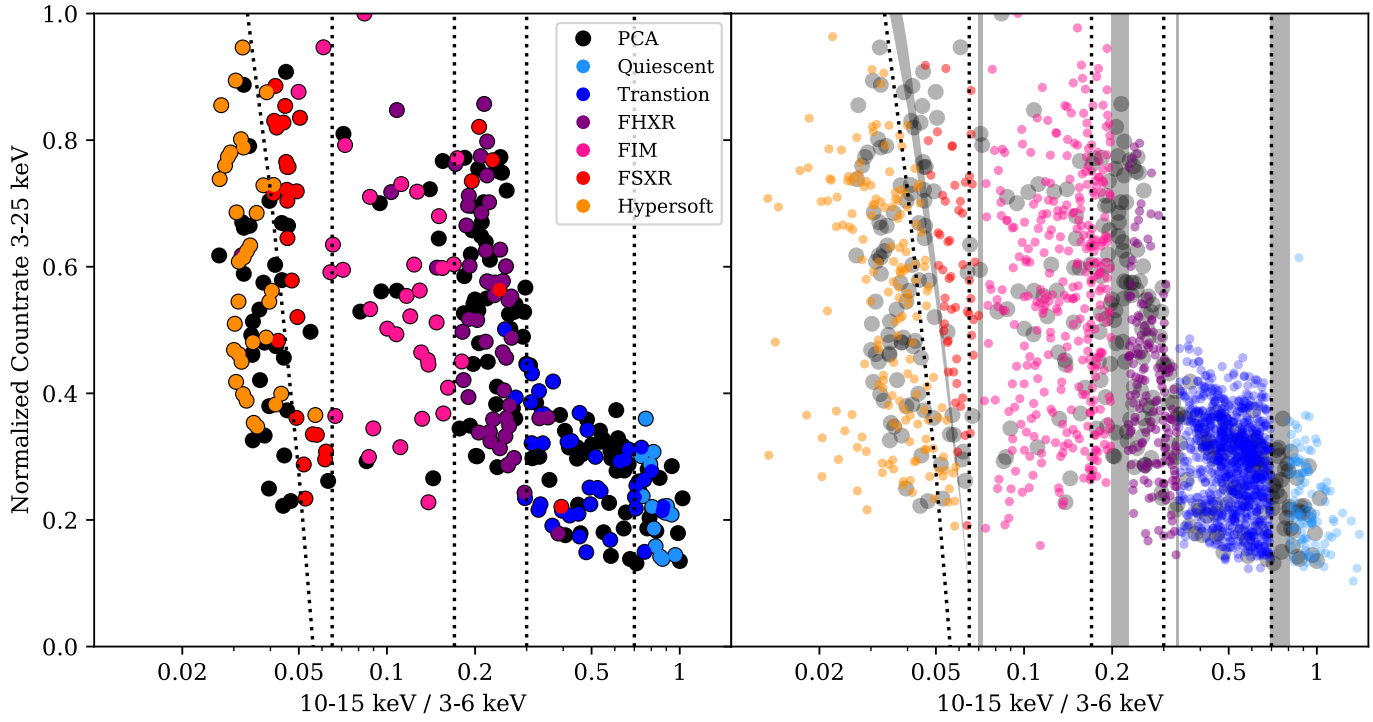


Fig. 2. *left:* HID of Cyg X-3 using PCA data in black dots. Each colored dot corresponds to an observation which has been already classified by K10. Vertical black-dashed lines correspond to our division into six states: Quiescent (light blue), Transition (dark blue), FHXR (purple), FIM (pink), FSXR (red) and Hypersoft (orange). *right:* HID with PCA and JEM-X data superposed. Gray dots correspond to the same data as in the left plot and colored dots correspond to classified JEM-X scws using the same color code as in the left figure. Vertical gray bands correspond to the JEM-X state divisions using the method described in the text.

matrix which allows us to finally calculate the countrate of the same energy range as used in K10.

We use XSPEC version 12.9.1p for all data modeling (Arnaud 1996). Thanks to the *show rates*[8] command in XSPEC, we can find the corresponding hardness ratio in JEM-X. This allows us to draw new state divisions which can be used for JEM-X. Figure 2 (right) shows the JEM-X HID, the vertical gray bands correspond to the new JEM-X state divisions using the described method above. As for PCA, JEM-X countrates are normalized to the maximum value. For our accumulated JEM-X spectra, we only select scws that are outside the state division line (i.e., colored dot in the plot) in order to be sure that our accumulated spectra are not polluted by scws with different spectral classification. After this selection, a total of 1501 classified scws remain.

As the SPI determination background is based on the dithering pattern (Vedrenne et al. 2003), we have to select continuous sets of scws ($\sim$ 15) in order to obtain a good precision on the flux evaluation. The JEM-X field of view is smaller than SPI's or IBIS's. It appears that for some observations, the source is outside the JEM-X field of view while being observed by SPI and/or IBIS. When considering a set of $>$ 15 scws, some of them remain unclassified, as we build our classification with JEM-X observations. To try and overcome this problem, and thus be able to exploit SPI data, we specially create new lists of scws for the SPI analysis. To obtain lists of 15 consecutive classified scws, we make the following approximation: we consider that a given SPI scw has the same state as the previously (or next) JEM-X classified one if 1) the classification of the source is known for scws distant from $<$ 10 scws, (i.e the variability threshold of the source) and 2) no obvious state change is seen in the global lightcurve.

As the list of classified scws in the FSXR state do not verify these conditions, we do not extract a SPI spectrum for this state. Table 1 summarizes the number of scws for the different extractions.

Table 1. Number of scws for each spectral state.

State	JEM-X 1	JEM-X 2	$\text{ISGRI}_{\text{OSA10}}$	$\text{ISGRI}_{\text{OSA11}}$	SPI
Quiescent	39	63	91	11	47
Transition	648	59	653	54	559
FHXR	134	9	143	0	96
FIM	314	0	313	1	475
FSXR	54	0	54	0	0
Hypersoft	176	5	168	13	223

3.3. Images

We extract stacked images with IBIS in three energy bands: 150–200 keV, 180–200 keV and 200–250 keV. Figure 3 shows images of the Cygnus region in the 150–200 keV (left) and 200–250 keV (right) energy band when considering the whole data set. Cyg X-3 is detected in the 150–200 keV band with a significance of 7.65 and it is not detected in the 180–220 keV and in the 200–250 keV bands.

When considering both quiescent and transition states, Cyg X-3 is detected in the 150–200 keV range with a significance of 7.02. We find a hint of detection at 2.54σ in the 180–220 keV band. Above 200 keV it is not detected. Finally, when considering flaring (FHXR, FIM and FSXR) and hypersoft state, the

[8] This command gives the net countrate of the spectrum and model predicted rate in the considered energy range.

source is detected in the 150–200 keV band with a significance of 3.89.

4. Spectral fitting: phenomenological approach

Due to the poor statitistics of the JEM-X 2 and ISGRI/OSA 11.0 spectra in the FIM and hypersoft states, we do not use them for our spectral fitting. Therefore, we use the five spectra (JEM-X 1, JEM-X 2, ISGRI/OSA 10.2, ISGRI/OSA 11.0 and SPI) for the quiescent and transition states, four (JEM-X 1, JEM-X 2, ISGRI/OSA 10.2 and SPI) for the FHXR state, three (JEM-X 1, ISGRI/OSA 10.2 and SPI) for the FIM and hypersoft states, and two (JEM-X 1 and ISGRI/OSA 10.2) for the FSXR. Figure 4 shows the obtained number of individual spectra that were stacked/fitted simultaneously.

We first use a phenomenological approach to investigate the spectral behavior of the source at high-energy and test the possible presence of a high-energy tail above $\sim$ 100 keV.

4.1. Method

We first model our spectra with an absorbed (TBABS, Wilms et al. 2000) powerlaw and an iron line in XSPEC. The iron line centroid is fixed to 6.4 keV and its width is limited below 0.4 keV. We use ANGR solar abundances (Anders & Ebihara 1982). A simple powerlaw does not provide acceptable fits to the quiescent, transition and FHXR spectra. Large residuals around 20 keV indicate the presence of a break or a cut-off, in agreement with previous findings (K10, H09). We then use a powerlaw with cutoff CUTOFFPL instead. To obtain statistically good fits, a reflection component (REFLECT, Magdziarz & Zdziarski 1995) is also added in the quiescent, transition, FHXR and FIM states. The reflection factor is limited to below 2. We also add a multicolour black body component (DISKBB) for the FIM, FSXR and hypersoft states.

Without the addition of a powerlaw in the quiescent and transition state, we obtain significant residuals at high-energy. The reduced χ^2 value are 5.0 (119 dof) and 8.3 (121 dof) respectively. We test the significance of this additional component by performing a F-test. We find F-test probabilities (i.e. that the statistical improvement due to the addition of the new power law component is due to chance) of 7.9×10^{-33} and 2.4×10^{-47} for the quiescent and the transition states respectively. To summarize, we use:

CONSTANT*TBABS*REFLECT(CUTOFFPL + POWERLAW + GAUSSIAN)

for quiescent and transition states,

CONSTANT*TBABS*REFLECT(CUTOFFPL + GAUSSIAN)

for the FHXR state, and

CONSTANT*TBABS(POWERLAW + DISKBB + GAUSSIAN)

for FIM, FSXR, and hypersoft states. The constant component allows us to take into account calibration issues between different instruments and the different sample of scws to build instrument spectra. We fix $i = 30^\circ$ as inclination for the reflection (Vilhu et al. 2009; Zdziarski et al. 2012, 2013).

The 3–300 keV spectral parameters obtained for each spectral state are reported in Tab. 2).

4.2. Results

The best parameters obtained in the 3–400 keV band are reported in Tab. 2, and Fig. 4 shows the spectra and best fit models for every states.

The value of the column density varies between 5–10 $\times 10^{22}$ cm^{-2} with a mean value of $\sim 7.6 \times 10^{22}$ cm^{-2}. For the quiescent and transition states, the cutoff energy is around 15 keV, matching with previous results (K10, H09). For the FHXR, the cutoff value is quite high ($E_{\rm cut}$ = 434 keV). We therefore, try to use a simple powerlaw to represent this spectrum, but this model does not converge to an acceptable fit (with a reduced χ^2 of 738.51/93 dof), showing the need for the cutoff albeit with poorly constrained parameters. The increase of the cutoff energy is correlated with the increase of the photon index of the cutoff powerlaw which evolve from $\Gamma_{\rm cut} \sim 1.5$ in the transition state to ~ 3 in the FHXR state. The disk temperature $kT_{\rm disk}$ found in the FIM, FSXR and hypersoft state is consistent with the results of K10 and H09.

Concerning the simple powerlaw (additional or not), we observe a photon index of $\Gamma_{\rm po} \sim 2.5$ with a broadly similar value in three out of the six states (transition, FSXR, hypersoft). The FHXR does not show any powerlaw component. In the quiescent state, $\Gamma_{\rm po}$ is marginally compatible with these, reaching $2.21^{+0.11}_{-0.14}$, its lowest value of all states. In the FIM, $\Gamma_{\rm po}$ reaches its highest value (2.917 ± 0.006) and clearly shows a different value compared to the other states (the average value of the photon index in the other state is $\langle \Gamma \rangle = 2.49^{+0.18}_{-0.23}$).

In order to verify that our results, and in particular the need for an extra component does not depend too strongly on the curved low-energy (< 50 keV) spectra, we investigate the 30–200 keV range alone. While in five out of six of the states, a simple powerlaw fits the spectra well, a clear broken powerlaw with an energy break at 73 ± 8 keV is needed for the transition state (the one with the highest statistics). We find $\Gamma_1 = 3.52 \pm 0.03$ and $\Gamma_2 = 3.20 \pm 0.10$. This confirms the existence of an additional component to the simple powerlaw above typically a few tens of keV.

4.3. Influence of the orbital modulation?

Cyg X-3 shows strong orbital modulation in its X-rays flux (e.g., Zdziarski et al. 2012). Thus, we investigate whether the presence of the tails is correlated with the orbital modulation. In order to do this, we use the ephemeris of Singh et al. (2002) and create a phase binned lightcurve. We define three different phase bins: the first one corresponds to the inferior conjunction i.e., $1/3 < \phi < 2/3$ (the compact object being in front of the star), the second corresponds to the superior conjunction i.e., $0 < \phi < 1/6$ and $5/6 < \phi < 1$ (the compact object being behind the star), the third bin correponds to the transition between the two others. Figure 5 shows the folded lightcurve, each point represents one scw, each of them is classified according to a phase bin: 1 for inferior conjunction, 2 for superior conjunction and 0 between the two conjunctions.

To check on the potential influence of the orbit, we check the two extreme positions and create stacked orbital phase and state dependent spectra. Figure 6 shows the countrate ratio between spectra extracted from bin 1 (inferior conjunction) and spectra extracted from bin 2 (superior conjunction). As the ratio remains at a constant value of $\simeq 2$ from 3 to 20 keV, we observe a slight decrease starting from 20 keV to 300 keV for the transition, FHXR and FIM states which are not statistically significant in the other states. Dashed lines represent the best fits with a

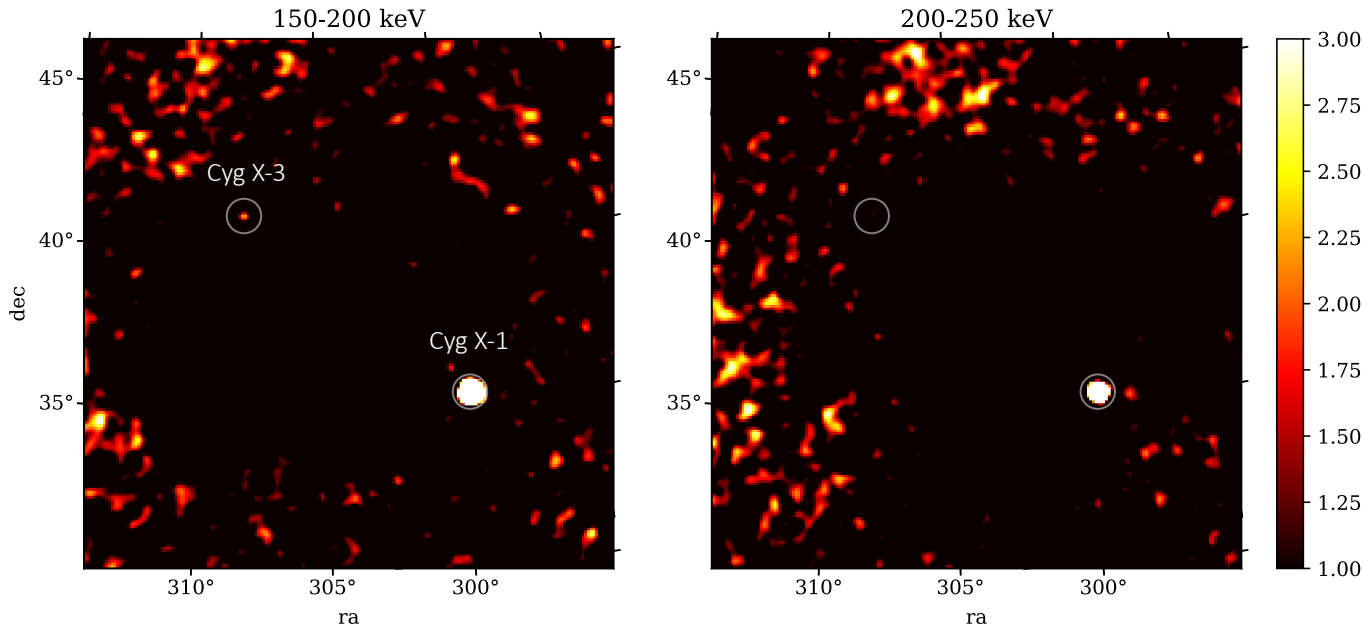


Fig. 3. IBIS stacked images of the Cygnus region in two energy bands: 150–200 keV (left) and 200–250 keV (right), when considering the whole data set.

Table 2. Parameters for our phenomenological fitting for each state. Fixed parameters are indicated with an "f".

Parameters	Quiescent	Transition	FHXR	FIM	FSXR	Hypersoft
$C_{\rm JEMX-1}$	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f
$C_{\rm JEMX-2}$	$0.94^{+0.02}_{-0.02}$	$1.01^{+0.02}_{-0.02}$	$0.98^{+0.02}_{-0.02}$	–	–	–
$C_{\rm OSA10.2}$	$0.85^{+0.02}_{-0.02}$	$0.92^{+0.02}_{-0.02}$	$0.90^{+0.03}_{-0.01}$	$1.18^{+0.02}_{-0.04}$	$0.80^{+0.01}_{-0.00}$	$1.19^{+0.01}_{-0.14}$
$C_{\rm OSA11.0}$	$0.80^{+0.02}_{-0.00}$	$1.02^{+0.03}_{-0.03}$	–	–	–	–
$C_{\rm SPI}$	$0.90^{+0.02}_{-0.02}$	$0.96^{+0.02}_{-0.02}$	$0.99^{+0.01}_{-0.03}$	$1.23^{+0.02}_{-0.02}$	–	$1.03^{+0.01}_{-0.14}$
$N_{\rm H} \times 10^{22}$ [cm^{-2}]	$8.7^{+1.3}_{-1.3}$	$7.29^{+0.82}_{-0.32}$	$10.53^{+0.59}_{-0.23}$	$8.16^{+0.25}_{-0.25}$	$6.4^{+0.9}_{-1.0}$	$5.07^{+0.97}_{-0.84}$
$\Gamma_{\rm cut}$	$0.97^{+0.25}_{-0.31}$	$1.457^{+0.009}_{-0.38}$	$3.059^{+0.058}_{-0.007}$	–	–	–
$kT_{\rm disk}$ [keV]	–	–	–	$1.25^{+0.01}_{-0.01}$	$1.36^{+0.04}_{-0.04}$	$1.301^{+0.009}_{-0.037}$
$E_{\rm cut}$ [keV]	$14.1^{+1.9}_{-1.1}$	$14.2^{+1.6}_{-0.2}$	434^{+157}_{-93}	–	–	–
$\sigma_{\rm Fe}$ [keV]	$0.26^{+0.14}_{-0.01}$	$0.35^{+0.19}_{-0.05}$	$0.40^{+0.00}_{-0.23}$	$0.40^{+0.00}_{-0.09}$	0.4 f	0.4 f
$\Omega/2\pi$	$1.25^{+0.52}_{-0.41}$	$1.99^{+0.01}_{-0.44}$	$1.99^{+0.01}_{-0.16}$	$0.24^{+0.22}_{-0.12}$	–	–
$\Gamma_{\rm po}$	$2.21^{+0.11}_{-0.14}$	$2.571^{+0.004}_{-0.10}$	–	$2.917^{+0.006}_{-0.006}$	$2.50^{+0.10}_{-0.11}$	$2.68^{+0.11}_{-0.12}$
Total flux 50–300 keV [10^{-10} erg/s/cm^2]	7.4	6.6	4.7	6.4	7.9	5.7
Total flux 3–300 keV [10^{-9} erg/s/cm^2]	6.7	6.7	7.5	8.4	2.9	1.4
χ^2/dof	189.57/120	165.27/119	128.45/91	84.04/59	30.32/41	33.50/42

constant in the energy range 3–20 keV; results are indicated in the legend of Fig. 6.

We investigate the possible change in the slope of the spectrum in function of the phase bin. In order to do this, we use the same phenomenological model as described in Sect. 4.1. The value of the photon index are reported in Tab. 3 for each state and for each bin.

The values are compatible in their 90 %confidence range, excepted in the FIM state where we observed an increase of 7.5 % of the photon index value when Cyg X-3 is in inferior conjunction, i.e., the spectrum is softer when the source is in front of the star. This behavior is discussed in Sect. 6.3.

5. Physical approach: hybrid thermal/non-thermal model: EQPAIR

In order to better constrain properties of the non-thermal component observed in our phenomenological approach, we apply now a more physical model of hybrid thermal/non-thermal coronae to our spectra.

5.1. The EQPAIR model

The complete model is described in Coppi (1999), here we give a brief summary. In this model, the total luminosity of the source

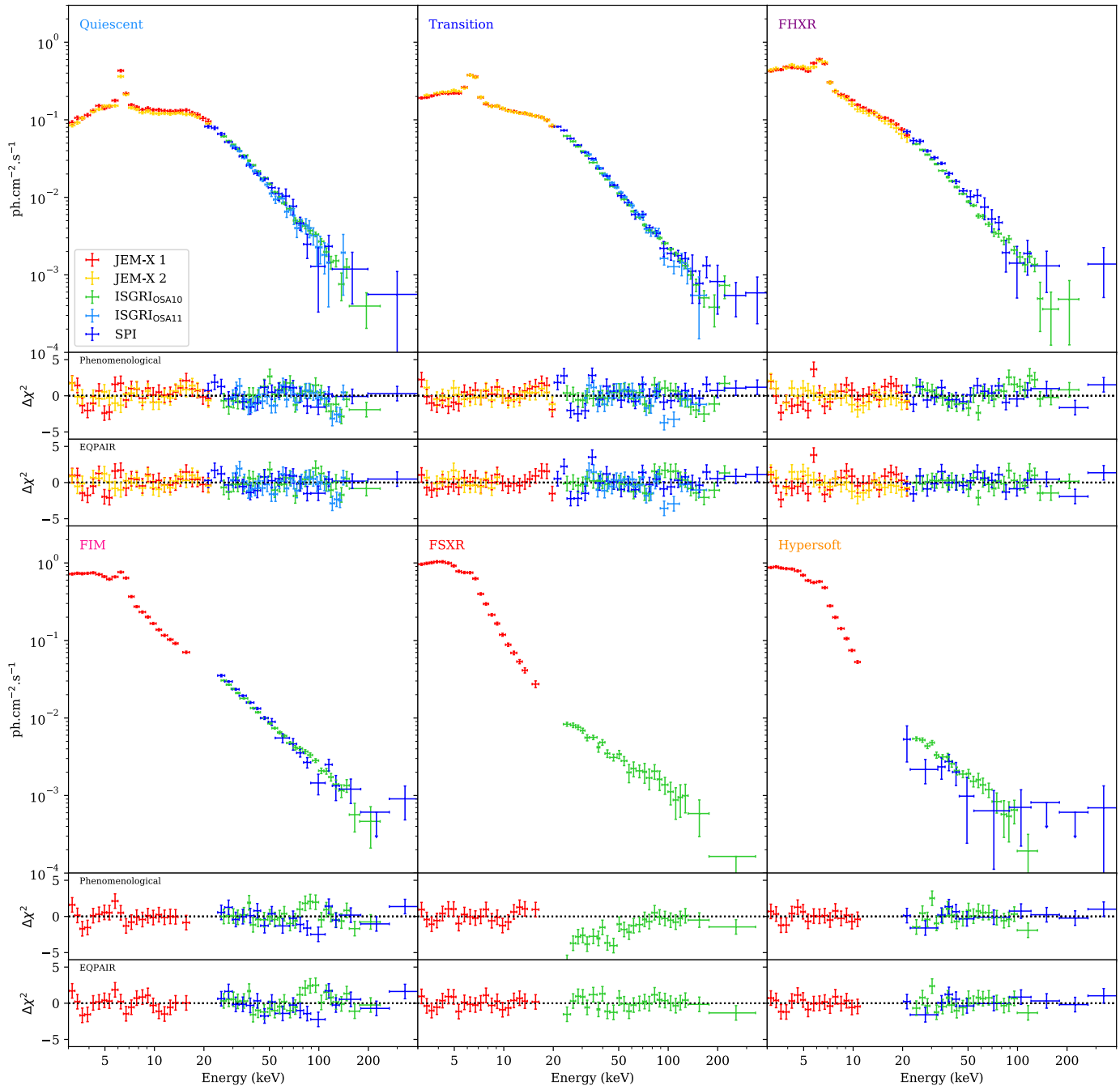


Fig. 4. Accumulated state resolved spectra for each state according to our classification. Residuals of our phenomenological and physical (EQPAIR) fitting are shown.

$L_{\rm rad}$ is re-expressed in a dimensionless parameter, the "compactness" $l_{\rm rad}$

$$l_{\rm rad} = \frac{L_{\rm rad}}{R}\frac{\sigma_{\rm T}}{m_e c^2} \quad (1)$$

where R is the characteristic radius of the corona (assuming it is spherical), $\sigma_{\rm T}$ is the Thomson cross-section, m_e the electron mass and c the speed of light. The luminosity from soft photons from the disk is parametrized by another compactness parameter $l_{\rm s}$, and the spectrum shape of these soft photons is assumed to be a black body with a temperature $kT_{\rm bb}$. The amount of heating is expressed by the ratio of the compactness of the Comptonized medium and the compactness of the seed photons $l_{\rm h}/l_{\rm s}$. In this model, electrons from a cool background plasma with an optical depth $\tau_{\rm p}$ are accelerated to form the oberved non-thermal tail. Thus, we assume the Lorentz factor of the accelerated non-thermal plasma to be powerlaw distributed between γ = 1.3–1000.

The luminosity of these non-thermal electrons $L_{\rm nth}$ is once again described by the dimensionless compactess $l_{\rm nth}$. Non-thermal processes from where particles are allowed to cool are Compton scattering, Synchrotron radiation and Bremsstrahlung emission. To balance these non-thermal processes, the compactness $l_{\rm th}$ represent the dimensionless luminosity from thermal interaction between particles i.e., Coulomb interaction. The re-

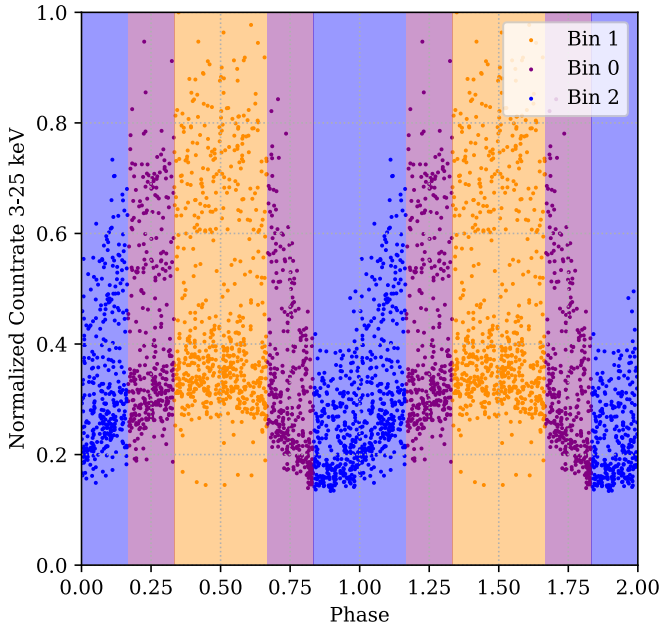


Fig. 5. Orbital lightcurve of Cyg X-3, each point corresponds to a scw. The three different bins are represented in blue (bin 1: inferior conjunction $1/3 < \phi < 2/3$), orange (bin 2: superior conjunction $0 < \phi < 1/6$ and $5/6 < \phi < 1$) and purple (bin 0: between the two conjunctions).

Table 3. Measured values of the photon index for each state and for each phase bin based on the phenomenological model from Sect. 4.1.

State		Bin 1	Bin 2
Quiescent	$\Gamma_{\rm po}$	$2.45^{+0.17}_{-0.18}$	$2.16^{+0.17}_{-0.26}$
Transition	$\Gamma_{\rm po}$	$2.55^{+0.05}_{-0.05}$	$2.45^{+0.08}_{-0.20}$
FHXR	$\Gamma_{\rm cut}$	$2.90^{+0.06}_{-0.20}$	$3.00^{+0.02}_{-0.04}$
FIM	$\Gamma_{\rm po}$	$2.94^{+0.04}_{-0.04}$	$2.72^{+0.04}_{-0.04}$
FSXR	$\Gamma_{\rm po}$	$2.52^{+0.16}_{-0.16}$	$2.47^{+0.24}_{-0.17}$
Hypersoft	$\Gamma_{\rm po}$	$2.87^{+0.18}_{-0.16}$	$2.59^{+0.33}_{-0.28}$

flection model implemented is IREFLECT (Magdziarz & Zdziarski 1995).

For our fitting with this hybrid model, we add absorption and an iron line, thus the model is computed in XSPEC as:

CONSTANT*TBABS(EQPAIR + GAUSSIAN)

Exceptionnaly, we need to add an ionized iron edge to correctly describe the FIM state. The parameters let free in XSPEC are the ratio $l_{\rm h}/l_{\rm s}$, which is related to the slope of the Comptonizing spectrum, $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$, the temperature of the black-body $kT_{\rm bb}$, the optical depth τ_p, the index of the injected electrons distribution $\Gamma_{\rm inj}$, the fraction of the scattering region intercepted by reflecting material $\Omega/2\pi$ and the width of the iron line (reestricted to a maximum value of 0.4 keV).

The luminosity from the seed photons is not well constrain, however the χ^2 minimum oscillates between $l_{\rm s} = 40$ and 140, thus, we fix it at the value of $l_{\rm s} = 100$, which correspond to a small radius of the corona for a high luminosity (Zdziarski et al. 2005).

5.2. Results

Table 4 summarizes the parameters obtained with the hybrid model and Fig. 4 shows the residuals for each state.

We observe that the quiescent and transition states are characterized by a high value of $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$ ($> 60\,\%$) and $l_{\rm h}/l_{\rm s}$ ($\gg 1$) expressing a spectrum dominated by Comptonization processes. The energy cutoff around 15–20 keV and the shape of the non-thermal component with an electron injection index of ~ 3.5 are well reproduced by the model. The reflection parameter is rather small compared to our phenomenological approach.

In the FHXR state, the value of $l_{\rm h}/l_{\rm s} = 0.75$ decreases significatively. We observe a clear rise of the photon temperature $kT_{\rm s} = 390$ eV. We find a value for reflection of $\Omega/2\pi = 0.94^{+0.13}_{0.10}$ compatible with the one found in quiescent and transition state and electron injection index $\Gamma_{\rm inj} = 3.57^{+0.41}_{-0.15}$ remains close with the values found previously.

Concerning the FIM state, the spectrum is characterized by an important photon disk compacity ($l_{\rm h}/l_{\rm s} = 0.51 \pm 0.03$ i.e. $\sim 50\,\%$ of the total luminosity is supplied by the disk emission). The fraction $l_{\rm nth}/l_{\rm h} = 0.50^{+0.11}_{-0.10}$ and the electron injection index $\Gamma_{\rm inj} = 2.78 \pm 0.14$ are also smaller than in the previous state. This state is very close to the *very high state* of H09.

Finally, the FSXR and hypersoft states are described by an important contribution of the disk photons ($l_{\rm h}/l_{\rm s} \sim 0.1$ i.e. $\sim 90\,\%$ of the total luminosity is supplied by the disk emission). They also show an important non-thermal emission ($l_{\rm nth}/l_{\rm h} > 50\,\%$ i.e. the total heating is dominated by non-thermal processes) with an electron injection index of $\Gamma_{\rm inj} \sim 3$. The values of $\tau_{\rm p}$ are not well constrained in those states, and we remark that they, in particular, are not consistent with the results of the *non-thermal* and *ultrasoft state* found by H09. Moreover, the electron injection index in their ultrasoft state is smaller, resulting in a much harder spectrum at higher energy.

6. Discussion

We use the whole *INTEGRAL* data of Cyg X-3 in order to extract stacked spectra for each state previously defined by K10. Although this static approach is not adapted to study the source variability, it permits us to obtain a higher statistics at high-energies (> 100 keV) than in all previous studies, allowing us to probe the properties of the non-thermal hard X-ray emission with the highest sensitivity.

6.1. Origin of the high energy tail

It is interesting to note that a non-thermal powerlaw-like component is present in all the states of Cyg X-3. The differences in the photon indices of this detected tail can be explained by two main scenarios: (1) the mechanism which gives birth to the tail is the same in all the states and endures some changes during state transitions, or (2) the mechanism is different depending on the state.

(1) All of our spectra are statistically well modelled by the thermal/non-thermal corona model EQPAIR. With this model, the powerlaw component observed comes from a non-thermal distribution of electrons. The differences observed in the electron injection indices, and especially between those of the quiescent/transition/FHXR and FIM/FSXR states seem to point into a modification of the mechanism responsible for the electron acceleration through state transition.

We know that in the quiescent and transition states, the radio flux observed is 60–300 mJy (K10) and the radio spectrum

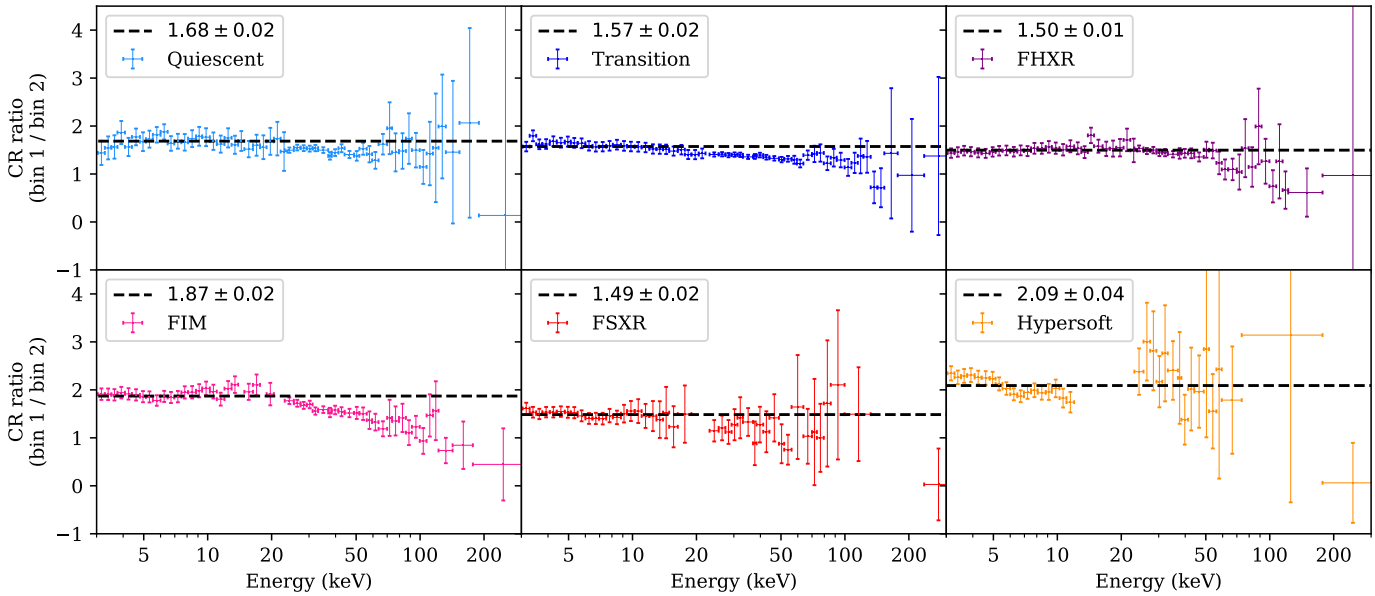


Fig. 6. Countrate ratio between bin 1 spectrum and bin 2 spectrum for each state according to the same color code as in Fig. 2.

Table 4. Parameters for the EQPAIR fitting. Fixed parameters are indicated with an "f". The electron temperature kT_e is calculated from the energy equilibrium, i.e., not a free fit or a fixed parameter.

State	Quiescent	Transition	FHXR	FIM	FSXR	Hypersoft
$C_{\rm JEMX-1}$	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f	1 f
$C_{\rm JEMX-2}$	$0.93^{+0.02}_{-0.02}$	$0.95^{+0.03}_{-0.03}$	$0.99^{+0.02}_{-0.02}$	–	–	–
$C_{\rm ISGRI_{O10}}$	$0.85^{+0.02}_{-0.03}$	$1.01^{+0.02}_{-0.02}$	$0.94^{+0.04}_{-0.04}$	$1.07^{+0.02}_{-0.06}$	$0.80^{+0.03}_{-0.00}$	$0.83^{+0.03}_{-0.00}$
$C_{\rm ISGRI_{O11}}$	$0.80^{+0.03}_{-0.00}$	$1.02^{+0.03}_{-0.03}$	–	–	–	–
$C_{\rm SPI}$	$0.92^{+0.02}_{-0.03}$	$1.00^{+0.02}_{-0.01}$	$1.04^{+0.02}_{-0.01}$	$1.07^{+0.02}_{-0.02}$	–	$1.20^{+0.00}_{-0.13}$
$N_{\rm H}$ [$\times 10^{22}$ cm^{-2}]	$6.75^{+0.78}_{-0.30}$	$5.48^{+0.67}_{-0.33}$	$8.8^{+0.6}_{-1.1}$	$10.2^{+1.3}_{-1.5}$	$6.2^{+1.1}_{-2.0}$	$3.2^{+1.5}_{-1.5}$
$l_{\rm h}/l_{\rm s}$	$39.2^{+5.0}_{-6.6}$	$5.8^{+2.6}_{-2.7}$	$0.75^{+0.09}_{-0.15}$	$0.51^{+0.03}_{-0.03}$	$0.15^{+0.16}_{-0.05}$	$0.11^{+0.02}_{-0.02}$
$kT_{\rm s}$ [eV]	$1.91^{+0.91}_{-0.67}$	4^{+16}_{-1}	390^{+19}_{-49}	651^{+125}_{-258}	987^{+48}_{-187}	893^{+191}_{-115}
$l_{\rm nth}/l_{\rm h}$	> 0.92	$0.63^{+0.03}_{-0.03}$	$0.77^{+0.07}_{-0.16}$	$0.50^{+0.11}_{-0.10}$	$0.72^{+0.18}_{-0.03}$	$0.51^{+0.44}_{-0.03}$
$\tau_{\rm p}$	< 5.1	$6.44^{+0.11}_{-0.21}$	$5.6^{+1.3}_{-1.3}$	$3.37^{+0.39}_{-0.39}$	< 0.86	$0.5^{+3.2}_{-0.4}$
$\Gamma_{\rm inj}$	$3.60^{+0.14}_{-0.05}$	$3.31^{+0.14}_{-0.09}$	$3.57^{+0.10}_{-0.06}$	$2.78^{+0.14}_{-0.14}$	$2.82^{+0.47}_{-0.06}$	$3.15^{+0.47}_{-0.80}$
$\Omega/2\pi$	$0.80^{+0.26}_{-0.17}$	$0.67^{+0.25}_{-0.11}$	$0.94^{+0.13}_{-0.10}$	$0.78^{+0.30}_{-0.45}$	< 0.12	< 0.74
$E_{\rm Fe}$ [keV]	6.4 f	6.4 f	6.4 f	6.4 f	6.4 f	6.4 f
$\sigma_{\rm Fe}$[keV]	$0.39^{+0.01}_{-0.14}$	$0.40^{+0.00}_{-0.13}$	$0.40^{+0.00}_{-0.23}$	$0.39^{+0.01}_{-0.03}$	$0.40^{+0.00}_{-0.10}$	0.4 f
$E_{\rm E}$ [keV]	–	–	–	$9.60^{+0.56}_{-0.47}$	–	–
$\tau_{\rm E}$	–	–	–	$0.24^{+0.10}_{-0.09}$	–	–
$kT_{\rm e}$ [keV]	4.04	4.25	3.42	5.76	5.75	3.36
χ^2/dof	123.89/116	141.55/118	99.44/88	65.07/55	25.82/37	29.82/38

is flat, implying the presence of compact jets in those states. On the other hand, we also know that powerful ejections with a radio flux about 10 Jy (Szostek et al. 2008; Corbel et al. 2012) take place in the FIM state, just after a period in the hypersoft state where the radio flux is quenched. This could indicate that the mechanism responsible to the electron acceleration in the corona is linked to the jet's behavior (compacts jet versus discrete ejections). This link has also been observed by Szostek et al. (2008) and Corbel et al. (2012) where they see a correlation between the radio flux and the hard X-ray flux (30–80 keV) during a major outburst. In this scenario, the non-thermal Comptonization component varies less than the thermal one which is, in turn, responsible for the large variations of the high-energy flux. This would be compatible with the interpretation of the thermal corona being the base of the compact jet (Markoff et al. 2005), since the latter is also seen to vary greatly (disappear) as the source transits from the hardest states to the softest.

(2) Even if a single hybrid comptonization represent all the data well, it is also possible that the high-energy tail has a different origin depending on the states, especially in states where the high energies are dominated by thermal Comptonization while a compact jet is seen in radio (K10). Direct influence of the syn-

chrotron emission from a hard state jet is proposed in the case of Cygnus X-1 (Laurent et al. 2011; Jourdain et al. 2014; Rodriguez et al. 2015b) another high mass microquasar, while hybrid corona could be there at the origin of the high-energy emission in softer states (Cangemi et al. submitted). To try and have a basic test of this possibility in Cyg X-3 we gather infrared data from Fender et al. (1996) and radio spectrum from Zdziarski et al. (2016). The infrared data was taken by the *United Kingdom Infra-Red Telescope* (*UKIRT*) on August 7 of 1984 when the source was in its quiescent state. Fluxes are dereddened using the $\lambda^{-1.7}$ extinction law of Mathis (1990), and, following Fender et al. (1996), we use $A_j = 6.0$ as the extinction value. Radio spectrum from Zdziarski et al. (2016) was obtained by averaging the "hard state" data from three measurements at 2.25, 8.3 (Green Bank Interferometer monitoring from November 1996 and October 2000) and 15 GHz (Ryle telescope monitoring from September 1993 and June 2006).

Figure 7 shows the Cyg X-3 Spectral Energy Distribution (SED) from radio energies to 1000 keV. We represent on the SED a 50 000 K black body emission (typical temperature of a Wolf-Rayet star) in red. This component is totally consistent with the dereddened infrared points, showing that all measured infrared emission comes from the companion star (Fender et al. 1996). This allows us to give a rough constraint or limit on the contribution of the jet-synchrotron emission in the infrared (shown with a green arrow), that is necessarily negligible compared to the star's emission. If one considers the range of infrared synchrotron break observed in the case of other black hole binaries, for example GX 339-4 (Gandhi et al. 2011) (constrained between $4.6^{+3.5}_{-2.0} \times 10^{13}$ Hz, in grey in Fig. 7), we can extrapolate the then supposed synchrotron emission to the X-rays (green dotted line in Fig. 7). To reach the high-energy, the synchrotron powerlaw index would need then to be $\Gamma = 1.8$, slighly harder than the one we obtain from the spectral fits ($\Gamma = 2.2 \pm 0.1$). Alternatively extrapolating the high-energy tail down to the infrared domain (blue dotted line in Fig. 7) results in a much higher infrared flux than measured by Fender et al. (1996). However, the Fig.7 shows that the possible synchrotron extension in light-green could contribute to the high-energy emission we observe in the X-rays, implying that synchrotron emission could also be a plausible scenario.

In a recent work, Pahari et al. (2018) use *Astrosat* to measure a rather flat powerlaw component with a photon index of $1.49^{+0.04}_{-0.03}$ dominating at 20–50 keV. This component appears during an episode of major ejection and is interpreted as the synchrotron emission from the jets. We do not find such a hard photon index in our FIM state. By doing the same extrapolation of the powerlaw through low energies as they did, we find a much higher flux (more than ten orders of magnitude) than expected in this state (K10). Nevertheless, the very peculiar event observed by Pahari et al. (2018) may have been smoothed by our approach of stacking spectra. We, however, do observe the hardening of the electron injection index in states where major ejection are observed, and thus a connection between hard X-rays and radio emission, as previously mentionned.

6.2. Comparison with previous work

The global behavior we find with EQPAIR is similar to the one found by H09; the lower the value of l_h/l_s, the softer the state. Although parameters obtained are globally consistent with the work of H09, we note some differences.

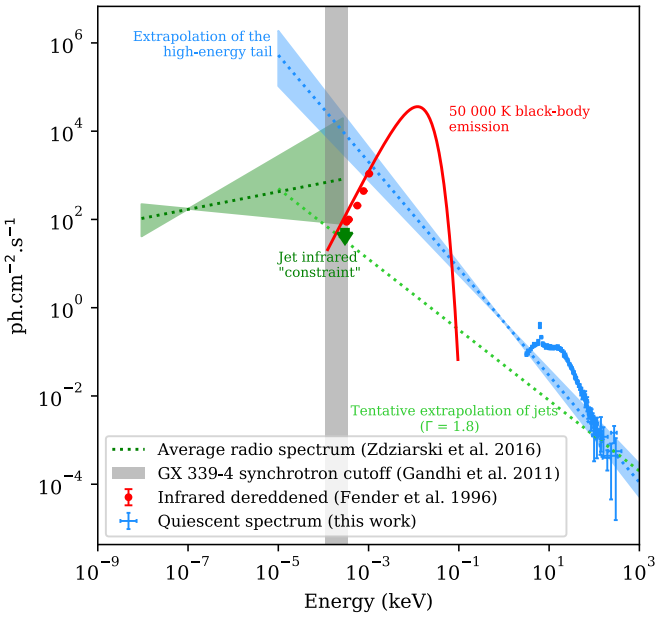


Fig. 7. Broad band spectrum of Cyg X-3 in its quiescent state. Radio spectrum, infrared data and X-ray data are represented with a dark-greenn dotted line, red and blue dots respectively. We also show the extrapolation of the high-energy tail to lower energies with a dotted blue line and a black body emission for a temperature of 50 000 K with a red line. The green arrow shows the rough constraint on the jet synchrotron emission in the infrared imposed by the detected infrared emission associated with stellar emission (Fender et al. 1996) emission, whereas the light-green dotted line shows the high-energy tail with a photon index of $\Gamma = 1.8$. The grey zone indicates the energy of the synchrotron cutoff for GX 339-4.

First, we find a different electron injection index in the quiescent/transition ($\Gamma^{Q}_{inj} = 3.60^{+0.14}_{-0.05}$ and $\Gamma^{T}_{inj} = 3.31^{+0.14}_{-0.09}$) than in the H09 *hard state*($\Gamma^{hard}_{inj} = 3.9 \pm 0.1$). Theses differences may come from a better definition at higher energies with *INTEGRAL* bringing a more precise estimation of Γ_{inj} than with *RXTE*/HEXTE used by H09.

Secondly and more importantly, our reflection values are weaker than in H09 (particularly in the quiescent and transition states) and we observe a higher value of the ratio l_{nth}/l_h for the quiescent and transition states, leading to a different interpretation of the spectra. Indeed, the bump observed around 20 keV in the quiescent and transition states is, in our case, due to Comptonization and not by reflection as in H09. In fact, we remark that in a previous work on the so called Cyg X-3 *hard state*, Hjalmarsdotter et al. (2008) came to 3 slightly different interpretation of their analysis. Here, our work allows us to lever off the degeneracy of their interpretation and favor their non-thermal interpretation (see Hjalmarsdotter et al. 2008, for details). In this case, the high value of the ratio l_{nth}/l_h implies that the spectrum is dominated by non-thermal electrons and the peak around 20 keV is determined by the energy kT_e at which electrons are injected. This temperature, weaker than observed in other XRBs is around 4 keV which means that the peak does not arise from the highest temperature of the electron distribution. Such non-thermal emission could come from shocks due to the dense wind environment, resulting in particle acceleration. Another possibility would be that the corona is also the base of the emitting-jet region; in such a geometry, the mechanism responsible for triggering the ejections would be also responsible for the particle

acceleration. Whatever the mechanism responsible for this non-thermal emission, it has to be efficient enough in order to prevent the thermal heating of the plasma electrons.

We also note differences with the set of parameters obtained by Corbel et al. (2012) which use *RXTE*/PCA data and the EQPAIR model in order to provide some insights into the global evolution of the 3–50 keV spectrum during a major radio flare. They, in particular, find much softer value of the injected electron index and low seed photon temperature. Nevertheless, the goal of their work is not to do a detailed spectral analysis as they obtain several degeneracies within the parameters, and we should not over-interpreted these differences. Despite these differences, the global trend of their modeling also shows an increase of $l_{\rm h}/l_{\rm s}$ and a decrease of $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$ as the source goes from hard to soft states.

6.3. Dependence with the orbital modulation

As Cyg X-3 shows a strong orbital modulation, we investigate the potential dependence of the non-thermal emission in function of the orbital position of the source. In the FIM state, we find a slight difference in the photon index value between inferior and superior conjunction: $\Gamma^{\rm inf} = 2.94 \pm 0.04$ whereas $\Gamma^{\rm sup} = 2.72 \pm 0.04$. In previous work, Zdziarski et al. (2012) observe this kind of behavior by creating phase-resolved spectral analysis with PCA and HEXTE. Their state numbered "4" (from the Szostek et al. 2008, classification) which corresponds to our FIM state is also softer when the source is being in superior conjunction. The authors explain this variation by a too short exposure in this state compared to the others. Here, this argument is no longer valid; our IBIS exposure time in the FIM is the highest after the transition state (15380 s and 13015 s in inferior and superior conjunction respectively compared to 43530 s and 36150 s in the transition state). Another interpretation would be an effect due to a higher absorption when Cyg X-3 would be behind its companion. Absorption affecting soft X-rays, higher energy photons would not de absorbed and the ratio between the emissions from the two different conjunction phases would be 1. This would bend the spectrum at low energy, resulting in a harder powerlaw. In order to verify this assumption, we extract the density column value for each state and for each phase bin. The uncertainties on this parameter are however too large to bring a conclusion.

6.4. Link with the γ-ray emission

At higher energies, in the γ-ray domain, the extrapolation of the powerlaw in the FIM and FSXR state, where γ-ray emission is detected (Piano et al. 2012; Zdziarski et al. 2018) leads to weaker flux than detected, and the hard X-ray emission does not seem directly connected to the γ emission. This latter has however, already been interpreted in the context of a leptonic (Dubus et al. 2010; Zdziarski et al. 2012, 2018) or hadronic scenario (Romero et al. 2003; Sahakyan et al. 2014). In the leptonic scenario, this emission comes from Compton scattering of stellar radiation by relativistic electron from the jets (Cerutti et al. 2011; Piano et al. 2012; Zdziarski et al. 2012, 2018). The hadronic scenario, on the other hand, predicts γ-ray emission from the decay of neutral pions produced by proton-proton collisions. In the future, the Cerenkov Telescope Array may bring new constrains on the processes that occur at these energies.

Acknowledgements. The authors thank the referee for constructive comments that halped to improved the quality of the manuscript. The authors also warmly thank E. Jourdain and J.P Roques for their help on SPIDAI, C.-A. Oxborrow and J. Chenevez for their help with the JEM-X calibration issues, and S. Corbel for useful discussions and suggestions. FC, JR, PL & RB acknowledge partial funding from the French Space Agency (CNES). FC, JR & RB acknowledge partial fundings from the French Programme National des Hautes Energies (PNHE). VG is supported through the Margarete von Wrangell fellowship by the ESF and the Ministry of Science, Research and the Arts Baden-Württemberg. 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) and with the participation of Russia and the USA.

References

Anders, E. & Ebihara, M. 1982, Meteoritics, 17, 180
Arnaud, K. A. 1996, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, 17
Belloni, T., Homan, J., Casella, P., et al. 2005, A&A, 440, 207
Bouchet, L., Jourdain, E., Roques, J. P., et al. 2003, A&A, 411, L377
Bradt, H. V., Rothschild, R. E., & Swank, J. H. 1993, A&AS, 97, 355
Cadolle Bel, M., Sizun, P., Goldwurm, A., et al. 2006, A&A, 446, 591
Cerutti, B., Dubus, G., Malzac, J., et al. 2011, A&A, 529, A120
Coppi, P. S. 1999, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 161, High Energy Processes in Accreting Black Holes, ed. J. Poutanen & R. Svensson, 375
Corbel, S., Aussel, H., Broderick, J. W., et al. 2013, MNRAS, 431, L107
Corbel, S., Dubus, G., Tomsick, J. A., et al. 2012, MNRAS, 421, 2947
Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2000, A&A, 359, 251
Del Santo, M., Belloni, T. M., Tomsick, J. A., et al. 2016, MNRAS, 456, 3585
Del Santo, M., Malzac, J., Belmont, R., Bouchet, L., & De Cesare, G. 2013, MNRAS, 430, 209
Dubus, G., Cerutti, B., & Henri, G. 2010, MNRAS, 404, L55
Egron, E., Pellizzoni, A., Giroletti, M., et al. 2017, MNRAS, 471, 2703
Fender, R., Corbel, S., Tzioumis, T., et al. 1999, ApJ, 519, L165
Fender, R. P. 2001, MNRAS, 322, 31
Fender, R. P., Bell Burnell, S. J., Williams, P. M., & Webster, A. S. 1996, MNRAS, 283, 798
Fermi LAT Collaboration, Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, Science, 326, 1512
Fuchs, Y., Rodriguez, J., Mirabel, I. F., et al. 2003, A&A, 409, L35
Gandhi, P., Blain, A. W., Russell, D. M., et al. 2011, ApJ, 740, L13
Giacconi, R., Gorenstein, P., Gursky, H., & Waters, J. R. 1967, ApJ, 148, L119
Gierliński, M. & Done, C. 2003, MNRAS, 342, 1083
Glasser, C. A., Odell, C. E., & Seufert, S. E. 1994, IEEE Transactions on Nuclear Science, 41, 1343
Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., et al. 1998, ApJ, 500, 899
Haardt, F. & Maraschi, L. 1991, ApJ, 380, L51
Hanson, M. M., Still, M. D., & Fender, R. P. 2000, ApJ, 541, 308
Hjalmarsdotter, L., Zdziarski, A. A., Larsson, S., et al. 2008, MNRAS, 384, 278
Hjalmarsdotter, L., Zdziarski, A. A., Szostek, A., & Hannikainen, D. C. 2009, MNRAS, 392, 251
Joinet, A., Jourdain, E., Malzac, J., et al. 2007, ApJ, 657, 400
Jourdain, E., Roques, J. P., & Chauvin, M. 2014, ApJ, 789, 26
Jourdain, E., Roques, J. P., & Malzac, J. 2012, ApJ, 744, 64
Koljonen, K. I. I., Hannikainen, D. C., McCollough, M. L., Pooley, G. G., & Trushkin, S. A. 2010, MNRAS, 406, 307
Koljonen, K. I. I. & Maccarone, T. J. 2017, MNRAS, 472, 2181
Laurent, P., Rodriguez, J., Wilms, J., et al. 2011, Science, 332, 438
Lebrun, F., Leray, J. P., Lavocat, P., et al. 2003, A&A, 411, L141
Lund, N., Budtz-Jørgensen, C., Westergaard, N. J., et al. 2003, A&A, 411, L231
Magdziarz, P. & Zdziarski, A. A. 1995, MNRAS, 273, 837
Markoff, S., Nowak, M. A., & Wilms, J. 2005, ApJ, 635, 1203
Mathis, J. S. 1990, ARA&A, 28, 37
McCollough, M. L., Corrales, L., & Dunham, M. M. 2016, ApJ, 830, L36
McCollough, M. L., Robinson, C. R., Zhang, S. N., et al. 1999, ApJ, 517, 951
McConnell, M. L., Ryan, J. M., Collmar, W., et al. 2000, ApJ, 543, 928
Miller-Jones, J. C. A., Blundell, K. M., Rupen, M. P., et al. 2004, ApJ, 600, 368
Mioduszewski, A. J., Rupen, M. P., Hjellming, R. M., Pooley, G. G., & Waltman, E. B. 2001, ApJ, 553, 766
Molnar, L. A., Reid, M. J., & Grindlay, J. E. 1988, ApJ, 331, 494
Pahari, M., Yadav, J. S., Verdhan Chauhan, J., et al. 2018, ApJ, 853, L11
Parsignault, D. R., Gursky, H., Kellogg, E. M., et al. 1972, Nature Physical Science, 239, 123
Piano, G., Tavani, M., Vittorini, V., et al. 2012, A&A, 545, A110
Rodriguez, J., Cadolle Bel, M., Alfonso-Garzón, J., et al. 2015a, A&A, 581, L9
Rodriguez, J., Corbel, S., & Tomsick, J. A. 2003, ApJ, 595, 1032
Rodriguez, J., Grinberg, V., Laurent, P., et al. 2015b, ApJ, 807, 17
Rodriguez, J., Hannikainen, D. C., Shaw, S. E., et al. 2008a, ApJ, 675, 1436
Rodriguez, J., Shaw, S. E., Hannikainen, D. C., et al. 2008b, ApJ, 675, 1449

Romero, G. E., Torres, D. F., Kaufman Bernadó, M. M., & Mirabel, I. F. 2003, A&A, 410, L1
Romero, G. E., Vieyro, F. L., & Chaty, S. 2014, A&A, 562, L7
Sahakyan, N., Piano, G., & Tavani, M. 2014, ApJ, 780, 29
Schalinski, C. J., Johnston, K. J., Witzel, A., et al. 1995, ApJ, 447, 752
Singh, N. S., Naik, S., Paul, B., et al. 2002, A&A, 392, 161
Stirling, A. M., Spencer, R. E., de la Force, C. J., et al. 2001, MNRAS, 327, 1273
Szostek, A. & Zdziarski, A. A. 2008, MNRAS, 386, 593
Szostek, A., Zdziarski, A. A., & McCollough, M. L. 2008, MNRAS, 388, 1001
Tarana, A., Belloni, T., Bazzano, A., Méndez, M., & Ubertini, P. 2011, MNRAS, 416, 873
Tingay, S. J., Jauncey, D. L., Preston, R. A., et al. 1995, Nature, 374, 141
Trushkin, S. A., Nizhelskij, N. A., Tsybulev, P. G., & Shevchenko, A. V. 2019, The Astronomer's Telegram, 12510, 1
Tudose, V., Fender, R. P., Garrett, M. A., et al. 2007, MNRAS, 375, L11
van Kerkwijk, M. H., Charles, P. A., Geballe, T. R., et al. 1992, Nature, 355, 703
Vedrenne, G., Roques, J. P., Schönfelder, V., et al. 2003, A&A, 411, L63
Vilhu, O., Hakala, P., Hannikainen, D. C., McCollough, M., & Koljonen, K. 2009, A&A, 501, 679
Waltman, E. B., Foster, R. S., Pooley, G. G., Fender, R. P., & Ghigo, F. D. 1996, AJ, 112, 2690
Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, ApJ, 542, 914
Zdziarski, A. A., Gierliński, M., Rao, A. R., Vadawale, S. V., & Mikołajewska, J. 2005, MNRAS, 360, 825
Zdziarski, A. A., Maitra, C., Frankowski, A., Skinner, G. K., & Misra, R. 2012, MNRAS, 426, 1031
Zdziarski, A. A., Malyshev, D., Dubus, G., et al. 2018, MNRAS, 479, 4399
Zdziarski, A. A., Mikolajewska, J., & Belczynski, K. 2013, MNRAS, 429, L104
Zdziarski, A. A., Segreto, A., & Pooley, G. G. 2016, MNRAS, 456, 775

Appendix A: PCA and JEM-X simultaneous data

obsID	scw	HR PCA	HR JEM-X
91090-02-01-01	0437002300	0.260	0.256
91090-02-01-07	0437002900	0.249	0.368
91090-02-01-02	0437003300	0.220	0.220
91090-03-01-00	0437004200	0.148	0.169
91090-03-02-00(1)	0438006700	0.107	0.135
91090-03-02-00(2)	0438007000	0.120	0.124
91090-03-02-00(3)	0438007300	0.112	0.123
91090-01-01-00(1)	0462002500	0.191	0.163
91090-01-01-00(2)	0462002700	0.215	0.221
91090-01-01-00(3)	0462003000	0.256	0.265
91090-01-01-01	0462003200	0.220	0.220
94328-01-10-00(1)	0804009800	0.264	0.223
94328-01-10-00(2)	0804009900	0.220	0.200
95361-01-16-00	0989009500	0.390	0.368
95361-01-17-00	0996009000	0.647	0.687
95361-01-36-00	1031005100	0.217	0.210

Table A.1. PCA and JEM-X hardness ratio of the 16 simultaneous obsertions.

CHAPITRE 8

EXPLORATION DE L'ASPECT POLARIMÉTRIQUE

Sommaire

8.1 Mesure de la polarisation avec le mode Compton . . . 186
8.1.1 Fonctionnement d'un polarimètre Compton . . . 186
8.1.2 Mesure de la distribution des photons . . . 186
8.2 Application à Cygnus X–1 . . . 187
8.2.1 État dur . . . 188
8.2.2 État mou . . . 189
8.3 Application aux autres sources étudiées . . . 193
8.3.1 MAXI J1348–630 . . . 193
8.3.2 GX 339–4 . . . 195
8.4 Conclusion . . . 197
8.4.1 Résumé des résultats . . . 197
8.4.2 Origine de l'émission détectée . . . 197

JUSQU'A présent, nous avons effectué des analyses spectrales afin d'étudier la composante de haute énergie observée dans MAXI J1348–630, Cyg X–1 et et Cyg X–3. Bien que ces approches nous permettent de caractériser les différentes propriétés de cette composante additionnelle, elle ne permettent pas de distinguer entre les diverses interprétations proposées ; à savoir les jets ou la couronne comme origine de cette composante. Dans ce chapitre exploratoire, nous allons utiliser le mode Compton d'*INTEGRAL* dans le but de tenter d'apporter un nouveau diagnostic, basé sur l'approche polarimétrique, aux études des chapitres précédents. Ce travail, bien que préliminaire, nous permet d'apporter de nouvelles contraintes sur la composante de haute énergie et de mieux comprendre le mécanisme de son émission.

Je présenterai tout d'abord de quelle manière la polarisation de la lumière est mesurée grâce à un télescope Compton et plus particulièrement par le mode Compton d'*INTEGRAL* (Section 8.1), avant de détailler l'étude effectuée sur Cyg X–1 afin de comprendre l'origine de la composante de haute énergie détectée dans le Chapitre 6 (Section 8.2). Je présenterai ensuite les résultats polarimétriques obtenus pour les autres sources abordées dans cette thèse (Section 8.3) avant de conclure en Section 8.4.

8.1 Mesure de la polarisation avec le mode Compton

8.1.1 Fonctionnement d'un polarimètre Compton

Comme j'ai pu le mentionner dans le chapitre dédié à *INTEGRAL* (Chapitre 3). Le détecteur à double couche du télescope IBIS peut être utilisé comme un polarimètre Compton. Ce concept repose sur la section efficace Compton (Evans & Beiser, 1956). La section efficace $d\sigma$ représente la probabilité qu'un photon polarisé d'énergie E_1 entre en interaction avec un électron du milieu (du détecteur), elle s'exprime selon :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{E_2}{E_1}\right)^2\left(\frac{E_2}{E_1}+\frac{E_1}{E_2}-2\sin^2\theta_c\cos^2\phi\right) \tag{8.1}$$

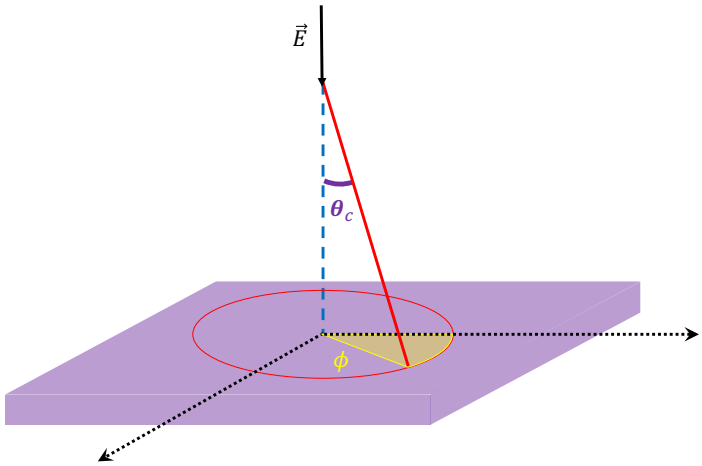


Figure 8.1 – *Représentation de la géométrie de l'angle ϕ en jaune.*

où E_2 est l'énergie du photon diffusé dans l'angle solide $d\Omega$, θ_c est l'angle de diffusion, r_0 est le rayon d'un électron, et ϕ est l'angle azimutal du photon diffusé par rapport à la direction de polarisation comme représenté sur la Figure 8.1. La relation entre E_1 et E_2 s'écrit :

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2}(1 - \cos\theta_c)} \tag{8.2}$$

Nous pouvons constater à partir de l'équation (8.1) que pour un angle de diffusion fixé, la section efficace sera maximale lorsque $\phi = \pi/2[\pi]$. Cela créé donc une asymétrie dans le nombre de photons détectés sur le second détecteur. Ainsi, en étudiant la distribution de photons détectés en fonction de l'angle ϕ :

$$N(\phi) = C\left[1 + a_0 \cos\left(2\left(\phi - \phi_0\right)\right)\right] \tag{8.3}$$

où C est le taux de comptage moyen, il est possible de déterminer l'angle de polarisation $PA = \phi_0 - \pi/2$ qui correspond au minimum de $N(\phi)$ ainsi que la fraction de polarisation Π :

$$\Pi = \frac{a_0}{a_{100}} \tag{8.4}$$

où a_{100} représente l'amplitude d'une source qui serait 100 % polarisée. La réponse d'un instrument à une lumière 100 % polarisée est donnée par (Suffert et al., 1959) :

$$a_{100} = \frac{d\sigma(\phi = \pi/2) - d\sigma(\phi = 0)}{d\sigma(\phi = \pi/2) + d\sigma(\phi = 0)} = \frac{\sin\theta_c}{\frac{E_1}{E_2} + \frac{E_2}{E_1} - \sin^2\theta_c} \tag{8.5}$$

Cela signifie que les photons diffusés avec un angle $\theta_c = 0$ ne fournissent aucune information quant à l'amplitude de la source. Dans la pratique, la détermination de a_{100} par le détecteur est modulée par plusieurs facteurs comme par exemple la dimension des détecteurs, le seuil de détection des détecteurs, le niveau du bruit de fond etc. Pour IBIS, sa valeur est déterminée en simulant une source monochromatique à laquelle on applique le même traitement de données qu'une source réelle. La modulation obtenue permet de déduire la valeur de a_{100} à cette énergie. Ensuite, cette valeur est pondérée par le spectre de la source afin d'obtenir la valeur adaptée à chaque bande d'énergie. Celle-ci est située entre 0.2 et 0.3 en fonction de la bande d'énergie considérée.

8.1.2 Mesure de la distribution des photons

Afin de mesurer la valeur de $N(\phi)$, il faut sélectionner les événements Compton simples, c'est-à-dire ceux dont les photons interagissent une seule fois avec ISGRI et une seule fois avec PICsIT (Section 3.1.2), et dont l'interaction entre les deux détecteurs se situe dans une fenêtre temporelle de $3.8\mu s$[1]. Comme je l'ai expliqué dans la Section 3.2.2, les faux événements sont retirés en choisissant un seuil pour le temps de montée. Afin de déterminer le taux de comptage de la source en fonction de l'angle azimutal ϕ, les photons sont accumulés dans six différents intervalles d'angles, de 30° chacun. La solution $\phi = \pi/2[\pi]$ de l'équation (8.1) permet d'augmenter le signal sur bruit dans chaque canal puisque le premier canal contient les photons avec un angle $0° < \phi < 30°$ et les photons avec un angle $180° < \phi < 210°$ et ainsi de suite pour chacun des canaux. Pour chaque canal d'angle azimutal et pour chaque bande d'énergie choisie par l'utilisateur, les shadowgrams formés sur le détecteur sont déconvolués et les taux de comptage extraits.

Les intervalles de confiance pour ϕ et a ne sont pas donnés en effectuant un ajustement avec les données. Ils sont obtenus en effectuant une approche Bayésienne décrite dans Vaillancourt (2006) et Weisskopf et al. (2006). La probabilité de mesurer une amplitude a et angle ϕ à partir de $N_{\rm pt}$ points de données indépendants dans $N(\phi)$ pendant une période π est donnée par :

$$dP(a,\phi) = \frac{N_{\rm pt}C^2}{\pi\sigma_C^2}\exp\left[-\frac{N_{\rm pt}C^2}{2\sigma_C^2}\left[a^2 + a_0^2 - 2aa_0\cos\left(2\phi - 2\phi_0\right)\right]\right] a\,da\,d\phi \tag{8.6}$$

où σ_C représente l'incertitude sur C. Les incertitudes sur a et ϕ peuvent ensuite être déterminées en intégrant $dP(a,\phi)$ par rapport à l'autre dimension. Notons que cette probabilité est obtenue en rejetant l'hypothèse nulle, c'est-à-dire en supposant que le signal est forcément polarisé.

8.2 Application à Cygnus X–1

L'étude spectrale de Cyg X–1 sur plus de 15 ans nous a permis de détecter une composante de haute énergie non-thermique dans les deux états canoniques de la source. Cependant, bien que cette composante additionnelle soit également présente dans l'état mou, cette étude spectrale ne permet pas de conclure quant à l'origine du processus d'émission lié à cette composante. Un des moyens d'apporter une contrainte supplémentaire est évidemment de sonder la polarisation des photons de la source à ces énergies ($\sim$ 300 keV–1 MeV). En effet, les différents modèles d'émissions prédisent des taux de polarisation très différents. Une fraction de polarisation maximale (i.e. dans un champ magnétique très ordonné) autour de 75 % est attendue pour une émission synchrotron provenant des jets (Rybicki & Lightman, 1986). Pour ce qui est de l'émission issue de l'interaction des photons du disque avec les électrons de la couronne ; Beheshtipour et al. (2017) prédisent une fraction de polarisation d'environ 5 % pour une couronne hybride, pouvant atteindre 15 % dans le cas où la distribution d'électrons est purement non-thermique. D'autres modèles prédisent également une émission synchrotron provenant de la couronne avec une fraction polarisation de 50 % pour un état dur et 54 % pour un état « intermédiaire sans jets » (Romero et al., 2014).

L'approche que j'ai effectuée concernant Cyg X–1 consiste à mesurer la polarisation de la source en considérant (1) toutes les ScWs de l'état dur et (2) toutes les ScWs de l'état mou afin d'obtenir un polarigramme pour chacun des états. Le polarigramme représente la fonction $N(\phi)$, c'est à dire le taux de comptage en fonction de l'angle ϕ. J'ai effectué cela en

[1]Cette valeur est imposée par l'électronique de traitement d'IBIS. Il faut que celle-ci soit supérieure à plusieurs microsecondes, correspondant au temps que met le signal à se former dans le détecteur CdTe.

explorant quatre bandes d'énergies différentes : 300–400 keV, 300–1000 keV, 400–1000 keV et 400–2000 keV. Le choix de ces bandes est dicté par les raisons suivantes :

- 300–400 keV : cette bande me permet de sonder le commencement de la queue de haute énergie, là où la composante de Comptonisation peut potentiellement apporter une contribution (voir l'analyse spectrale de la source en Section 6.4).
- 400–1000 keV : il s'agit de la bande d'énergie où la composante additionnelle domine.
- 300–1000 keV : la bande d'émission totale.
- 400–2000 keV : elle me permet de pouvoir comparer mes résultats directement avec ceux de Rodriguez et al. (2015b) (que je dénote également R15 dans ce chapitre).

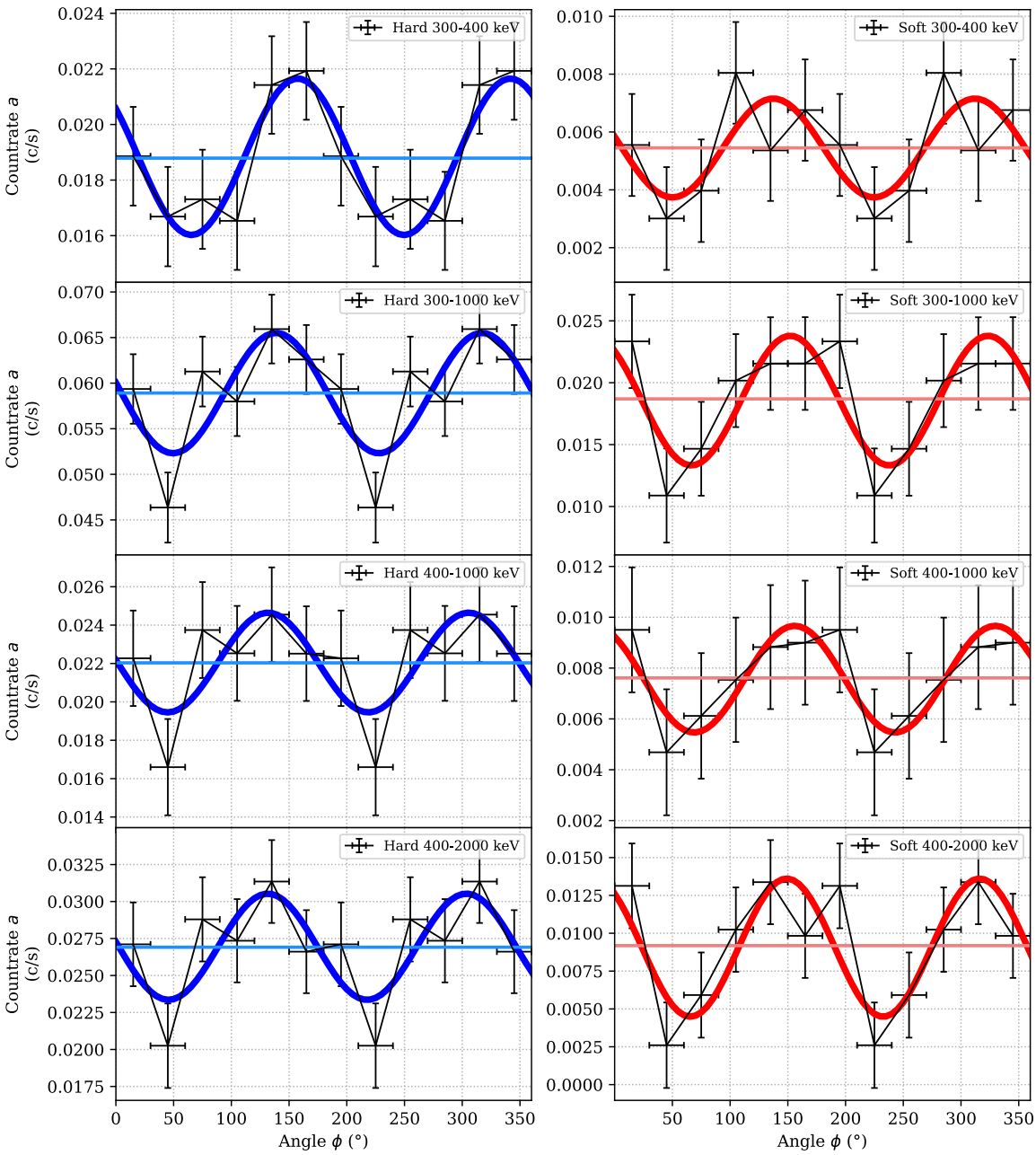


Figure 8.2 – *Polarigrammes des états dur et mou de Cyg X–1 dans plusieurs bandes d'énergie.*

Les polarigrammes pour chaque état (dur en bleu et mou en rouge) et pour chaque bande d'énergie sont représentés sur la Figure 8.2. Les polarigrammes sont ajustés avec une fonction constante (en bleu/rouge clair) et une fonction sinusoïdale de la forme de l'équation

8.3 (en bleu/rouge foncé). Les paramètres a_0 et ϕ_0 sont obtenus en minimisant une fonction de χ^2. Le Tableau 8.1 rassemble les paramètres obtenus grâce au mode Compton d'IBIS. J'y indique l'état, le temps d'exposition effectif total, les bandes d'énergie, le rapport signal à bruit, la valeur de l'amplitude de polarisation pour une source 100 % polarisée a_{100}, la valeur du χ^2 réduit obtenue en ajustant le polarigramme par une constante (C) ou par la fonction sinusoïdale (S), ainsi que l'angle de polarisation PA et la fraction de polarisation Π. Les incertitudes représentent un taux de confiance à 67 %. La dernière colonne indique si une polarisation est détectée (✓).

Afin de pouvoir dresser ce diagnostic, il faut préalablement que le rapport signal à bruit soit suffisamment élevé, à savoir, une valeur d'au moins 10–12. En dessous de cette valeur, la statistique des données est trop faible pour que les résultats ne soient exploitables. Cette valeur a été déterminée de manière empirique en analysant les données du pulsar du Crabe (discussion avec Philippe Laurent et Christian Gouiffès). Dans le cas où le rapport signal à bruit est suffisant, je considère qu'une polarisation est détectée sous deux conditions : (1) le polarigramme ne peut pas être décrit correctement par une constante et (2) la polarisation est détectée avec un taux de confiance d'au moins 99 %.

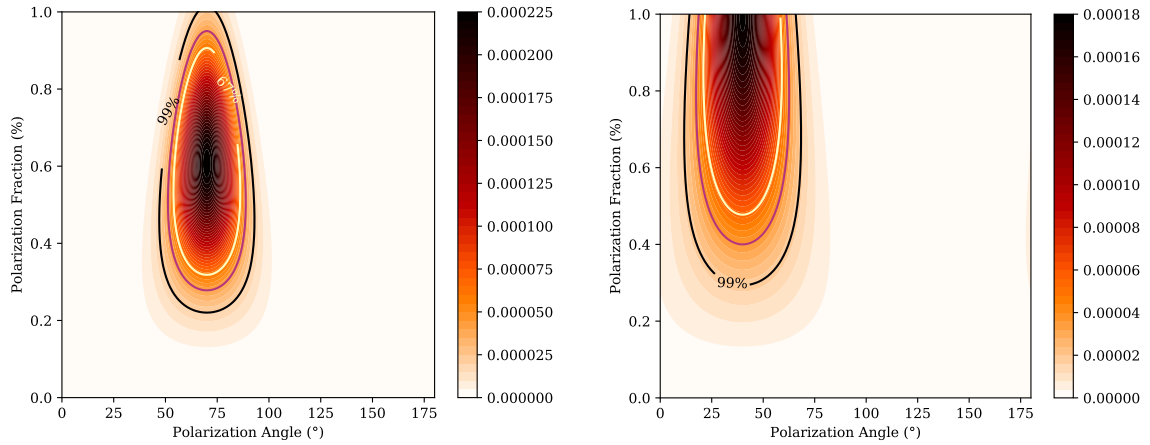
Tableau 8.1 – *Paramètres de polarisation obtenus avec le mode Compton pour les états dur et mou de Cygnus X–1 pour quatre bandes d'énergie.*

Période État	**Temps d'exposition** [Ms]	**Bande d'énergie** [keV]	**S/N**	a_{100}	χ^2_{red}	**Angle PA** [°]	**Fraction** Π [%]	**Détection**
Dur	4.99	300–400	27.83	0.278	$C = 2.24$ $S = 0.57$	70 ± 11	54 ± 20	✓
		300–1000	34.33	0.224	$C = 2.40$ $S = 1.12$	55 ± 12	50 ± 29	✓
		400–1000	23.63	0.194	$C = 1.48$ $S = 0.96$	40 ± 12	77 ± 43	✓
		400–2000	25.36	0.148	$C = 1.99$ $S = 1.22$	40 ± 12	86 ± 41	✓
Mou	4.10	300–400	6.45	0.278	$C = 0.97$ $S = 0.59$	–	–	–
		300–1000	10.31	0.224	$C = 1.29$ $S = 0.63$	–	–	–
		400–1000	8.18	0.194	$C = 0.67$ $S = 0.23$	–	–	–
		400–2000	8.67	0.148	$C = 2.61$ $S = 1.29$	–	–	–

8.2.1 État dur

Je détecte une polarisation pour chaque bande d'énergie. Trois polarigrammes sont bien mieux décrits par une fonction sinusoïdale que par une constante : ceux correspondants aux bandes 300–400 keV, 300–1000 keV et 400–2000 keV. L'ajustement est également meilleur avec une fonction sinusoïdale dans la bande 400–2000 keV même si la valeur $\chi^2_{\mathrm{red}} = 1.48$ pourrait justifier ajustement simple avec une constante. Les fractions de polarisation sont compatibles entre les bandes d'énergie aux limites de leur domaine respectif d'incertitude à 67 %. Les angles de polarisation mesurés dans les bandes 300–400 keV et 400–2000 keV sont compatibles aux limites d'incertitudes de 95 %. J'ai représenté les probabilités $P(a, \phi)$ des bandes 300–400 keV et 400–2000 keV respectivement sur les Figure 8.3a et 8.3b.

R15 ont trouvé une limite supérieure à 22 % de fraction de polarisation pour la bande 300–400 keV et $\Pi = 75 \pm 32$ % pour un angle de $PA = 40 \pm 14°$ pour la bande 400–2000 keV. Mes nouveaux résultats confirment bien les résultats précédents dans la bande 400–2000 keV où je trouve une fraction de polarisation $\Pi > 45$ % avec un angle de $PA = 40 \pm 12°$. En



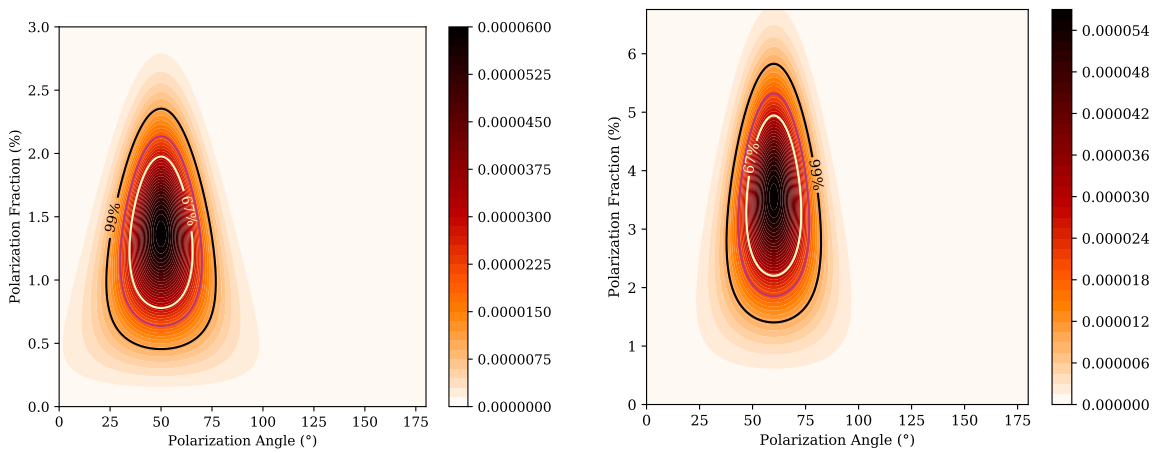
(a) *300–400 keV.* (b) *400–2000 keV.*

Figure 8.3 – *Probabilités $P(a, \phi)$ de l'état dur de Cygnus X–1 pour deux bandes d'énergie.*

revanche, mon résultat dans la bande 300–400 keV est différent de R15 ; je trouve $\Pi = 54 \pm 20\,\%$ avec un angle de $PA = 70 \pm 11°$. Cette différence provient probablement d'un jeu de données différents entre ces deux études.

8.2.2 État mou

Il est plus complexe d'évaluer la polarisation dans l'état mou, en effet, le rapport signal à bruit ne dépasse pas 10 (voir Tableau 8.1). De ce fait, si polarisation il y a, la statistique des données est bien trop faible pour pouvoir la détecter. Nous observons en effet, que les polarigrammes sont tous compatibles avec une constante, excepté celui de la bande 400–2000 keV où le point autour de 50° privilégie un meilleur ajustement par une fonction sunusoïdale. Cependant, les probabilités $P(a, \phi)$ dans toutes d'énergie (celles des bandes 300–400 keV et 400–2000 keV sont respectivement représentées sur les Figures 8.4a et 8.4b) montrent bien que ces résultats ne sont physiquement pas exploitables. En effet, les limites inférieures aux fractions de polarisation ont des valeurs trop élevées, sans aucun sens physique (particulièrement pour la bande 400–2000 keV où la limite inférieure de la fraction de polarisation est de 155 %).



(a) *300–400 keV.* (b) *400–2000 keV.*

Figure 8.4 – *Probabilités $P(a, \phi)$ de l'état mou de Cyg X–1 pour deux bandes d'énergie. Les valeurs obtenues ne sont pas physiques en raison du rapport signal à brui insuffisant.*

Rappelons de plus que cette probabilité est une probabilité conditionnelle *sachant qu'* il existe une polarisation, cette probabilité étant calculée avec un a priori sur la valeur de l'angle qui lui est donné par le minimum de la fonction sinusoïdale. Ainsi, si le polarigramme peut être correctement ajusté par une constante, le minimum de la fonction sinusoïdale peut finalement indiquer n'importe quel angle et donc la probabilité $P(a, \phi)$ ne peut plus être interprétée de manière physique. En conséquence, je ne peux conclure sur la présence ou non de polarisation dans cet état, il faudrait pour cela, avoir un meilleur rapport signal à bruit et donc une meilleure statistique.

Résumé

Ces résultats de l'étude la polarisation pour chaque état de Cyg X–1 nous apprennent deux choses :

- une polarisation est détectée dans l'état dur.
- je ne peux conclure sur la présence ou non de polarisation dans l'état mou à cause du faible rapport signal à bruit dans cet état.

8.3 Application aux autres sources étudiées

Le travail qui suit est préliminaire, notamment parce qu'il reste des tests à effectuer concernant ce mode de mesure et que certains points restent à éclaircir ; en attestent les différences observées entre mes analyses de Cyg X–1 et les précédents travaux (notamment dans la bande 300–400 keV). La confirmation des résultats dans la bande supérieure à 400 keV, compatibles avec les mesures de SPI, ainsi que les résultats de la polarisation du Crabe avec le mode Compton (Laurent et al., 2012), confirmés par les mesures dans le visible (Moran et al., 2016), semblent montrer que nous avons atteint une certaine robustesse de la méthode dans cette bande spectrale. J'ai donc initié une étude systématique et originale pour toutes les sources observées par *INTEGRAL* en commençant par les sources abordées dans cette thèse, ceci, dans le double objectif de contraindre la physique cachée derrière l'émission de cette composante de haute énergie et également de mieux comprendre les éventuelles limites de l'analyse avec ce mode Compton.

8.3.1 MAXI J1348–630

Dans le Chapitre 4, j'ai accumulé toutes les ScWs de l'état dur (soit les révolutions 2050, 2051 et 2052) et toutes les ScWs de l'état mou (révolutions 2054, 2055, 2066) et en ai extrait deux spectres moyens pour ces deux états. Pour rappel, je détecte une queue à haute énergie dans l'état dur, d'indice de photon $\Gamma = 2.42^{+0.35}_{-0.52}$ Dans l'état mou, le flux est trop faible, et je n'obtiens seulement des limites supérieures (Section 4.2.3).

La bande 1000–2000 keV étant dominée par le bruit de fond, je me concentre sur la bande 400–1000 keV. Les polarigrammes pour les trois autres bandes d'énergie sont représentés sur la Figure 8.5 (avec le même code couleur que la Figure 8.2). Le Tableau 8.2 rassemble les paramètres obtenus pour chaque état et pour chaque bande d'énergie.

Résultats

Je détecte de la polarisation dans toutes les bandes d'énergie de l'état dur. La fraction de polarisation est compatible avec $\Pi = 70\,\%$ et un angle de $PA = 170°$. Les probabilités $P(a, \phi)$ pour les bandes 300–400 keV et 400–1000 keV dans l'état dur sont respectivement représentées sur les Figures 8.6a et 8.6b. En revanche, je ne peux pas conclure quant à la présence de polarisation dans l'état mou, ceci pour les mêmes raisons décrites dans la Section 8.2.

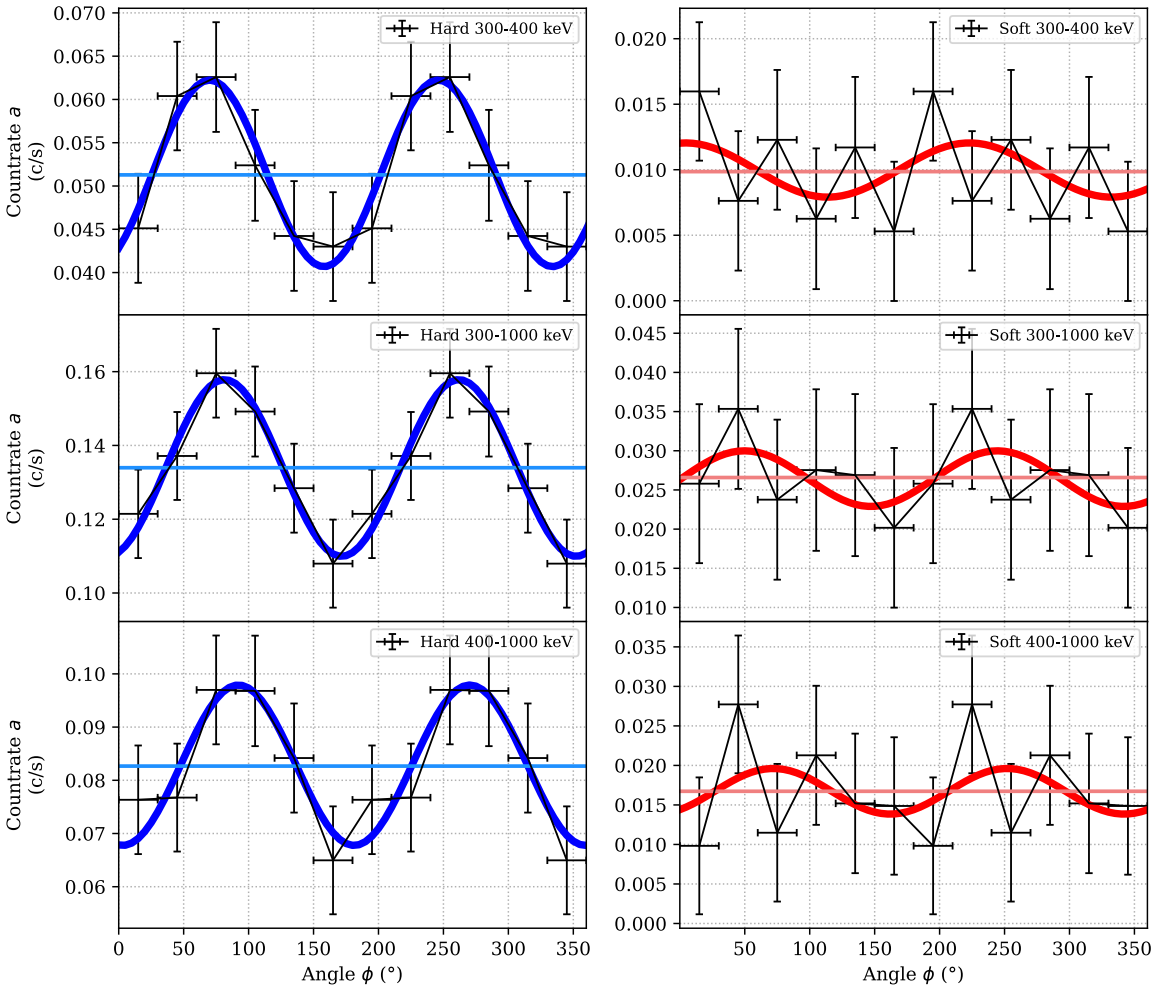


Figure 8.5 – *Polarigrammes de MAXI J1348–630 d'états dur et mou obtenus pour différentes bandes d'énergie.*

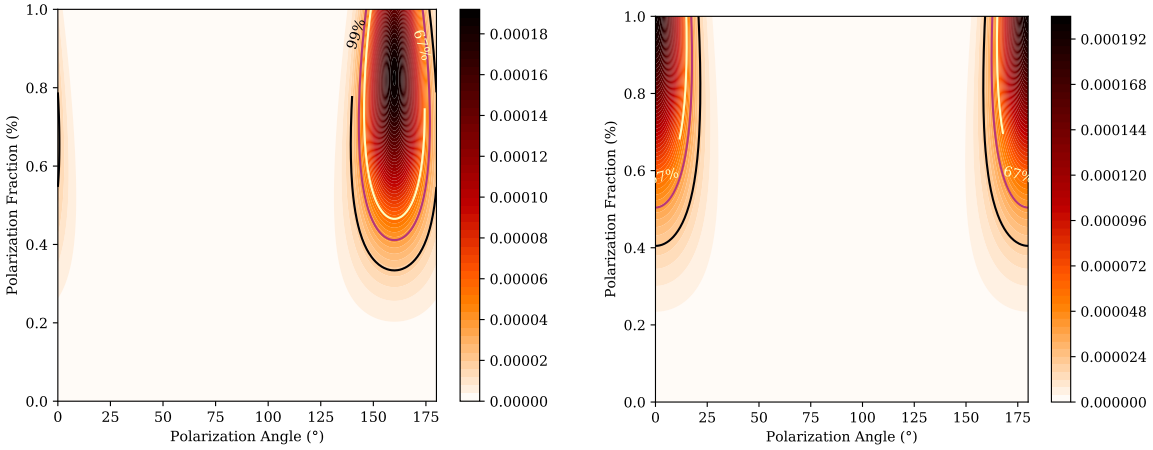
Le spectre synchrotron d'une population N d'électrons d'énergie E, $dN(E) \propto E^{-p}dE$ peut être approximé par une loi de puissance $P(E) \propto E^{-\alpha}$ en fonction de l'intervalle d'énergie considéré (Section 1.2.3). L'indice spectral α et l'indice de distribution des électrons p sont reliés par la relation $\alpha = (p-1)/2$ (Rybicki & Lightman, 1986) et α peut lui-même être relié à l'indice de photon Γ : $\alpha = \Gamma - 1$. La fraction de polarisation d'une émission polarisée attendue dans le régime optiquement mince du spectre synchrotron (Section 1.2.3) est :

$$\Pi = \frac{p+1}{p+\frac{7}{3}} \tag{8.7}$$

Grâce à l'indice de photon mesuré dans le spectre dur ($\Gamma = 2.42^{+0.35}_{-0.52}$), j'obtiens une fraction de polarisation de $\Pi = 78^{+11}_{-16}$ %. Cette valeur est compatible avec la fraction de polarisation observée. Cette dernière est donc cohérente avec une émission synchrotron produite par un champ magnétique très ordonné. Dans le domaine radio, un spectre plat issu d'une émission synchrotron auto-absorbée de jets compacts à été observé dans l'état dur de cette source (Russell et al., 2019, Carotenuto et al. in prep.). La valeur de la polarisation détectée ici pourrait donc être compatible avec une émission synchrotron provenant de la base des jets.

Tableau 8.2 – *Paramètres de polarisation obtenus avec le mode Compton pour les états dur et mou de MAXI J1348–630 pour trois bandes d'énergie.*

Période État	Temps d'exposition [Ms]	Bandes d'énergie [keV]	S/N	a_{100}	χ^2_{red}	Angle PA [°]	Fraction Π [%]	Détfection
Dur	0.32	300–400	22.91	0.278	$C = 2.46$ $S = 0.21$	160 ± 9	75 ± 26	✓
		300–1000	30.66	0.224	$C = 3.09$ $S = 0.17$	170 ± 9	79 ± 23	✓
		400–1000	22.03	0.194	$C = 1.88$ $S = 0.33$	180 ± 10	> 70	✓
Mou	0.42	300–400	5.06	0.278	$C = 0.76$ $S = 0.86$	–	–	–
		300–1000	10.31	0.224	$C = 0.29$ $S = 0.26$	–	–	–
		400–1000	5.12	0.194	$C = 0.69$ $S = 0.77$	–	–	–



(a) *300–400 keV.* (b) *400–1000 keV.*

Figure 8.6 – *Probabilités $P(a, \phi)$ de l'état dur de MAXI J1348–630 pour deux bandes d'énergie.*

8.3.2 GX 339–4

Classification en états

Une composante de haute énergie a été détectée lors de la révolution 175 d'*INTEGRAL* par le spectromètre SPI (Joinet et al., 2007) entre 200 keV et 400 keV alors que la source se trouvait dans un état dur. Afin de confirmer la présence de cette composante et d'évaluer la fraction de polarisation de celle-ci, j'extrais toutes les observations *INTEGRAL*/IBIS de GX 339–4.

Je souhaite réaliser une étude de l'état dur et de l'état mou similaire aux approches utilisées pour Cyg X–1 et Cyg X–3. Pour cela, je base ma classification en état sur la valeur de la dureté dans les bandes de *RXTE*/PCA (10–20 keV / 6–10 keV) et de *MAXI*/GSC (10–20 keV / 2–4 keV). Je considère que la source se trouve dans un état dur lorsque les dureté de PCA et GSC ont des valeurs supérieures à 0.5. La Figure 8.7 montre les duretés *RXTE*/PCA, *MAXI*/GSC ainsi que la courbe de lumière *INTEGRAL* dans la bande 30–50 keV où la couleur bleue indique les ScWs classées comme état dur tandis que la couleur rouge indique les ScWs classées comme état mou.

Gardons à l'esprit que cette classification reste tout de même assez basique pour cette source, et nous pouvons voir que beaucoup de ScWs demeurent non-classées. Dans une

future analyse, nous pourrions envisager d'analyser succinctement les spectres avec des modèles phénoménolgiques afin de perdre le moins de données possibles.

Spectres

À partir de la classification décrite précédemment, je crée deux spectres ISGRI moyens d'état dur et d'état mou. Ces deux spectres sont représentés sur la Figure 8.8. Je ne détecte pas de queue de haute énergie ni dans l'état mou, ni dans l'état dur, le flux de la source étant trop faible à ces énergies. L'analyse polarimétrique est tout aussi peu fructueuse puisque le faible flux ne permet pas de contraindre les paramètres de polarisation.

La même approche a été réalisée pour Cyg X–3 ; cependant le très faible flux de la source au-delà de 300 keV ne permet pas de contraindre les paramètres de polarisation pour aucun des états de la source.

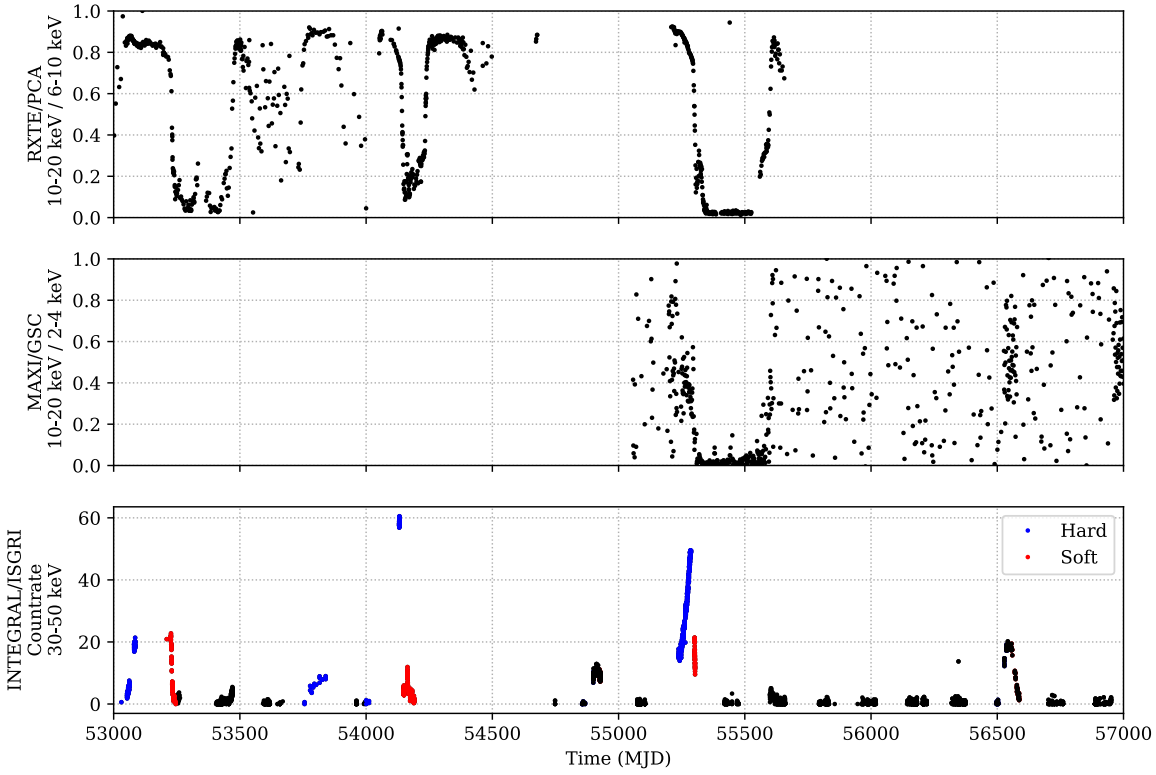


Figure 8.7 – *Duretés RXTE/PCA, MAXI/GSC et courbe de lumière INTEGRAL de GX 339–4.*

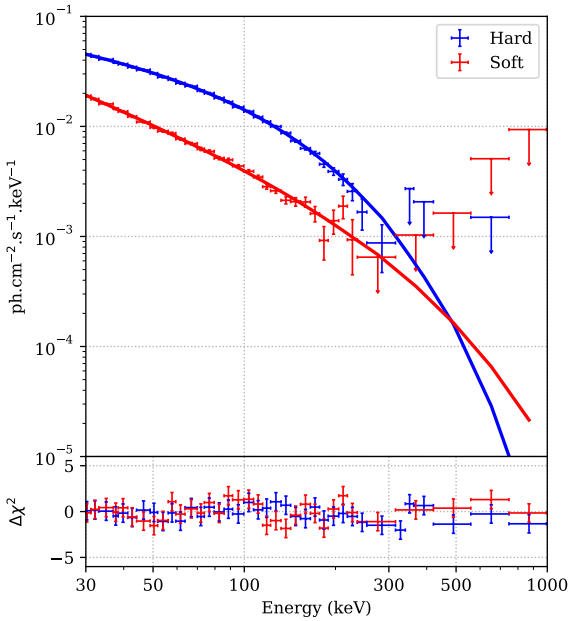


Figure 8.8 – *Spectres d'états dur et mou de GX 339–4 obtenus avec INTEGRAL.*

8.4 Conclusion

8.4.1 Résumé des résultats

Je détecte de la polarisation dans l'état dur de Cyg X–1 de 300 keV à 2000 keV lorsque je considère toutes les données accumulées. Dans la bande 400–2000 keV, la fraction $\Pi > 45\,\%$ et l'angle $PA = 40 \pm 12°$ sont compatibles avec les résultats obtenus par R15 et par Jourdain et al. (2012b). En revanche, les résultats obtenus dans la bande 300–400 keV, pour laquelle je trouve $\Pi = 54 \pm 20\,\%$ et $PA = 70 \pm 11°$, ne sont pas compatibles avec ceux de R15 qui ont estimé une limite supérieure de fraction de polarisation à 22 %. Cette différence est probablement due à l'ajout de nouvelles données dans l'état dur (le temps d'exposition effectif est doublé). Dans l'état mou, le rapport signal à bruit ne me permet pas d'obtenir une statistique suffisante pour être capable d'exploiter les résultats et je ne peux conclure pour cet état.

J'obtiens des résultats similaires pour MAXI J1348–630 ; je détecte de la polarisation dans toutes les bandes d'énergie de l'état dur avec une fraction de polarisation élevée compatible avec $\Pi = 70\,\%$ et un angle $PA = 170°$, je ne peux également pas conclure concernant l'état mou.

Pour ce qui est des deux autres sources abordées dans cette thèse : GX 339–4 et Cyg X–3 ; le flux au-delà de 400 keV est trop faible. Les limites supérieures obtenues pour GX 339–4 ne me permettent pas de conclure sur la détection d'une composante à haute énergie. L'étude de cette source doit être approfondie car nous savons que celle-ci a précédemment été détectée à haute énergie par SPI (Joinet et al., 2007). Il est donc nécessaire de définir un classification plus précise en état, et également d'utiliser les données de SPI, afin d'espérer contraindre cette composante.

8.4.2 Origine de l'émission détectée

Compatibilité avec une émission synchrotron des jets

Grâce aux indices de photons mesurés dans les spectres durs de Cyg X–1 ($\Gamma_{\mathrm{CygX-1}} = 2.11^{+0.09}_{-0.27}$, Section 6.4.3) et de MAXI J1348–630 ($\Gamma_{\mathrm{MAXI}} = 2.42^{+0.35}_{-0.52}$, Section 4.2.3), j'obtiens

respectivement des fractions de $\Pi_{\mathrm{CygX-1}} = 76^{+3}_{-9}$ % et $\Pi_{\mathrm{MAXI}} = 78^{+11}_{-16}$ % (voir Section 8.3.1 et équation 8.7). Ces valeurs sont compatibles avec les fractions de polarisation observées pour les deux sources dans la bande 400–2000 keV et ces dernières sont cohérentes avec une émission synchrotron produite par un champ magnétique très ordonné.

L'observation de jets, et/ou la présence d'un spectre d'émission radio associée au rayonnement synchrotron de jets compacts ont été démontrées pour ces deux sources dans l'état dur (e.g., Russell et al., 2019; Stirling et al., 2001, Carotenuto et al. in prep.). Dès lors, la détection du rayonnement polarisé à des énergies pour lesquelles la composante additionnelle est observée, corrobore parfaitement l'interprétation initialement proposée par Laurent et al. (2011) puis par R15, à savoir que cette composante serait la partie optiquement mince du spectre synchrotron issu des jets, et donc proviendrait du rayonnement de la base des jets.

Compatibilité avec l'émission de la couronne

J'ai précisé un peu plus haut dans ce chapitre (Section 8.2) que certains modèles prédisent une polarisation de l'émission Compton inverse d'une couronne d'environ 5 % pour une distribution hybride d'électrons, et pouvant augmenter jusqu'à 15 % pour une distribution purement non-thermique (Beheshtipour et al., 2017). Cela signifie que même dans l'hypothèse où l'émission des électrons est purement non-thermique, les valeurs de fraction de polarisation prédites par ce modèle ne sont pas compatibles avec les valeurs mesurées dans ce chapitre. J'en conclus donc que le rayonnement polarisé détecté ne provient pas de l'interaction Compton inverse des photons du disque avec les électrons de la couronne.

J'ai cependant également mentionné un autre modèle de couronne pour lequel la polarisation prédite dans l'état dur et dans un état « intermédiaire sans jets » seraient respectivement de 50 % et de 54 % (Romero et al., 2014). Bien que je ne puisse apporter de conclusions pour un état « intermédiaire sans jets », les fractions mesurées pour l'état dur de Cyg X–1 seraient compatibles avec ce modèle[2]. Cela est moins évident dans le cas de MAXI J1348–630 où seule la bande 300–400 keV ($\Pi = 75 \pm 26$ %) serait cohérente avec ces prédictions. Dans ce modèle, le champ magnétique est supposé être à l'équipartition, et l'émission 400–2000 keV serait issue du rayonnement synchrotron de paires électron-positron créées à la suite d'interactions photon-photon et proton-photon dans la couronne.

Une statistique suffisamment élevée dans un état sans jets, donc a priori dans un état mou, nous permettrait de contraindre ce modèle, c'est-à-dire que si nous ne détectons aucune émission polarisée dans un tel état, ce modèle où la couronne est à l'origine de cette émission polarisée n'est plus valide.

Origine de la différence observée dans les angles de polarisation

Bien que les fractions de polarisation observées soient compatibles entre Cyg X–1 et MAXI J1348–630, l'angle de polarisation, lui, est bien différent : autour de 40° pour Cyg X–1 et de 170° pour MAXI J1348–630. Ce résultat implique que si l'émission de haute énergie dans ces deux sources émane bien de l'émission des jets, alors cette différence de l'angle de polarisation découlerait d'une différence dans l'angle d'inclinaison des jets par rapport à la ligne de visée entre les deux sources. Je fais l'hypothèse que les jets sont orientés perpendiculairement aux parties les plus internes du disque. En effet, rien ne garantie que les parties externes et les parties interne soient alignées (Frank et al., 2002).

L'inclinaison du système pour Cyg X–1 est connue : $i_{\mathrm{CygX-1}} = 27.1 \pm 0.8°$ (Orosz et al., 2011) ; cette inclinaison a été mesurée à partir d'ajustements de données photométriques et spectroscopiques dans le visible. Elle mesure donc l'inclinaison des parties externes du

[2] À noter cependant, que la dénomination « intermédiaire sans jets » employée par les auteurs n'est pas tout à fait claire, étant donné que l'état intermédiaire de Cyg X–1 est associé à un jet (Rodriguez et al., 2015b).

disque. Par ailleurs, le système binaire MAXI J1348–630 n'ayant été découvert que très récemment, très peu d'études sur les propriétés orbitales du système ont été réalisées. Certains travaux, préliminaires et présentés lors de conférences, utilisent cependant des observations effectuées par le *Nuclear Spectroscopic Telescope ARray* (*NuSTAR*) afin de mesurer l'inclinaison des parties les plus internes du disque à partir de l'émission de la réflexion. Ils trouvent $i_{\mathrm{MAXI}} = 28 \pm 3°$. Il semble délicat de pouvoir comparer directement l'inclinaison du système Cyg X–1 avec l'inclinaison du disque interne de MAXI J1348–630.

Rajoutons également que des effets de précession des jets sont également à prendre en compte. Alors que des mesures d'une période dite « superorbitale » d'environ 150 jours (bien supérieure à la période orbitale du système de 5.6 jours) à plusieurs longueurs d'onde ont été reportées pour Cyg X–1 (Brocksopp et al., 1999; Karitskaya et al., 2001; Lachowicz et al.), nous ne savons rien sur le système de MAXI J1348–630.

Enfin, gardons à l'esprit que ces résultats de polarisation sur MAXI J1348–630 sont préliminaires, cette méthode de mesure étant complexe à mettre en œuvre. À l'heure actuelle, je ne peux pas dresser de conclusion quant à une possible connexion entre l'inclinaison du système et l'angle de polarisation. Il faudrait aborder les propriétés de polarimétrie d'un grand nombre de sources pour avoir une idée plus claire, mais les exemples de GX 339–4 et de Cyg X–3 montrent toute la difficulté d'une telle étude.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

« Lorsque les sciences dévoilent les secrets de la nature, ce que celle-ci perd de mystérieux, elle le gagne en merveilleux. »

PAUL CARVEL

LES systèmes binaires X sont des objets bien mystérieux et une thèse à elle seule ne suffirait pas à répondre à toutes les questions introduites dans la première partie de ce manuscrit. Elle permet cependant d'amener certains éléments de réponse, qui eux-même suscitent de nouveaux questionnements. Je vais d'abord résumer les principaux résultats de mes travaux de thèse, soulèverai leurs implications ainsi que les nouvelles questions nées de ces derniers afin de proposer de futures perspectives de recherche et de nouvelles pistes à explorer.

Résumé

Accrétion-éjection dans les systèmes binaires X

La découverte de la nouvelle source MAXI J1348–630 par le satellite *MAXI* à bord de l'ISS a permis le déclenchement de notre programme d'observation ToO avec *INTEGRAL*. Cela a rendu possible le suivi de l'éruption de la source au cours des deux semaines de ses phases initiales, couvrant en particulier les transitions état dur $\rightarrow$ état intermédiaire $\rightarrow$ état mou et j'ai donc pu explorer les changements spectro-temporels entre les différentes phases de l'éruption. J'ai notamment pu suivre l'évolution d'un QPO de type C dans la bande 30–50 keV d'IBIS. La fréquence de celui-ci croît de manière linéaire dans la phase d'état dur entre MJD 58512 et MJD 58517 tandis que sa largeur et sa puissance demeurent constantes. J'y ai également découvert l'existence d'une composante additionnelle non-thermique dans l'état dur. Deux principales questions se dégagent de cette étude pour l'instant préliminaire, interrogeant sur les origines de ces composantes : *les QPOs sont-ils présents dès le début du déclenchement de l'éruption ? La composante non-thermique est-elle également présente dans l'état mou ?* Par ailleurs, les QPOs sont détectés bien au-delà de 20 keV (dans la bande 30–50 keV) et ne semblent donc pas simplement liés à l'émission du disque.

C'est ce que j'ai en effet constaté en confrontant les données observationnelles de variabilité rapide du microquasar GX 339–4 avec les paramètres d'un modèle d'accrétion-éjection. Dans ce modèle, le disque est subdivisé en un disque externe optiquement épais et géométriquement mince, et un disque interne géométriquement épais et optiquement mince. J'ai montré que la fréquence des QPOs de type C était reliée à la fréquence képlérienne au rayon de transition entre ces deux flots d'accrétion. Cette corrélation requiert cependant que la fréquence képlérienne soit environ 100 fois plus grande que la fréquence du QPO. En terme de rayon, cela représente environ 20 fois le rayon de transition, et il parait très peu probable que l'origine d'une telle variabilité soit située si loin de l'objet compact. Un si grand facteur suggère donc, dans le cadre de ce modèle, que ces QPOs de basse fréquence soient créés par une instabilité séculaire associée à la transition entre le JED et le SAD et permettant de mettre en jeu des échelles temps 100 fois plus grandes devant l'échelle de temps képlérienne.

Outre la valeur troublante de ce facteur 100, un autre point reste à éclaircir ; les QPOs de type B ne suivent pas la même corrélation. Certaines études et modèles suggèrent que ces

derniers ne sont pas produits par le même mécanisme (e.g., Ingram et al., 2009; Motta et al., 2012). Pourtant, nous avons vu que si nous changions la valeur du rayon de transition qui pouvait être sous-estimée, les QPOs de type B se superposeraient parfaitement à la courbe de la fréquence épicylique au rayon r_J. *Et si, les QPOs de type B étaient créés par le même processus que les QPOs de type C, mais résulteraient finalement de l'évolution de ce processus au fur et à mesure que la géométrie de la source change pendant la transition ?* Cet aspect pourrait être testé en suivant l'évolution du QPO durant l'éruption et en capturant de manière précise le moment de transition entre le QPO de type C en QPO de type B, afin de relier ses propriétés avec les caractéristiques du spectre d'émission.

L'évolution de la fréquence observée dans MAXI J1348–630 ressemble à celle de GX 339–4, il serait également intéressant de tenter une approche similaire dans cette source.

Émission de haute énergie dans les systèmes binaires X

La troisième partie de ce manuscrit a, quant à elle, permis d'apporter certains éléments de réponse à la seconde question soulevée dans l'étude de MAXI J1348–630. En effet, à l'aube de cette thèse, une queue de haute énergie dans l'état mou de Cyg X–1 n'avait été détectée que par le télescope COMPTEL à bord du satellite CGRO (McConnell et al., 2002), et quelques traces de sa présence avaient été indiquées par le spectromètre SPI (Jourdain et al., 2014). L'étude à long terme menée avec l'association de IBIS et SPI m'a permis de confirmer la présence de cette composante de haute énergie dans l'état dur et de la découvrir (avec *INTEGRAL*) dans l'état mou. Ce résultat a donc remis en question la relation univoque entre la présence de cette composante et les jets compacts observés dans l'état dur de la source. Avec l'aide de modèles de couronne hybride, j'ai montré que cette composante pouvait être modélisée par une distribution non-thermique d'électrons dans la couronne dans les deux états de Cyg X–1, avec cependant, des indices d'injection d'électrons bien différents.

L'application d'un modèle de couronne magnétisée sans interactions coulombiennes m'a également permis d'établir une limite supérieure sur la valeur du champ magnétique. Cette valeur, inférieure à la valeur du champ à l'équipartition ne permet pas de produire de la reconnexion magnétique dans la couronne, qui ne serait donc pas le mécanisme responsable de l'accélération des électrons. Cela pourrait donc être un indice pointant vers une autre zone d'accélération, par exemple les jets. Les mesures de fraction de polarisation élevée compatibles avec une émission synchrotron corroborant cette hypothèse. L'interprétation que je favorise est donc celle où les jets compacts seraient responsables de cette émission de haute énergie dans l'état dur, laissant derrière eux une couronne hybride, responsable de l'émission observée dans l'état mou.

Le diagnostic est moins évident pour Cyg X–3, source bien plus complexe. En effet, la source présente un large éventail d'états, classés par rapport à leur spectre X mais aussi leur flux dans le domaine radio. L'étude à long terme avec *INTEGRAL* a révélé la présence d'une composante additionnelle au spectre standard de Comptonisation connu depuis de longues années (e.g., Koljonen et al., 2010) dans les états ou des jets compacts sont observés (état quiescent et transition). Cependant, la pente observée après la coupure du spectre synchrotron auto-absorbée ne semble pas compatible avec l'émission détectée au delà de 50 keV et il semble donc peu probable que cette émission provienne des jets. En revanche, la modélisation de ces états par un modèle de couronne hybride a montré, dans le cadre de ce modèle, que cette émission était produite par une distribution non-thermique d'électrons de la couronne. D'autre part, le processus d'accélération, paramétrisé par la valeur de l'indice d'injection des électrons semble évoluer d'après les ajustements spectraux que je montre au Chapitre 7. Cela pourrait pointer vers le fait qu'il est également l'instigateur des puissantes éjections radio observées.

L'étude polarimétrique des sources abordées dans ce manuscrit apporte un nouveau regard sur l'émission de haute énergie dans les systèmes binaires X. Le mode Compton

d'*INTEGRAL* est un outil qui pousse les limites de l'instrument à son paroxysme, aussi, les résultats obtenus avec ce mode particulier sont à prendre avec précaution, particulièrement pour la source MAXI J1348–630 dont l'analyse est préliminaire. Il m'a permis de mesurer la fraction et l'angle de polarisation lorsque le rapport signal à bruit était suffisant. J'ai donc pu dresser le diagnostic polarimétrique pour les états durs de Cyg X–1 et de MAXI J1348–630. Les fractions de polarisation mesurées sont compatibles avec les fractions de polarisation calculées à partir de l'indice de photon de la composante additionnelle et ces valeurs sont cohérentes avec une émission synchrotron provenant de la base des jets. L'angle de polarisation mesuré pour ces deux sources est quant à lui bien différent. Alors que l'inclinaison du système par rapport à la ligne de visée est bien connue dans le cas de Cyg X–1 (Orosz et al., 2011), la littérature ne donne que très peu d'informations sur le système de MAXI J1348–630 découvert récemment. Par ailleurs, une éventuelle précession des jets pourrait également changer l'angle des jets par rapport à la ligne de visée. De ce fait, nous ne pouvons contraindre à l'heure actuelle, une possible relation entre l'inclinaison du système avec l'angle de polarisation.

J'ai étudié quatre sources à travers ce manuscrit. Une composante additionnelle dans un état dur est détectée pour trois d'entre elles (Cyg X–1, Cyg X–3 et MAXI J1348–630), il est cependant fort probable que celle-ci soit également présente dans l'état dur de GX 339–4 (Joinet et al., 2007) mais que je n'ai pu la détecter avec IBIS. D'autres études ont montré que cette composante était également présente dans GRS 1915+105 (Rodriguez et al., 2004a, 2008), 1E 1740.7–2942 (Bouchet et al., 2009) et dans d'autres systèmes binaires X à trous noirs détectés par Grove et al. (1998). *La composante est-elle donc présente dans tous les systèmes binaires X à trous noirs ?* J'ai également montré que la mesure de la polarisation de l'état dur semble indiquer les jets comme origine de cette émission dans Cyg X–1 et MAXI J1348–630, alors que d'après les données infrarouges dans l'état quiescent de Cyg X–3, il semble peu probable que cette émission provienne directement du rayonnement synchrotron des jets (voir Figure 7.17). *Cette divergence d'origine vient-elle de la singularité du système Cyg X–3 ? Ou bien est-elle liée aux mécanismes de formation des jets, dépendants de paramètres uniques aux systèmes considérés ?* Ces nouvelles questions soulignent la nécessité de poursuivre la caractérisation de cette composante additionnelle vers d'autres sources.

Perspectives

Évolution des propriétés des QPOs pendant une éruption

L'étude de l'éruption de MAXI J1348–630 est pour l'instant préliminaire. Ces travaux doivent être poursuivis. Une des pistes à explorer consiste à combiner les spectres de puissance déjà extraits afin d'améliorer la statistique et d'être capable de rechercher des QPOs pour le moment non-détectés à la manière de Varniere & Rodriguez (2018). Dans leur approche, plusieurs spectres de puissance individuels sont moyennés de manière à créer un spectre de puissance moyen avec une meilleure statistique, permettant de sonder la présence d'éventuelles composantes plus faibles et jusqu'à présent indétectables. Cela permettra de poursuivre cette recherche de deux manières :

- sonder les plus basses fréquences des spectres de puissances afin d'être capable de déterminer à quelle fréquence minimale le QPO apparaît.
- avoir une meilleure statistiques au-delà de 1.5 Hz et voir si le QPO observé poursuit son évolution sur la branche horizontale du HID afin d'être capable d'identifier la transition du QPO de type C en type B.

Le dernier point permettrait notamment d'apporter des réponses à notre questionnement soulevé à l'issue de l'étude de GX 339–4, à savoir si le QPO de type B n'est qu'une évolution du QPO de type C ou si tout deux sont issus de processus radicalement différents,

comme prédit par certains modèles (Ingram et al., 2009). Bien sûr, cumuler les spectres de puissance pour augmenter la statistique se fait au détriment de la détermination précise de la fréquence du QPO.

Concernant GX 339–4, les spectres de puissance ont été extraits dans différentes bandes d'énergie ; cependant, l'étude avec le modèle JED-SAD s'étant concentrée sur la fréquence des QPOs, je n'ai exploité qu'une seule de ces bandes d'énergie. Je pense qu'étudier les changements des propriétés des QPOs en fonction de la bande d'énergie est crucial pour pouvoir comprendre le mécanisme d'émission de ces signatures temporelles, et d'explorer comment celles-ci peuvent s'imbriquer dans le cadre du modèle JED-SAD. L'exemple de MAXI J1348–630 qui montre des QPOs détectés à plus haute énergie indique clairement que ce phénomène impacte les X mous, mais a également une influence non négligeable sur les processus radiatifs de plus haute énergie, et donc pourrait indiquer un lien sur les composantes physiques responsables de ces émissions.

Étude systématique de l'émission de haute énergie

Mon étude de l'émission de haute énergie avec *INTEGRAL* dans les systèmes binaires X a commencé en s'intéressant à quatre sources. Je pense qu'il serait pertinent de poursuivre ce travail initié en développant une étude systématique de l'émission de haute énergie pour tous les systèmes binaires X à trous noirs observés avec *INTEGRAL*. Ce travail de longue haleine peut être accompli en observant des sources très brillantes en éruption (comme dans le cas de MAXI J1348–630) ou bien en reproduisant le même type d'analyses à long terme que celles effectuées pour Cyg X–1 et Cyg X–3. Ce type d'analyse spectro-dépendante, nécessite cependant de trouver une méthode de classification de la source en états qui peut s'avérer très vite fastidieux dans le cas de sources dont le comportement est plus complexe qu'une simple transition en état dur $\rightarrow$ état mou (par exemple GRS 1915+105, V404 Cygni ou encore V4146 Sgr). L'approche modèle-indépendante montre également des limites ; bien qu'elle permette de n'avoir aucun a priori, elle ne permet pas de classer toutes les données (exemple avec Cyg X–1, Cyg X–3 et GX 339–4). Dans le cas de Cyg X–1, qui est une source brillante et persistante, cela pose moins de problèmes que pour des sources comme GX 339–4 où la perte de certaines données empêche une étude spectrale plus précise, surtout à haute énergie.

À terme, une telle étude apporterait des informations capitales sur les propriétés des sources au-delà de 400 keV. La création d'un tel catalogue permettrait d'effectuer une étude de comparaison de sources complète et de répondre aux questions telles que : *la composante est-elle présente dans tous les systèmes binaires X à trous noirs (état dur et mou) ? Si oui, ses propriétés sont-elles comparables ou dépendent-elles des caractéristiques intrinsèques propre à chaque source ? Si non, quelles sont les raisons de sa présence dans certaines sources et pas d'autres ?* *INTEGRAL* est actuellement le seul satellite X pouvant observer entre 400 keV et 2 MeV. Nous pouvons espérer que les futures missions telles que le *Transient High-Energy Sky and Early Universe Surveyor* (*THESEUS* dont le lancement, si la mission est acceptée, est prévu pour 2032), qui sera capable de sonder des énergies entre 2 keV et 20 MeV avec une sensibilité bien meilleure que IBIS ou SPI apporteront les réponses à ces questions.

Dans un futur plus proche, l'observation à très haute énergie avec le Cerenkov Telescope Array (dont le fonctionnement optimal est prévu pour 2024–2025) nous apportera également d'importantes informations sur l'émission supérieure à 100 GeV dans les microquasars. Jusqu'à ce jour, seul Cyg X–1 semble avoir été détecté à ces énergies lors d'une éjection X observée par *Swift*/BAT, *RXTE*/ASM et *INTEGRAL*/SPI et IBIS (Malzac et al., 2008) ; j'emploie le verbe « sembler » car cette détection à 3.2σ par la collaboration *Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes* (*MAGIC*) n'a pas été confirmée depuis sa découverte en 2007 (The MAGIC collaboration, 2007). La sensibilité de CTA va permettre de confirmer (ou d'infirmer) cette détection, et de contraindre les modèles d'émissions des jets dans Cyg X–1. Par exemple, les modèles de jets lepto-hadronique (e.g., Pepe et al., 2015; Zdziarski et al., 2014,

Kantzas et al. soumis) impliquent une origine synchrotron pour la composante observée entre 400–2000 keV.

Polarisation avec le mode Compton

Enfin, il me semble nécessaire de continuer à mesurer la polarisation de sources très brillantes en éruption avec le mode Compton d'*INTEGRAL*. Je pense notamment à des sources comme MAXI J1535–571 ou encore MAXI J1820+070 qui sont récemment rentrées en éruption, sont brillantes, à l'instar de MAXI J1348–630 (de l'ordre de quelques Crabs) et ont été observées de manière continue pendant plusieurs jours/semaines avec *INTEGRAL*. Ces sources brillantes permettent d'obtenir un rapport signal à bruit suffisant et donc d'obtenir des contraintes sur la polarisation de la source à haute énergie. Cela permettrait (1) de comparer les résultats obtenus avec ceux de MAXI J1348–630 et Cyg X–1, (2) de créer un échantillon de sources suffisant pour pouvoir étudier la dépendance de l'angle de polarisation détecté avec les paramètres intrinsèques de la source.

Certaines perspectives ou questions pourront être abordées avec les observatoires/missions futures telle que la mission franco-chinoise dédiée à l'étude du ciel transitoire *Space-based multi-band astronomical Variable Objects Monitor* (*SVOM*), prévue pour un lancement en 2021, et qui sera capable de détecter de nouvelles sources et de déclencher des suivis multi-longueurs d'onde, essentiels pour les caractériser et sonder les différents mécanismes d'émission. Du coté exploration de l'aspect temporel et polarimétrique, les missions telles que *eXTP* et *IXPE* promettent également de belles découvertes dans des domaines d'énergie (2–8 keV) où très peu de contraintes existent sur la polarisation du rayonnement. Bien sûr, le chemin parcouru grâce à *INTEGRAL* est loin d'être terminé et le satellite a encore de belles années de vol devant lui pour pouvoir apporter son lot de découvertes et de réponses aux questions posées par l'étude du ciel à haute énergie.

BIBLIOGRAPHIE

K. A. Arnaud. XSPEC : The First Ten Years. In George H. Jacoby & Jeannette Barnes, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, volume 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 17, Jan 1996. 54

S. A. Balbus & J. C. B. Papaloizou. On the Dynamical Foundations of α Disks. *The Astrophysical Journal*, 521(2) : 650–658, August 1999. doi : 10.1086/307594. 13

J. M. Bardeen & J. A. Petterson. The Lense-Thirring Effect and Accretion Disks around Kerr Black Holes. *The Astrophysical Journal*, 195 :L65, January 1975. doi : 10.1086/181711. 33

B. Beheshtipour, H. Krawczynski, & J. Malzac. The X-Ray Polarization of the Accretion Disk Coronae of Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal*, 850(1) :14, November 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa906a. 188, 197

T. Belloni & G. Hasinger. An atlas of aperiodic variability in HMXB. *Astronomy & Astrophysics*, 230 :103–119, April 1990. 28

T. Belloni, J. Homan, P. Casella, M. van der Klis, E. Nespoli, W. H. G. Lewin, J. M. Miller, & M. Méndez. The evolution of the timing properties of the black-hole transient GX 339-4 during its 2002/2003 outburst. *Astronomy & Astrophysics*, 440(1) :207–222, Sep 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042457. 66

T. M. Belloni. *States and Transitions in Black Hole Binaries*, volume 794, page 53. 2010. doi : 10.1007/978-3-540-76937-8_3. 24, 25, 26, 30

R. Belmont, J. Malzac, & A. Marcowith. Simulating radiation and kinetic processes in relativistic plasmas. *Astronomy & Astrophysics*, 491(2) :617–631, November 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809982. 35, 127

R. D. Blandford & A. Königl. Relativistic jets as compact radio sources. *The Astrophysical Journal*, 232 :34–48, August 1979. doi : 10.1086/157262. 15

R. D. Blandford & D. G. Payne. Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 199 :883–903, June 1982. doi : 10.1093/mnras/199.4.883. 14

R. D. Blandford & R. L. Znajek. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 179 :433–456, May 1977. doi : 10.1093/mnras/179.3.433. 14, 15

A. Bodaghee, J. A. Tomsick, K. Pottschmidt, J. Rodriguez, J. Wilms, & G. G. Pooley. Gamma-Ray Observations of the Microquasars Cygnus X-1, Cygnus X-3, GRS 1915+105, and GX 339-4 with the Fermi Large Area Telescope. *The Astrophysical Journal*, 775(2) :98, October 2013. doi : 10.1088/0004-637X/775/2/98. 1, 36, 110, 132

V. Bosch-Ramon, G. E. Romero, J. M. Paredes, A. Bazzano, M. Del Santo, & L. Bassani. On the multiwavelength spectrum of the microquasar 1E 1740.7-2942. *Astronomy & Astrophysics*, 457(3) :1011–1014, October 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065469. 36

L. Bouchet, P. Mandrou, J. P. Roques, G. Vedrenne, B. Cordier, A. Goldwurm, F. Lebrun, J. Paul, R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov, M. Pavlinsky, S. Grebenev, G. Babalyan, I. Dekhanov, & N. Khavenson. SIGMA Discovery of Variable E +- E - Annihilation Radiation from the Near Galactic Center Variable Compact Source 1E 1740.7-2942. *The Astrophysical Journal*, 383 :L45, December 1991. doi : 10.1086/186237. 16

L. Bouchet, M. del Santo, E. Jourdain, J. P. Roques, A. Bazzano, & G. DeCesare. Unveiling the High Energy Tail of 1E 1740.7-2942 With INTEGRAL. *The Astrophysical Journal*, 693(2) :1871–1876, March 2009. doi : 10.1088/0004-637X/693/2/1871. 35, 201

S. Bowyer, E. T. Byram, T. A. Chubb, & H. Friedman. Cosmic X-ray Sources. *Science*, 147(3656) :394–398, January 1965. doi : 10.1126/science.147.3656.394. 1, 110

C. Brocksopp, A. E. Tarasov, V. M. Lyuty, & P. Roche. An improved orbital ephemeris for Cygnus X-1. *Astronomy & Astrophysics*, 343 :861–864, March 1999. 11, 111, 198

C. Brocksopp, S. Corbel, A. Tzioumis, J. W. Broderick, J. Rodriguez, J. Yang, R. P. Fender, & Z. Paragi. XTE J1752-223 in outburst : a persistent radio jet, dramatic flaring, multiple ejections and linear polarization. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 432(2) :931–943, June 2013. doi : 10.1093/mnras/stt493. 24

M. Cadolle Bel, P. Sizun, A. Goldwurm, J. Rodriguez, P. Laurent, A. A. Zdziarski, L. Foschini, P. Goldoni, C. Gouiffès, J. Malzac, E. Jourdain, & J.-P. Roques. The broad-band spectrum of Cygnus X-1 measured by INTEGRAL. *Astronomy & Astrophysics*, 446 :591–602, February 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053068. 112, 127, 131, 132

F. Cangemi, T. Belloni, & J. Rodriguez. INTEGRAL sees the ongoing spectral transition of the black hole candidate MAXI J1348-630. *The Astronomer's Telegram*, 12471 :1, February 2019a. 52, 230

F. Cangemi, J. Rodriguez, T. Belloni, M. Clavel, & V. Grinberg. Reduction of the rate of flux increase during recent INTEGRAL hard state observations of the new transient black hole candidate MAXI J1348-630. *The Astronomer's Telegram*, 12457 :1, January 2019b. 52, 229

J. K. Cannizzo, P. Ghosh, & J. C. Wheeler. Convective accretion disks and the onset of dwarf nova outbursts. *The Astrophysical Journal*, 260 :L83–L86, September 1982. doi : 10.1086/183875. 22

J. K. Cannizzo, J. C. Wheeler, & P. Ghosh. *Accretion Instability Models for Dwarf Novae and X-Ray Transients*, page 307. 1985. doi : 10.1007/978-94-009-5319-2_36. 22

P. Casella, T. Belloni, J. Homan, & L. Stella. A study of the low-frequency quasi-periodic oscillations in the X-ray light curves of the black hole candidate <ASTROBJ>XTE J1859+226</ASTROBJ>. *Astronomy & Astrophysics*, 426 :587–600, November 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20041231. 31

P. Casella, T. Belloni, & L. Stella. The ABC of Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations in Black Hole Candidates : Analogies with Z Sources. *The Astrophysical Journal*, 629(1) :403–407, August 2005. doi : 10.1086/431174. 29

P. Casella, T. J. Maccarone, K. O'Brien, R. P. Fender, D. M. Russell, M. van der Klis, A. Pe'Er, D. Maitra, D. Altamirano, T. Belloni, G. Kanbach, M. Klein-Wolt, E. Mason, P. Soleri, A. Stefanescu, K. Wiersema, & R. Wijnands. Fast infrared variability from a relativistic jet in GX 339-4. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 404 (1) :L21–L25, May 2010. doi : 10.1111/j.1745-3933.2010.00826.x. 82

Davide Castelvecchi. Black hole pictured for first time — in spectacular detail. *Nature*, 568(7752) :284–285, April 2019. doi : 10.1038/d41586-019-01155-0. 18

J. I. Castor, D. C. Abbott, & R. I. Klein. Radiation-driven winds in Of stars. *The Astrophysical Journal*, 195 :157–174, January 1975. doi : 10.1086/153315. 11

B. Cerutti, G. Dubus, J. Malzac, A. Szostek, R. Belmont, A. A. Zdziarski, & G. Henri. Absorption of high-energy gamma rays in Cygnus X-3. *Astronomy & Astrophysics*, 529 :A120, May 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116581. 148

S. K. Chakrabarti, D. Titarchuk, L. Kazanas, & K. Ebisawa. Observational signature of the 'boundary layer' of galactic and extragalactic black holes. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 120 :163–166, November 1996. 33

S. K. Chakrabarti, D. Debnath, A. Nandi, & P. S. Pal. Evolution of the quasi-periodic oscillation frequency in GRO J1655-40 - Implications for accretion disk dynamics. *Astronomy & Astrophysics*, 489(3) :L41–L44, October 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200810136. 33

M. Clavel, J. Rodriguez, S. Corbel, & M. Coriat. Systematic spectral analysis of GX 339-4 : Influence of Galactic background and reflection models. *Astronomische Nachrichten*, 337(4-5) :435–440, May 2016. doi : 10.1002/asna.201612326. 68

P. S. Conti. Stellar parameters of five early type companions of X-ray sources. *Astronomy & Astrophysics*, 63 : 225–235, February 1978. 11

P. S. Coppi. The Physics of Hybrid Thermal/Non-Thermal Plasmas. In Juri Poutanen & Roland Svensson, editors, *High Energy Processes in Accreting Black Holes*, volume 161 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 375, Jan 1999. 35, 127

S. Corbel, R. P. Fender, A. K. Tzioumis, M. Nowak, V. McIntyre, P. Durouchoux, & R. Sood. Coupling of the X-ray and radio emission in the black hole candidate and compact jet source GX 339-4. *Astronomy & Astrophysics*, 359 :251–268, Jul 2000. 34

S. Corbel, M. A. Nowak, R. P. Fender, A. K. Tzioumis, & S. Markoff. Radio/X-ray correlation in the low/hard state of GX 339-4. *Astronomy & Astrophysics*, 400 :1007–1012, March 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20030090. 34

S. Corbel, H. Aussel, J. W. Broderick, P. Chanial, M. Coriat, A. J. Maury, M. M. Buxton, J. A. Tomsick, A. K. Tzioumis, S. Markoff, J. Rodriguez, C. D. Bailyn, C. Brocksopp, R. P. Fender, P. O. Petrucci, M. Cadolle-Bel, D. Calvelo, & L. Harvey-Smith. Formation of the compact jets in the black hole GX 339-4. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 431 :L107–L111, April 2013a. doi : 10.1093/mnrasl/slt018. 14, 24

S. Corbel, M. Coriat, C. Brocksopp, A. K. Tzioumis, R. P. Fender, J. A. Tomsick, M. M. Buxton, & C. D. Bailyn. The 'universal' radio/X-ray flux correlation : the case study of the black hole GX 339-4. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 428(3) :2500–2515, January 2013b. doi : 10.1093/mnras/sts215. 34

M. Coriat, S. Corbel, M. M. Buxton, C. D. Bailyn, J. A. Tomsick, E. Körding, & E. Kalemci. The infrared/X-ray correlation of GX 339-4 : probing hard X-ray emission in accreting black holes. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 400(1) :123–133, November 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15461.x. 34

M. Coriat, R. P. Fender, C. Tasse, O. Smirnov, A. K. Tzioumis, & J. W. Broderick. The twisted jets of Circinus X-1. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 484(2) :1672–1686, April 2019. doi : 10.1093/mnras/stz099. 14

T. J. L. Courvoisier, R. Walter, V. Beckmann, A. J. Dean, P. Dubath, R. Hudec, P. Kretschmar, S. Mereghetti, T. Montmerle, N. Mowlavi, S. Paltani, A. Preite Martinez, N. Produit, R. Staubert, A. W. Strong, J. P. Swings, N. J. Westergaard, N. White, C. Winkler, & A. A. Zdziarski. The INTEGRAL Science Data Centre (ISDC). *Astronomy & Astrophysics*, 411 :L53–L57, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031172. 38

M. Del Santo, J. Malzac, E. Jourdain, T. Belloni, & P. Ubertini. Spectral variability of GX339-4 in a hard-to-soft state transition. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 390(1) :227–234, October 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13672.x. 35

M. Del Santo, J. Malzac, R. Belmont, L. Bouchet, & G. De Cesare. The magnetic field in the X-ray corona of Cygnus X-1. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 430(1) :209–220, Mar 2013. doi : 10.1093/mnras/sts574. 35, 113, 127, 128, 129, 130, 131, 132

G. Di Cocco, E. Caroli, E. Celesti, L. Foschini, F. Gianotti, C. Labanti, G. Malaguti, A. Mauri, E. Rossi, F. Schiavone, A. Spizzichino, J. B. Stephen, A. Traci, & M. Trifoglio. IBIS/PICsIT in-flight performances. *Astronomy & Astrophysics*, 411 :L189–L195, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031346. 40

M. Díaz Trigo & L. Boirin. Accretion disc atmospheres and winds in low-mass X-ray binaries. *Astronomische Nachrichten*, 337(4-5) :368, May 2016. doi : 10.1002/asna.201612315. 25, 27

C. Done, M. Gierliński, & A. Kubota. Modelling the behaviour of accretion flows in X-ray binaries. Everything you always wanted to know about accretion but were afraid to ask. *Astronomy & Astrophysics*, 15(1) :1–66, December 2007. doi : 10.1007/s00159-007-0006-1. 19, 22, 23, 110, 130

S. Drappeau, J. Malzac, M. Coriat, J. Rodriguez, T. M. Belloni, R. Belmont, M. Clavel, S. Chakravorty, S. Corbel, J. Ferreira, P. Gandhi, G. Henri, & P. O. Petrucci. Dark jets in the soft X-ray state of black hole binaries ? *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 466(4) :4272–4278, April 2017. doi : 10.1093/mnras/stw3277. 133

G. Dubus, J. M. Hameury, & J. P. Lasota. The disc instability model for X-ray transients : Evidence for truncation and irradiation. *Astronomy & Astrophysics*, 373 :251–271, July 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010632. 24

G. Dubus, B. Cerutti, & G. Henri. The relativistic jet of Cygnus X-3 in gamma-rays. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 404(1) :L55–L59, May 2010. doi : 10.1111/j.1745-3933.2010.00834.x. 36

G. Dubus, C. Done, B. E. Tetarenko, & J. M. Hameury. The impact of thermal winds on the outburst lightcurves of black hole X-ray binaries. *Astronomy & Astrophysics*, 632 :A40, December 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201936333. 24

A. S. Eddington. *The Internal Constitution of the Stars*. 1926. 9

E. Egron, A. Pellizzoni, M. Giroletti, S. Righini, M. Stagni, A. Orlati, C. Migoni, A. Melis, R. Concu, L. Barbas, S. Buttaccio, P. Cassaro, P. De Vicente, M. P. Gawroński, M. Lindqvist, G. Maccaferri, C. Stanghellini, P. Wolak, J. Yang, A. Navarrini, S. Loru, M. Pilia, M. Bachetti, M. N. Iacolina, M. Buttu, S. Corbel, J. Rodriguez, S. Markoff, J. Wilms, K. Pottschmidt, M. Cadolle Bel, E. Kalemci, T. Belloni, V. Grinberg, M. Marongiu, G. P. Vargiu, & A. Trois. Single-dish and VLBI observations of Cygnus X-3 during the 2016 giant flare episode. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 471(3) :2703–2714, Nov 2017. doi : 10.1093/mnras/stx1730. 148

R. Evans & A. Beiser. The atomic nucleus. *Physics Today*, 9 :33, 01 1956. doi : 10.1063/1.3059850. 186

A. C. Fabian, M. J. Rees, L. Stella, & N. E. White. X-ray fluorescence from the inner disc in Cygnus X-1. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 238 :729–736, May 1989. doi : 10.1093/mnras/238.3.729. 19

R. P. Fender. Powerful jets from black hole X-ray binaries in low/hard X-ray states. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 322(1) :31–42, Mar 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04080.x. 24

R. P Fender & E. Gallo. An Overview of Jets and Outflows in Stellar Mass Black Holes. *Scientific Studies of Readings*, 183(1-4) :323–337, September 2014. doi : 10.1007/s11214-014-0069-z. 14

R. P. Fender & M. A. Hendry. The radio luminosity of persistent X-ray binaries. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 317(1) :1–8, September 2000. doi : 10.1046/j.1365-8711.2000.03443.x. 110

R. P Fender & T. Muñoz-Darias. *The Balance of Power : Accretion and Feedback in Stellar Mass Black Holes*, volume 905, page 65. 2016. doi : 10.1007/978-3-319-19416-5_3. 19, 67

R. P. Fender, S. J. Bell Burnell, P. M. Williams, & A. S. Webster. Flaring and quiescent infrared behaviour of Cygnus X-3. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 283(3) :798–804, December 1996. doi : 10.1093/mnras/283.3.798. 168

R. P. Fender, S. Corbel, T. Tzioumis, V. McIntyre, D. Campbell-Wilson, M. Nowak, R. Sood, R. Hunstead, A. Harmon, P. Durouchoux, & W. Heindl. Quenching of the Radio Jet during the X-Ray High State of GX 339-4. *The Astrophysical Journal*, 519(2) :L165–L168, July 1999. doi : 10.1086/312128. 19, 25, 132

R. P. Fender, G. G. Pooley, P. Durouchoux, R. P. J. Tilanus, & C. Brocksopp. The very flat radio-millimetre spectrum of Cygnus X-1. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 312(4) :853–858, March 2000. doi : 10.1046/j.1365-8711.2000.03219.x. 24

R. P. Fender, T. M. Belloni, & E. Gallo. Towards a unified model for black hole X-ray binary jets. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 355(4) :1105–1118, December 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08384.x. 27

R. P. Fender, J. Homan, & T. M. Belloni. Jets from black hole X-ray binaries : testing, refining and extending empirical models for the coupling to X-rays. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 396(3) :1370–1382, July 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14841.x. 82

Fermi LAT Collaboration. Modulated High-Energy Gamma-Ray Emission from the Microquasar Cygnus X-3. *Science*, 326(5959) :1512, Dec 2009. doi : 10.1126/science.1182174. 36, 148

J. Ferreira. Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs. *Astronomy & Astrophysics*, 319 :340–359, March 1997. 67, 68

J. Ferreira & G. Pelletier. Magnetized accretion-ejection structures. 1. General statements. *Astronomy & Astrophysics*, 276 :625, September 1993. 67

J. Ferreira & G. Pelletier. Magnetized accretion-ejection structures. III. Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows. *Astronomy & Astrophysics*, 295 :807, March 1995. 67

J. Ferreira, P. O. Petrucci, G. Henri, L. Saugé, & G. Pelletier. A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. I. The dynamical constituents. *Astronomy & Astrophysics*, 447(3) :813–825, March 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20052689. 67

M. Forot, P. Laurent, F. Lebrun, & O. Limousin. Compton Telescope with a Coded Aperture Mask : Imaging with the INTEGRAL/IBIS Compton Mode. *The Astrophysical Journal*, 668(2) :1259–1265, October 2007. doi : 10.1086/521325. 41, 44, 45, 46

J. Frank, A. King, & D. J. Raine. *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*. 3rd Edition, 2002. 9, 10, 198

E. Gallo, R. P. Fender, & G. G. Pooley. A universal radio-X-ray correlation in low/hard state black hole binaries. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 344(1) :60–72, Sep 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06791.x. 148

E. Gallo, B. P. Miller, & R. P. Fender. Assessing luminosity correlations via cluster analysis : evidence for dual tracks in the radio/X-ray domain of black hole X-ray binaries. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 423(1) :590–599, June 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20899.x. 34

P. Gandhi, V. S. Dhillon, M. Durant, A. C. Fabian, A. Kubota, K. Makishima, J. Malzac, T. R. Marsh, J. M. Miller, T. Shahbaz, H. C. Spruit, & P. Casella. Rapid optical and X-ray timing observations of GX339-4 : multicomponent optical variability in the low/hard state. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 407(4) : 2166–2192, October 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17083.x. 30

P. Gandhi, A. W. Blain, D. M. Russell, P. Casella, J. Malzac, S. Corbel, P. D'Avanzo, F. W. Lewis, S. Markoff, M. Cadolle Bel, P. Goldoni, S. Wachter, D. Khangulyan, & A. Mainzer. A Variable Mid-infrared Synchrotron Break Associated with the Compact Jet in GX 339-4. *The Astrophysical Journal*, 740(1) :L13, October 2011. doi : 10.1088/2041-8205/740/1/L13. 168

H. Q. Gao, J. L. Qu, Z. Zhang, Z. B. Li, S. Zhang, L. Chen, M. Y. Ge, J. N. Zhou, L. M. Song, & J. M. Wang. The type B QPO phenomena in the transient black hole candidate GX 339-4. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 438(1) :341–351, February 2014. doi : 10.1093/mnras/stt2197. 74

R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, & B. B. Rossi. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Physical Review Letters*, 9(11) :439–443, Dec 1962. doi : 10.1103/PhysRevLett.9.439. 1

R. Giacconi, P. Gorenstein, H. Gursky, & J. R. Waters. An X-Ray Survey of the Cygnus Region. *The Astrophysical Journal*, 148 :L119, Jun 1967. doi : 10.1086/180028. 1, 148

M. Gierliński, A. A. Zdziarski, J. Poutanen, P. S. Coppi, K. Ebisawa, & W. N. Johnson. Radiation mechanisms and geometry of Cygnus X-1 in the soft state. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 309(2) :496–512, October 1999. doi : 10.1046/j.1365-8711.1999.02875.x. 25, 35, 128, 129

D. R. Gies & C. T. Bolton. The Binary Frequency and Origin of the OB Runaway Stars. *The Astrophysical Journal*, 61 :419, June 1986. doi : 10.1086/191118. 111

T. Godard, D. Salt, L. Toma, & R. Southworth. The past, present and future of INTEGRAL operations. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 90 :26, January 2019. 37

S. R. Gottesman & E. E. Fenimore. New family of binary arrays for coded aperture imaging. *Applied Optics*, 28 (20) :4344–4352, October 1989. doi : 10.1364/AO.28.004344. 40

P. C. Gregory & P. P. Kronberg. Discovery of Giant Radio Outburst from Cygnus X-3. *Nature*, 239(5373) :440–443, October 1972. doi : 10.1038/239440a0. 1

P. C. Gregory, P. P. Kronberg, E. R. Seaquist, V. A. Hughes, A. Woodsworth, M. R. Viner, D. Retallack, R. M. Hjellming, & B. Balick. The Nature of the First Cygnus X-3 Radio Outburst. *Nature Physical Science*, 239(95) : 114–117, October 1972. doi : 10.1038/physci239114a0. 1

V. Grinberg, M. Boeck, K. Pottschmidt, G. G. Pooley, J. Wilms, M. A. Nowak, M. Cadolle Bel, J. Rodriguez, D. M. Marcu, P. Uttley, J. A. Tomsick, A. Bodaghee, & S. B. Markoff. Cygnus X-1 entered the soft state. *The Astronomer's Telegram*, 3616 :1, August 2011. 114

V. Grinberg, N. Hell, K. Pottschmidt, M. Böck, M. A. Nowak, J. Rodriguez, A. Bodaghee, M. Cadolle Bel, G. L. Case, M. Hanke, M. Kühnel, S. B. Markoff, G. G. Pooley, R. E. Rothschild, J. A. Tomsick, C. A. Wilson-Hodge, & J. Wilms. Long term variability of Cygnus X-1. V. State definitions with all sky monitors. *Astronomy & Astrophysics*, 554 :A88, June 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321128. 110, 115, 116, 117

J. E. Grove, W. N. Johnson, R. A. Kroeger, K. McNaron-Brown, J. G. Skibo, & B. F. Phlips. Gamma-Ray Spectral States of Galactic Black Hole Candidates. *The Astrophysical Journal*, 500(2) :899–908, Jun 1998. doi : 10.1086/305746. 35, 201

F. Haardt & L. Maraschi. A Two-Phase Model for the X-Ray Emission from Seyfert Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 380 :L51, Oct 1991. doi : 10.1086/186171. 19

J. M. Hameury. A review of the disc instability model for dwarf novae, soft X-ray transients and related objects. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1910.01852, October 2019. 23

M. Heida, P. G. Jonker, M. A. P. Torres, & A. Chiavassa. The Mass Function of GX 339-4 from Spectroscopic Observations of Its Donor Star. *The Astrophysical Journal*, 846(2) :132, September 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa85df. 66, 78

D. Herzo. A large double scatter telescope for gamma rays and neutrons. *Nuclear Instruments and Methods*, 123 (3) :583–597, February 1975. doi : 10.1016/0029-554X(75)90215-3. 44

L. Hjalmarsdotter, A. A. Zdziarski, S. Larsson, V. Beckmann, M. McCollough, D. C. Hannikainen, & O. Vilhu. The nature of the hard state of Cygnus X-3. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 384(1) :278–290, Feb 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.12688.x. 147, 164

L. Hjalmarsdotter, A. A. Zdziarski, A. Szostek, & D. C. Hannikainen. Spectral variability in Cygnus X-3. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 392(1) :251–263, Jan 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.14036.x. 147

R. M. Hjellming & K. J. Johnston. An analysis of the proper motions of SS 433 radio jets. *The Astrophysical Journal*, 246 :L141–L145, June 1981. doi : 10.1086/183571. 1

R. M. Hjellming & C. M. Wade. The Radio Sources Associated with Scorpius X-1. *The Astrophysical Journal*, 164 : L1, February 1971a. doi : 10.1086/180680. 1

R. M. Hjellming & C. M. Wade. Radio Spectrum of Cygnus X-1. *Nature*, 234(5325) :138, November 1971b. doi : 10.1038/234138a0. 1

J. Homan, M. Buxton, S. Markoff, C. D. Bailyn, E. Nespoli, & T. Belloni. Multiwavelength Observations of the 2002 Outburst of GX 339-4 : Two Patterns of X-Ray-Optical/Near-Infrared Behavior. *The Astrophysical Journal*, 624(1) :295–306, May 2005. doi : 10.1086/428722. 26, 34

R. I. Hynes, C. A. Haswell, W. Cui, C. R. Shrader, K. O'Brien, S. Chaty, D. R. Skillman, J. Patterson, & Keith Horne. The remarkable rapid X-ray, ultraviolet, optical and infrared variability in the black hole XTE J1118+480. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 345(1) :292–310, October 2003a. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06938.x. 30, 78

R. I. Hynes, D. Steeghs, J. Casares, P. A. Charles, & K. O'Brien. Dynamical Evidence for a Black Hole in GX 339-4. *The Astrophysical Journal*, 583(2) :L95–L98, February 2003b. doi : 10.1086/368108. 66

A. Ingram, C. Done, & P. C Fragile. Low-frequency quasi-periodic oscillations spectra and Lense-Thirring precession. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 397(1) :L101–L105, July 2009. doi : 10.1111/j.1745-3933.2009.00693.x. 33, 200, 202

A. R. Ingram & S. E. Motta. A review of quasi-periodic oscillations from black hole X-ray binaries : Observation and theory. *New Astronomy Reviews*, 85 :101524, September 2019. doi : 10.1016/j.newar.2020.101524. 29

A. Joinet, E. Jourdain, J. Malzac, J. P. Roques, S. Corbel, J. Rodriguez, & E. Kalemci. Hard X-Ray Emission of the Microquasar GX 339-4 in the Low/Hard State. *The Astrophysical Journal*, 657(1) :400–408, Mar 2007. doi : 10.1086/510326. 35, 195, 197, 201

E. Jourdain, J. P. Roques, M. Chauvin, & D. J. Clark. Separation of Two Contributions to the High Energy Emission of Cygnus X-1 : Polarization Measurements with INTEGRAL SPI. *The Astrophysical Journal*, 761(1) : 27, December 2012a. doi : 10.1088/0004-637X/761/1/27. 112, 113

E. Jourdain, J. P. Roques, & J. Malzac. The Emission of Cygnus X-1 : Observations with INTEGRAL SPI from 20 keV to 2 MeV. *The Astrophysical Journal*, 744 :64, January 2012b. doi : 10.1088/0004-637X/744/1/64. 35, 112, 113, 123, 132, 197

E. Jourdain, J. P. Roques, & M. Chauvin. INTEGRAL SPI Observations of Cygnus X-1 in the Soft State : What about the Jet Contribution in Hard X-Rays ? *The Astrophysical Journal*, 789 :26, Jul 2014. doi : 10.1088/0004-637X/789/1/26. 47, 113, 124, 131, 200

M. Kalamkar, M. van der Klis, L. Heil, & J. Homan. Swift X-Ray Telescope Study of the Black Hole Binary MAXI J1659-152 : Variability from a Two Component Accretion Flow. *The Astrophysical Journal*, 808(2) :144, August 2015. doi : 10.1088/0004-637X/808/2/144. 24, 30, 82

E. A. Karitskaya, I. B. Voloshina, V. P. Goranskii, K. N. Grankin, É. B. Dzhaniashvili, O. V. Ezhkova, N. T. Kochiashvili, M. I. Kumsiashvili, A. V. Kusakin, V. M. Lyutyi, S. Yu. Mel'Nikov, & N. V. Metlova. Coordinated observations of Cyg X-1 (V1357 Cyg) from 1994 1998 in the commonwealth of independent states. *Astronomy Reports*, 45(5) :350–360, May 2001. doi : 10.1134/1.1369798. 198

S. Kato. Resonant Excitation of Disk Oscillations by Warps : A Model of kHz QPOs. *Publications Astronomical Society Japan*, 56 :905–922, October 2004. doi : 10.1093/pasj/56.5.905. 29

A. R. King, J. E. Pringle, & M. Livio. Accretion disc viscosity : how big is alpha ? *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 376(4) :1740–1746, April 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11556.x. 13

W. Kluzniak & M. A. Abramowicz. Strong-Field Gravity and Orbital Resonance in Black Holes and Neutron Stars — kHz Quasi-Periodic Oscillations (QPO). *Acta Physica Polonica B*, 32(11) :3605, November 2001. 29

K. I. I. Koljonen, D. C. Hannikainen, M. L. McCollough, G. G. Pooley, & S. A. Trushkin. The hardness-intensity diagram of Cygnus X-3 : revisiting the radio/X-ray states. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 406 (1) :307–319, Jul 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16722.x. 147, 149, 200

P. Lachowicz, A. A. Zdziarski, A. Schwarzenberg-Czerny, G. G. Pooley, & S. Kitamoto. 198

A. Laor. Line Profiles from a Disk around a Rotating Black Hole. *The Astrophysical Journal*, 376 :90, July 1991. doi : 10.1086/170257. 19

J. P. Lasota. The disc instability model of dwarf novae and low-mass X-ray binary transients. *New Astronomy Reviews*, 45(7) :449–508, June 2001. doi : 10.1016/S1387-6473(01)00112-9. 22

J. P. Lasota, R. Narayan, & I. Yi. Mechanisms for the outbursts of soft X-ray transients. *Astronomy & Astrophysics*, 314 :813–820, October 1996. 22, 23

P. Laurent, J. Rodriguez, J. Wilms, M. Cadolle Bel, K. Pottschmidt, & V. Grinberg. Polarized Gamma-Ray Emission from the Galactic Black Hole Cygnus X-1. *Science*, 332 :438, April 2011. doi : 10.1126/science.1200848. 35, 41, 109, 112, 113, 123, 131, 197

P. Laurent, D. Gotz, C. Gouiffes, V. Grinberg, P. Moran, J. Rodriguez, & J. Wilms. INTEGRAL observations of gamma-ray polarized sources : from the Crab pulsar to Cygnus X-1. In *Proceedings of "An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)" - 9th INTEGRAL Workshop and celebration of the 10th anniversary of the launch (INTEGRAL 2012). 15-19 October 2012. Bibliotheque Nationale de France*, page 5, January 2012. 193

P. Laurent, C. Gouiffes, J. Rodriguez, & V. Chambouleyron. INTEGRAL/IBIS observations of V404 Cygni polarimetric properties during its 2015 giant flares. In *11th INTEGRAL Conference Gamma-Ray Astrophysics in Multi-Wavelength Perspective*, page 22, January 2016. 46, 112

D. A. Leahy, R. F. Elsner, & M. C. Weisskopf. On searches for periodic pulsed emission - The Rayleigh test compared to epoch folding. *The Astrophysical Journal*, 272 :256–258, September 1983. doi : 10.1086/161288. 28

F. Lebrun, J. P. Leray, P. Lavocat, J. Crétolle, M. Arquès, C. Blondel, C. Bonnin, A. Bouère, C. Cara, T. Chaleil, F. Daly, F. Desages, H. Dzitko, B. Horeau, P. Laurent, O. Limousin, F. Mathy, V. Mauguen, F. Meignier, F. Molinié, E. Poindron, M. Rouger, A. Sauvageon, & T. Tourrette. ISGRI : The INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager. *Astronomy & Astrophysics*, 411 :L141–L148, Nov 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031367. 40

J. C. Lee, C. S. Reynolds, R. Remillard, N. S. Schulz, E. G. Blackman, & A. C. Fabian. High-Resolution Chandra HETGS and Rossi X-Ray Timing Explorer Observations of GRS 1915+105 : A Hot Disk Atmosphere and Cold Gas Enriched in Iron and Silicon. *The Astrophysical Journal*, 567(2) :1102–1111, March 2002. doi : 10.1086/338588. 25

U. Lee, Y. Osaki, & H. Saio. Viscous excretion discs around Be stars. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 250 :432–437, May 1991. doi : 10.1093/mnras/250.2.432. 21

A. P. Lightman & A. A. Zdziarski. Pair Production and Compton Scattering in Compact Sources and Comparison to Observations of Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal*, 319 :643, August 1987. doi : 10.1086/165485. 132

E. J. Lindfors, M. Türler, D. C. Hannikainen, G. Pooley, J. Tammi, S. A. Trushkin, & E. Valtaoja. Synchrotron flaring behaviour of Cygnus X-3 during the February-March 1994 and September 2001 outbursts. *Astronomy & Astrophysics*, 473(3) :923–929, October 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20077620. 169

J. A. Lockwood, L. Hsieh, L. Friling, C. Chen, & D. Swartz. Atomspheric neutron and gamma ray fluxes and energy spectra. *Journal of Geophysical Research*, 84(A4) :1402–1408, April 1979. doi : 10.1029/JA084iA04p01402. 44

A. Loh, S. Corbel, G. Dubus, J. Rodriguez, I. Grenier, T. Hovatta, T. Pearson, A. Readhead, R. Fender, & K. Mooley. High-energy gamma-ray observations of the accreting black hole V404 Cygni during its 2015 June outburst. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 462(1) :L111–L115, October 2016. doi : 10.1093/mnrasl/slw142. 46, 153

J. P. Luminet. Image of a spherical black hole with thin accretion disk. *Astronomy & Astrophysics*, 75 :228–235, May 1979. 18

N. Lund, C. Budtz-Jørgensen, N. J. Westergaard, S. Brand t, I. L. Rasmussen, A. Hornstrup, C. A. Oxborrow, J. Chenevez, P. A. Jensen, S. Laursen, K. H. Andersen, P. B. Mogensen, I. Rasmussen, K. Omø, S. M. Pedersen, J. Polny, H. Andersson, T. Andersson, V. Kämäräinen, O. Vilhu, J. Huovelin, S. Maisala, M. Morawski, G. Juchnikowski, E. Costa, M. Feroci, A. Rubini, M. Rapisarda, E. Morelli, V. Carassiti, F. Frontera, C. Pelliciari, G. Loffredo, S. Martínez Núñez, V. Reglero, T. Velasco, S. Larsson, R. Svensson, A. A. Zdziarski, A. Castro-Tirado, P. Attina, M. Goria, G. Giulianelli, F. Cordero, M. Rezazad, M. Schmidt, R. Carli, C. Gomez, P. L. Jensen, G. Sarri, A. Tiemon, A. Orr, R. Much, P. Kretschmar, & H. W. Schnopper. JEM-X : The X-ray monitor aboard INTEGRAL. *Astronomy & Astrophysics*, 411 :L231–L238, Nov 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031358. 38

P. Magdziarz & A. A. Zdziarski. Angle-dependent Compton reflection of X-rays and gamma-rays. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 273(3) :837–848, April 1995a. doi : 10.1093/mnras/273.3.837. 56, 122

P. Magdziarz & A. A. Zdziarski. Angle-dependent Compton reflection of X-rays and gamma-rays. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 273 :837–848, April 1995b. doi : 10.1093/mnras/273.3.837. 125, 158

K. Makishima, Y. Maejima, K. Mitsuda, H. V. Bradt, R. A. Remillard, I. R. Tuohy, R. Hoshi, & M. Nakagawa. Simultaneous X-Ray and Optical Observations of GX 339-4 in an X-Ray High State. *The Astrophysical Journal*, 308 :635, September 1986. doi : 10.1086/164534. 14

D. Malyshev, A. A. Zdziarski, & M. Chernyakova. High-energy gamma-ray emission from Cyg X-1 measured by Fermi and its theoretical implications. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 434(3) :2380–2389, September 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1184. 132

J. Malzac. On the Nature of the X-Ray Corona of Black Hole Binaries. In *International Journal of Modern Physics Conference Series*, volume 8 of *International Journal of Modern Physics Conference Series*, pages 73–83, January 2012. doi : 10.1142/S2010194512004448. 35

J. Malzac & R. Belmont. The synchrotron boiler and the spectral states of black hole binaries. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 392(2) :570–589, January 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.14142.x. 113, 130

J. Malzac, P. Lubiński, A. A. Zdziarski, M. Cadolle Bel, M. Türler, & P. Laurent. An intense state of hard X-ray emission of Cyg X-1 observed by INTEGRAL coincident with TeV measurements. *Astronomy & Astrophysics*, 492(2) :527–534, December 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200810227. 202

G. Marcel, J. Ferreira, P. O. Petrucci, R. Belmont, J. Malzac, M. Clavel, G. Henri, M. Coriat, S. Corbel, J. Rodriguez, A. Loh, & S. Chakravorty. A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. III. Spectral signatures of hybrid disk configurations. *Astronomy & Astrophysics*, 617 :A46, September 2018a. doi : 10.1051/0004-6361/201833124. 68, 69, 78, 79, 81, 82

G. Marcel, J. Ferreira, P. O. Petrucci, G. Henri, R. Belmont, M. Clavel, J. Malzac, M. Coriat, S. Corbel, J. Rodriguez, A. Loh, S. Chakravorty, & S. Drappeau. A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. II. Observational signatures of jet-emitting disks. *Astronomy & Astrophysics*, 615 :A57, July 2018b. doi : 10.1051/0004-6361/201732069. 79

G. Marcel, J. Ferreira, M. Clavel, P. O. Petrucci, J. Malzac, S. Corbel, J. Rodriguez, R. Belmont, M. Coriat, G. Henri, & F. Cangemi. A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. IV. Replication of the 2010-2011 activity cycle of GX 339-4. *Astronomy & Astrophysics*, 626 :A115, June 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201935060. 79, 82

T. H. Markert, C. R. Canizares, G. W. Clark, W. H. G. Lewin, H. W. Schnopper, & G. F. Sprott. Observations of the Highly Variable X-Ray Source GX 339-4. *The Astrophysical Journal*, 184 :L67, September 1973. doi : 10.1086/181290. 65

S. Markoff, M. A. Nowak, & J. Wilms. Going with the Flow : Can the Base of Jets Subsume the Role of Compact Accretion Disk Coronae ? *The Astrophysical Journal*, 635(2) :1203–1216, Dec 2005. doi : 10.1086/497628. 19

A. P. Marscher & W. K. Gear. Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273. *The Astrophysical Journal*, 298 :114–127, November 1985. doi : 10.1086/163592. 169

J. M. Mas-Hesse, A. Giménez, J. L. Culhane, C. Jamar, B. McBreen, J. Torra, R. Hudec, J. Fabregat, E. Meurs, J. P. Swings, M. A. Alcacera, A. Balado, R. Beiztegui, T. Belenguer, L. Bradley, M. D. Caballero, P. Cabo, J. M. Defise, E. Díaz, A. Domingo, F. Figueras, I. Figueroa, L. Hanlon, F. Hroch, V. Hudcova, T. García, B. Jordan, C. Jordi, P. Kretschmar, C. Laviada, M. March, E. Martín, E. Mazy, M. Menéndez, J. M. Mi, E. de Miguel, T. Muñoz, K. Nolan, R. Olmedo, J. Y. Plesseria, J. Polcar, M. Reina, E. Renotte, P. Rochus, A. Sánchez, J. C. San

Martín, A. Smith, J. Soldan, P. Thomas, V. Timón, & D. Walton. OMC : An Optical Monitoring Camera for INTEGRAL. Instrument description and performance. *Astronomy & Astrophysics*, 411 :L261–L268, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031418. 38

John S. Mathis. Interstellar dust and extinction. *Annual Review of Astrononymy and Astrophysics*, 28 :37–70, January 1990. doi : 10.1146/annurev.aa.28.090190.000345. 168

M. L. McCollough, C. R. Robinson, S. N. Zhang, B. A. Harmon, R. M. Hjellming, E. B. Waltman, R. S. Foster, F. D. Ghigo, M. S. Briggs, G. N. Pendleton, & K. J. Johnston. Discovery of Correlated Behavior between the Hard X-Ray and the Radio Bands in Cygnus X-3. *The Astrophysical Journal*, 517(2) :951–955, Jun 1999. doi : 10.1086/307241. 148

M. L. McCollough, L. Corrales, & M. M. Dunham. Cygnus X-3 : Its Little Friend's Counterpart, the Distance to Cygnus X-3, and Outflows/Jets. *The Astrophysical Journal*, 830(2) :L36, Oct 2016. doi : 10.3847/2041-8205/830/2/L36. 148, 149

M. L. McConnell, J. M. Ryan, W. Collmar, V. Schönfelder, H. Steinle, A. W. Strong, H. Bloemen, W. Hermsen, L. Kuiper, K. Bennett, B. F. Phlips, & J. C. Ling. A High-Sensitivity Measurement of the MeV Gamma-Ray Spectrum of Cygnus X-1. *The Astrophysical Journal*, 543(2) :928–937, Nov 2000. doi : 10.1086/317128. 25, 35, 47, 112

M. L. McConnell, A. A. Zdziarski, K. Bennett, H. Bloemen, W. Collmar, W. Hermsen, L. Kuiper, W. Paciesas, B. F. Phlips, J. Poutanen, J. M. Ryan, V. Schönfelder, H. Steinle, & A. W. Strong. The Soft Gamma-Ray Spectral Variability of Cygnus X-1. *The Astrophysical Journal*, 572(2) :984–995, Jun 2002. doi : 10.1086/340436. 35, 112, 113, 127, 128, 129, 200

F. Meyer & E. Meyer-Hofmeister. On the elusive cause of cataclysmic variable outbursts. *Astronomy & Astrophysics*, 104 :L10–L12, January 1981. 22

J. M. Miller, J. Raymond, J. Homan, A. C. Fabian, D. Steeghs, R. Wijnands, M. Rupen, P. Charles, M. van der Klis, & W. H. G. Lewin. Simultaneous Chandra and RXTE Spectroscopy of the Microquasar H1743-322 : Clues to Disk Wind and Jet Formation from a Variable Ionized Outflow. *The Astrophysical Journal*, 646(1) :394–406, July 2006. doi : 10.1086/504673. 25

J. C. A. Miller-Jones, K. M. Blundell, M. P. Rupen, A. J. Mioduszewski, P. Duffy, & A. J. Beasley. Time-sequenced Multi-Radio Frequency Observations of Cygnus X-3 in Flare. *The Astrophysical Journal*, 600(1) :368–389, Jan 2004. doi : 10.1086/379706. 19, 148

J. C. A. Miller-Jones, M. P. Rupen, M. Türler, E. J. Lindfors, K. M. Blundell, & G. G. Pooley. Opacity effects and shock-in-jet modelling of low-level activity in Cygnus X-3. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 394(1) :309–322, March 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.14279.x. 169

A. J. Mioduszewski, M. P. Rupen, R. M. Hjellming, G. G. Pooley, & E. B. Waltman. A One-sided Highly Relativistic Jet from Cygnus X-3. *The Astrophysical Journal*, 553(2) :766–775, Jun 2001. doi : 10.1086/320965. 148

I. F. Mirabel & L. F. Rodríguez. A superluminal source in the Galaxy. *Nature*, 371(6492) :46–48, Sep 1994. doi : 10.1038/371046a0. 1, 16, 17, 19, 27

I. F. Mirabel & L. F. Rodríguez. Microquasars in our Galaxy. *Nature*, 392(6677) :673–676, April 1998. doi : 10.1038/33603. 14

I. F. Mirabel, L. F. Rodriguez, B. Cordier, J. Paul, & F. Lebrun. A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E1740.7-2942. *Nature*, 358(6383) :215–217, Jul 1992. doi : 10.1038/358215a0. 16, 17

K. Mitsuda, H. Inoue, K. Koyama, K. Makishima, M. Matsuoka, Y. Ogawara, N. Shibazaki, K. Suzuki, Y. Tanaka, & T. Hirano. Energy spectra of low-mass binary X-ray sources observed from Tenma. *Publications Astronomical Society Japan*, 36 :741–759, January 1984. 14, 56

D. Molteni, H. Sponholz, & S. K. Chakrabarti. Resonance Oscillation of Radiative Shock Waves in Accretion Disks around Compact Objects. *The Astrophysical Journal*, 457 :805, February 1996. doi : 10.1086/176775. 33

P. Moran, G. Kyne, C. Gouiffès, P. Laurent, G. Hallinan, R. M. Redfern, & A. Shearer. A recent change in the optical and γ-ray polarization of the Crab nebula and pulsar. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 456(3) :2974–2981, March 2016. doi : 10.1093/mnras/stv2780. 193

S. E. Motta, T. Muñoz-Darias, P. Casella, T. Belloni, & J. Homan. Low-frequency oscillations in black holes : a spectral-timing approach to the case of GX 339-4. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 418(4) : 2292–2307, December 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19566.x. 62, 66, 74, 82

S. E. Motta, J. Homan, T. Muñoz Darias, P. Casella, T. M. Belloni, B. Hiemstra, & M. Méndez. Discovery of two simultaneous non-harmonically related quasi-periodic oscillations in the 2005 outburst of the black hole binary GRO J1655-40. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 427(1) :595–606, November 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.22037.x. 30, 200

S. E. Motta, P. Casella, M. Henze, T. Muñoz-Darias, A. Sanna, R. Fender, & T. Belloni. Geometrical constraints on the origin of timing signals from black holes. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 447(2) : 2059–2072, February 2015. doi : 10.1093/mnras/stu2579. 29

M. P. Muno, E. H. Morgan, & R. A. Remillard. Quasi-periodic Oscillations and Spectral States in GRS 1915+105. *The Astrophysical Journal*, 527(1) :321–340, December 1999. doi : 10.1086/308063. 31

A. Nandi, D. Debnath, S. Mandal, & S. K. Chakrabarti. Accretion flow dynamics during the evolution of timing and spectral properties of GX 339-4 during its 2010-11 outburst. *Astronomy & Astrophysics*, 542 :A56, June 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117844. 74

R. Narayan & J. E. McClintock. Advection-dominated accretion and the black hole event horizon. *New Astronomy Reviews*, 51(10-12) :733–751, May 2008. doi : 10.1016/j.newar.2008.03.002. 24

H. Negoro, M. Ishikawa, S. Ueno, H. Tomida, Y. Sugawara, N. Isobe, R. Shimomukai, T. Mihara, M. Sugizaki, M. Serino, S. Nakahira W. Iwakiri, M. Shidatsu, M. Matsuoka, N. Kawai, S. Sugita, T. Yoshii, Y. Tachibana, S. Harita, Y. Muraki, K. Morita, A. Yoshida, T. Sakamoto, Y. Kawakubo, Y. Kitaoka, T. Hashimoto, H. Tsunemi, T. Yoneyama, M. Nakajima, T. Kawase, A. Sakamaki, Y. Ueda, T. Hori, A. Tanimoto, S. Oda, Y. Tsuboi, Y. Nakamura, R. Sasaki, H. Kawai, M. Yamauchi, C. Hanyu, K. Hidaka, T. Kawamuro, & K. Yamaoka. MAXI/GSC discovery of a new hard X-ray transient MAXI J1535-571. *The Astronomer's Telegram*, 10699 :1, September 2017. 21

J. Neilsen & J. C. Lee. Accretion disk winds as the jet suppression mechanism in the microquasar GRS 1915+105. *Nature*, 458(7237) :481–484, March 2009. doi : 10.1038/nature07680. 25

E. Nespoli, T. Belloni, J. Homan, J. M. Miller, W. H. G. Lewin, M. Méndez, & M. van der Klis. A transient variable 6 Hz QPO from GX 339-4. *Astronomy & Astrophysics*, 412 :235–240, December 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031423. 31

P. L. Nolan, D. E. Gruber, F. K. Knight, J. L. Matteson, R. E. Rothschild, F. E. Marshall, A. M. Levine, & F. A. Primini. Hard X-ray spectrum of Cygnus X-l. *Nature*, 293(5830) :275–277, September 1981. doi : 10.1038/293275a0. 35

M. A. Nowak, M. Hanke, S. N. Trowbridge, S. B. Markoff, J. Wilms, K. Pottschmidt, P. Coppi, D. Maitra, J. E. Davis, & F. Tramper. Corona, Jet, and Relativistic Line Models for Suzaku/RXTE/Chandra-HETG Observations of the Cygnus X-1 Hard State. *The Astrophysical Journal*, 728(1) :13, February 2011. doi : 10.1088/0004-637X/728/1/13. 127

J. A. Orosz, J. E. McClintock, J. P. Aufdenberg, R. A. Remillard, M. J. Reid, R. Narayan, & L. Gou. The Mass of the Black Hole in Cygnus X-1. *The Astrophysical Journal*, 742 :84, December 2011. doi : 10.1088/0004-637X/742/2/84. 11, 110, 111, 123, 198, 201

M. L. Parker, J. A. Tomsick, J. A. Kennea, J. M. Miller, F. A. Harrison, D. Barret, S. E. Boggs, F. E. Christensen, W. W. Craig, A. C. Fabian, F. Fürst, V. Grinberg, C. J. Hailey, P. Romano, D. Stern, D. J. Walton, & W. W. Zhang. NuSTAR and Swift Observations of the Very High State in GX 339-4 : Weighing the Black Hole with X-Rays. *The Astrophysical Journal*, 821(1) :L6, April 2016. doi : 10.3847/2041-8205/821/1/L6. 66, 78

D. R. Parsignault, H. Gursky, E. M. Kellogg, T. Matilsky, S. Murray, E. Schreier, H. Tananbaum, R. Giacconi, & A. C. Brinkman. Observations of Cygnus X-3 by Uhuru. *Nature Physical Science*, 239(95) :123–125, Oct 1972. doi : 10.1038/physci239123a0. 148, 149

B. Paul & S. Naik. Transient High Mass X-ray Binaries. *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 39(3) :429–449, September 2011. 12

C. Pepe, G. S. Vila, & G. E. Romero. Lepto-hadronic model for the broadband emission of Cygnus X-1. *Astronomy & Astrophysics*, 584 :A95, December 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201527156. 202

G. Ponti, R. P. Fender, M. C. Begelman, R. J. H. Dunn, J. Neilsen, & M. Coriat. Ubiquitous equatorial accretion disc winds in black hole soft states. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 422(1) :L11–L15, May 2012. doi : 10.1111/j.1745-3933.2012.01224.x. 25

J. E. Pringle. Accretion discs in astrophysics. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 19 :137–162, January 1981. doi : 10.1146/annurev.aa.19.090181.001033. 13

M. J. Reid, J. E. McClintock, R. Narayan, L. Gou, R. A. Remillard, & J. A. Orosz. The Trigonometric Parallax of Cygnus X-1. *The Astrophysical Journal*, 742 :83, December 2011. doi : 10.1088/0004-637X/742/2/83. 111

R. A. Remillard & J. E. McClintock. X-Ray Properties of Black-Hole Binaries. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 44(1) :49–92, September 2006. doi : 10.1146/annurev.astro.44.051905.092532. 20, 24, 25, 26, 29, 62

M. G. Revnivtsev, S. P. Trudolyubov, & K. N. Borozdin. RXTE observations of Galactic microquasar XTE J1748-288 during its 1998 outburst. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 312(1) :151–158, February 2000. doi : 10.1046/j.1365-8711.2000.03144.x. 82

J. Rodriguez, P. Varnière, M. Tagger, & Ph. Durouchoux. Accretion-ejection instability and QPO in black hole binaries I. Observations. *Astronomy & Astrophysics*, 387 :487–496, May 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20000524. 78

J. Rodriguez, S. Corbel, & J. A. Tomsick. Spectral Evolution of the Microquasar XTE J1550-564 over Its Entire 2000 Outburst. *The Astrophysical Journal*, 595(2) :1032–1038, Oct 2003. doi : 10.1086/377478. 26

J. Rodriguez, S. Corbel, D. C. Hannikainen, T. Belloni, A. Paizis, & O. Vilhu. Spectral Properties of Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations in GRS 1915+105. *The Astrophysical Journal*, 615(1) :416–421, November 2004a. doi : 10.1086/423978. 201

J. Rodriguez, S. Corbel, E. Kalemci, J. A. Tomsick, & M. Tagger. An X-Ray Timing Study of XTE J1550-564 : Evolution of the Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations for the Complete 2000 Outburst. *The Astrophysical Journal*, 612(2) :1018–1025, September 2004b. doi : 10.1086/422672. 61, 75, 82

J. Rodriguez, D. C. Hannikainen, S. E. Shaw, G. Pooley, S. Corbel, M. Tagger, I. F. Mirabel, T. Belloni, C. Cabanac, M. Cadolle Bel, J. Chenevez, P. Kretschmar, H. J. Lehto, A. Paizis, P. Varnière, & O. Vilhu. 2 Years of INTEGRAL Monitoring of GRS 1915+105. I. Multiwavelength Coverage with INTEGRAL, RXTE, and the Ryle Radio Telescope. *The Astrophysical Journal*, 675(2) :1436–1448, Mar 2008. doi : 10.1086/527369. 26, 27, 148, 201

J. Rodriguez, M. Cadolle Bel, J. Alfonso-Garzón, T. Siegert, X.-L. Zhang, V. Grinberg, V. Savchenko, J. A. Tomsick, J. Chenevez, M. Clavel, S. Corbel, R. Diehl, A. Domingo, C. Gouiffès, J. Greiner, M. G. H. Krause, P. Laurent, A. Loh, S. Markoff, J. M. Mas-Hesse, J. C. A. Miller-Jones, D. M. Russell, & J. Wilms. Correlated optical, X-ray, and γ-ray flaring activity seen with INTEGRAL during the 2015 outburst of V404 Cygni. *Astronomy & Astrophysics*, 581 :L9, September 2015a. doi : 10.1051/0004-6361/201527043. 46, 153

J. Rodriguez, V. Grinberg, P. Laurent, M. Cadolle Bel, K. Pottschmidt, G. Pooley, A. Bodaghee, J. Wilms, & C. Gouiffès. Spectral State Dependence of the 0.4-2 MeV Polarized Emission in Cygnus X-1 Seen with INTEGRAL/IBIS, and Links with the AMI Radio Data. *The Astrophysical Journal*, 807 :17, July 2015b. doi : 10.1088/0004-637X/807/1/17. 35, 47, 109, 113, 115, 120, 123, 124, 148, 188, 198

J. Rodriguez, R. Urquhart, R. M. Plotkin, T. Panurach, L. Chomiuk, J. Strader, J. C. A. Miller-Jones, E. Gallo, & G. R. Sivakoff. GS 2000+25 : The Least Luminous Black Hole X-Ray Binary. *The Astrophysical Journal*, 889(1) : 58, January 2020. doi : 10.3847/1538-4357/ab5db5. 21

G. E. Romero, F. L. Vieyro, & S. Chaty. Coronal origin of the polarization of the high-energy emission of Cygnus X-1. *Astronomy & Astrophysics*, 562 :L7, Feb 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201323316. 35, 188, 198

J. P. Roques, L. Bouchet, E. Jourdain, P. Mandrou, A. Goldwurm, J. Ballet, A. Claret, F. Lebrun, A. Finoguenov, E. Churazov, M. Gilfanov, R. Sunyaev, B. Novikov, I. Chulkov, N. Kuleshova, & I. Tserenin. SIGMA Observations of the Bright X-Ray Transient Nova Persei : A New Black Hole Candidate ? *The Astrophysical Journal*, 92 : 451, June 1994. doi : 10.1086/191994. 35

A. Rushton, J. C. A. Miller-Jones, R. Campana, Y. Evangelista, Z. Paragi, T. J. Maccarone, G. G. Pooley, V. Tudose, R. P. Fender, R. E. Spencer, & V. Dhawan. A weak compact jet in a soft state of Cygnus X-1. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 419(4) :3194–3199, February 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19959.x. 110, 132

D. M. Russell & T. Shahbaz. The multiwavelength polarization of Cygnus X-1. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 438(3) :2083–2096, March 2014. doi : 10.1093/mnras/stt2330. 24

D. M. Russell, R. P. Fender, R. I. Hynes, C. Brocksopp, J. Homan, P. G. Jonker, & M. M. Buxton. Global optical/infrared-X-ray correlations in X-ray binaries : quantifying disc and jet contributions. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 371(3) :1334–1350, September 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10756.x. 34

D. M. Russell, T. D. Russell, J. C. A. Miller-Jones, K. O'Brien, R. Soria, G. R. Sivakoff, T. Slaven-Blair, F. Lewis, S. Markoff, J. Homan, D. Altamirano, P. A. Curran, M. P. Rupen, T. M. Belloni, M. Cadolle Bel, P. Casella, S. Corbel, V. Dhawan, R. P. Fender, E. Gallo, P. Gandhi, S. Heinz, E. G. Körding, H. A. Krimm, D. Maitra, S. Migliari, R. A. Remillard, C. L. Sarazin, T. Shahbaz, & V. Tudose. An Evolving Compact Jet in the Black Hole X-Ray Binary MAXI J1836-194. *The Astrophysical Journal*, 768(2) :L35, May 2013. doi : 10.1088/2041-8205/768/2/L35. 24

T. Russell, G. Anderson, J. Miller-Jones, N. Degenaar, J. van den Eijnden, Gregory R. Sivakoff, & A. Tetarenko. ATCA detects the radio brightening of the X-ray transient MAXI J1348-630. *The Astronomer's Telegram*, 12456 : 1, January 2019. 62, 194, 197

G. B. Rybicki & A. P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*. 1986. 13, 15, 188, 194

E. E. Salpeter. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. *The Astrophysical Journal*, 140 :796–800, Aug 1964. doi : 10.1086/147973. 1

C. J. Schalinski, K. J. Johnston, A. Witzel, R. E. Spencer, R. Fiedler, E. Waltman, G. G. Pooley, R. Hjellming, & L. A. Molnar. VLBI Observations of Cygnus X-3 during the 1985 October Radio Outburst. *The Astrophysical Journal*, 447 :752, Jul 1995. doi : 10.1086/175914. 148

V. Schoenfelder, H. Aarts, K. Bennett, H. de Boer, J. Clear, W. Collmar, A. Connors, A. Deerenberg, R. Diehl, A. von Dordrecht, J. W. den Herder, W. Hermsen, M. Kippen, L. Kuiper, G. Lichti, J. Lockwood, J. Macri, M. McConnell, D. Morris, R. Much, J. Ryan, G. Simpson, M. Snelling, G. Stacy, H. Steinle, A. Strong, B. N. Swanenburg, B. Taylor, C. de Vries, & C. Winkler. Instrument Description and Performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *The Astrophysical Journal*, 86 :657, June 1993. doi : 10.1086/191794. 44

V. Schönfelder & G. Lichti. A Balloon Borne Soft Gamma Ray Telescope. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference*, page 2709, January 1973. 44

T. Shahbaz, R. Fender, & P. A. Charles. VLT optical observations of V821 Ara(=GX339-4) in an extended "off" state. *Astronomy & Astrophysics*, 376 :L17–L21, September 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20011042. 65

N. I. Shakura & R. A. Sunyaev. Reprint of 1973A&amp ;A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy & Astrophysics*, 500 :33–51, June 1973. 12, 13, 27, 67

S. L. Shapiro, A. P. Lightman, & D. M. Eardley. A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 : structure and spectrum. *The Astrophysical Journal*, 204 :187–199, February 1976. doi : 10.1086/154162. 19

N. S. Singh, S. Naik, B. Paul, P. C. Agrawal, A. R. Rao, & K. Y. Singh. New measurements of orbital period change in Cygnus X-3. *Astronomy & Astrophysics*, 392 :161–167, Sep 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020923. 161

J. Smak. Accretion in cataclysmic binaries. I - Modified alpha-disks with convection. *ACTA Astronomica*, 32(3-4) : 199–211, January 1982. 22

D. M. Smith, W. A. Heindl, & J. H. Swank. Two Different Long-Term Behaviors in Black Hole Candidates : Evidence for Two Accretion Flows? *The Astrophysical Journal*, 569(1) :362–380, April 2002. doi : 10.1086/339167. 110

G. J. Sobczak, J. E. McClintock, R. A. Remillard, W. Cui, A. M. Levine, E. H. Morgan, J. A. Orosz, & C. D. Bailyn. Correlations between Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations and Spectral Parameters in XTE J1550-564 and GRO J1655-40. *The Astrophysical Journal*, 531(1) :537–545, March 2000a. doi : 10.1086/308463. 82

G. J. Sobczak, R. A. Remillard, M. P. Muno, & J. E. McClintock. Characterizing the Low-Frequency QPO behavior of the X-ray Nova XTE J1550-564. *arXiv e-prints*, art. astro-ph/0004215, April 2000b. 29, 82

R. E. Spencer. A radio jet in SS433. *Nature*, 282(5738) :483–484, November 1979. doi : 10.1038/282483a0. 1, 16

H. Stiele, S. E. Motta, T. Muñoz-Darias, & T. M. Belloni. Spectral properties of transitions between soft and hard states in GX 339-4. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 418(3) :1746–1752, December 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19616.x. 66

A. M. Stirling, R. E. Spencer, C. J. de la Force, M. A. Garrett, R. P. Fender, & R. N. Ogley. A relativistic jet from Cygnus X-1 in the low/hard X-ray state. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 327 :1273–1278, November 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04821.x. 19, 24, 110, 197

M. Suffert, P. M. Endt, & A. M. Hoogenboom. Polarization measurements of proton capture gamma rays. *Physica*, 25(1-6) :659–670, January 1959. doi : 10.1016/S0031-8914(59)96977-0. 186

R. A. Sunyaev & L. G. Titarchuk. Comptonization of X-rays in plasma clouds. Typical radiation spectra. *Astronomy & Astrophysics*, 500 :167–184, June 1980. 18

A. Szostek & A. A. Zdziarski. Effects of the stellar wind on X-ray spectra of Cygnus X-3. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 386(2) :593–607, May 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13073.x. 149

A. Szostek, A. A. Zdziarski, & M. L. McCollough. A classification of the X-ray and radio states of Cyg X-3 and their long-term correlations. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 388(3) :1001–1010, Aug 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13479.x. 147, 148, 149, 150, 163, 167

M. Tagger & R. Pellat. An accretion-ejection instability in magnetized disks. *Astronomy & Astrophysics*, 349 : 1003–1016, September 1999. 33, 78

H. Tananbaum, H. Gursky, E. Kellogg, R. Giacconi, & C. Jones. Observation of a Correlated X-Ray Transition in Cygnus X-1. *The Astrophysical Journal*, 177 :L5, October 1972. doi : 10.1086/181042. 24, 110

M. Tavani, A. Bulgarelli, G. Piano, S. Sabatini, E. Striani, Y. Evangelista, A. Trois, G. Pooley, S. Trushkin, N. A. Nizhelskij, M. McCollough, K. I. I. Koljonen, G. Pucella, A. Giuliani, A. W. Chen, E. Costa, V. Vittorini, M. Trifoglio, F. Gianotti, A. Argan, G. Barbiellini, P. Caraveo, P. W. Cattaneo, V. Cocco, T. Contessi, F. D'Ammand o, E. Del Monte, G. de Paris, G. Di Cocco, G. di Persio, I. Donnarumma, M. Feroci, A. Ferrari, F. Fuschino, M. Galli, C. Labanti, I. Lapshov, F. Lazzarotto, P. Lipari, F. Longo, E. Mattaini, M. Marisaldi, M. Mastropietro, A. Mauri, S. Mereghetti, E. Morelli, A. Morselli, L. Pacciani, A. Pellizzoni, F. Perotti, P. Picozza, M. Pilia, M. Prest, M. Rapisarda, A. Rappoldi, E. Rossi, A. Rubini, E. Scalise, P. Soffitta, E. Vallazza, S. Vercellone, A. Zambra, D. Zanello, C. Pittori, F. Verrecchia, P. Giommi, S. Colafrancesco, P. Santolamazza, A. Antonelli, & L. Salotti. Extreme particle acceleration in the microquasar CygnusX-3. *Nature*, 462(7273) :620–623, December 2009. doi : 10.1038/nature08578. 1, 36

B. E. Tetarenko, G. R. Sivakoff, C. O. Heinke, & J. C. Gladstone. WATCHDOG : A Comprehensive All-sky Database of Galactic Black Hole X-ray Binaries. *The Astrophysical Journal*, 222(2) :15, February 2016. doi : 10.3847/0067-0049/222/2/15. 65

B. E. Tetarenko, G. Dubus, J. P. Lasota, C. O. Heinke, & G. R. Sivakoff. Understanding X-ray irradiation in low-mass X-ray binaries directly from their light-curves. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 480(1) : 2–16, October 2018. doi : 10.1093/mnras/sty1798. 24

The MAGIC collaboration. Very High Energy Gamma-Ray Radiation from the Stellar Mass Black Hole Binary Cygnus X-1. *The Astrophysical Journal*, 665(1) :L51–L54, August 2007. doi : 10.1086/521145. 202

L. Titarchuk. Generalized Comptonization Models and Application to the Recent High-Energy Observations. *The Astrophysical Journal*, 434 :570, Oct 1994. doi : 10.1086/174760. 18, 58, 125

S. A. Trushkin, T. Kotani, N. Kawai, M. Namiki, & S. N. Fabrika. The X-ray-radio association in RATAN and RXTE monitoring of microquasar GRS 1915+105. In Vladimír Karas & Giorgio Matt, editors, *Black Holes from Stars to Galaxies – Across the Range of Masses*, volume 238 of *IAU Symposium*, pages 461–462, April 2007. doi : 10.1017/S1743921307005959. 148

V. Tudose, R. P. Fender, M. A. Garrett, J. C. A. Miller-Jones, Z. Paragi, R. E. Spencer, G. G. Pooley, M. van der Klis, & A. Szomoru. First e-VLBI observations of Cygnus X-3. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 375(1) :L11–L15, Feb 2007. doi : 10.1111/j.1745-3933.2006.00264.x. 148

M. Türler. Shock-in-jet model for quasars and microquasars. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 82 :104, January 2011. 169

P. Ubertini, F. Lebrun, G. Di Cocco, A. Bazzano, A. J. Bird, K. Broenstad, A. Goldwurm, G. La Rosa, C. Labanti, P. Laurent, I. F. Mirabel, E. M. Quadrini, B. Ramsey, V. Reglero, L. Sabau, B. Sacco, R. Staubert, L. Vigroux, M. C. Weisskopf, & A. A. Zdziarski. IBIS : The Imager on-board INTEGRAL. *Astronomy & Astrophysics*, 411 : L131–L139, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031224. 38

J. E. Vaillancourt. Placing Confidence Limits on Polarization Measurements. *Publications og the Astronomical Society of the Pacific*, 118(847) :1340–1343, September 2006. doi : 10.1086/507472. 187

M. van der Klis. Fourier techniques in X-ray timing. In H. Ögelman & E. P. J. van den Heuvel, editors, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 262 of *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, page 27, January 1989. 27

M. van der Klis. The QPO phenomenon. *Astronomische Nachrichten*, 326(9) :798–803, November 2005. doi : 10.1002/asna.200510416. 29

M. van der Klis. *Rapid X-ray Variability*, volume 39, pages 39–112. 2006. 27

M. H. van Kerkwijk, P. A. Charles, T. R. Geballe, D. L. King, G. K. Miley, L. A. Molnar, E. P. J. van den Heuvel, M. van der Klis, & J. van Paradijs. Infrared helium emission lines from Cygnus X-3 suggesting a Wolf-Rayet star companion. *Nature*, 355(6362) :703–705, Feb 1992. doi : 10.1038/355703a0. 148, 149

J. van Paradijs. Average properties of low-mass X-ray binaries. *Astronomy & Astrophysics*, 103 :140–144, November 1981. 12

J. van Paradijs. On the Accretion Instability in Soft X-Ray Transients. *The Astrophysical Journal*, 464 :L139, June 1996. doi : 10.1086/310100. 22

P. Varniere & J. Rodriguez. Looking for the Elusive 3 :2 Ratio of High-frequency Quasi-periodic Oscillations in the Microquasar XTE J1550-564. *The Astrophysical Journal*, 865(2) :113, October 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aad774. 72, 201

P. Varnière, J. Rodriguez, & M. Tagger. Accretion-ejection instability and QPO in black-hole binaries. II. Relativistic effects. *Astronomy & Astrophysics*, 387 :497–506, May 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020401. 33, 78, 81

G. Vedrenne, J. P. Roques, V. Schönfelder, P. Mand rou, G. G. Lichti, A. von Kienlin, B. Cordier, S. Schanne, J. Knödlseder, G. Skinner, P. Jean, F. Sanchez, P. Caraveo, B. Teegarden, P. von Ballmoos, L. Bouchet, P. Paul, J. Matteson, S. Boggs, C. Wunderer, P. Leleux, G. Weidenspointner, Ph. Durouchoux, R. Diehl, A. Strong, M. Cassé, M. A. Clair, & Y. André. SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL. *Astronomy & Astrophysics*, 411 : L63–L70, November 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20031482. 38

O. Vilhu, P. Hakala, D. C. Hannikainen, M. McCollough, & K. Koljonen. Orbital modulation of X-ray emission lines in Cygnus X-3. *Astronomy & Astrophysics*, 501(2) :679–686, Jul 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200811293. 148, 149, 159

F. M. Vincentelli, P. Casella, T. J. Maccarone, P. Uttley, P. Gandhi, T. Belloni, B. De Marco, D. M. Russell, L. Stella, & K. O'Brien. Characterization of the infrared/X-ray subsecond variability for the black hole transient GX 339-4. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 477(4) :4524–4533, July 2018. doi : 10.1093/mnras/sty710. 82

M. Volonteri. The Formation and Evolution of Massive Black Holes. *Science*, 337(6094) :544, August 2012. doi : 10.1126/science.1220843. 7

E. B. Waltman, R. S. Foster, G. G. Pooley, R. P. Fender, & F. D. Ghigo. Quenched Radio Emission in Cygnus X-3. *The Astronomical Journal*, 112 :2690, Dec 1996. doi : 10.1086/118213. 148

M. C. Weisskopf, R. F. Elsner, D. Hanna, V. M. Kaspi, S. L. O'Dell, G. G. Pavlov, & B. D. Ramsey. The prospects for X-ray polarimetry and its potential use for understanding neutron stars. *arXiv e-prints*, art. astro-ph/0611483, November 2006. 187

M. C. Weisskopf, B. Ramsey, S. O'Dell, A. Tennant, R. Elsner, P. Soffitta, E. Bellazzini, R.and Costa, J. Kolodziejczak, V. Kaspi, F. Muleri, H. Marshall, G. Matt, & R. Romani. The Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE). In *Proceedings Space Telescope and Instrumentation*, volume 9905 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 990517, July 2016. doi : 10.1117/12.2235240. 2

R. Wijnands, J. Homan, & M. van der Klis. The Complex Phase-Lag Behavior of the 3-12 HZ Quasi-Periodic Oscillations during the Very High State of XTE J1550-564. *The Astrophysical Journal*, 526(1) :L33–L36, November 1999. doi : 10.1086/312365. 30

J. Wilms, A. Allen, & R. McCray. On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 542(2) :914–924, Oct 2000. doi : 10.1086/317016. 158

J. Wilms, M. A. Nowak, K. Pottschmidt, G. G. Pooley, & S. Fritz. Long term variability of Cygnus X-1. IV. Spectral evolution 1999-2004. *Astronomy & Astrophysics*, 447(1) :245–261, February 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053938. 27, 110, 123, 124, 125, 126, 127, 132

F. Yatabe, H. Negoro, M. Nakajima, A. Sakamaki, W. Maruyama, M. Aoki, K. Kobayashi, T. Mihara, S. Nakahira, Y. Takao, M. Matsuoka, T. Sakamoto, M. Serino, S. Sugita, T. Hashimoto, A. Yoshida, N. Kawai, M. Sugizaki, Y. Tachibana, K. Morita, S. Ueno, H. Tomida, M. Ishikawa, Y. Sugawara, N. Isobe, R. Shimomukai, T. Midooka, Y. Ueda, A. Tanimoto, T. Morita, S. Yamada, S. Ogawa, Y. Tsuboi, W. Iwakiri, R. Sasaki, H. Kawai, T. Sato, H. Tsunemi, T. Yoneyama, K. Asakura, S. Ide, M. Yamauchi, K. Hidaka, S. Iwahori, T. Kawamuro, K. Yamaoka, M. Shidatsu, & Y. Kawakubo. MAXI/GSC discovery of a new X-ray transient MAXI J1348-630. *The Astronomer's Telegram*, 12425 :1, January 2019. 51

L. R. Yungelson, J. P. Lasota, G. Nelemans, G. Dubus, E. P. J. van den Heuvel, J. Dewi, & S. Portegies Zwart. The origin and fate of short-period low-mass black-hole binaries. *Astronomy & Astrophysics*, 454(2) :559–569, August 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20064984. 19

R. Zanin, A. Fernández-Barral, E. de Oña Wilhelmi, F. Aharonian, O. Blanch, V. Bosch-Ramon, & D. Galindo. Gamma rays detected from Cygnus X-1 with likely jet origin. *Astronomy & Astrophysics*, 596 :A55, November 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201628917. 1, 36, 110, 132

A. A. Zdziarski & M. Gierliński. Radiative Processes, Spectral States and Variability of Black-Hole Binaries. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 155 :99–119, January 2004. doi : 10.1143/PTPS.155.99. 19

A. A. Zdziarski, M. Gierliński, J. Mikołajewska, G… Wardziński, D. M. Smith, B. A. Harmon, & S. Kitamoto. GX 339-4 : the distance, state transitions, hysteresis and spectral correlations. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 351(3) :791–807, July 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.07830.x. 66

A. A. Zdziarski, M. Gierliński, A. R. Rao, S. V. Vadawale, & J. Mikołajewska. GRS 1915+105 : the distance, radiative processes and energy-dependent variability. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 360(3) : 825–838, Jul 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09112.x. 164

A. A. Zdziarski, R. Misra, & M. Gierliński. Compton scattering as the explanation of the peculiar X-ray properties of Cyg X-3. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 402(2) :767–775, Feb 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15942.x. 149

A. A. Zdziarski, C. Maitra, A. Frankowski, G. K. Skinner, & R. Misra. Energy-dependent orbital modulation of X-rays and constraints on emission of the jet in Cyg X-3. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 426 (2) :1031–1042, Oct 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21635.x. 35, 159, 161, 163, 164

A. A. Zdziarski, J. Mikolajewska, & K. Belczynski. Cyg X-3 : a low-mass black hole or a neutron star. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 429 :L104–L108, Feb 2013. doi : 10.1093/mnrasl/sls035. 148, 149, 159

A. A. Zdziarski, P. Pjanka, M. Sikora, & L. Stawarz. Jet contributions to the broad-band spectrum of Cyg X-1 in the hard state. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 442(4) :3243–3255, August 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1009. 35, 132, 202

A. A. Zdziarski, A. Segreto, & G. G. Pooley. The radio/X-ray correlation in Cyg X-3 and the nature of its hard spectral state. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 456(1) :775–789, Feb 2016. doi : 10.1093/mnras/stv2647. 168

A. A. Zdziarski, D. Malyshev, M. Chernyakova, & G. G. Pooley. High-energy gamma-rays from Cyg X-1. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 471(3) :3657–3667, November 2017. doi : 10.1093/mnras/stx1846. 132

A. A. Zdziarski, D. Malyshev, G. Dubus, G. G. Pooley, T. Johnson, A. Frankowski, B. De Marco, M. Chernyakova, & A. R. Rao. A comprehensive study of high-energy gamma-ray and radio emission from Cyg X-3. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 479(4) :4399–4415, Oct 2018. doi : 10.1093/mnras/sty1618. 36, 148

A. A. Zdziarski, J. Ziółkowski, & J. Mikołajewska. The X-ray binary GX 339-4/V821 Ara : the distance, inclination, evolutionary status, and mass transfer. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 488(1) :1026–1034, September 2019. doi : 10.1093/mnras/stz1787. 66

A. A. Zdziarski, J. N. S. Shapopi, & G. G. Pooley. The persistent radio jet coupled to hard X-rays in the soft state of Cyg X-1. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2002.12152, February 2020. 132

L. Zhang, Y. Wang, M. Méndez, L. Chen, J. Qu, D. Altamirano, & T. Belloni. The Evolution of the Phase Lags Associated with the Type-C Quasi-periodic Oscillation in GX 339-4 during the 2006/2007 Outburst. *The Astrophysical Journal*, 845(2) :143, August 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa8138. 74

S. N. Zhang, M. Feroci, A. Santangelo, Y. W. Dong, H. Feng, F. J. Lu, K. Nandra, & Z. S. Wang. eXTP : Enhanced X-ray Timing and Polarization mission. In *Proceedings Space Telescope and Instrumentation*, volume 9905 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 99051Q, July 2016. doi : 10.1117/12.2232034. 2

ANNEXE A

ANALYSE DE DONNÉES DE TÉLESCOPES X

L'instrument principal m'ayant permis de réaliser les études reportées dans ce manuscrit, est bien sûr le télescope *INTEGRAL*/IBIS, auquel une grande partie de cette annexe est consacrée. J'y détaille les différentes étapes de l'analyse de ses données. J'ai également été amenée à utiliser les télescopes SPI et JEM-X d'*INTEGRAL* dont les méthodes d'analyses sont décrites dans les articles à la suite des Chapitres 6 et 7, n'ayant moi-même pas réduit les données (excepté dans l'étude de Cyg X–3, où les données SPI ont été réduites grâce à l'outil SPIDAI, Section 7.4.1). J'ai également utilisé l'instrument PCA, principal télescope (collimateur) du satellite *RXTE*. Je dédis donc l'autre partie de cette annexe à la description générale des différentes étapes d'analyse permettant d'obtenir courbes de lumière et spectres à partir de PCA.

A.1 L'analyse des données IBIS

Afin d'analyser les données *INTEGRAL*, nous utilisons l'Off-Line Scientific Analysis (OSA) qui contient entre autres les catalogues de sources et les procédures d'analyse. La dernière version d'OSA (version 11.0) a été disponible en octobre 2017, au moment du commencement de cette thèse, j'ai donc pu contribuer à certains tests de cette nouvelle version qui a officiellement été distribuée en octobre 2018. Cependant, cette version du logiciel n'est pas encore disponible pour toute la base de données *INTEGRAL* et peut seulement être utilisée pour les données après le 1er janvier 2016, soit après la 1617ème révolution d'*INTEGRAL*. Cela signifie que pour analyser les données antérieures au 1er janvier 2016, il faut utiliser l'ancienne version du logiciel (version 10.2), ajoutant une subtilité supplémentaire si nous voulons effectuer une étude d'une source à long-terme, comme nous l'avons vu pour Cyg X–1 (Chapitre 6) et Cyg X–3 (Chapitre 7).

La première étape de l'analyse des données *INTEGRAL* est de créer une liste de ScW que nous souhaitons analyser. La dénomination d'une ScW est constitué de 12 chiffres sous la forme RRRRPPPPSSSF où :

- **RRRR** représente le numéro de la révolution.
- **PPPP** représente le numéro du pointé.
- **SSS** est une sous-séquence utilisée pour subdiviser les pointés si nécessaire.
- **F** permet d'indiquer quel est le type de la ScW : 0 pour un pointé, 1 pour le décalage entre deux pointés (« slew »).

À partir de cette liste nous créons un groupe d'observations grâce à l'outil *og_create*. Ce groupe d'observations consiste concrètement un dossier contenant toutes les données et informations pour notre analyse. L'utilisateur peut par exemple choisir de constituer ce groupe à partir de données disjointes dans le temps, mais cohérentes en terme de comportement (spectral par exemple) de la source, afin notamment, de créer des images et des spectres combinés de plusieurs ScWs. Une fois que ce groupe d'observations est créé, les différentes étapes de l'analyse peuvent être lancées en utilisant la procédure *ibis_science_analysis*. Le Tableau A.1 répertorie les différentes étapes effectuées lors de l'analyse IBIS des données *INTEGRAL* en utilisant cette procédure. Nous allons voir au fil des sections suivantes comment extraire les différents produits scientifiques (images, spectres, courbes de lumière) à partir des données brutes. Toutes les étapes de l'analyse sont effectuées au niveau

de la ScW.

Tableau A.1 – *Les différentes étapes de l'analyse de données IBIS.*

Nom de l'étape	Description
COR	Repère les pixels bruyants, corrige l'énergie des photons en fonction du temps de montée et transforme les canaux en énergie.
GTI	Génère les Good Time Intervals[1] (GTI), les sélectionne et les fusionne afin d'obtenir un unique GTI utilisé plus tard pour sélectionner les bons événements.
DEAD	Calcule les *temps morts*[2].
BIN_I	Définit les canaux en énergie. Pour chaque canal, un shadowgram et sa carte d'efficacité sont créés.
BKG_I	Crée la carte du bruit de fond, corrige de l'efficacité et soustrait le bruit de fond.
CAT_I	Sélectionne les informations sur les sources connues du champs de vue (flux, position etc.) dans le catalogue.
IMA	Les shadowgrams d'ISGRI sont déconvolués pour former une image individuelle pour chaque ScW, et une image combinée. Les sources du catalogue sont recherchés dans chaque image, et une liste de sources détectée est créée.
IMA2	Les shadowgrams de PICsIT sont déconvolués.
BIN_S	Crée une carte du bruit de fond pour chaque canal en énergie.
SPE	Extrait les spectres pour chaque source du catalogue.
LCR	Extrait les courbes de lumière pour chaque source du catalogue.

A.1.1 Reconstruction de l'image

La reconstruction de l'image est une étape importante car elle permet de savoir à quoi ressemble la portion du ciel qui nous intéresse, si notre source est détectée et quelles sont les sources que nous devrons prendre en compte lors de l'extraction des spectres et des courbes de lumière. La reconstruction de l'image démarre à partir de l'étape COR et finit à l'étape IMA (pour ISGRI) et IMA2 (pour PICsIT) (voir Tableau A.1).

Création des shadowgrams et des cartes d'efficacité

Avant de créer les shadowgrams, il faut « nettoyer » les données brutes. Tout d'abord, la procédure repère les pixels « bruyants », c'est-à-dire les pixels pour lesquels la distribution temporelle des événements est anormale (flux anormalement trop élevé ou nul). Ces pixels bruyants sont ignorés dans la suite de l'analyse (étape COR). La procédure associe ensuite chaque amplitude (étape COR) à une énergie et détermine les GTI (étape GTI). À ce stade nous avons donc (1) retiré les mauvais pixels, (2) attribué à chaque photon une énergie correcte et (3) déterminé les GTI.

Une fois cela fait, l'analyse se poursuit en déterminant le taux de comptage réel C_r à

[1] Les Good Time Intervals sélectionnent les temps effectifs d'observations, cela permet de prendre en compte par exemple les intervalles de temps pour lesquels un des modules de l'instrument est coupé.

[2] Temps après la détection d'un événement pendant lequel le détecteur ne peut pas enregistrer un nouvel événement.

partir du taux de comptage observé C_o grâce à la relation :

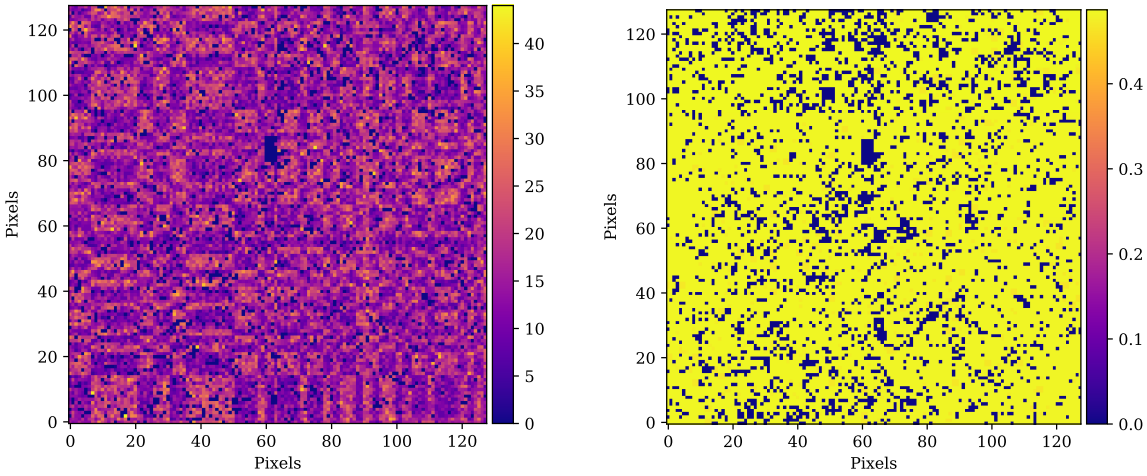
$$C_r = \frac{C_o}{1 - D} \tag{A.1}$$

où D représente le temps mort calculé en multipliant le taux de comptage observé et la fenêtre temporelle correspondante (D est généralement de l'ordre de 25 %). Nous venons pour l'instant d'accomplir les étapes COR, GTI et DEAD.

L'utilisateur a ensuite le choix de la résolution temporelle et spectrale selon l'objectif scientifique de son analyse ; typiquement nous choisissons un seul pas en temps et quelques bandes en énergie (par exemple 30–50 keV et 50–100 keV) pour la production de l'image, un seul pas en temps et plusieurs bandes d'énergie pour la production d'un spectre et plusieurs pas temps et quelques bandes d'énergie pour l'analyse temporelle. Pour chaque pas de temps et chaque bande d'énergie, un shadowgram et sa carte d'efficacité sont créés. L'efficacité est une valeur comprise entre 0 et 1 et est définie comme :

$$Eff = (1 - D)\frac{T_{GTI}}{T} \tag{A.2}$$

où T_{GTI} est le temps où le pixel est actif donné par le GTI et T est le temps total de l'observation. Lorsque l'efficacité d'un pixel est à 0, celui-ci n'est pas pris en compte dans l'analyse. Les Figures A.1a et A.1b montrent respectivement un shadowgram et la carte d'efficacité correspondante issue d'une observation dans la bande 30–50 keV dans le champ de vue de Cygnus X–1. Nous pouvons distinguer l'ombre du masque sur le détecteur sur la Figure A.1a. Nous sommes à l'étape BIN_I.



(a) *Shadowgram.* (b) *Carte d'efficacité.*

Figure A.1 – *Shadowgram et carte d'efficacité des pixels correspondante obtenus à partir de l'analyse de la ScW 174100340010 dans la bande 30–50 keV.*

Correction du bruit de fond

La procédure applique ensuite la correction du bruit de fond en utilisant des cartes du bruit de fond. En fonction du choix des bandes d'énergie de l'utilisateur, la procédure somme les images du bruit de fond avec un coefficient égal pour toutes les images (étape BKG_I).

La procédure recherche ensuite les sources du champ de vue à partir du catalogue de référence et en crée une liste (étape CAT).

Formation de l'image

Les shadowgrams sont ensuite déconvolués pour chaque bande d'énergie définie par l'utilisateur. Cette déconvolution est pondérée par la carte d'efficacité. Pour chaque shadowgram, la procédure dresse une carte en intensité et en variance de l'intensité (étape IMA/IMA2).

De manière itérative, les sources sont recherchées dans l'image déconvoluée, en commençant par la source la plus brillante ; grâce aux informations du catalogue, la position de la source est ajustée par une gaussienne en deux dimensions. En plus de cela, il faut également nettoyer certains artefacts engendrés par la redondance des motifs et par certains défauts du masque, effectué par la procédure *ghost_busters*).

Cette procédure est répétée pour chaque source (l'utilisateur peut choisir de parcourir toutes les sources du catalogue, ou bien de sélectionner un certain nombre de sources) et une liste de sources détectées est créée. Une image individuelle est créée par ScW mais également une image recombinée de toutes ces images, que nous appelons *mosaïque*. Cette mosaïque est une moyenne de l'intensité pondérée par la variance. La Figure A.2 montre la mosaïque obtenue en combinant les shadowgram de la révolution 1741 où les positions de Cyg X–1 et Cyg X–3 sont indiquées. La valeur des pixels est en échelle logarithmique.

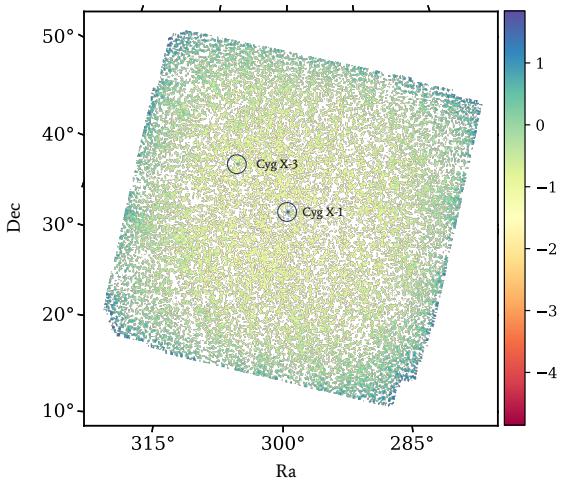


Figure A.2 – *Mosaïque d'intensité obtenue en combinant les shadowgrams déconvolués de la révolution 1741.*

A.1.2 Extraction spectrale

Au moment de l'extraction spectrale (étape SPE), l'utilisateur doit fournir une liste de sources pour lesquelles il souhaite effectuer l'extraction. Il faut bien comprendre qu'il ne peut pas choisir uniquement la source qui l'intéresse ; chaque source agit comme un bruit de fond pour une autre. Si X est la source dont nous voulons extraire un spectre, il faut en particulier sélectionner les sources plus brillantes que X ou avec un flux comparable. L'analyse spectrale consomme beaucoup de temps et il n'est pas recommandé d'ajouter les sources faibles. C'est pour ces raisons que faire une image du ciel avant de faire l'extraction spectrale est utile, elle permet de vérifier quelles sont les sources brillantes à prendre en compte dans le champ de vue.

Méthodes d'ajustement

Nous repartons maintenant de notre shadowgram, et nous choisissons la résolution de notre spectre. Si nous utilisons la version 10.2, l'utilisateur peut fournir chaque canal en

énergie, tandis qu'en utilisant la version 11.0, l'utilisateur choisit un intervalle en énergie (par exemple 30–1000 keV), le nombre de canaux et s'il souhaite une séparation linéaire ou logarithmique de ces canaux. Pour chaque canal en énergie, et pour chaque pixel, la procédure détermine le Pixel Illumination Factor (PIF). Le PIF est un nombre entre 0 et 1 qui traduit le degré d'illumination théorique d'un pixel du détecteur pour la source d'intérêt. Cela permet de créer un modèle de projection théorique d'une source pour une position donnée. Ce modèle est calculé selon l'angle d'incidence, l'épaisseur et la transparence des matériaux traversés (qui dépendent de l'énergie), etc.

L'étape suivante consiste à ajuster le modèle à la projection observée ; il existe plusieurs méthodes d'ajustement qui peuvent être choisies par l'utilisateur :

- méthode du χ^2 non-pondérée : la variance est supposée constante.
- méthode du χ^2 pondérée : la variance est supposée connue et chaque pixel est une distribution gaussienne de photons. Cela aboutit à une mauvaise estimation de la variance lorsque le taux de comptage est trop faible.
- méthode du maximum de vraisemblance : la distribution des photons sur un pixel est poissonienne, et la procédure cherche le maximum de vraisemblance.
- la méthode de l'imagerie itérative : contrairement aux méthodes précédentes qui ajustent toutes les sources simultanément, ici (1) l'ajustement de chaque source dans sa zone codée est faite séparément en ignorant les autres sources et (2) la procédure construit la contribution de chaque source à la position de chacune des autres sources.

La dernière méthode est celle utilisée par défaut. Les ajustements permettent d'obtenir un flux dans chacune des bandes d'énergie et un spectre de chaque source est créé pour chacune des ScW du groupe d'observation.

Il est ensuite possible de créer le spectre cumulé du groupe d'observation en combinant tous les spectres individuels afin d'obtenir un meilleur rapport signal à bruit. Pour cela il suffit d'indiquer à l'outil *spe_pick* la source dont nous voulons obtenir le spectre cumulé ainsi que le groupe d'observation.

A.1.3 Analyse temporelle

L'extraction de courbes de lumière (étape LCR) peut se faire après l'étape d'extraction spectrale lorsque le PIF a été créé. L'extraction de courbes de lumière se fait d'une manière similaire à l'extraction spectrale, mais cette fois-ci en réglant la résolution temporelle. Dans la pratique, cette extraction consomme beaucoup de temps et le nombre maximum de canaux temporels pour une seule ScW est de 250. Sachant qu'une seule ScW a une durée d'environ 30 minutes, cela implique une résolution temporelle minimale d'environ 7 secondes ce qui n'est pas optimal dans le cas où nous voulons effectuer une analyse pour étudier la variabilité rapide de nos sources (pour étudier des QPOs par exemple, voir Chapitre 4 et Chapitre 5).

Méthode sans déconvolution

Il existe cependant une autre manière d'obtenir des courbes de lumière avec une résolution temporelle d'une milliseconde que j'ai notamment utilisé lors de l'analyse temporelle de MAXI J1348–630 (Chapitre 4). Dans cette méthode, il n'est pas nécéssaire d'aller jusqu'à l'étape de la déconvolution et il suffit d'arriver jusqu'à l'étape DEAD, c'est-à-dire lorsque les événements ont reçu une attribution correcte de l'énergie et qu'ils ont été corrigés des temps morts. Dans la suite, afin de pouvoir sélectionner les photons qui proviennent d'une source particulière, il faut une fois encore créer le PIF. Pour cela, il existe une procédure indépendante nommée *ii_pif* qui permet de créer le PIF pour une liste de sources donnée, sans avoir besoin de relancer l'analyse jusqu'à l'extraction spectrale. Une liste d'événements contenant

les photons émis par la source est créée. À partir de cette liste il est possible d'extraire un spectre de puissance comme nous l'avons vu dans la Section 2.3.

A.2 L'analyse des données *RXTE*/PCA

A.2.1 Présentation de *RXTE* et de ses instruments

RXTE est lancé le 30 décembre 1995 depuis le centre spatial Kennedy de la NASA. Originellement conçu pour une mission qui ne devait durer qu'entre deux et cinq ans, *RXTE* est finalement resté en orbite pendant plus de 16 ans, jusqu'au 5 janvier 2012. Il est doté d'une excellente résolution temporelle de 1 μs et peut observer de 2 keV jusqu'à 250 keV. Il est composé de trois instruments :

- **All Sky Monitor** (ASM) : destiné à scanner environ 80 % du ciel toutes les 90 minutes dans la bande 1.2–12 keV. Pour cela, il possède une surface collectrice de 90 cm^2, une résolution spatiale de 3′ × 15′ et une sensibilité de 30 mCrabs.
- **High Energy X-ray Timing Experiment** (HEXTE) : c'est un collimateur avec un champ de vue de 1°. Il est constitué de deux modules, chacun possédant quatre détecteurs à scintillation, permettant d'observer entre 12 keV et 250 keV avec une résolution spectrale de 15 % à 60 keV. Il a une résolution temporelle de 60 μs. Les deux modules sont capables de basculer dans deux directions orthogonales, ceci permettant de mesurer le bruit de fond à 1.5° ou 3° de la source toutes les 16 à 128 secondes.
- **Proportional Counter Array** (PCA) : c'est également un collimateur couvrant une région du ciel de 1°. Il est constitué de cinq détecteurs (nommés Proprotionnal Counter Unit, PCU) pour une surface collectrice totale de 6500 cm^2. Il est sensible aux photons d'énergie comprise entre 2 keV et 60 keV avec une sensibilité maximale dans la bande 2–25 keV. Sa résolution spectrale est de 18 % à 6 keV et sa résolution temporelle de 1 μs, ce qui en fait un excellent instrument pour l'étude des variations rapides des sources.

Pour les observations présentées dans cette thèse, j'ai uniquement utilisé l'instrument PCA, dont je présente ci-après les grandes étapes de l'analyse de données.

A.2.2 Analyse des données de PCA

Plusieurs types de données

Pour chaque observation PCA, les données sont « pré-packées » à bord, selon différents modes en fonction des résolutions spectrales et temporelles choisies par l'instigateur de l'observation. Il existe deux principaux types de fichiers :

- les fichiers dits « Binned » (noté B) : ils contiennent un histogramme du taux de comptage pour différentes bandes d'énergie.
- les fichiers dits « Event » (noté E) : ceux-ci contiennent une liste d'événements individuels ; au lieu d'avoir des histogrammes temporels ou spectraux, chaque événement a sa propre carte d'identité contenant les informations sur son énergie et son temps d'arrivée.

Les fichiers de type E possèdent généralement la meilleure résolution temporelle et sont donc principalement utilisés pour les analyses temporelles. En outre ces modes d'observations, les données sont systématiquement récoltées selon le mode *Standard*, qui sont également des fichiers de type B. Ils permettent de tracer les courbes de lumière avec une résolution de 16 secondes, et des spectres codés sur 129 canaux en énergie. C'est ce mode que j'ai utilisé pour extraire les courbes de lumières et les spectres présents dans cette thèse (Chapitres 5 et 7).

Réduction des données PCA

La réduction des données de PCA se fait grâce à la suite de logiciels HEASOFT contenant toutes les procédures nécessaires au bon déroulement de la réduction.

La première étape consiste à sélectionner l'intervalle de temps pour lequel les données vont être extraites. Un fichier permet de connaître les informations sur le statut du satellite et de ses instruments pendant la période d'observation considérée. Afin d'identifier les périodes où les données sont de bonnes qualités, plusieurs paramètres sont à prendre en compte :

- *le nombre de PCU allumés* : certains PCU peuvent être éteints pour cause de dysfonctionnement. Il faut donc traiter séparément les périodes où le nombre de PCU allumés est différents, car la matrice de réponse créée plus tard dans le traitement sera différentes en fonction du nombre de détecteurs.

- *l'occultation terrestre* : il faut éliminer les périodes d'observations où la Terre se trouve proche de la ligne de visée de la source. Typiquement, il est conseillé d'exclure les périodes où l'élévation de la Terre par rapport à la source à inférieure à 10°.

- *la stabilité du pointage* : bien que mineures, des variations dues au balancement de HEXTE peuvent parfois affecter l'analyse de données. De ce fait, il est conseillé d'exclure les périodes où l'offset est inférieur à 0.02°.

- *le passage à l'Anomalie Sud-Atlantique* (Sud-Atlantic Anomaly) : dans cette région située au dessus de l'Atlantique Sud, la ceinture intérieure de Van Allen, contenant une importante quantité de particules chargées, se trouve très proche de la Terre. De ce fait, elle constitue une zone de perturbation où le bruit de fond devient très important, diminuant de manière drastique le rapport signal à bruit. Il est donc nécessaire d'éliminer les périodes de trente minutes qui entourent ce passage dans la SAA.

Ces différents paramètres fournis à la procédure *maketime* vont permettre de créer un fichier contenant les GTI, nécessaire pour pouvoir filtrer les données à chaque extraction de spectre ou de courbes de lumière. Pour les observations en mode binné (Standard 2 et B), l'extraction des spectres et des courbes de lumières se fait via l'outil *saextract*, tandis qu'il faut utiliser l'outil seextract pour les fichier de type événement (E). Pour l'analyse temporelle des fichiers B et E, la réduction des données s'arrête avant de soustraire le bruit de fond, car celui-ci est pris en compte lors du calcul du %rms du spectre de puissance (Section 2.3.1). Il suffit donc ensuite d'utiliser POWSPEC (Section 4.3.1) afin d'extraire les spectres de puissance.

Afin d'extraire les courbes de lumières et spectres à partir du mode Standard, il faut ensuite déterminer le modèle du bruit de fond qui sera utilisé ; ce modèle est mis en place par l'équipe du PCA et tient compte de paramètres comme l'environnement local des particules, la radioactivité induite par le satellite, le rayonnement cosmique de fond en X. En général, ces contributions évoluent avec le temps et il faut donc les paramétrer. Pour cela, les paramètres sont ajustés en utilisant un ensemble d'observations dédiées à une zone vide du ciel. Une fois qu'un bon ajustement est trouvé, la paramétrisation obtenue peut être utilisée pour d'autres observations. Il existe deux versions du modèle de bruit de fond, une version pour les sources dites « brillantes » et une version pour les sources dites « faibles ». Le modèle brillant est approprié pour les sources avec un taux de comptage supérieure à 40 coups/s/PCU.

Les procédures *pcabackest* et *saextract* permettent d'extraire la courbe de lumière et le spectre de bruit de fond correspondant aux observations, qui seront ensuite soustraits à la courbe de lumière et au spectre initial.

L'ultime étape consiste à créer la matrice de réponse de l'instrument via l'outil *pcarsp*, divisée en deux parties : (1) la réponse auxiliaire (arf) prenant en compte la fenêtre du dé-

tecteur et la réponse du collimateur et (2) la fonction matricielle de redistribution (rmf) permettant de prendre en compte la distribution des photons à travers les différents canaux en énergie. Cette matrice de réponse peut ensuite être directement utilisée dans XSPEC.

Afin d'automatiser cette réduction de données qui peut très vite devenir fastidieuse lors de l'étude de sources à long terme (comme pour GX 339–4, Chapitre 5 et Cyg X–3, Chapitre 7), j'ai écrit une procédure en langage *python* qui effectue toutes les opérations précédemment citées et en extrait, selon le choix de l'utilisateur une courbe de lumière ou un spectre. La procédure est capable de réduire tous les types de fichiers ; E, B, Standard, à partir du moment où l'utilisateur lui fournit la liste des fichiers et la résolution temporelle adaptée au type de fichier.

ANNEXE B

THE ASTRONOMER'S TELEGRAM PUBLICATIONS

B.1 Reduction of the rate of flux increase during recent *INTEGRAL* hard state observations of the new transient black hole candidate MAXI J1348–630

ATel #12457 (Cangemi et al., 2019b) ; F. Cangemi, J. Rodriguez, T. Belloni, M. Clavel, V. Grinberg on behalf of a larger collaboration
on 30 Jan 2019 ; 21 :49 UT

Subject : X-ray, Gamma Ray, Black Hole, Transient

The new Galactic transient MAXI J1348–630 (ATel #12425), which was subsequently detected with *Swift*, *INTEGRAL*, and in the optical band (#23795, #23796, #23797, #23801, #23799, #12434, #12441, #12430, #12439), has been classified as a black hole candidate after the identification, with NICER, of X-ray fast temporal and spectral behaviour typical of this class of objects (ATel #12447). We triggered an INTEGRAL target of opportunity which started on 2019-01-29 10 :23 :09 (UTC) and will last over the entire satellite revolution (number 2051) until 2019-01-31 15 :16 :22 (UTC). The IBIS fluxes in the 30-50 keV and 50-100 keV bands have been constantly rising and reached 2.2 Crab and 3.9 Crab respectively until about MJD 58513.70 (or INTEGRAL science window #34). The rate of increase was, however, much flatter than during the previous observations of the field in revolutions 2049 and 2050 (ATel #12441), especially in the harder band. The hardness ratio has been steadily and monotonously decreasing, with no point of inflection, over the same time interval.

We extracted an average IBIS spectrum in the 30–500 keV band using scw 2 to 24. The spectrum is well modelled by a cutoff power law model with a reduced $\chi^2 = 1.2$ (57 degrees of freedom) with a photon index of 1.27 ± 0.05 and an exponential cutoff at 66 ± 3 keV, with a 30–500 keV flux 7.16×10^{-8} ergs/cm^2/s. Overall the source behaviour is typical of a black hole hard state in the rising phase of its outburst, although we note that the power law photon index is extremely hard.

Note that the data analysed are near real time and not definitive ; the results should then be taken with certain caution. All the analysis have been done with the latest version of the *INTEGRAL* data reduction software and calibrations (OSA 11.0). *INTEGRAL* ToO observations are currently planned until the end of the next revolution on 2019-02-03 03 :25 :43 (UTC).

We warmly thank the *INTEGRAL* planners at *ESAC* and the *ISDC* for their prompt reaction and help in the analysis of these data. Multiwavelength observations are strongly encouraged, while news and some of the current plan for observations are exchanged through the smartNet community web site.

B.2 *INTEGRAL* sees the ongoing spectral transition of the black hole candidate MAXI J1348–630

ATel #12471 (Cangemi et al., 2019a) ; F. Cangemi, T. Belloni, J. Rodriguez on behalf of a larger collaboration
on 30 Jan 2019 ; 21 :49 UT

Subject : X-ray, Gamma Ray, Black Hole, Transient

Ongoing *INTEGRAL* Target of Opportunity are following the evolution of the black hole candidate *MAXI* J1348–630 (Atel #12457). The source fluxes were constantly increasing since MJD 58512.43 (revolution 2051, Atel #12457). The maximum occurred during the satellite perigee passage between MJD 58514.63 and MJD 58515.09, INTEGRAL sees a maximum of 2.5 Crab and 4.3 Crab in the 30–50 keV and 50-100 keV bands respectively. After that, the fluxes have started their decrease. Since the beginning of revolution 2053 (Feb 2nd 18 :39 :09), the decrease has accelerated (about 25

The average spectra of revolution 2052 (MJD 58515.09 to 58517.14) and for the beginning of the revolution 2053 (MJD 58517.77 to 58518.34) show a progressive softening of the source : we found a photon index of 1.53 ± 0.03 with an exponential cutoff at 71 ± 3 keV for the revolution 2052 and a photon index of 1.67 ± 0.04 and an exponential cutoff at 71 ± 3 keV for the beginning of revolution 2053. The IBIS fluxes are 7.34×10^{-8} ergs/cm^2/s and 5.41e-08 ergs/cm^2/s in the 30–500 keV band for the two revolutions respectively.

The analysis of the very last data (from MJD 58518.34 to 58518.51) shows a spectrum with a photon index of 1.81 ± 0.06 and an exponential cutoff of 79 ± 6 keV. The significant softening seen in the INTEGRAL data confirms that MAXI J1348–630 is heading towards a state transition, which might already have started (see also *MAXI*/GSC at lower energies, Atel #12469).

ToO will continue during the current *INTEGRAL* revolution (2053) until Feb 5th 23 :07 :47.

ANNEXE C

ARTICLE DE RECHERCHES

A&A 626, A115 (2019)
https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935060
© G. Marcel et al. 2019

Astronomy & Astrophysics

A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries

IV. Replication of the 2010–2011 activity cycle of GX 339-4

G. Marcel[1,2], J. Ferreira[1], M. Clavel[1], P.-O. Petrucci[1], J. Malzac[3], S. Corbel[4,5], J. Rodriguez[4], R. Belmont[3,4], M. Coriat[3], G. Henri[1], and F. Cangemi[4]

[1] Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
e-mail: gregoiremarcel26@gmail.com
[2] Villanova University, Department of Physics, Villanova, PA 19085, USA
e-mail: gregoire.marcel@villanova.edu
[3] IRAP, Université de Toulouse, CNRS, UPS, CNES, Toulouse, France
[4] AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 91191 Gif-sur-Yvette, France
[5] Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Univ. Orléans, 18330 Nançay, France

Received 15 January 2019 / Accepted 15 May 2019

ABSTRACT

Context. Transient X-ray binaries (XrB) exhibit very different spectral shapes during their evolution. In luminosity-color diagrams, their behavior in X-rays forms q-shaped cycles that remain unexplained. In Paper I, we proposed a framework where the innermost regions of the accretion disk evolve as a response to variations imposed in the outer regions. These variations lead not only to modifications of the inner disk accretion rate $\dot{m}_{\rm in}$, but also to the evolution of the transition radius r_J between two disk regions. The outermost region is a standard accretion disk (SAD), whereas the innermost region is a jet-emitting disk (JED) where all the disk angular momentum is carried away vertically by two self-confined jets.
Aims. In the previous papers of this series, it has been shown that such a JED–SAD disk configuration could reproduce the typical spectral (radio and X-rays) properties of the five canonical XrB states. The aim of this paper is now to replicate all X-ray spectra and radio emission observed during the 2010–2011 outburst of the archetypal object GX 339-4.
Methods. We used the two-temperature plasma code presented in two previous papers (Papers II and III) and designed an automatic ad hoc fitting procedure that for any given date calculates the required disk parameters ($\dot{m}_{\rm in}, r_J$) that fit the observed X-ray spectrum best. We used X-ray data in the 3–40 keV (RXTE/PCA) spread over 438 days of the outburst, together with 35 radio observations at 9 GHz (ATCA) dispersed within the same cycle.
Results. We obtain the time distributions of $\dot{m}_{\rm in}(t)$ and $r_J(t)$ that uniquely reproduce the X-ray luminosity and the spectral shape of the whole cycle. In the classical self-absorbed jet synchrotron emission model, the JED–SAD configuration also reproduces the radio properties very satisfactorily, in particular, the switch-off and -on events and the radio-X-ray correlation. Although the model is simplistic and some parts of the evolution still need to be refined, this is to our knowledge the first time that an outburst cycle is reproduced with such a high level of detail.
Conclusions. Within the JED–SAD framework, radio and X-rays are so intimately linked that radio emission can be used to constrain the underlying disk configuration, in particular, during faint hard states. If this result is confirmed using other outbursts from GX 339-4 or other X-ray binaries, then radio could be indeed used as another means to indirectly probe disk physics.

Key words. black hole physics – accretion, accretion disks – magnetohydrodynamics (MHD) – ISM: jets and outflows – X-rays: binaries

1. Introduction

The time and spectral behaviors of transient X-ray binaries are important challenges for the comprehension of the accretion-ejection phenomena. These binary systems can remain in quiescence for years before suddenly going into outburst, usually for several months. During a typical outburst cycle, the mass accretion rate onto the central compact object undergoes a sudden rise, leading to an increase in X-ray luminosity by several orders of magnitude, before decaying back to its initial value. These two phases are referred to as the rising and decaying phases. The X-ray spectrum is also seen to vary significantly during these events, displaying two very different spectral shapes. It is either dominated by a hard power-law component above 10 keV (defined as the hard state), or dominated by a soft black-body component of a few keV (soft state). During the rising phase, all objects display hard-state spectra, until at some point they transition to a soft state. When transitioning, a significant decrease in luminosity is undergone before the source returns to the hard state. There is therefore a striking hysteresis behavior: XrB transients show two very different physical states, and the two transitions from one state to another occur at different luminosities. This provides the archetypal q-shaped curve of X-ray binaries in the so-called hardness-intensity diagram, which is an evolutionary track for which no satisfactory explanation for state transitions has been provided so far (Remillard & McClintock 2006). For recent reviews and surveys, we refer, for example, to Dunn et al. (2010) or Tetarenko et al. (2016).

In addition to specific accretion cycles, X-ray binaries also show specific radio properties (jets) that are correlated to the

Open Access article, published by EDP Sciences, under the terms of the Creative Commons Attribution License (http://creativecommons.org/licenses/by/4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

X-ray behavior (Corbel et al. 2003; Gallo et al. 2003). This puzzling fact has previously been noted in early studies (see, e.g., Hjellming & Wade 1971; Tananbaum et al. 1972; Bradt et al. 1975). Persistent self-collimated jets, as probed by a flat-spectrum radio emission (Blandford & Königl 1979), are indeed detected during hard states, whereas no radio emission is seen during soft states. This defines thereby an imaginary line where jets are switched off: the so-called jet line (Fender et al. 2009), which also marks the moment where discrete ejections of plasma bubbles are observed (see, e.g., Mirabel & Rodríguez 1998; Rodriguez et al. 2008), and after which sources are in radio-quiet states. It is widely accepted today that spectral changes are due to modifications in the inner accretion flow structure (see, e.g., Done et al. 2007, and references therein), and that detection or non-detection of radio emission results from the presence or absence of compact jets (Corbel et al. 2004; Fender et al. 2004, see however Drappeau et al. 2017 for an alternative view).

A global scenario was first proposed by Esin et al. (1997; see also Lasota et al. 1996), based on the interplay between an outer standard accretion disk (SAD, Shakura & Sunyaev 1973) and an inner advection-dominated flow (Ichimaru 1977; Rees et al. 1982; Narayan & Yi 1994). While the presence of an SAD in the outer disk regions is globally accepted (Done et al. 2007), the existence and the physical properties of the inner flow remain highly debated for X-ray binaries (for a review, see Yuan & Narayan 2014). This scenario does not address the jet formation and quenching, however, and leaves an important observational diagnostic unexplained.

A framework addressing the full accretion-ejection phenomena has been proposed and progressively elaborated in a series of papers. Ferreira et al. (2006, hereafter Paper I), proposed that the inner disk regions would be threaded by a large-scale vertical magnetic field. Such a B_z field is assumed to build up mostly from accumulation from the outer disk regions, as seen in very recent numerical simulations (see, e.g., Liska et al. 2018). As a consequence, its radial distribution and time evolution are expected to vary according to the (as yet unknown) interplay between advection by the accreting plasma and the turbulent disk diffusion. The local field strength is then measured at the disk mid-plane by the magnetization $\mu(r) = B_z^2/P$, where P is the total (gas plus radiation) pressure. The main working assumption of this framework is that the magnetization increases inwardly so that it reaches a value allowing a jet-emitting disk (JED) to establish.

The properties of JEDs have been extensively studied, mostly analytically (Ferreira & Pelletier 1993, 1995; Ferreira 1997; Casse & Ferreira 2000), but also numerically (Casse & Keppens 2002; Zanni et al. 2007; Murphy et al. 2010; Tzeferacos et al. 2013). In these solutions, all the disk angular momentum and a sizable fraction of the released accretion power are carried away by two magnetically driven jets (Blandford & Payne 1982). These jets produce a strong torque on the underlying disk, allowing accretion to proceed up to supersonic speeds. This characteristic and quite remarkable property stems from the fact that JEDs require a near-equipartition B_z field, namely μ lying roughly between 0.1 and 0.8. As a consequence, a JED becomes sparser than a SAD fed with the same accretion rate.

Marcel et al. (2018a, hereafter Paper II), developed a two-temperature plasma code that computes the local disk thermal equilibria, taking into account the advection of energy in an iterative way. The code addresses optically thin and thick transitions, both radiation- and gas-supported regimes, and computes the emitted global spectrum from a steady-state disk in a consistent way. The optically thin emission is obtained using Belm (Belmont et al. 2008; Belmont 2009), a code that provides accurate spectra for bremsstrahlung and synchrotron emission processes, as well as for their local Comptonization. It turns out that JEDs, because of their low density even at high accretion rates, naturally account for luminous hard states with luminosities of up to 30% of the Eddington luminosity (Eddington 1926). This level is hardly achieved in any other accretion mode (Yuan & Narayan 2014).

However, a disk configuration under the sole JED accretion mode cannot explain cycles such as those exhibited by GX 339-4. Not only does the system need to emit an X-ray spectrum that is soft enough when transitioning to the soft state, but jets also need to be fully quenched. To do so, we assumed a transition at some radius r_J, from an inner JED to an outer SAD, as proposed in Paper I. This results in an hybrid disk configuration raising several additional difficulties in the treatment of the energy equation. One of them is the nonlocal cooling of the inner (usually hot) JED by soft photons emitted by the external SAD, another is the advection of colder material into the JED. Both effects have been studied in Marcel et al. (2018b, hereafter Paper III). The authors explored the full parameter space in disk accretion rate and transition radius, and showed that the whole domain in X-ray luminosities and hardness ratios covered by standard XrB cycles is well reproduced by such hybrid disk configurations. Along with these X-ray signatures, JED–SAD configurations also naturally account for the radio emission when it is observed. As an illustration, five canonical spectral states typically observed along a cycle were successfully reproduced and displayed.

We proceed in this paper and show that a smooth evolution of both the inner disk accretion rate $\dot{m}_{\rm in}(t)$ and transition radius $r_J(t)$ can simultaneously reproduce the X-ray spectral states and the radio emission of a typical XrB, GX 339-4, during one of its outbursts. In Sect. 2 we present the observational data used in this article in X-rays and at radio wavelengths. Then, in Sect. 3, we present the fitting procedure we implemented to derive the best pair of parameters $(r_J, \dot{m}_{\rm in})$ that allows us to reproduce the evolution of the X-ray (3–40 keV) spectral shape. Although we focused on X-rays alone, the model predicts a radio light curve that is qualitatively consistent with what is observed. The phases within the cycle with the largest discrepancies are also those where the constraints imposed by X-rays are the loosest. We thus included the radio (9 GHz) constraints within the fitting procedure, which led to a satisfactory quantitative replication of both the X-ray and radio emission throughout the whole cycle (Sect. 4). Section 5 concludes by summarizing our results.

2. Spectral and radio evolution of GX 339-4

2.1. Data selection and source properties

In order to investigate the capability of our theoretical model to reproduce the outbursts of X-ray binaries, we need a large number of observations that trace the spectral evolution of an X-ray binary through a given outburst. Of all available X-ray observations, we therefore selected the RXTE archival data, which currently provide the best coherent coverage of such outbursts. In the past century, GX 339-4 was one of the first X-ray sources discovered. Since then, GX 339-4 has been widely studied and has been shown to be one of the most productive X-ray binaries, undergoing an outburst once every two years on average (see Tetarenko et al. 2016, Table 14 for a complete review). For this historic reason and the huge amount of data available, we focus our study on this notorious object. The 2010–2011 outburst of

GX 339-4 was then chosen because it has the best simultaneous radio coverage.

Of all the parameters of GX 339-4, the distance to the source seems to be the best constrained. Different studies have estimated with accurate precision that $d \simeq 8 \pm 1$ kpc (Hynes et al. 2004; Zdziarski et al. 2004; Parker et al. 2016). The spin of the central black hole of GX 339-4 has also been constrained using different spectral features, and the most recent studies seem to agree with values such as $a \simeq 0.93$–0.95 (Reis et al. 2008; Miller et al. 2008; García et al. 2015, but see Ludlam et al. 2015 for different and higher spin estimates $a > 0.97$). The spin of the black hole is not a direct parameter within our model, but the inner radius of the disk is. We assumed that the disk extends down to the inner-most stable circular orbit (ISCO) of the black hole. Thus, in agreement with the estimation of the spin, we chose $r_{\rm in} = R_{\rm in}/R_{\rm g} = 2$, i.e. $a = 0.94$, where $R_{\rm g} = GM/c^2$ is the gravitational radius, G the gravitational constant, c the speed of light, and M the black-hole mass. An important parameter of our model is obviously the black-hole mass $m = M/M_\odot$, where $M_\odot$ is the mass of the Sun. Multiple studies have been performed to constrain m and have led to different estimates (see for example, Hynes et al. 2003; Muñoz-Darias et al. 2008; Parker et al. 2016; Heida et al. 2017). For simplification, and because there is no consensus on the mass of GX 339-4, we chose it to be a rather central value, the same as the former mass function $m = 5.8$. In any case, the self-similar modeling implies that our results are insensitive to the uncertainties on black-hole mass. The inclination of the system is neglected for now (see Papers II and III).

In this work, cylindrical distances R are expressed with respect to the gravitational radius $r = R/R_{\rm g}$, the mass with respect to the solar mass $m = M/M_\odot$, luminosities are normalized to the Eddington luminosity $L_{\rm Edd}$, and the disk accretion rate with $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd} = \dot{M}c^2/L_{\rm Edd}$. In practice, we use only the accretion rate at the innermost disk radius $\dot{m}_{\rm in} = \dot{m}(r_{\rm in})$. We note that this definition of $\dot{m}$ does not include any accretion efficiency.

2.2. X-ray observations and spectral analysis

The spectral analysis of the X-ray observations was restricted to the 3–40 keV energy range covered by RXTE/PCA (for more details on data reduction and spectral analysis, see Clavel et al. 2016). The best fits obtained included an absorbed power law (hard X-rays) plus a disk (soft X-rays), providing the power-law photon index Γ and luminosity $L_{\rm pl}$ as well as the overall luminosity $L_{3-200} = L_{\rm pl} + L_{\rm disk}$. The typical maximum statistical errors in Clavel et al. (2016) fits are a few percent in flux on average: 2% in the soft state, and up to 5% in the hard state. In power-law-dominated states, an average statistical error of $\Gamma_{\rm err} \simeq 0.04$ in power-law index was found, whereas this error is $\Gamma_{\rm err} \simeq 1.1$ in pure soft states. These errors are reported in Figs. 3 and 7. Observed luminosities, L_{3-200}, $L_{\rm pl}$, and $L_{\rm disk}$ are computed in the 3–200 keV range using the power-law and disk parameters fitted between 3 and 40 keV and extrapolated up to 200 keV.

These spectral fits allowed us to derive several important observational quantities for each RXTE observation and to follow their evolution in the 2010–2011 outburst, observed from MJD 55208 (January 12, 2010) to MJD 55656 (April 5, 2011). In Fig. 1 we display the disk fraction luminosity diagram (DFLD, see Körding et al. 2006) of GX 339-4 in the 3–200 keV range. GX 339-4 follows the usual q-shaped hysteresis cycle, crossing all five canonical states of X-ray binaries, as defined in Paper III: quiescent, low-hard, high-hard, high-soft, and low-soft (hereafter Q, LH, HH, HS and LS, respectively). We note that during the 2010–2011 outburst, RXTE monitoring started when GX 339-4 was already in the low-hard (LH) state, which explains the lack of observations during the transition from quiescence (Q) to LH. In Paper III, we demonstrated that our model was able to replicate the generic properties observed in these five states. The jet line (Corbel et al. 2004; Fender et al. 2004) overlaid on the DFLD indicates the separation between states associated with a steady radio emission (right) and those with flares, interstellar medium interactions, or undetectable radio emission (left), see Fig. 2. From now on, days are expressed in reference to MJD 55208 ≡ day 0.

In a pioneering work, Markert et al. (1973a,b) discovered that GX 339-4 had undergone three different spectral states between 1971 and 1973. They named these states based upon their 1–6 keV fluxes: high state, low state, and off state. They had just discovered the ancestors of the soft, hard, and quiescent states, respectively. In their influential paper, Remillard & McClintock (2006) defined another spectral state that is localized between the low-hard and the high-soft states: the steep power-law state. They also renamed the high-soft state into thermal state, leading to three stable states (hard, steep power-law, thermal). Within this new nomenclature, an object spends most of its life in the quiescent state before rising in the hard state. Then, it transits from the hard to the steep power-law state in the hard-to-soft transition (upper horizontal branch in the DFLD), and the other way around in the soft-to-hard transition (lower branch). When the object is not in one of the three stable states defined by Remillard & McClintock (2006), it is classified as an intermediate state. However, the transition between pure hard states (presence of jets, power-law dominated) and steep power-law states (no apparent jet, disk dominated) should be better highlighted. We therefore use intermediate states to represent an identified spectral state, as defined, for instance, in Homan & Belloni (2005) and Nandi et al. (2012). We distinguish the states using only two spectral signatures: the power-law fraction PLf, defined as the ratio of the power-law flux to the total flux in the 3–200 keV range, and the power-law index Γ. This approach leads to the following four spectral states (ignoring quiescence) that are achieved during an entire typical cycle as reported in Fig. 1:

– Hard states, in green, are the spectral states where no disk component is detected. They combine quiescent states and more luminous states, as long as the power-law index remains $\Gamma \lesssim 1.8$ with a power-law fraction PLf $= L_{\rm pl}/L_{3-200} = 1$ by definition. They appear from days 0 to 85 during the rising phase and between days 400 and 438 during the decaying phase, see Fig. 3 top panel, for time evolution.

– Hard-intermediate states, in blue, are characterized by a dominant and rather steep power law, with $1.8 \lesssim \Gamma \lesssim 2.4$ and PLf > 0.6. These states, also labeled hard-intermediate in Nandi et al. (2012), are often accompanied by an high-energy cut-off around 50–100 keV at high luminosities (Motta et al. 2009). Of course, due to the lack of observations above 40 keV, the cutoff is not discussed here (see discussion Sect. 4.4 in Paper III). They arise from days 86 to 95 in the hard-to-soft transition, then between days 385 and 398 in the soft-to-hard transition.

– Soft-intermediate states, in yellow, are characterized by a disk-dominated spectral shape with $0.2 <$ PLf < 0.6, accompanied by a reliable steep power-law fit with $\Gamma \simeq 2$–2.5. These states were also labeled soft-intermediate in Nandi et al. (2012). They are settled from days 96 to 125 in the hard-to-soft transition and from days 351 to 384 on the way back.

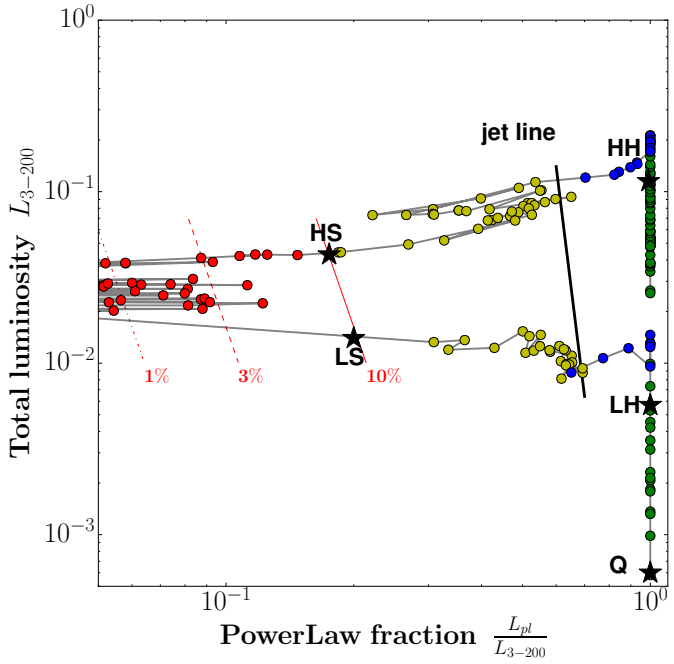


Fig. 1. Evolution of GX 339-4 during its 2010–2011 outburst in a 3–200 keV DFLD, showing the total L_{3-200} X-ray luminosity (in Eddington units) as a function of the power-law fraction. Hard states are displayed in green, hard-intermediate states in blue, soft-intermediate states in yellow, and soft states in red (see text). The five canonical states (Q, LH, HH, HS, and LS) defined in Paper III are highlighted by the black stars, and the observed approximate location of the jet-line is illustrated as a black line. Hard tail levels of 1, 3, and 10% are shown as red dotted, dashed, and solid lines, respectively (see text).

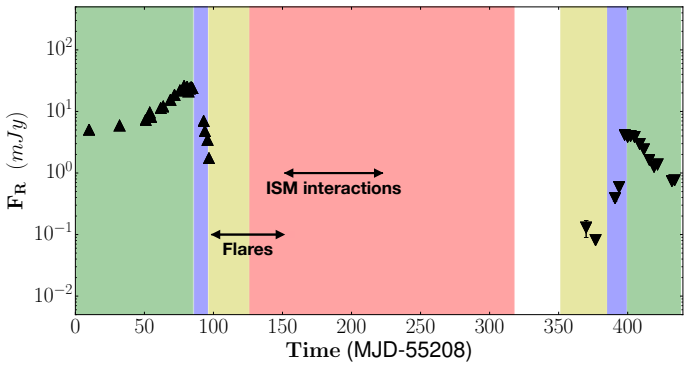


Fig. 2. Radio observations at 9 GHz during the 2010–2011 outburst of GX 339-4 (Corbel et al. 2013a,b). Steady jet emission is shown with triangle markers, upper for the rising phase and lower for the decaying phase, all corresponding to proper detections. Double arrows are drawn when radio emission was also observed but has been interpreted as radio flares or interactions with the interstellar medium (Corbel et al., in prep.). The vertical position of the arrows is arbitrary. The background color shades correspond to the X-ray spectral states (see Sect. 2.2). The epoch in white corresponds to a gap in the X-ray coverage due to solar constraints.

– Soft states, in red, have a disk-dominated spectrum with a hard tail. This so-called hard tail is a steep and faint (PLf < 0.2) power-law, with poorly constrained power-law index $\Gamma \in [2, 3]$ (see red portion in Fig. 3 bottom left panel). They occur from days 126 to 317.

Although these states are defined using only two pieces of information, the power-law fraction PLf $= L_{\rm pl}/L_{3-200}$ and the power-law index Γ, it will be visible that the spectral differences between these states also translate into dynamical differences in the disk evolution. This is why extra caution needs to be taken for the soft states, where derived properties also depend on the amplitude of the additional hard tail (see Paper III). Because the physical processes responsible for the production of the hard tail remain to be investigated (see, e.g., Galeev et al. 1979; Gierliński et al. 1999), a constant hard tail level of 10% is used throughout this article. As Fig. 1 clearly shows, this assumption forces us to disregard any observation located at the left-hand side of the 10% level line during the soft states. To fully describe these states within the DFLD, modifications in the level of the hard tail would need to be assumed. Although interesting, this aspect of the problem is not investigated here because it affects only a negligible amount of the total energy (see discussions in Sects. 3.2 and 4.1 in Paper III).

2.3. Radio observations

During the 2010–2011 outburst, Corbel et al. (2013a) performed radio observations of GX 339-4 with the Australia Telescope Compact Array (ATCA). All radio fluxes likely associated with steady compact jets obtained during this monitoring are shown in Fig. 2, with typical statistical errors between 0.01 and 0.2 mJy (plotted in Fig. 2), and systematic errors of typical values 5−10%. Two epochs with radio emission are also highlighted, and are interpreted as radio flares or interactions of the ejections with the interstellar medium (Corbel et al., priv. comm.). Because we mainly focus on jet diagnostics that can be related to the underlying accretion disk, we did not use the radio fluxes detected during these two periods.

The hard states are always accompanied with radio emission (Fig. 2, in green). The radio flux increases in the rising phase and decreases in the decaying phase, implying that radio and X-ray fluxes are likely related. This has indeed been studied in the past, and it has been shown that the radio luminosity $L_{\rm R}$ at 9 GHz and the X-ray luminosity $L_{\rm X}$ in the 3–9 keV band follow a universal law $L_{\rm R} \propto L_{\rm X}^{0.62}$ (Corbel et al. 2003, 2013a). The hard-intermediate states are also characterized by a persistent radio emission (blue). The radio flux varies rapidly, and the spectral slope $F_\nu \propto \nu^\alpha$ changes from the usual $\alpha \in [0, 0.3]$ during the hard states, to a negative slope $\alpha \in [-0.5, 0]$ (Corbel et al. 2013b,a). This is clear evidence that jets are evolving over time. Due to these spectral index changes during the evolution, we will only consider the radio fluxes in our study rather than the entire jets spectral energy distribution. In the soft-intermediate states, usually no persistent radio flux is observed (yellow). However, multiple radio flares have been observed, mostly during the rising phase, as represented in Fig. 2. Again, these flares are characterized by a rapidly varying radio emission with negative spectral slopes. In the soft state, no steady radio emission is detected (red). Only few flares and interactions with the interstellar medium (ISM) are observed.

The absence of steady radio emission during both the soft (red) and soft-intermediate (yellow) states gives a significant constraint: we assume that the accretion flow cannot produce any steady jet in such cases. This requires that the JED is no longer present, or that it is too tiny to produce any significant radio-emitting jet. Some recent studies have questioned whether jets could still be present during the entire evolution, assuming that detecting jets is not necessarily straightforward (Drappeau et al. 2017, see Paper II, Sect. 5 for previous discussions). In contrast, the steady radio emission during both the hard (green) and

hard-intermediate (blue) states is quite easily reproduced with a JED (see Table 1 in Paper III).

3. Replication of the 2010–2011 cycle

3.1. Methodology and caveats

As shown in Paper III, playing independently with the JED–SAD transition radius r_J and the disk accretion rate $\dot{m}_{\rm in}$ allows us to compute spectra and to reproduce thereby any particular position within the DFLD. We thus performed a large set of simulations with $r_J \in [r_{\rm in} = 2,\ 100]$ and $\dot{m}_{\rm in} \in [10^{-3},\ 10]$, computing for each pair $(r_J, \dot{m}_{\rm in})$ the thermal balance of the hybrid disk configuration and its associated theoretical global spectrum. We then used simulated data and fit each resulting spectrum using the XSPEC fitting procedure detailed in Paper III. We used the same spectral model components (power law and disk) as were used for the spectral analysis of the real observations (see Sect. 2.2 and Clavel et al. 2016). Despite the fact that we used WABS as absorption model in Paper III, we now use PHABS. Note that in the energy bands covered by PCA, the differences are barely detectable. As a consequence, the theoretical parameters can be directly compared to the observational parameters, namely: the 3–200 keV luminosity L_{3-200}, the power-law flux $L_{\rm pl}$ in the same energy range, the power-law fraction PLf $= L_{\rm pl}/L_{3-200}$, and the power-law photon index Γ. However, there are several differences between the spectra obtained from observations (hereafter, observational spectra) and those obtained from our theoretical model (hereafter, theoretical spectra), which might induce systematic effects in this comparison.

First, theoretical spectra are created using both RXTE/PCA and HEXTE instrumental responses (for 1 ks exposures) and thus cover the full 3−200 keV range. This larger energy range allows better constraints on the spectral shape of the theoretical spectra. In particular, the high-energy cutoff detected in part of the associated fits cannot be constrained in the observational spectra, which are limited to energies below 40 keV. In order to correct for this difference, these high-energy cutoffs were ignored when we computed the theoretical luminosities ($L_{\rm pl}$ and L_{3-200}). The quality of the theoretical spectra also allowed us to detect faint low-temperature disk components that would not be considered significant in the observational spectra. However, this difference only affects a few points in the DFLD (close to the high-hard state) and the shifts induced are small enough to be neglected (see, e.g., Fig. 3).

Second and most importantly: in addition to the power-law and disk components described above, a reflection component (traced by a strong emission line at ∼6.5 keV) is also detected in most observational spectra. The reflection process is not currently implemented in our theoretical model, therefore the theoretical spectra do not include any reflection component. This means that the model chosen to account for the reflection signal in the observational spectra could induce systematic errors, mostly in the power-law parameters, and it is important to quantify them. To account for the reflection component, Clavel et al. (2016) selected an ad hoc model composed of a Gaussian emission line at 6.5 keV and, when needed, of a smeared absorption edge at 7.1 keV. These components mimic the shape of the reflection features without accounting for the full complexity of the problem (see, e.g., García et al. 2014; Dauser et al. 2014, and references therein). Individual RXTE/PCA observations indeed have an energy range, a spectral resolution, and an exposure time that prevent more complex reflection models from being fit on the corresponding spectra. The comparison between the spectral parameters obtained with our ad hoc model and those derived using self-consistent reflection models was therefore made after merging several observations to improve the available statistics (see García et al. 2015, for an example of such a spectral analysis for GX 339-4 in the hard state).

Our investigation confirms that of all parameters used in the present work, the power-law photon index Γ is most strongly affected. In particular, our ad hoc model tends to underestimate the value of Γ with discrepancies up to $\Delta\Gamma \lesssim 0.2$. This is especially true in the hard state, where such a shift would reduce the difference between theory and observations that was introduced by taking the radio constraints into account (see Fig. 7, 4th panel on the left). As a result of extrapolating the observed luminosity from 3–40 keV to 3–200 keV, such an increase of Γ would also induce a decrease of $L_{\rm pl}$ by at most 20%. In addition, merged spectra provide enough statistics to better constrain the power-law component in the softer states (yellow and red in Fig. 3, e.g.), also leading to shifts in the value of the photon index Γ. Once again, this shift between the parameter obtained from grouped spectra and the median of parameters from individual fits is no larger than $\Delta\Gamma \lesssim 0.2$, inducing variation on $L_{\rm pl}$ of at most 15%. With these caveats in mind, we can turn to the comparison between theoretical spectra and observations.

3.2. Fitting procedure A: X-rays only

For each observation, we searched for the best pair $(r_J, \dot{m}_{\rm in})$ that minimizes the function

$$\zeta_X = \frac{\left|\log\left[L_{3-200}/L_{3-200}^{\rm obs}\right]\right|}{\alpha_{\rm flux}} + \frac{|\log\left[{\rm PLf}/{\rm PLf}_{\rm obs}\right]|}{\alpha_{\rm PLf}} + \frac{|\Gamma - \Gamma^{\rm obs}|}{\alpha_\Gamma}, \quad (1)$$

where $L_{3-200}^{\rm obs}$, ${\rm PLf}^{\rm obs}$, and $\Gamma^{\rm obs}$ are the values derived from Clavel et al. (2016). The coefficients $\alpha_{\rm flux}$, $\alpha_{\rm PLf}$, and α_Γ are arbitrary weights associated with each of the three constraints we considered. The relative importance of the flux and power-law fraction are comparable, therefore we chose $\alpha_{\rm flux} = \alpha_{\rm PLf} = 1$. More caution needs to be taken on the weight α_Γ that is put on the spectral index Γ. While quite constraining during the hard states, the value of Γ becomes unreliable during the soft state. We thus chose α_Γ to be a function of the power-law fraction, namely $\alpha_\Gamma = 2{-}6\log_{10}({\rm PLf})$. The lowest value of the power-law fraction is reached in the soft state and depends on the (chosen) hard tail level, namely 0.1 here. As a result, α_Γ varies from 2 in hard states to 8 in the soft state. Although empirical, this choice of ζ_X has been shown to be very effective in providing the best pair of parameters $(r_J, \dot{m}_{\rm in})$ for a given spectral shape. Fitting the entire cycle using this procedure takes only a few seconds.

3.2.1. Results: DFLD and spectra

The best fits obtained using procedure A are shown in Fig. 3. Observations are displayed in black, and each reproduced state appears with its corresponding color code, as in Fig. 1. Because the canonical spectral states can be easily reproduced (Paper III), it is not surprising that the whole cycle evolution in the DFLD can also be successfully recovered. This is the first time, however, that such a study is presented. While the total X-ray flux is satisfactorily reproduced (Fig. 3, top-left panel), additional comments are necessary for the evolution of both the power-law fraction PLf and the spectral index Γ.

Most of the evolution of the power-law fraction (middle left panel) is nicely recovered except for two epochs: one around days 80–90 (blue) and the other during the soft states (red).

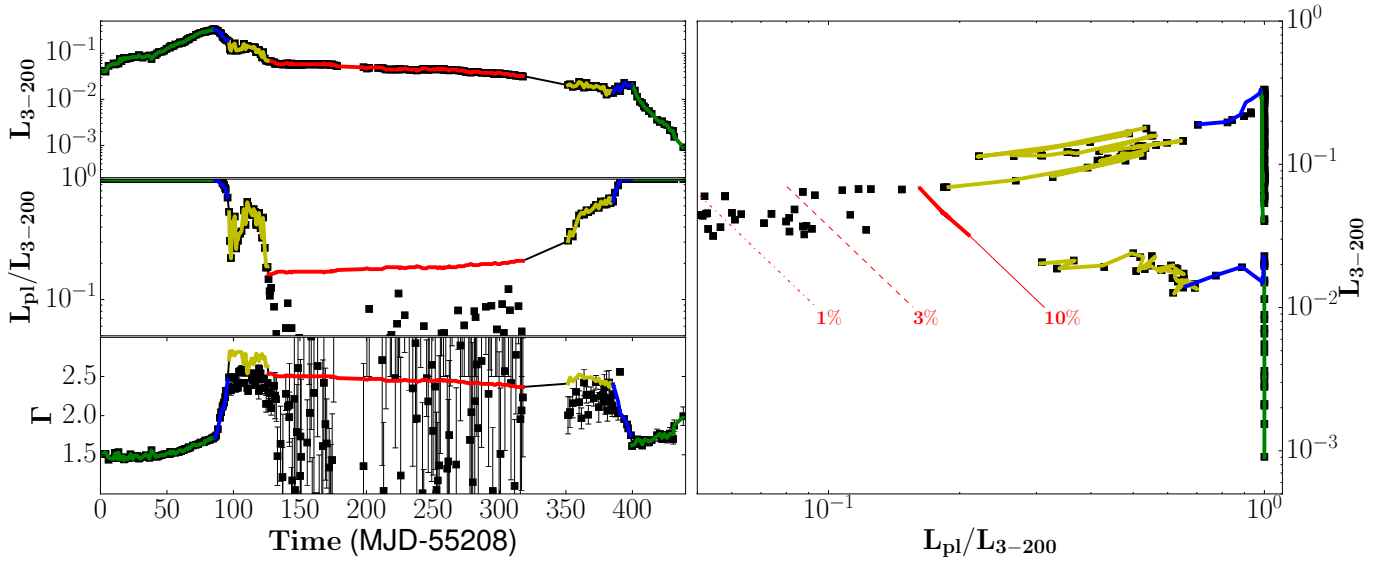


Fig. 3. Results of fitting procedure A applied to the 2010–2011 outburst of GX 339-4. The black markers are fits taken from Clavel et al. (2016) reported with their error bars when reliable, while color lines display our results: green, blue, yellow, and red for hard, hard-intermediate, soft-intermediate, and soft states, respectively (see Sect. 2). *Left*, from top to bottom: 3–200 keV total luminosity L_{3-200} (in Eddington units), the power-law luminosity fraction PLf = L_{pl}/L_{3-200}, and the power-law index Γ. *Right*: DFLD. The hard tail proxy we used was frozen to 10%, but 1% and 3% proxies are also illustrated as red dot-dashed and dashed lines (see Paper III).

The zone around days 80–90 corresponds to the upper transition from the rising hard state to the high hard-intermediate state. While no disk is detected in the X-ray observation, our model often includes a weak disk component, decreasing the power-law fraction by 1−2% in the worst cases (see the upper transition in the DFLD). The presence of weak disks in luminous hard states remains debated (see, e.g., Tomsick et al. 2008), but may be solved by missions with soft X-ray sensitivity like NICER. For the present work, RXTE data alone provide no constraints below 3 keV, and investigating the presence of such a component is therefore not possible with our data set. We note that disk detection in hard states with RXTE are often considered as unrealistic due to the parameters derived, see, for example, Nandi et al. (2012) or Clavel et al. (2016). In the second ill-behaved portion, associated with the soft state (in red, days 126–317), our PLf is larger than the observed values. This is a natural consequence of our choice of a 10% level for the hard tail. As discussed earlier, this bias could be easily accounted for by allowing the hard tail level to vary in time, down to 1% or lower (Fig. 3, right panel).

The time evolution of the power-law index Γ is represented in the bottom left panel of Fig. 3. Our findings are in agreement with the observations when these are reliable (away from the soft state in red). The only noticeable difference lies in the soft-intermediate stages (days 90–120 and 350–380), where the power-law is slightly steeper than observed, namely $\Gamma = 2.4$–2.6 compared to $\Gamma_{obs} = 2.1$–2.5. This discrepancy is only of about 0.2–0.3, however, a range that is consistent with the largest systematic errors introduced by reflection component issues (see Sect. 3.1). Choosing self-consistent models to account for this component would presumably lead to slightly higher values of Γ_{obs}, which would decrease the difference with our Γ. To be fully exhaustive, this could also be accounted for by varying the model parameters that were frozen in Papers II and III (e.g., accretion speed and illumination processes).

When we take all these elements into consideration, it appears that both individual spectra and global DFLD evolution are quite nicely reproduced by the model. The evolutionary track in the DFLD has been obtained by finding the best fits $(r_J, \dot{m}_{in})$ according to the minimum ζ_X at each time (Eq. (1)). The corresponding evolutionary curves $r_J(t)$ and $\dot{m}_{in}(t)$ are shown in Fig. 4. Each color represents the spectral state of GX 339-4, while the surrounding colored areas represent confidence intervals. The most transparent area corresponds to the pairs of r_J and $\dot{m}_{in}$ for which ζ_X is within the 10% error margin of the fits, namely $\zeta_X < 1.10\zeta_{X,best}$. The least transparent area corresponds to a 5% error margin such that $\zeta_X < 1.05\zeta_{X,best}$. It is worth nothing that the accretion rate is very well constrained during the whole evolution. In contrast, the transition radius r_J has good constraints only during the hard-intermediate (blue) and soft-intermediate (yellow) states, while during the hard states, large differences in r_J are barely visible in the resulting spectra.

The q-shaped evolutionary track in the DFLD, attributed to an hysteresis, is here replicated by playing with two (apparently) independent parameters, the transition radius r_J between the inner JED and the outer SAD and the disk accretion rate $\dot{m}_{in}$. The two time-series shown in Fig. 4 are smooth and qualitatively follow the expected behavior of hybrid disk models (see, e.g., Esin et al. 1997; Done et al. 2007; Ferreira et al. 2006; Petrucci et al. 2008; Begelman & Armitage 2014; Kylafis & Belloni 2015). While it is quite natural to expect some convex curve for $\dot{m}_{in}(t)$ (or $\dot{m}(t)$ at a given radius) during an outburst, the behavior of r_J remains a mystery. During the quiescent phase, most of the inner regions of the disk need to be in a JED accreting mode. Then, as the disk accretion rate increases, there must be an outside-in decrease of the transition radius, leading to the diminishing until final disappearance of the inner JED when r_J reaches r_{in}. After the binary system reaches the soft portion of its evolution, it remains so until the decrease in $\dot{m}_{in}$ leads to an inside-out rebuilding of the inner JED when r_J increases again.

Our work reveals what would be required in order to explain the 2010–2011 outburst of GX 339-4 without explaining the reasons for it. The mechanism that triggers the growth and decrease

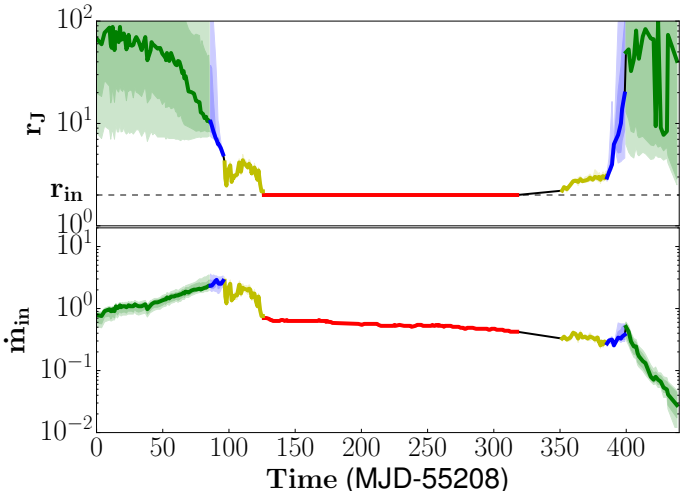


Fig. 4. Time evolution of r_J (top) and $\dot{m}_{\rm in}$ (down) associated with the best $\zeta_{\rm X}$ defined by Eq. (1). The color code is the same as previously. The transparent colored areas correspond to the confidence intervals of 5% and 10% error margin (see text).

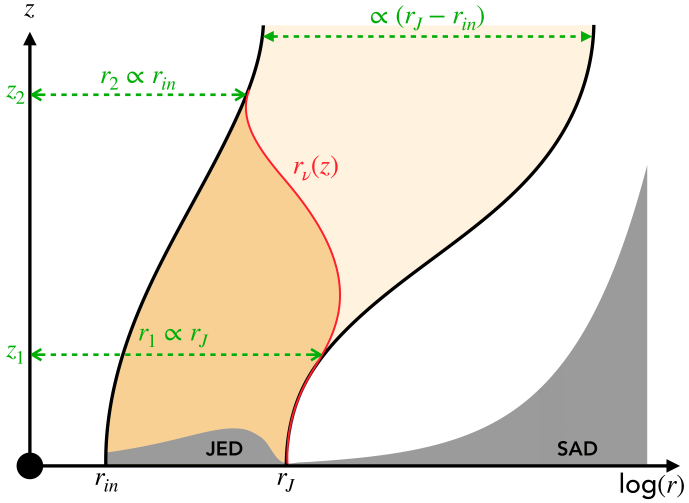


Fig. 5. Schematic view of the magnetized accretion-ejection structure as a function of radius r and altitude z. The extent of the JED and SAD is shown in gray (vertical heights were computed from our model, see Paper III), while the jet launched from the JED is shown in orange (sketch of what its geometry could look like). The photosphere $r_\nu(z)$ at a given frequency ν is shown in red, splitting the jet in an inner optically thick (dark orange) and outer optically thin (light orange) regions. Within our simple approach, each field line widens in a self-similar way so that at a given altitude z, a field line anchored at $r_{\rm in}$ has achieved a radius $r(z) = Wr_{\rm in}$, while that anchored at r_J is Wr_J, with the same asymptotic widening factor W.

of the JED requires dynamical investigations that are beyond the scope of the present study. We note, however, that within our paradigm, this must be related to the strength and radial distribution of the vertical magnetic field in which the disk is embedded, as proposed in Paper I.

3.2.2. Results: predicted radio light curve

This section aims at revising previous estimates of the radio flux that is emitted by a given accretion flow (see for example Blandford & Königl 1979; Heinz & Sunyaev 2003). In our estimates, we neglect any radiative contribution from the central Blandford & Znajek jet core (Blandford & Znajek 1977, see introduction of Paper II). Furthermore, by considering only radio fluxes, no assumptions on the spectral index of jets have to be made (see Paper III, Appendix A). This is justified by the existing correlation between radio and X-rays (Corbel et al. 2013a), despite variations in α during the evolution. Radio emission is assumed to be self-absorbed synchrotron emission from a nonthermal power-law particle distribution with an exponent $p = 2$. The local magnetic field in the jet is assumed to follow that of the disk in a self-similar fashion. The magnetic field in the JED is known because it only depends on the local disk accretion rate. All usual uncertainties such as details of particle acceleration, jet collimation, Doppler beaming, or inclination effects can be hidden within a common normalization factor. Although legitimate, a more precise description of these processes is far beyond the scope of this paper. There are still uncertainties related to the shape of the photosphere at the given radio frequency (e.g., $\nu_{\rm R} = 9\,$GHz), however, as illustrated in Fig. 5.

Because the JED has a finite radial extent, the whole jet is itself limited in radius with a total width proportional to $(r_J - r_{\rm in})$. At a frequency $\nu_{\rm R}$, the whole jet is thus optically thick up to an altitude z_1, whereas it becomes fully optically thin beyond z_2. Between these two altitudes, the photosphere has a shape that follows $r_\nu(z)$, the precise description of which can only be known when a full 2D (not self-similar) jet model is achieved. This is still a pending issue. Therefore, an approximation for this photosphere is required to estimate the flux that is emitted in the radio band.

In Paper III, it was implicitly assumed that the dominant radio emission would be emitted around z_1, leading to the following expression for the flux:

$$F_{\rm R_1} = \tilde{f}_{\rm R_1}\, \dot{m}_{\rm in}^{17/12} r_J\, (r_J - r_{\rm in})^{5/6}\ F_{\rm Edd}, \qquad (2)$$

where $F_{\rm Edd} = L_{\rm Edd}/(\nu_{\rm R} 4\pi d^2)$ is the Eddington flux at $\nu_{\rm R}$ received at a distance d. As expected, the radio flux $F_{\rm R_1}$ is not only a function of the disk accretion rate $\dot{m}_{\rm in}$, but also a function of the JED radial extent $[r_{\rm in}, r_J]$. All usual uncertainties are incorporated within the normalization factor $\tilde{f}_{\rm R_1}$, which can be tuned to fit the observed fluxes. We refer to Appendix A in Paper III for more information on the derivation of Eq. (2).

However, in the limit of a large JED extension, the radio flux scales as $F_{\rm R_1} \propto r_J^{11/6}$ with this formula. Although increasing the emitting volume (or, alternatively, the photosphere surface scaling as $r_J r_{\rm in}$) might lead to an increase of the radio flux, it seems doubtful that the flux would increase almost like r_J^2. Radio is indeed due to self-absorbed synchrotron emission that depends on the local magnetic field strength. Now, while there is currently no consensus on the magnetic field distribution in jets, they are usually described with a central core of almost constant field, surrounded by a steeply decreasing magnetic field structure (see, e.g., Nokhrina et al. 2015). As a consequence, we expect a swift transition of the photosphere $r_\nu(z)$, going from the external jet radius (at z_1) to the internal jet interface (at z_2), where magnetic fields are stronger. Radio jet emission could thus actually be dominated by a zone of surface $\propto r_{\rm in}^2$ around z_2. Within this other extreme limit, we derive the following expression for the radio flux

$$F_{\rm R_2} = \tilde{f}_{\rm R_2}\, \dot{m}_{\rm in}^{17/12} r_{\rm in}\, (r_J - r_{\rm in})^{5/6}\ F_{\rm Edd}. \qquad (3)$$

This new expression is better behaved at large JED radial extent and remains consistent with a drop in the radio flux when

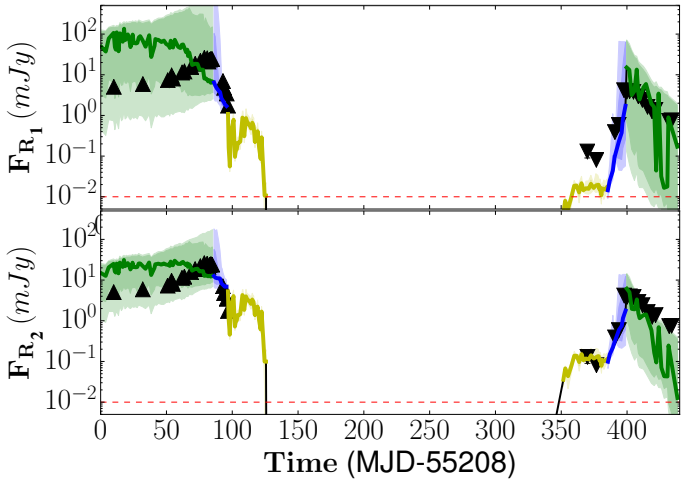


Fig. 6. Radio light curves at 9 GHz in mJy predicted using Eq. (2) (*top*) and Eq. (3) (*bottom*). The red dashed line at 10^{-2} mJy illustrates a typical detection limit. Markers correspond to observed radio fluxes associated with steady jets (see Fig. 2).

the JED disappears ($r_J \rightarrow r_{\rm in}$). Clearly, it is impossible to proceed without a proper 2D calculation of the jet dynamics. Within our current level of approximation for the jet radio emission, however, the above two expressions provide two reasonable flux limits.

Figure 6 displays the Corbel et al. (2013a) radio observations (black) and the two predicted radio light curves using the parameters found on X-ray spectral modeling only. The two normalization factors, $\tilde{f}_{\rm R_1} = 1.05 \times 10^{-10}$ and $\tilde{f}_{\rm R_2} = 4.5 \times 10^{-10}$, are assumed to remain constant throughout the full cycle and were chosen to best fit radio observations at $\nu_{\rm R} = 9$ GHz. Strikingly, the global trends follow the observations reasonably well, with a net radio decrease (increase) near the switch-off (switch-on) phase in both cases. Clearly, the level of radio emission is always adjustable through the renormalisation factor $\tilde{f}_{\rm R}$. The shape of the light curve itself is noteworthy here, however, because again it is obtained using only constraints $(r_J, \dot{m}_{\rm in})$ derived from X-ray spectra. This result is promising because reproducing the radio fluxes was not a requirement of our fitting procedure.

There are, however, some quantitative differences that deserve some attention. The theoretical radio flux is overestimated in the rising hard state by up to two orders of magnitude (upper triangles, days 0–80). This is especially the case for $F_{\rm R_1}$ because it depends more strongly on the transition radius r_J. The same problem arises in the decaying phase, when the flux is underestimated at first (days 360–380) and overestimated later in the hard state (days 400–450). Most of these points belong to the 5% error-bar regions (or confidence intervals) for r_J, however. The fact that observed points always lie within these regions means that a reasonable radio light curve can be built using values of $r_J(t)$ that are derived using the X-rays, even at epochs when X-rays are barely sensitive to r_J (largest error bars). Moreover, when the uncertainties in r_J decrease (blue zone), the model adequacy for the radio increases significantly. Because error bars in radio are quite small, explaining the radio emission during the hard states would only require changing r_J accordingly, with no significant loss of information in the X-rays. In practice, this discussion advocates the inclusion of radio luminosities within the fitting procedure, as described in Sect. 4.

A different kind of discrepancy between the radio emission models and data can be seen during the yellow soft-intermediate phases. In the high phase (days 100–130) the transition radius has not yet decreased to $r_{\rm in}$ (corresponding to a zero-extent jet), and according to both our formulae, radio emission should be produced and detected. However, no detection of steady jets is reported, only flares (see Fig. 2). In the low phase (days 350–380), radio emission is detected at a level that is sometimes higher than predicted by the model (especially for $F_{\rm R_1}$). Our simple jet emission model therefore seems to introduce significant errors during these phases. However, they correspond to r_J varying between $r_{\rm in}$ and $2r_{\rm in}$ (Fig. 4). Now, the jet emission model assumes that the radio emission properties scale with the JED radial extent. It is doubtful that this would still hold when $r_J \rightarrow r_{\rm in}$. Jet collimation properties (and possibly particle acceleration efficiency) may indeed undergo significant changes when the jet-launching zone becomes a point-like source. We should therefore not expect too much from our radio emission model during these states.

To summarize, our simple radio emission model does seem to predict the global trend for the observed radio light curve for both formulae. This was a byproduct of our JED-SAD formalism and not a requirement of the model. However, not only does the theoretical dependency of $F_{\rm R_1}$ with r_J appears dubious, it is also less effective in reproducing the observed radio light curve. In the following, we therefore only focus on $F_{\rm R_2}$.

4. Replication of the 2010–2011 cycle including radio constraints

4.1. Fitting procedure B

Hereafter, the radio flux is described by Eq. (3), and $F_{\rm R_2}$ and $\tilde{f}_{\rm R_2}$ are now referred to as $F_{\rm R}$ and $\tilde{f}_{\rm R}$. Because it is very sensitive to the transition radius r_J, this radio flux can thus be used along with the X-rays to constrain the disk dynamical state. For each observation at any given time, we therefore now search for the best pair $(r_J, \dot{m}_{\rm in})$ that minimizes the new function

$$\zeta_{\rm X+R} = \zeta_{\rm X} + \frac{|\log\left[F_{\rm R}/F_{\rm R}^{\rm obs}\right]|}{\alpha_{\rm R}}, \tag{4}$$

where $\zeta_{\rm X}$ is defined in Eq. (1), $F_{\rm R}$ is the predicted radio luminosity computed above, $F_{\rm R}^{\rm obs}$ the observed luminosity, and $\alpha_{\rm R} = 5$ the radio weight chosen for best results. However, the addition of the radio constraints is not straightforward for the three following reasons:

(1) We only have 35 radio observations across the ~450 days of the observed cycle. Because no radio flux associated with compact jets has been observed during most of the soft-intermediate states (yellow) and during the soft state (red), no radio constraint will be imposed during these states (see Fig. 2). We thus use the former $\zeta_{\rm X}$ (Eq. (1)) in these cases.

(2) When they exist (hard and hard-intermediate states), radio observations often do not exactly match the date of X-ray observations. However, during these states, thanks to the high density of radio observations, we were able to interpolate radio observations and to associate an expected radio flux with each X-ray observation.

(3) Theoretical radio fluxes $F_{\rm R}$ are computed with Eq. (3) using the same normalization factor for the entire cycle. This is justified as long as some self-similar process is involved throughout the cycle. Contrary to the fitting procedure A, including the radio introduces a global constraint through

this common value $\tilde{f}_{\rm R}$. Within procedure A, the radio light curve could be shifted vertically (in flux) by changing the value of $\tilde{f}_{\rm R}$ without modifying either r_J or $\dot{m}_{\rm in}$. In procedure B, the value of $\tilde{f}_{\rm R}$ is included in each individual fit and thus influences the convergence to the best $(r_J, \dot{m}_{\rm in})$ parameter set. Our best value is $\tilde{f}_{\rm R} = 2.5 \times 10^{-10}$ (we recall that $r_{\rm in} = 2$ here).

4.2. Results

Figure 7 shows the results of the fitting procedure B using both X-rays and radio fluxes. In comparison to procedure A, this new procedure introduces modifications to the transition radius r_J and marginally to the disk accretion rate $\dot{m}_{\rm in}$. This leads to significant modifications to the radio flux $F_{\rm R}$ and the spectral index Γ. To show these changes more clearly, we overplot the results from procedure A in gray lines in Fig. 7. As expected, the global X-ray flux and power-law fraction are not altered by the addition of radio constraints. Their evolution as well as the associated DFLD remain the same as in Fig. 3. The strongest quantitative modifications to the global evolution of r_J and $\dot{m}_{\rm in}$ occur in the hard states (Fig. 7, two bottom left panels). Instead of monotonically decreasing in time (as with procedure A), the transition radius now remains roughly stable around $r_J \simeq 20 = 10 r_{\rm in}$, within most of the hard-state evolution and especially in the rising phase between days 0 and 80. This stability is consistent with previous calculations using the calculations made by Heinz & Sunyaev (2003), where r_J was not taken into account in the model. The smaller transition radius also leads to a slightly lower accretion rate, because the SAD (Paper III) has a higher radiative efficiency.

Spectrally, the reproduction of the power-law index Γ is slightly degraded in the rising hard states (days 0–80). The other portions of the outburst are not affected because there is no radio constraint, and their reproduction remains satisfactory. In the hard states, the addition of a radio constraint forces a smaller transition radius than before (Fig. 7, left column, fifth panel). This results in spectra that are harder than those observed, with $\Gamma \simeq 1.6-1.7$ as compared to $\Gamma_{\rm obs} \simeq 1.5-1.6$ (third panel). As argued in Sect. 3.1, this discrepancy could be easily compensated for by taking the reflection component better into account. Moreover, although our model deals with the illumination by the inner JED of the outer soft SAD photons, it does so in a quite simplified way using a simple geometrical factor ω. As shown for instance in Fig. 2 in Paper III, a slight modification of ω could lead to variations of up to 0.4 in Γ. The systematic error induced by these two simplifications has the correct order of magnitude to explain the discrepancies shown in Fig. 7. Therefore, the model is consistent with observations for the whole cycle.

Finally, and by construction, the addition of the radio fluxes within the fitting procedure allowed us to reproduce the radio light curve much better (Fig. 7, left column, fourth panel). The rising and decaying radio emissions during the hard states (green) now match almost perfectly. The hard-intermediate states (blue), during which a swift decrease or increase in radio luminosity occurs, are also recovered well. With no surprise, as with procedure A, the behavior of our jet emission model during the soft-intermediate states (yellow) has room for improvement: too much emission is predicted in high states. This issue was discussed in Sect. 3.2.2.

The bottom right panel in Fig. 7 shows the coevolution $r_J(\dot{m}_{\rm in})$ of the disk accretion rate and the JED-SAD transition radius. The overall behavior qualitatively follows what was expected from previous theoretical works from Meyer-Hofmeister et al. (2005) or Kylafis & Belloni (2015), for example. These were only illustrations, whereas our $r_J(\dot{m}_{\rm in})$ curve relies on complex modeling and fits performed on multiwavelength data. This representation suggests that the disk accretion rate is the only control parameter that leads to the observed evolutionary track of XrBs. This is not a conclusion that can be drawn yet. r_J indeed depends on the local disk magnetization (hence a function of the local magnetic field and disk column density), while $\dot{m}_{\rm in}$ depends on both the dominant torque and column density. There are thus two local disk quantities that come into play: the magnetic field and the column density; and the way the magnetic field evolves in accretion disks is still a pending question. One possible way to solve this question would be to determine how generic the resulting $r_J(\dot{m}_{\rm in})$ curve is, for instance, by deriving it for all cycles of a given object as well as for different objects.

4.3. Open questions

Before concluding, a few open questions about our JED-SAD paradigm need to be discussed. In this section the production of Blandford & Znajek (1977) jets, the possible presence of winds, and the production of timing properties are considered.

First, in our view, jets are mainly emitted directly from the disk, that is, the inner JED portion, and we only computed the radio emission from that component. Because the global scenario from Paper I relies on the existence of a large-scale vertical magnetic field, jets emitted from the rotating black-hole ergosphere are also probably present (Blandford & Znajek 1977; Tchekhovskoy et al. 2011; McKinney et al. 2012). We did not take this dynamical component into account, and doing so might lead to some quantitative changes in the total radio emission. This deserves further investigation. Moreover, multiple radiative processes concerning the two jets have been ignored. We aim here at giving a first-order estimate of the jet contribution, but a more precise description of the radiative emission signature of the jets would lead to a more realistic picture. Effects such as jet collimation or inclination might be included, for instance. This work will be done by coupling our code with the jet spectral code ISHEM (Malzac 2014; Péault et al. 2019), and thus will also further address the possibility of dark jets (Drappeau et al. 2017). Additionally, our face-on disk is inconsistent with our edge-on estimates of the jet emission: this discrepancy will be solved in the future.

Second, another aspect that has been disregarded in our study so far is the possible production of winds. In X-ray binaries, winds have mainly been detected in the soft state (Lee et al. 2002; Ponti et al. 2012), but very recent work suggests the discovery of such winds in the hard state, which challenges this common and historical view (see, e.g., Homan et al. 2016; Tetarenko et al. 2018; Mata Sánchez et al. 2018). Unless, of course, the mass-loss rate in the wind is huge, the presence of such winds in the soft state would not have an important effect on the disk structure, and thus on the spectral shape in X-rays (see Paper III, Sect. 2.1.2). Their effect in the case of magnetically dominated (JED) disks remains to be investigated, however. It remains to be determined whether these winds are being launched below r_J, that is, within the JED portion of the disk. If this is confirmed, then a very interesting question arises: are these winds only the radiative signature of the base of the jets (low velocity and still massive outflow) or another, different, dynamical component making the transition from the outer standard accretion disk to the innermost jet-emitting disk?

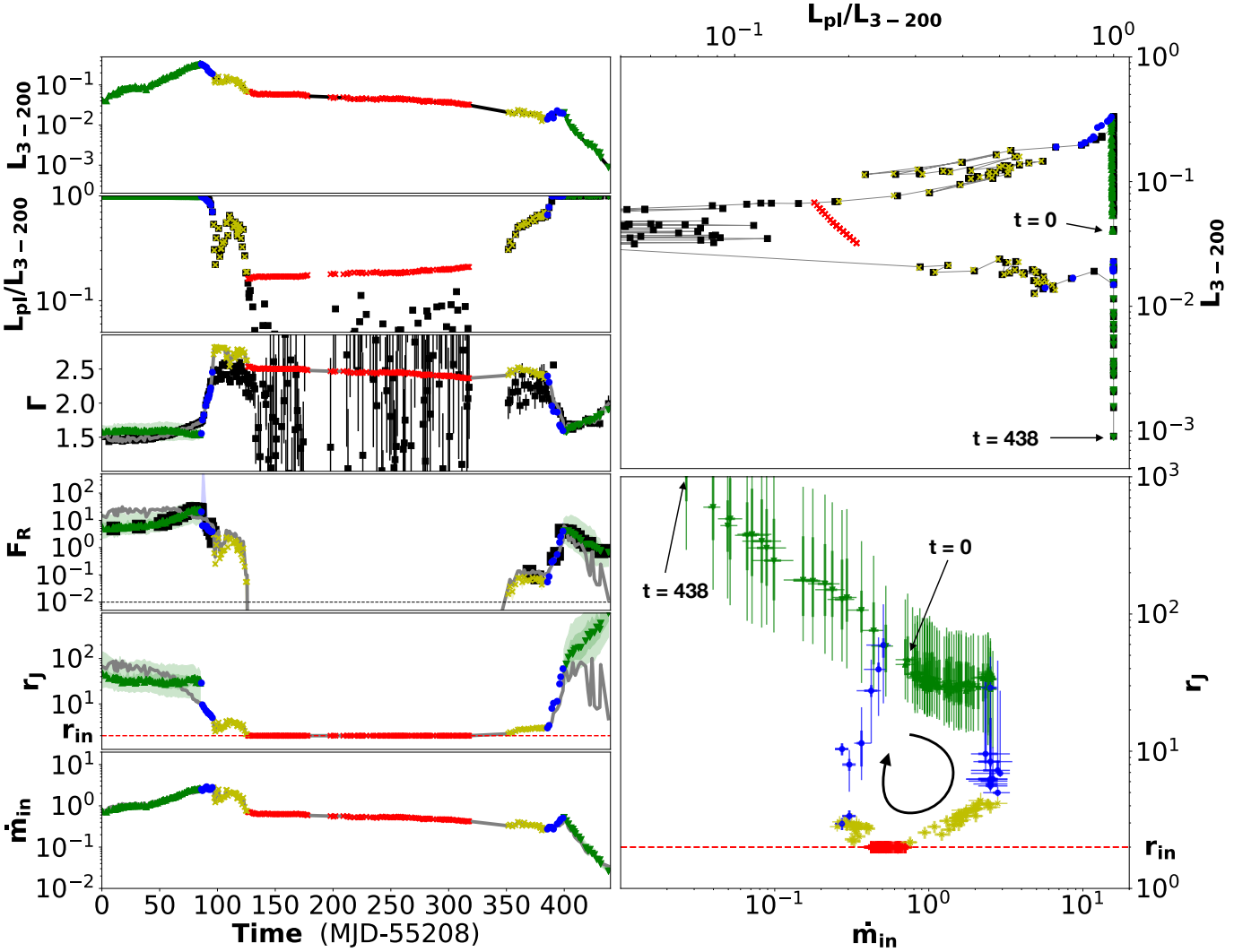


Fig. 7. 2010–2011 outburst of GX 339-4, derived using the fitting procedure B that takes into account X-rays and radio constraints. On the *left*, *from top to bottom*, light curves of 3–200 keV flux (in Eddington units), power-law fraction, power-law index, radio flux F_R (in mJy), transition radius r_J, and accretion rate $\dot{m}_{in}$. Light curves of the same quantities, but obtained using procedure A (Fig. 3), are also reported with gray lines for comparison. On the *right*, evolutionary tracks in the associated DFLD (*top*) and in an $r_J(\dot{m}_{in})$-diagram (*bottom*), in which the starting and ending positions are indicated. The color code is the same as previously: green triangles for the hard state, blue circles for the hard-intermediate, yellow crosses for the soft-intermediate, and red crosses for the soft state. Different symbols were used for the two phases of the hard state to better distinguish them: Upper triangles are used for the rising phase and lower triangles for the decaying phase. Error bars for the 5% and 10% confidence intervals are also displayed in the bottom right panel.

Although these observations do not involve GX 339-4, this question requires investigations in the future.

Last but not least, although timing properties are an important feature in the behavior of X-ray binaries, we did not discuss them here. Investigating hard-soft lags (see Uttley et al. 2014, for a recent review) and quasi-periodic oscillations (QPOs, see Zhang 2013; Motta 2016) requires us to consider the details of each observed spectrum. Such studies are beyond the scope of this paper. Our view is consistent with multiple timing properties, however. First, an abrupt transition in disk density is a highly favorable place for the productions of QPOs within different mecanisms. Such a radius could be associated with the location of some specific instability (Tagger & Pellat 1999; Varnière et al. 2012), the transition from the outer optically thick to the inner optically thin accretion flow (e.g., Giannios & Spruit 2004), or the outer radius of the inner ejecting disk (e.g., Cabanac et al. 2010). Investigations will be presented in a forthcoming paper. However, whether such a high-density break is stable and produces QPOs is a question that needs to be addressed. We note, for instance, that high-frequency QPOs are indeed observed in 3D general relativistic MHD simulations, at the radial transition between the inner magnetically arrested disks (MAD) or magnetically choked accretion flows (MCAF) and the outer standard accretion disk (see McKinney et al. 2012, and references therein). We also expect such a situation to arise in our case because the magnetic properties of MAD and MCAF are very similar to that of the jet-emitting disk: a vertical magnetic field near equipartition, near-Keplerian accretion (beyond the plunging region), and a global accretion torque caused by outflows. Second, while the production of time lags is usually associated with a corona or lampost geometry (Uttley et al. 2014, Fig. 1), very recent studies have shown that a radial stratification of the disk can be used to explain timing properties (Mahmoud & Done 2018; Mahmoud et al. 2019). This is very promising and fits surprisingly well with our own framework. These two timing questions will be raised

and further studied in forthcoming works using dedicated observations.

5. Conclusion

Using the jet-emitting disk and standard accretion disk (JED–SAD) description for the inner regions of XrBs, we were able to replicate several observational diagnostics throughout the whole 2010–2011 cycle of GX 339-4 to a very good agreement. These diagnostics are the 3–200 keV total luminosity L_{3-200}, the power-law luminosity fraction PLf $= L_{\rm pl}/L_{3-200}$, and the power-law index Γ. The observational X-ray constraints presented in this paper were derived from the RXTE/PCA observations of GX 339-4. The spectral parameters we used were provided by Clavel et al. (2016) and directly compared to the theoretical parameters. The theoretical parameters were obtained following the methods and limitations described in Papers II and III. The unknown dynamical parameters, allowed to vary throughout the cycle, are the JED–SAD transition radius r_J and the disk accretion rate onto the black hole $\dot{m}_{\rm in}$.

Our present work followed a three-step process. We first searched for the best $(r_J, \dot{m}_{\rm in})$ light curves that could reproduce all X-ray diagnostics. We then showed, using a simple self-absorbed synchrotron emission model for the jet, that the model predicts a radio light curve that is qualitatively consistent with the Corbel et al. (2013a) observations of GX 339-4 at that same epoch. We realized that radio observations introduce a strong constraint on the JED–SAD transition radius r_J during hard states, a constraint that is much more stringent than that provided by the X-ray data alone. As a last step, the radio luminosity was therefore included in the fits to constrain the disk dynamical state $(r_J, \dot{m}_{\rm in})$ in accordance with the spectral shape in X-rays. This procedure greatly improved the agreement between the model and the radio observations, mostly by changing the magnitude and temporal behavior of r_J. Obviously, the parameters derived from X-ray observations can be strongly dependent on the spectral model that is selected and on the analysis procedures. We estimated the systematic errors that were introduced, in particular, those due to the reflection component that is not yet included in our model. They are found to be consistent with the small discrepancies between the model and observations. We are therefore confident of the robustness of our results, namely that the full XrB outburst and the trends derived for the model parameters r_J and $\dot{m}_{\rm in}$ are reproduced.

In order to fully understand the behavior of an outbursting XrB, the X-ray spectral changes and radio emission properties need to be explained. A full cycle therefore draws a trajectory in a 3D space, made of the DFLD plus the radio flux axis. Ultimately, our approach can be thought of as an effort to map this 3D evolutionary track into a 2D plot $r_J(\dot{m}_{\rm in})$. If a figure such as presented in the bottom right panel of Fig. 7 indeed appears to be generic for a given object, then a dynamical explanation needs to be proposed. It will be a complex task because the evolution timescales involved are extremely long compared to any local timescale.

Acknowledgements. We thank the anonymous referee and Joey Neilsen for their helpful comments and careful reading of the manuscript. The authors acknowledge funding support from the French research national agency (CHAOS project ANR-12-BS05-0009, http://www.chaos-project.fr), the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), and the Programme National des Hautes Energies (PNHE). This research has made use of data, software, and/or web tools obtained from the high-energy astrophysics science archive research center (HEASARC), a service of the astrophysics science division at NASA/GSFC. Figures in this paper were produced using the MATPLOTLIB package (Hunter 2007).

References

Begelman, M. C., & Armitage, P. J. 2014, ApJ, 782, L18
Belmont, R. 2009, A&A, 506, 589
Belmont, R., Malzac, J., & Marcowith, A. 2008, A&A, 491, 617
Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, ApJ, 232, 34
Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433
Bradt, H. V., Braes, L. L. E., Forman, W., et al. 1975, ApJ, 197, 443
Cabanac, C., Henri, G., Petrucci, P. O., et al. 2010, MNRAS, 404, 738
Casse, F., & Ferreira, J. 2000, A&A, 361, 1178
Casse, F., & Keppens, R. 2002, ApJ, 581, 988
Clavel, M., Rodriguez, J., Corbel, S., & Coriat, M. 2016, Astron. Nachr., 337, 435
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., Coriat, M., Brocksopp, C., et al. 2013a, MNRAS, 428, 2500
Corbel, S., Aussel, H., Broderick, J. W., et al. 2013b, MNRAS, 431, L107
Dauser, T., Garcia, J., Parker, M. L., Fabian, A. C., & Wilms, J. 2014, MNRAS, 444, L100
Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, A&ARv, 15, 1
Drappeau, S., Malzac, J., Coriat, M., et al. 2017, MNRAS, 466, 4272
Dunn, R. J. H., Fender, R. P., Körding, E. G., Belloni, T., & Cabanac, C. 2010, MNRAS, 403, 61
Eddington, A. S. 1926, The Internal Constitution of the Stars (Cambridge: Cambridge University Press)
Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, ApJ, 489, 865
Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, MNRAS, 355, 1105
Fender, R. P., Homan, J., & Belloni, T. M. 2009, MNRAS, 396, 1370
Ferreira, J. 1997, A&A, 319, 340
Ferreira, J., & Pelletier, G. 1993, A&A, 276, 625
Ferreira, J., & Pelletier, G. 1995, A&A, 295, 807
Ferreira, J., Petrucci, P. O., 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
García, J., Dauser, T., Lohfink, A., et al. 2014, ApJ, 782, 76
García, J. A., Steiner, J. F., McClintock, J. E., et al. 2015, ApJ, 813, 84
Giannios, D., & Spruit, H. C. 2004, A&A, 427, 251
Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Poutanen, J., et al. 1999, MNRAS, 309, 496
Heida, M., Jonker, P. G., Torres, M. A. P., & Chiavassa, A. 2017, ApJ, 846, 132
Heinz, S., & Sunyaev, R. A. 2003, MNRAS, 343, L59
Hjellming, R. M., & Wade, C. M. 1971, ApJ, 168, L21
Homan, J., & Belloni, T. 2005, Ap&SS, 300, 107
Homan, J., Neilsen, J., Allen, J. L., et al. 2016, ApJ, 830, L5
Hunter, J. D. 2007, Comput. Sci. Eng., 9, 90
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
Körding, E. G., Jester, S., & Fender, R. 2006, MNRAS, 372, 1366
Kylafis, N. D., & Belloni, T. M. 2015, A&A, 574, A133
Lasota, J. P., Narayan, R., & Yi, I. 1996, A&A, 314, 813
Lee, J. C., Reynolds, C. S., Remillard, R., et al. 2002, ApJ, 567, 1102
Liska, M. T. P., Tchekhovskoy, A., & Quataert, E. 2018, ArXiv e-prints [arXiv:1809.04608]
Ludlam, R. M., Miller, J. M., & Cackett, E. M. 2015, ApJ, 806, 262
Mahmoud, R. D., & Done, C. 2018, MNRAS, 480, 4040
Mahmoud, R. D., Done, C., & De Marco, B. 2019, MNRAS, 486, 2137
Malzac, J. 2014, MNRAS, 443, 299
Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P. O., et al. 2018a, A&A, 615, A57
Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P. O., et al. 2018b, A&A, 617, A46
Markert, T. H., Canizares, C. R., Clark, G. W., et al. 1973a, ApJ, 184, L67
Markert, T. H., Clark, G. W., Lewin, W. H. G., Schnopper, H. W., & Sprott, G. F. 1973b, Int. Astron. Union Circ., 2483, 1
Mata Sánchez, D., Muñoz-Darias, T., Casares, J., et al. 2018, MNRAS, 481, 2646
McKinney, J. C., Tchekhovskoy, A., & Blandford, R. D. 2012, MNRAS, 423, 3083
Meyer-Hofmeister, E., Liu, B. F., & Meyer, F. 2005, A&A, 432, 181
Miller, J. M., Reynolds, C. S., Fabian, A. C., et al. 2008, ApJ, 679, L113
Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1998, Nature, 392, 673
Motta, S., Belloni, T., & Homan, J. 2009, MNRAS, 400, 1603

Motta, S. E. 2016, Astron. Nachr., 337, 398
Muñoz-Darias, T., Casares, J., & Martínez-Pais, I. G. 2008, MNRAS, 385, 2205
Murphy, G. C., Ferreira, J., & Zanni, C. 2010, A&A, 512, A82
Nandi, A., Debnath, D., Mandal, S., & Chakrabarti, S. K. 2012, A&A, 542, A56
Narayan, R., & Yi, I. 1994, ApJ, 428, L13
Nokhrina, E. E., Beskin, V. S., Kovalev, Y. Y., & Zheltoukhov, A. A. 2015, MNRAS, 447, 2726
Parker, M. L., Tomsick, J. A., Kennea, J. A., et al. 2016, ApJ, 821, L6
Péault, M., Malzac, J., Coriat, M., et al. 2019, MNRAS, 482, 2447
Petrucci, P.-O., Ferreira, J., Henri, G., & Pelletier, G. 2008, MNRAS, 385, L88
Ponti, G., Fender, R. P., Begelman, M. C., et al. 2012, MNRAS, 422, L11
Rees, M. J., Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Phinney, E. S. 1982, Nature, 295, 17
Reis, R. C., Fabian, A. C., Ross, R. R., et al. 2008, MNRAS, 387, 1489
Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, ARA&A, 44, 49
Rodriguez, J., Shaw, S. E., Hannikainen, D. C., et al. 2008, ApJ, 675, 1449
Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
Tagger, M., & Pellat, R. 1999, A&A, 349, 1003
Tananbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E., Giacconi, R., & Jones, C. 1972, ApJ, 177, L5
Tchekhovskoy, A., Narayan, R., & McKinney, J. C. 2011, MNRAS, 418, L79
Tetarenko, B. E., Sivakoff, G. R., Heinke, C. O., & Gladstone, J. C. 2016, ApJS, 222, 15
Tetarenko, B. E., Lasota, J. P., Heinke, C. O., Dubus, G., & Sivakoff, G. R. 2018, Nature, 554, 69
Tomsick, J. A., Kalemci, E., Kaaret, P., et al. 2008, ApJ, 680, 593
Tzeferacos, P., Ferrari, A., Mignone, A., et al. 2013, MNRAS, 428, 3151
Uttley, P., Cackett, E. M., Fabian, A. C., Kara, E., & Wilkins, D. R. 2014, A&ARv, 22, 72
Varnière, P., Tagger, M., & Rodriguez, J. 2012, A&A, 545, A40
Yuan, F., & Narayan, R. 2014, ARA&A, 52, 529
Zanni, C., Ferrari, A., Rosner, R., Bodo, G., & Massaglia, S. 2007, A&A, 469, 811
Zdziarski, A. A., Gierliński, M., Mikołajewska, J., et al. 2004, MNRAS, 351, 791
Zhang, S.-N. 2013, Front. Phys., 8, 630