THÈSE DE DOCTORAT
UNIVERSITÉ PARIS 7 – DENIS DIDEROT

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île-de-France

UFR de Physique

Thèse présentée par

Marion CADOLLE BEL

pour obtenir le grade de

Docteur ès Sciences de l'Université Paris 7

Spécialité : Astrophysique et Méthodes Associées

Étude des émissions à haute énergie des trous noirs stellaires accrétants

Thèse dirigée par Andrea GOLDWURM

Soutenue le 13 septembre 2006 au CEA de Saclay
devant le jury composé de :

M. Pierre BINETRUY .... Président du jury
M. Jean-Marie HAMEURY .... Rapporteur
M. Luigi STELLA .... Rapporteur
M. Andrea GOLDWURM .... Directeur de thèse
M. Pierre-Olivier PETRUCCI .... Examinateur
M. Michel TAGGER .... Examinateur

Résumé

La présente thèse porte sur l'étude de plusieurs systèmes binaires X accrétants contenant un trou noir stellaire (avéré ou potentiel) principalement à travers les propriétés spectrales et temporelles de leurs émissions à haute énergie, entre 3 keV et 1 MeV, éventuellement agrémentées d'observations dans les domaines radio, proche infrarouge et visible.

Le plan est découpé en cinq parties : la première est consacrée à la physique de l'accrétion, aux enjeux qu'elle représente et aux modélisations qui en découlent pour expliquer le rayonnement perçu dans les longueurs d'onde X et γ de ces systèmes binaires X. Je détaille dans une deuxième partie les instruments à bord d'*INTEGRAL* et leur fonctionnement puisque cette thèse compte parmi les premières après le lancement du satellite, dont les trois instruments principaux fonctionnent sur des techniques relativement complexes d'imagerie à masque codé. Ensuite, je présente dans une troisième partie les procédures d'analyses de données, avant de montrer mon apport personnel à l'amélioration des logiciels existants et à la création d'outils informatiques spécifiques à mes analyses. Dans une quatrième partie, j'entre dans le cœur du sujet de ma thèse et je présente mes analyses et mes interprétations sur les observations de plusieurs sources binaires X à trou noir, judicieusement déterminées et choisies : Cygnus X$-$1, trou noir confirmé persistant étudié depuis de nombreuses années, nous ayant pourtant surpris par un excès détecté à haute énergie ; deux sources transitoires nouvelles, XTE J1720$-$318 située dans le centre galactique et SWIFT J1753.5$-$0127, plus probablement localisée dans le halo, qui fournissent de précieuses informations, l'une sur les variations des paramètres lors de transitions spectrales, l'autre sur la limite de la relation attendue entre les luminosités X et radio. Puis je détaille mes analyses sur H 1743$-$322, identifiée grâce à *INTEGRAL* avec une source découverte par *HEAO* en 1977, et sur trois microquasars persistants (ou presque) à jets superluminiques, 1E 1740.7$-$2942, GRS 1758$-$258 et GRS 1915+105. Pour chacune des six premières sources, j'analyse les liens entre les paramètres spectraux et leurs changements lors des transitions éventuelles entre états. Je discute la présence de deux milieux émetteurs de rayons X et γ, de géométrie relative changeante. Pour GRS 1915+105, j'établis un cycle probable ordonné dans la succession des variabilités (étonnantes) de la source pendant dix années et je propose une interprétation de ces transitions compatible avec les prédictions du modèle d'Instabilité d'Accrétion-Éjection.

En guise de conclusion, je commente et compare ces résultats spectro-temporels dans le cadre de modèles théoriques expliquant les phénomènes observés. Je déduis certaines limites à notre compréhension générale relativement correcte - mais incomplète - de ces systèmes binaires X et je décris ce qu'apportent deux phénomènes relativement nouveaux que j'ai observés. Je termine par mes perspectives de recherches.

Abstract

The present work is dedicated to the study of various X-ray binary systems harboring accreting stellar mass black holes (or candidates) associated in X-ray binary systems mainly through the spectral and timing properties of the high energy 3 keV–1 MeV emission. This work will sometimes be completed by observations performed in other wavelength (radio, near-infrared and Optical).

My work is divided in five parts: the first one is devoted to accretion physics phenomena and to the challenge of understanding the X-ray/γ emission produced in X-ray binary systems. I will also present the basic modelling of such high energy processes. Then, because this thesis is one among the first ones since the satellite launch, I will define in a second part the instruments on board *INTEGRAL* and the way coded masked aperture is employed. In a third part, I will develop the standard data reduction analysis and my own contribution in improving the usual software. I will then detail the specific tools I have personally developed for my analysis. In the fourth part, I will turn towards the deep analysis and interpretations I have performed on several black hole X-ray binary systems chosen properly: the persistent black hole source Cygnus X$-$1 which has been studied since several years and surprised us by an excess detected at high energies; two new transient sources, XTE J1720$-$318 located in the galactic bulge and SWIFT J1753.5$-$0127, probably situated in the halo. These two latter sources provide interesting informations, the first one about spectral transitions and the second one which does not seem to follow the usual radio/X-ray luminosity correlation. I will also detail my work on H 1743$-$322, recently identified by *INTEGRAL* as the *HEAO* source discovered in 1977, and on three (almost) persistent microquasars with superluminal jets, 1E 1740.7$-$2942, GRS 1758$-$258 and GRS 1915+105. I will study and analyze for each source spectral parameter evolutions and their links with each other during state transitions. I will then discuss the presence of two different X/γ-ray emitting media. I will point out that their relative geometry changes during spectral transitions. While establishing an order -which seems to be cyclic- for the different variability classes of GRS 1915+105 observed during ten years, I will propose an interpretation for such behavior which is compatible with the theoretical predictions of the Accretion-Ejection Instability model.

As a conclusion, I will discuss and compare my results in the framework of theoretical models to explain the observations presented along my thesis. I will derive some caveats to the general (well understood) physical processes which occur in X-ray binary systems. I will discuss the two important phenomena I have recently observed. I will conclude with my perspectives of future research work.

Remerciements

La liste des personnes qui m'ont aidée pour le présent mémoire est longue. Exercice oblige, je vais essayer de ne pas en oublier (mille excuses d'avance) tout en le faisant brièvement et originalement !

Tout d'abord, je remercie chaleureusement mon responsable de thèse Andrea Goldwurm pour sa gentillesse et sa patience envers moi. Son exigence et son perfectionnisme, parfois extrêmes (comme la physique que nous étudions ensemble), m'ont parfois mise à rude épreuve, mais j'en suis sortie grandie et davantage préparée à la recherche. J'ai acquis grâce à lui de solides capacités à effectuer des travaux de recherches sérieux et approfondis. Je tiens également à remercier Philippe Ferrando, ex-directeur officiel depuis peu, qui m'a toujours écoutée et encouragée, ne serait-ce que pour la course-relai du CEA à laquelle nous somme finalement arrivés en bonne place !

Je remercie aussi particulièrement Jacques Paul, sans qui le couloir du premier étage ne serait pas aussi dynamique et mouvementé. Les discussions que nous avons partagées à propos des sujets les plus variés ont toujours été stimulantes et fructueuses.

Un grand merci à Jérôme Rodriguez qui a régulièrement suivi mes Chapitres de thèse, mon travail, mon moral. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler (et à rigoler, comme à Saas Fee par exemple) avec lui et je compte bien continuer.

Merci à Pierre-Olivier Lagage, chef du Service d'Astrophysique, de m'avoir accueillie dans le laboratoire en stage, puis de m'avoir permis de poursuivre en thèse et, je l'espère, de pouvoir revenir souvent. Merci à toute l'équipe d'*INTEGRAL*, ingénieurs, techniciens, chercheurs (affirmés, post-docs et thésards), qui ont rendu ce travail agréable et efficace. Cette thèse n'aurait pas vu le jour sans eux.

Merci à Daniel Rouan, à Jacqueline Plancy et à toute l'équipe de l'École Doctorale, agréables et disponibles à souhait pour leurs anciens élèves et qui m'ont suivie avec soin.

Pour mes collaborateurs de France et d'ailleurs, merci pour les discussions scientifiques multiples qui m'ont montré d'autres horizons (et aussi pour les parties de volley ou les déjeuners à la piscine).

Évidemment, je remercie mes parents et mes beaux-parents réunis ce jour, sans qui rien de tout cela n'aurait été possible. Merci de m'avoir soutenue, aidée et écoutée dans les moments parfois difficiles que j'ai écumés au cours de ma thèse. Merci à toi, Denis, tu as parfois vécu le pire presque au quotidien, entre Nice et Paris, mais pas en vain : ton aide fut précieuse et justement récompensée (je l'espère). Et une reconnaissance énorme à ma Cilou bien sûr, sans qui ce manuscript aurait eu bien plus de fautes de frappes que désormais... Merci aussi à mes amis de lycée, fac, UCPA et d'ailleurs, avec qui j'ai pu décompresser. Ils m'ont supportée toutes ses années, avec mes *délires* sur les trous noirs. Combien de fois ai-je entendu « Mais ça existe ces objets-là ? Tu bosses vraiment sur un sujet *hallucinant* ! ». Merci de m'avoir parfois (mais pas trop, heureusement) ramenée à la réalité et d'avoir été disponibles pour faire la fête.

Enfin, je remercie chaleureusement tous les membres du jury d'avoir consacré un temps précieux à lire, commenter et critiquer positivement mon travail. Leurs remarques m'ont permis d'améliorer mon manuscript, de le rendre plus précis et complet et de me m'avoir fait réfléchir à des questions nombreuses.

Dans le désordre, je citerai enfin tous les éléments qui ont joué un rôle dans l'accomplissement de ce travail : mon PC, qui ne m'a lâchée qu'à la fin, soit quatre jours avant de rendre ma thèse aux rapporteurs ; mes amis danseurs, avec qui j'ai vraiment pu me détendre en essayant de ne plus penser à ma thèse 24 heures sur 24 ; mes chats, le noir et le blanc, et les musiques, salsa, rock, blues ou jazz, qui m'ont accompagnée tout au long de ce travail de recherches. J'espère bien le continuer sérieusement à l'avenir avec autant de plaisir et de soin que j'ai eus lors de ma thèse.

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Unités, notations

L'astrophysique (γ en particulier) implique des unités particulières que je précise ci-dessous. En effet, j'emploierai des unités *vieilles* pour des raisons historiques, l'astrophysique étant parmi la plus ancienne des sciences.

Unités utilisées en astrophysique

1 u.a. = 1,496 × 10^{13} cm	unité astronomique
1 pc = 3,085678 × 10^{18} cm	parsec
1 μJy = 0,242 × 10^{-11} erg cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}	jansky
1 $M_\odot$ = 1,989 × 10^{33} g	masse du Soleil
1 $L_\odot$ = 3,827 × 10^{33} erg s^{-1}	luminosité du Soleil
1 $R_\odot$ = 6,96 × 10^{10} cm	rayon du Soleil

Unités utilisées pour le rayonnement γ

1 eV = 1,60217733 × 10^{-19} J	électron-volt
1 erg = 10^{-7} J	

ACRONYMES

Je définis ici les principaux acronymes ou notations utilisés dans ma thèse.

ARF	***A**ncillary **R**esponse **F**ile*
ASE	**A**gence **S**patiale **E**uropéenne
ASM	***A**ll **S**ky **M**onitor*
CEA	**C**ommissariat à l'**É**nergie **A**tomique
CESR	**C**entre d'**É**tude **S**patiale du **R**ayonnement
CGRO	***C**ompton **G**amma **R**ay **O**bservatory*
CNES	**C**entre **N**ational d'**É**tudes **S**patiales
COMPTEL	***COMP**ton **TEL**escope*
CP	***C**ore **P**rogramme*
ESTEC	***E**uropean **S**pace Research and **TEC**hnology **C**entre*
FST	***F**ailed **S**tate **T**ransition*
FWHM	***F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum*
HMXB	***H**igh-**M**ass **X**-ray **B**inary*
HEXTE	***H**igh **E**nergy **X**-ray **T**iming **E**xperiment*
HSS	***H**igh **S**oft **S**tate*
IBIS	***I**mager on **B**oard the **I**NTEGRAL **S**atellite*
INTEGRAL	***INTE**rnational **G**amma-**Ra**y **A**strophysics **L**aboratory*
IS	***I**ntermediate **S**tate*
ISDC	***I**NTEGRAL **S**cience **D**ata **C**enter*
ISOC	***I**NTEGRAL **S**cience **O**peration **C**enter*
ISGRI	***I**NTEGRAL **S**oft **G**amma-**R**ay **I**mager*
JEM-X	***J**oint **E**uropean **M**onitor*
LMXB	***L**ow-**M**ass **X**-ray **B**inary*
LHS	***L**ow **H**ard **S**tate*
MOC	***M**ission **O**peration **C**enter*
NTT	***N**ew **T**echnology **T**elescope*
QPO	***Q**uasi **P**eriodic **O**scillation*
OSSE	***O**riented **S**cintillation **S**pectrometer **E**xperiment*
PC	**P**artiellement **C**odé
PCA	***P**roportional **C**ounter **A**rray*
PICsIT	***Pi**xellated **CsI** **T**elescope*
RMF	***R**edistribution **M**atrix **F**ile*
RXTE	***R**ossi **X**-ray **T**iming **E**xperiment*
SIGMA	**S**ystème d'**I**magerie **G**amma à **M**asque **A**léatoire
SPI	**S**pectromètre **P**our **I**NTEGRAL
SPSF	***S**ystem **P**oint **S**pread **F**unction*
TC	**T**otalement **C**odé
VHS	***V**ery **H**igh **S**tate*
VL(B)A	***V**ery **L**ong (**B**aseline) **A**rray*
XMM	***X**-ray **M**ulti **M**irror*

INTRODUCTION

Parmi les objets célestes qui nous entourent, nous plongeant dans des interrogations multiples quant à leur compréhension, les astres tels que les *naines blanches*, les *étoiles à neutrons* et les *trous noirs* sont à la fois les plus étranges et les plus séduisants. Caractérisés par une compacité extrême, ces astres libèrent des quantités importantes d'énergie dans les domaines des rayons X et γ. Il est alors tout à fait logique et légitime de se demander comment les énergies phénoménales observées peuvent être produites et quels effets les objets compacts engendrent sur leur environnement proche. Le *trou noir*, le plus compact de tous les objets célestes, est intéressant à étudier en soi ne serait-ce que pour prouver son existence et pour caractériser ses propriétés individuelles, mais pas seulement : un *trou noir* a des implications cruciales dans de multiples sujets d'astrophysique. Je citerai (entre autres) les énigmes concernant la formation des *trous noirs* dans le cadre de l'évolution stellaire et de celle des systèmes binaires, la distribution des *trous noirs* dans la galaxie ainsi que leurs effets sur la dynamique et l'évolution de celle-ci. L'étude générale des *trous noirs* concerne également des sujets plus vastes tels que la cosmologie et la physique astro-particulaire ; en outre, un *trou noir* est censé fournir des tests des prévisions de la Relativité Générale en champ gravitationnel fort.

Un *trou noir* peut être de taille stellaire (entre 3 et 20 $M_\odot$), reste d'une étoile massive après une explosion éventuelle en supernova, ou très massif (entre 10^5 et 10^9 $M_\odot$) comme au cœur des noyaux actifs de galaxie. Un autre cas de *trous noirs* (de masses incertaines) existerait : formés aux premiers instants de l'univers et appelés *mini trous noirs primordiaux*, ils auraient eu des masses quelconques (voire très petites) et se seraient évaporés depuis. Je me concentrerai sur l'étude du premier type de *trou noir* (de taille stellaire). Un *trou noir* se définit comme une région causalement déconnectée du reste de l'univers. Une des questions les plus brûlantes est alors de savoir comment de tels objets sont visibles et émettent les rayonnements X et γ perçus. En effet, si un *trou noir* est, par définition, invisible, il peut en revanche être révélé par les effets qu'il produit sur le rayonnement ou sur la matière qui l'entoure, notamment par l'énergie qu'elle émet lorsqu'elle est capturée et qu'elle tombe vers l'horizon du *trou noir*. On appelle ce phénomène physique l'*accrétion* ; il en sera question tout au long de ma thèse. L'environnement du *trou noir* a donc une importance primordiale quant à la compréhension et à la modélisation du rayonnement perçu par les observateurs, dépendant entre autres de la quantité de matière disponible pouvant éventuellement être accrétée. Une autre possibilité pour étudier ces objets compacts serait de détecter les distorsions de l'espace-temps se produisant, par exemple, lors de la coalescence de deux *trous noirs*, provoquant des perturbations (non sphériques) qui se propagent sous la forme d'ondes gravitationnelles. Comme cette dernière méthode, défi majeur de l'astrophysique du vingt-et-unième siècle, n'est pas encore accessible, je me suis naturellement tournée vers l'étude des phénomènes d'accrétion autour des *trous noirs* stellaires associés dans des systèmes binaires galactiques. Grâce à plusieurs missions spatiales dont les instruments opèrent dans les hautes énergies, je vais tenter de résoudre et de commenter quelques-unes des questions fondamentales à propos des processus physiques se déroulant au sein de tels systèmes.

L'astronomie γ a connu un développement considérable au cours des dernières décennies, permettant ainsi d'accéder au rayonnement des sources cosmiques dans de très courtes longueurs d'onde. Étudier les gammes d'énergie des rayons X - et au-delà - révèle une physique de l'extrême, inaccessible sur terre, et nous permet de mieux comprendre la physique d'accrétion et d'éjection autour des objets compacts, leurs implications dans des domaines connexes de l'astrophysique ainsi que les mécanismes d'émissions aux hautes énergies détectées. Couplés à des jets de particules relativistes parfois aussi énergétiques que celles issues des novae, des noyaux actifs de galaxies ou lors de sursauts γ, ces phénomènes d'accrétion (sources de rayonnement X et γ) posent des questions qui sont loin d'être élucidées. D'ailleurs, si l'on connaissait tout des *trous noirs* stellaires, alors ni *INTEGRAL* ni la présente thèse n'auraient vu le jour. Pour comprendre et modéliser les émissions aux hautes énergies du voisinage de ces objets compacts, je me suis focalisée sur l'étude systématique de phénomènes d'accrétion proches (donc dans notre galaxie) au sein de *trous noirs* stellaires associés à un système binaire. L'étude à haute énergie des *trous noirs* stellaires accrétants est actuellement un thème de choix de vastes programmes de recherches aussi bien théoriques qu'observationnels. De telles études nécessitent davantage de données aux hautes énergies (au-delà de 100 keV) et plus de statistiques, afin de mieux contraindre les modèles existants. Comme je le détaillerai dans ma thèse, depuis la découverte de l'étoile double Sirius A et B puis de la mise en évidence pour la première fois d'un disque d'accrétion, de nombreux travaux ont été réalisés pour expliquer sa formation et le rayonnement thermique dégagé. Les modèles semi-empiriques ont ensuite été balayés par les premières observations de Trümper de Cygnus X$-$1, révélant qu'une simple loi de puissance ne peut rendre compte de la courbure spectrale observée. Des modèles à plusieurs paramètres sont alors entrés dans l'arène pour décrire, par exemple, la présence d'un milieu chaud composé d'électrons dont l'origine, la géométrie et la distribution sont inconnues (comme je le commenterai). À travers l'étude et la modélisation détaillées des spectres de plusieurs sources accrétantes judicieusement choisies, les objectifs de ma thèse sont de discuter, et éventuellement de résoudre, les points suivants : la géométrie du flot d'accrétion proche du *trou noir*, parfois entouré d'un disque d'accrétion qui peut évoluer ; la nature et l'origine de l'émission dure au-delà de 100 keV auxquelles contribuent parfois des phénomènes non thermiques, avec des excès à haute énergie pouvant apparaître ; l'origine possible des jets, parfois (mais pas toujours) détectés, et leurs liens avec le disque d'accrétion ; enfin, le comportement et les causes des variabilités spectrales et temporelles observées dans ces systèmes binaires X, à interpréter et à comparer. Répondre à l'une ou l'autre de ces interrogations est crucial pour obtenir une image unifiée et cohérente des processus physiques extrêmes à l'œuvre dans le voisinage des *trous noirs* stellaires accrétants.

Ma thèse n'est bien évidemment que l'aube d'*INTEGRAL*, mission qui a réalisé des prouesses techniques et technologiques. À travers les modélisations de nouvelles observations avec *INTEGRAL* mais aussi, quand cela fut possible, avec les données simultanées provenant de satellites plus anciens comme *RXTE* et *XMM-Newton* couplées à des longueurs d'onde plus grandes (radio, proche infrarouge et visible), je tenterai de démontrer que la richesse des données en ma possession m'a permis de mieux comprendre la physique de l'accrétion au sein des *trous noirs* stellaires accrétants tout en apportant certaines limites aux modèles existants. À travers plusieurs classes d'objets relativement bien définies, je mettrai en évidence des comportements spectro-temporels variables confirmant à première vue les résultats du passé, avec cependant des paramètres plus précis obtenus grâce aux instruments à bord d'*INTEGRAL*. Les variabilités spectrales que j'étudierai précisément mettront peu à peu en relief des critères généraux de la présence avérée d'un *trou noir* au sein d'un système binaire X accrétant. Par ailleurs, j'ai observé deux phénomènes nouveaux et très intéressants qui, ajoutés à quelques autres observations récentes, remettent en cause notre compréhension détaillée des phénomènes physiques dans le voisinage des *trous noirs* stellaires ou impliquent des limitations fortes de certains modèles ; des descriptions physiques plus exigeantes deviennent alors nécessaires tandis que des questions nouvellles émergent. Je tenterai, à travers des observables avant-gardistes et leurs modélisations détaillées, mieux contraintes et plus précises qu'auparavant grâce aux instruments d'*INTEGRAL*, d'expliquer quels phénomènes au voisinage du *trou noir* sont responsables des émissions très énergétiques observées et des transitions spectrales. Quels objets célestes différents vais-je utiliser pour contraindre cela et pourquoi ? Les transitions spectrales sont-elles correctement définies ? Quels milieux physiques invoque-t-on pour expliquer les diverses composantes spectrales détectées ? Mes résultats confirment-ils cela ? Détecte-t-on des différences nettes suivant la nature des systèmes à *trou noir* (ou candidat *trou noir*) étudiés, persistants ou transitoires ? Sont-ils unis par des critères solides ou existe-t-il de profondes différences pour les phénomènes intenses et rapides se produisant lors des éruptions de *novae X* ? Quel sens donner à la complexité grandissante des classifications des états spectraux au fur et à mesure que s'améliorent les instruments, et donc que les observations deviennent davantage contraignantes dans des domaines d'énergie encore peu explorés ? Enfin, le perpétuel raffinement des modèles ne traduit-il pas notre incapacité à comprendre exactement la physique des *trous noirs* accrétants, paradoxalement différents en nature ou en comportement mais unis par des comportements spectro-temporels et des processus d'accrétion/éjection similaires ? Quels paramètres spectraux utilisés puis-je fournir en exploitant la richesse des données en ma possession afin d'avoir une description scientifique plus exigeante des phénomènes d'accrétion pour trouver des critères solides d'unification au sein de tous les systèmes binaires X accrétants ?

Pour tenter de répondre à ces questions, j'ai choisi d'exposer mon travail de thèse en cinq Parties.

• La première partie est consacrée au contexte astrophysique et énergétique dans lequel le présent travail a été réalisé. Je développe de façon générale la physique de l'accrétion et j'en montre les enjeux dans les systèmes binaires X à *trous noirs* stellaires accrétants, définis précisément par la suite. Puis je présente les divers systèmes étudiés avant de détailler leurs caractéristiques spectrales et temporelles relativement complexes ainsi que les modèles employés pour rendre compte des émissions X et γ observées. Je résume brièvement les principales découvertes des dernières années dans ce domaine et je justifie l'intérêt d'analyser les données issues des instruments haute énergie à bord d'*INTEGRAL* tout en les jumelant à des données dans d'autres longueurs d'onde.

• Poursuivant par un bref historique de l'astronomie γ spatiale, je développe dans une deuxième partie les divers objectifs de la mission *INTEGRAL* et le fonctionnement des instruments à bord puisque je fais partie des premiers thésards dans ce domaine d'énergie peu exploré. Il me semblait donc indispensable de fournir aux générations futures de thésards et de post-docs des informations utiles sur les principes récents d'imagerie à masque codé. J'ai dû en comprendre la complexité et découvrir les subtilités afin de reconstruire correctement des images et des spectres (entre autres) des sources étudiées. Je termine par une description brève des autres satellites que j'ai utilisés et je mentionne les observatoires au sol qui m'ont parfois permis de compléter mes analyses dans les domaines radio, visible et infrarouge.

• La troisième partie concerne plus spécifiquement les procédures techniques que j'ai employées et développées afin d'analyser les données. J'insiste plus particulièrement sur ma participation à l'amélioration des logiciels d'analyses standard dont les étapes sont délicates à comprendre en détail. Je décris également les outils informatiques que j'ai personnellement développés pour pallier les problèmes rencontrés au début de la mission, pour approfondir la recherche d'effets instrumentaux et réaliser (entre autres) les courbes de lumière et les spectres du présent manuscript. Cela m'a permis de mettre en évidence mes résultats avec leurs modélisations et leurs interprétations. Une liste - non exhaustive - d'écueils que j'ai rencontrés est mentionnée ainsi que celle des tâches de service auxquelles j'ai participé ou que j'ai accomplies. Il est en effet essentiel de rappeler que je suis arrivée peu après le lancement d'*INTEGRAL* et que tout ne fonctionnait pas encore de façon optimale.

• La quatrième partie présente les résultats que j'ai obtenus grâce aux procédures d'analyses développées sur plusieurs systèmes binaires X accrétants, dont le choix sera justifié. Suivant une stratégie précise, j'ai choisi un vaste échantillon de données, du *trou noir* persistant confirmé Cygnus X$-$1, montrant un excès important (rarement détecté) dans les hautes énergies par rapport à de la Comptonisation purement thermique, aux novae X transitoires récemment découvertes dans le centre et le halo galactiques, XTE J1720−318 et SWIFT J1753.5−0127, abritant probablement un *trou noir* comme objet compact. L'une fournit des informations intéressantes sur les éruptions et les changements d'états qui peuvent se produire au sein de ces systèmes ; l'autre met clairement en évidence le manque de corrélation - généralement attendue - entre les flux X et radio. Je présente également les résultats obtenus sur des sources connues depuis plus longtemps situées au centre de la galaxie : H 1743−322, illustrant bien le phénomène d'hystérésis lors de ses transitions spectrales, et deux microquasars du bulbe à jets superluminiques, 1E 1740.7−2942 et GRS 1758−258 qui étaieront mes discussions sur les nombreux paramètres spectraux obtenus. Enfin, je termine par décrire mes études en cours sur une des sources les plus spectaculaires de la voûte céleste, GRS 1915+105, dont les variabilités en des temps très rapides nous donnent une panoplie d'informations inespérées pour une seule source, les *novae X* étant plutôt variables sur des échelles de l'ordre de plusieurs mois/années. Dans ce cadre, je donnerai une interprétation possible de l'origine des transitions spectrales que j'ai observées et analysées tout au long de mes trois années de thèse portant sur l'étude détaillée des *trous noirs* stellaires accrétants galactiques.

• Enfin, la dernière partie résume les résultats obtenus sur ces sources accrétantes et les met en lumière. Je compare les similitudes observées - mais aussi les différences - entre les divers comportements et paramètres spectraux obtenus en considérant leurs variations. Elles mettent en évidence plusieurs milieux émetteurs que je décris. Je commente les liens qui existent entre eux ainsi que leurs évolutions. À la lumière des études actuelles, j'interprète mes résultats dont deux sont essentiels et se démarquent des autres, entrant dans le droit fil des émissions aux hautes énergies observées depuis peu et confirmées par les données nouvelles des instruments embarqués à bord d'*INTEGRAL*. Je déduis des contraintes intéressantes pour les modèles existants et j'établis des diagrammes de corrélations entre les paramètres spectraux. Je termine par montrer les limitations dans l'application *aveugle* de ceux-ci avant de présenter mes perspectives de recherches.

Première partie

ACCRÉTION : LES SYSTÈMES BINAIRES X À TROU NOIR

Accrétion : Enjeux dans les systèmes binaires X Modélisations spectrales et temporelles

Sommaire

1.1 L'accrétion, source d'énergie

1.1.1 Description du phénomène

Pour les physiciens du dix-neuvième siècle, la gravité était la seule source d'énergie concevable se déroulant au sein des corps célestes. Cependant, elle était inadaptée pour expliquer la brillance et l'âge du Soleil par exemple. Pourtant, c'est vers cette source d'énergie que les astrophysiciens se tournèrent, dans la seconde moitié du vingtième siècle, pour expliquer le rayonnement des objets les plus lumineux de l'univers. Comment expliquer alors les rayonnements émis en tirant parti de l'attraction gravitationnelle ?

L'extraction d'énergie potentielle gravitationnelle de la matière tombant sur un objet compact est désormais connue pour être la source de puissance principale de plusieurs types de systèmes binaires, mais aussi de noyaux actifs de galaxies et de quasars. Elle en est en quelque sorte le « moteur » comme je le préciserai ci-après. Pour un corps de masse M et de rayon R, l'énergie potentielle gravitationnelle $\Delta E_{\rm acc}$ libérée lors de l'accrétion d'une masse m sur sa surface et l'efficacité η d'extraction d'énergie par rapport à l'énergie de masse de la particule (mc^2) sont (Frank et al. 1992) :

$$\Delta E_{\rm acc} = GMm/R \quad \text{et} \quad \eta \ = \ \Delta\ E_{\rm acc}/mc^2 \ = GM/Rc^2$$

où G est la constante de gravitation universelle et c la célérité de la lumière.

Pour une étoile à neutrons de 10 km de rayon environ et d'une $M_\odot$, $\Delta E_{\rm acc}$ vaut 10^{20} erg par gramme accrété et η est autour de 10%. L'efficacité de cette conversion de l'énergie de masse de la matière accrétée en énergie de rayonnement dépend donc fortement du facteur de compacité M/R de l'astre : elle est par exemple inférieure à celle des processus nucléaires pour une naine blanche (avec 1 $M_\odot$ et $R \sim 10^4$ km) même si l'accrétion peut y jouer un rôle important à long terme (variables cataclysmiques, novae et supernovae de type Ia). S'agissant d'une étoile de type solaire, l'efficacité de ce processus est très faible, de l'ordre de 10^{-5}, contre 0,1 pour une étoile à neutrons de 1,4 $M_\odot$ et de 10 km de rayon. La capture de matière ou *accrétion* par un astre effondré est donc un processus très efficace pour convertir la matière en énergie par extraction d'énergie potentielle. Ne relâchant qu'environ 0,7% de l'énergie des particules qu'elles font fusionner ($\Delta E_{\rm acc}$=6 $\times$ 10^{18} erg g^{-1}), les réactions de fusion thermonucléaire affichent un rendement bien moindre que l'accrétion quand ces mêmes particules sont précipitées sur un astre compact.

De plus, la luminosité d'un objet accrétant dépend du taux d'accrétion. On peut définir la luminosité d'accrétion comme suit :

$$L_{\rm acc} \;=\; GM\dot{M}/R$$

Elle représente la luminosité du système dans l'hypothèse où toute l'énergie cinétique de la matière qui tombe jusqu'à R est rayonnée. Avec un taux d'accrétion $\dot{M}$ de 10^{-10} $M_\odot$ par an, $L_{\rm acc}$ vaut 10^{33} erg s^{-1} (le rayonnement est émis préférentiellement dans l'ultraviolet) et 10^{36} erg s^{-1} (le rayonnement est émis dans les rayons « X mous » décrits ci-après) pour, respectivement, une naine blanche de 5000 km de rayon et une étoile à neutrons de 10 km de rayon.

1.1.2 Moteur énergétique des objets compacts

1.1.2.1 Les objets compacts stellaires

L'évolution d'une étoile est régie par deux forces : la *gravitation*, tendant à contracter l'astre, et le *gradient de pression* d'effet inverse. Lorsque les réactions thermonucléaires ne sont plus possibles faute de combustible, l'effondrement gravitationnel, qui n'est plus contre-balancé par aucune force, se produit (dégageant une quantité énorme d'énergie) et donne lieu à plusieurs objets célestes appelés *objets compacts*. Définis par une masse extrême confinée dans une taille réduite, ils se divisent en trois catégories par ordre de compacité croissante : naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs. Ils sont intimement liés au rayonnement dans les hautes énergies par un mécanisme de libération de l'énergie de masse très efficace : l'effondrement gravitationnel vers un objet compact. Cet effondrement peut prendre deux formes différentes : l'accrétion de matière par un astre compact, d'autant plus efficace que η est grand, ou bien l'effondrement d'une étoile entière sur elle-même. Les objets compacts stellaires ont les points communs suivants :

- ils représentent le stade final dans l'évolution stellaire : en particulier, ils ne sont plus le siège de réactions thermonucléaires et n'évoluent plus (excepté les naines blanches et les supernovae de type Ia en système binaire) ;
- leur taille relativement petite vis-à-vis de leur masse (≈ 1 $M_\odot$) : ils sont bien plus petits qu'une étoile sur la séquence principale ou qu'une planète géante. Cela implique une densité de matière énorme, sans équivalent dans les autres objets célestes ;
- un champ gravitationnel important dont la description correcte (tout au moins pour les étoiles à neutrons et les trous noirs) requiert de se placer dans le cadre de la Relativité Générale.

En 1783, Herschel qualifiait déjà d'étoile chaude (de luminosité basse et petite) ce qu'on appela plus tard une naine blanche. Cet objet céleste dépassait par sa densité toute compréhension jusqu'en 1926, Eddington reconnaissant lui-même que la formule des gaz parfaits ne s'y appliquait pas. La mécanique quantique était alors en plein développement ; Fermi et Dirac introduisirent leur statistique pour décrire un gaz d'électrons à haute densité. En décembre 1926, Fowler l'appliqua aux naines blanches et conclut que ces étoiles ne s'effondraient pas grâce à la pression de dégénérescence des électrons : autrement dit, c'est le principe d'exclusion de Pauli qui s'oppose efficacement à la gravitation. Ensuite, Anderson fit remarquer en 1929 qu'à de telles densités les électrons devaient être relativistes. Chandrasekhar montra en 1931 que le « ramollissement » impliqué par l'équation d'état relativiste conduisait à une masse limite lorsque la densité augmentait : au-delà de 1,4 $M_\odot$, l'effondrement gravitationnel n'est plus contrebalancé par la pression des électrons (résultat confirmé indépendamment en 1932 par Landau). En 1949, Kaplan établit les corrections apportées par la Relativité Générale puis Schatzman incorpora en 1956 l'effet des interactions faibles (capture des électrons par les protons) dans l'équation d'état des naines blanches. Enfin, Hamada et Salpeter (1961) construisirent des modèles de tels astres, en incorporant en plus les interactions électromagnétiques entre électrons et noyaux. Plusieurs milliers de naines blanches sont aujourd'hui connues (McCook et Sion 1999). Elles occupent une place particulière dans le diagramme de Hertzsprung-Russel (hautes températures et basses luminosités) et sont aujourd'hui considérées comme le stade final de l'évolution des étoiles de masse faible ou moyenne (< 8 $M_\odot$) une fois que les réactions thermonucléaires se sont arrêtées.

Après la découverte du neutron en 1932 par Chadwick, les astronomes Baade et Zwicky émirent deux ans plus tard l'idée que la source d'énergie à l'origine des supernovae était l'énergie potentielle gravitationnelle libérée par l'effondrement du cœur d'une étoile en étoile à neutrons. En 1939, Oppenheimer et Volkoff effectuèrent les premiers calculs de la structure d'une étoile à neutrons en employant la Relativité Générale et en considérant que l'étoile était entièrement constituée de neutrons, formant un gaz de Fermi dégénéré. Début 1967, Pacini émit l'idée que la source d'énergie de la nébuleuse du Crabe était une étoile à neutrons magnétisée en rotation. La même année Bell (étudiante de Hewish) détecta des fluctuations importantes dans le signal d'un radiotélescope, qui se répétait toutes les nuits avec quatre minutes d'avance par rapport à la veille. Ils conclurent assez rapidement à une origine céleste et publièrent en février 1968 une périodicité P de 1,337 s trouvée dans le signal, émettant l'hypothèse d'une naine blanche ou d'une étoile à neutrons comme source de ces signaux (valant un Prix Nobel à Hewish en 1974). Cette source dite *pulsante* est désormais connue sous le nom de PSR (pour *Pulsating Radio Source*) B1919+21. Aussi le terme de pulsar fait désormais l'unanimité pour désigner les 1300 sources environ connues aujourd'hui dans notre galaxie (excepté 7 situées dans les nuages de Magellan) avec P comprise entre 1,56 ms et 8,5 s. Deux des pulsars les plus étudiés aujourd'hui, PSR 0083−45, le pulsar de Vela (P=89 ms) et PSR 0531+21, le pulsar du Crabe (P=33 ms), furent découverts fin 1968. La petitesse des périodes de ces deux pulsars a permis de trancher définitivement entre les naines blanches et les étoiles à neutrons dans l'explication du phénomène de pulsar : une naine blanche en rotation ne pourrait pas supporter une période aussi courte que 33 ms. La vitesse angulaire maximale (Ω_K) dite vitesse keplerienne est atteinte lorsque la force centrifuge à l'équateur s'oppose exactement à la force de gravitation, soit, avec les mêmes notations que précédemment, lorsque $\Omega_\mathrm{K}^2 = GM/R^3$.

En introduisant la densité moyenne ρ on obtient $P_\mathrm{min} = \sqrt{3\pi/G\rho}$. La densité moyenne des naines blanches est, au maximum, de l'ordre de 10^8 kg cm^{-3}, ce qui conduit à $P_{\rm min} \sim$ 1 s, bien supérieure à la période du pulsar du Crabe. D'autres explications alternatives (oscillations) échouèrent : fin 1968, il était clair que les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation. Les premiers pulsars X, Her X$-$1 et Cen X$-$3 (observés en 1971) furent interprétés comme une étoile à neutrons accrétant de la matière de son étoile compagnon dans un système binaire. En 1974, Hulse et Taylor démontrèrent l'existence des ondes gravitationnelles par des observations (sur plusieurs années) du système double binaire de deux étoiles à neutrons dans PSR B1913+16 (Prix Nobel de Physique en 1993). Signalons aussi, entre autres découvertes, la toute première mesure en 2002 du décalage spectral gravitationnel à la surface d'une étoile à neutrons grâce à un spectre enregistré par *XMM-Newton* : $z = \Delta\lambda/\lambda = 0{,}35$ (Cottam et al. 2002). Ce dernier est le rapport entre le temps propre d'un observateur à la surface de l'étoile et celui d'un observateur au repos, situé à l'infini.

Considérées comme issues de l'effondrement gravitationnel du coeur d'une étoile massive (supernova de type II, Ib ou Ic), les étoiles à neutrons ont un champ gravitationnel si intense qu'elles ne peuvent être décrites correctement que par la Relativité Générale. La théorie newtonienne serait dans ce cas une bien mauvaise approximation, les effets relativistes ne pouvant être considérés comme des petites perturbations à un champ de gravitation newtonien : les modifications peuvent atteindre 50 à 100%. Certaines propriétés capitales des étoiles à neutrons, comme l'existence d'une masse maximale, seraient absentes d'une théorie newtonienne de ces objets. Cette masse est obtenue en intégrant dans la métrique de Schwarzschild le système d'équations de Tolman-Oppenheimer-Volkov et en précisant l'équation d'état entre densité et pression (loin d'être ni unique, ni évidente). Plus celle-ci est *dure* (indice adiabatique élevé), plus la masse maximale peut être grande mais s'étale (pour des densités centrales comprises entre 7×10^{14} et 4×10^{15} g cm^{-3}) de 1,6 à 3,1 $M_\odot$ (Rhoades et Ruffini 1974). De plus, la rotation augmente le rayon de l'étoile et la masse maximale possibles (de l'ordre de 20%). Au-delà, la pression de dégénérescence des neutrons ne peut plus contrer la gravité. Que se passe-t-il alors si la masse maximale de 3,1 $M_\odot$ est dépassée? L'étoile s'effondre alors en un *trou noir*.

1.1.2.2 Les trous noirs

En 1964, après la découverte des sources de rayons X par des vols fusées américains (voir par exemple Giacconi et al. 1963), Zeldovich et Salpeter proposèrent indépendamment l'idée que l'accrétion de matière interstellaire par un trou noir pouvait produire une émission de rayons X et γ. Cette proposition rendait aussi compte des énormes luminosités mesurées dans les quasars. En 1966, Novikov et Zeldovich eurent l'idée qu'un système binaire composé d'un objet compact et d'une étoile classique pouvait être le siège de processus d'accrétion. Un an plus tard, Shklovskii fut le premier à proposer que la nouvelle source Sco X$-$1 était en fait une étoile à neutrons accrétant la matière d'une étoile compagnon dans un système binaire serré (1967). L'argument principal d'identification d'un trou noir est la détermination d'une borne inférieure de la masse de l'objet compact (supérieure à la valeur maximale de la masse d'une étoile à neutrons). Nous verrons que ce critère est difficilement accessible dans la réalité ; j'utiliserai dans ma thèse d'autres arguments pour justifier la présence d'un trou noir.

Un trou noir est une région de l'espace-temps causalement déconnectée du reste de l'univers. Autrement dit, aucune géodésique de genre lumière (les trajectoire des photons) ne sort d'un trou noir. La frontière (immatérielle) qui sépare le trou noir du reste de l'univers s'appelle l'horizon des événements (voir Figure 1.1) : le champ gravitationnel intense en est responsable. Cet horizon ne correspond pas à une surface réelle mais à une limite à travers laquelle la matière peut tomber mais ne peut pas s'échapper. Toute matière et tout rayonnement traversant la limite sphérique de rayon $r = R_{\rm s} = 2GM/c^2$ (~ 3 km $M/{\rm M}_\odot$) appelé *rayon de Schwarzschild* ne peut en échapper ni en sortir. Les trous noirs sont donc les plus compacts des objets compacts et ne peuvent être décrits correctement que par la Relativité Générale. Même s'ils sont des objets relativistes par excellence, l'existence des trous noirs peut se prédire avec la vision du dix-huitième siècle dans un cadre newtonien, en traitant les photons comme des particules ordinaires soumises à la gravitation (théorie ruinée par Yung avec la découverte de la nature ondulatoire de la lumière). Qu'importait ; Michell et Laplace l'avaient remarqué même si ce n'était pas pour les bonnes raisons (les photons sont déviés non pas par leur masse qui est nulle mais soumis aux courbures de l'espace-temps) : en calculant la vitesse de libération d'un corps sphérique de masse M et de rayon R, elle atteindrait celle de la lumière lorsque $1/2\ c^2 = GM/R$. Un corps dont le rapport M/R obéirait à cela ne laisserait pas s'échapper la lumière : ce serait donc un trou noir. Arrêtons là cette analogie, mais il est intéressant de noter que le résultat newtonien est le même que celui prédit par la Relativité Générale. Pour décrire correctement tous les processus physiques au voisinage de cet objet compact de champ gravitationnel intense il est nécessaire de se placer dans le cadre de la Relativité Générale.

Deux mois après la publication de la théorie de la Relativité Générale par Einstein en 1915, l'astrophysicien Schwarzschild présente une solution exacte (à un seul paramètre M) des équations d'Einstein pour une masse à symétrie sphérique dans le vide. La solution de Schwarzschild implique que, si l'étoile a un rayon plus petit que l'horizon des événements délimité par le rayon $R_{\rm s}$, elle s'effondre et forme un *trou noir* (Figure 1.1 à gauche), terme inventé en 1967 par John Wheeler. Dans cette formulation, un des coefficients de la métrique diverge en $r = R_{\rm s}$: ceci n'est pas une singularité de l'espace-temps mais une pathologie des coordonnées de Schwarzschild. En 1939, Oppenheimer et Snyder ont étudié l'effondrement gravitationnel d'une étoile sphérique dans le cadre de la Relativité Générale : ils ont montré qu'un observateur situé à l'infini voit l'effondrement se ralentir et s'arrêter lorsque la surface de l'étoile atteint $R_{\rm s}$, alors que pour un observateur comobile avec elle l'effondrement se poursuit jusqu'à la singularité centrale, atteinte en un temps fini. Ce comportement, qui est un cas extrême de l'effet Einstein - encore appelé décalage gravitationnel vers le rouge - justifie le terme d'*étoiles gelées* qui a prévalu pour qualifier les trous noirs avant 1967.

La généralisation de la solution de Schwarzschild au cas des trous noirs en rotation a

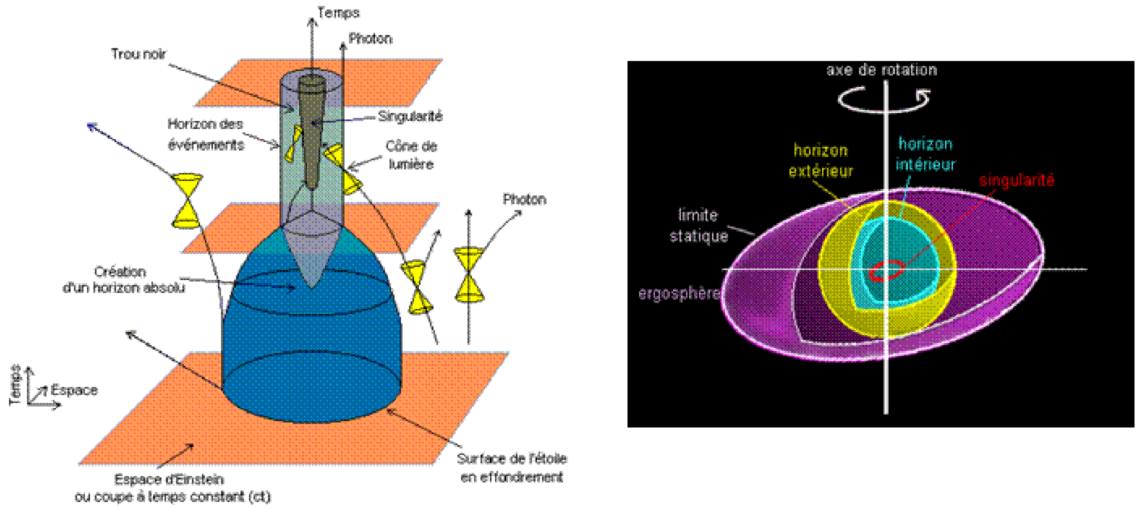


FIG. 1.1 – *Schémas représentatifs de la formation d'un trou noir (à gauche) et de l'ergosphère d'un trou noir de Kerr (à droite). Les notions d'horizon des événements et de limite statique sont représentées.*

été trouvée par le mathématicien Kerr en 1963 : il suffit de deux paramètres scalaires, la masse M et le moment cinétique J du corps central pour une description complète (formellement, un troisième paramètre, la charge, est nécessaire, mais elle doit être nulle). C'est Carter qui montra en 1965 que la métrique de Kerr correspond à un trou noir en rotation. Au début des années 1970, Carter, Hawking et Israel ont établi le théorème d'unicité qui stipule que tous les trous noirs stationnaires en rotation sont des trous noirs de Kerr (1971). Ce théorème confirme la conjecture dite d'*absence de chevelure* (un trou noir n'a pas de champ magnétique ni d'irrégularité) suggérée au milieu des années 1960 par les physiciens soviétiques Ginzburg, Zeldovich et Novikov : cette expression signifie que la structure d'un trou noir en rotation est extrêmement simple (seuls M et J suffisent, la charge devant être nulle), contrastant avec les étoiles en rotation pour lesquelles la métrique ne peut être décrite par quelques paramètres scalaires, même à l'extérieur de l'étoile. Elle dépend en effet de la distribution de masse et d'impulsion à l'intérieur de l'étoile. Pour un trou noir de Kerr, J ne peut dépasser la valeur maximale de GM^2/c, valeur pour laquelle le trou noir serait disloqué par la force centrifuge (ce qui ne peut se produire). On définit le paramètre de spin a tel que $a = J/(Mc)$ (homogène à une longueur) valant 0 pour un trou noir de Schwarzschild et $R_{\rm g}$ (soit le maximum) pour un trou noir de Kerr. L'horizon des événements se trouve plus proche dans trou noir de Kerr que de Schwarzschild, entre le rayon gravitationnel $R_{\rm g}$=$1/2R_{\rm s}$ (a maximum) et $R_{\rm s}$ ($a = 0$).

À des distances grandes devant $R_{\rm s}$, le champ gravitationnel du trou noir est indiscernable de celui crée par une étoile normale de même masse M. En revanche, dès que l'on s'approche de $R_{\rm s}$, les effets relativistes deviennent importants. Le champ gravitationnel relativiste se différencie là encore de celui de Newton par l'existence d'une dernière orbite circulaire stable pour une particule de matière autour d'un trou noir de Schwarzschild à un rayon de $6GM/c^2$ (soit $3R_\mathrm{s}$). Elle est plus petite pour un trou noir de Kerr et dépend de la valeur de J via la relation suivante (Baarden 1973) :

$$r_\mathrm{min} \;=\; R_\mathrm{g}\,[3 + A_2 \mp \sqrt{(3-A_1)(3+A_1+2A_2)}\;]$$

$$\text{où } A_1 \;=\; 1 + \sqrt[3]{1-a^2/R_\mathrm{g}^2}\,(\sqrt[3]{1+a/R_\mathrm{g}} + \sqrt[3]{1-a/R_\mathrm{g}}) \text{ et } A_2 \;=\; \sqrt{3a^2/R_\mathrm{g}^2 + A_1^2}.$$

Dans cette équation, le signe « $\mp$ » correspond (s'agissant du signe « $-$ ») aux particules qui orbitent dans le même sens que le trou noir tourne, tandis que « + » correspond aux particules orbitant en sens inverse. Cette équation se réduit bien à $r_\mathrm{min} = 6R_\mathrm{g} = 3R_\mathrm{s}$ si $a = 0$ (trou noir de Schwarzschild). La dernière orbite stable dans le plan équatorial correspond donc à un maximum d'efficacité de l'énergie d'extraction : une particule peut gagner un surcroît d'énergie égal - voire supérieur - à 10% de son énergie de masse et jusqu'à 42% pour un trou noir de Kerr (valeurs correspondant à un modèle de disque mince, voir 1.3.1).

Un trou noir de Kerr présente la particularité de posséder une ergosphère, du grec *erkon* qui signifie *travail*, *énergie* : c'est une zone de géométrie ovoïde où l'espace-temps se déplace car il est emporté par la rotation du trou noir (phénomène connu sous le nom de *frame-dragging*). Cette zone s'achève intérieurement par l'horizon du trou noir et est limitée extérieurement par la limite statique (voir Figure 1.1 à droite). À l'intérieur de cette limite, aucune particule (même située à l'extérieur de l'horizon) ne peut rester au repos. C'est un endroit depuis lequel il est théoriquement possible d'extraire de l'énergie et de la matière au prix de son spin (processus de Penrose, 1969). Le rayonnement de Hawking (démontré en 1974) stipule que, dues aux effets quantiques, des paires virtuelles particules-antiparticules sont parfois créées à l'extérieur de l'horizon des événements du trou noir. Trois choses peuvent alors se produire : les deux particules sont capturées par le trou noir, les deux s'échappent ou l'une est capturée tandis que l'autre s'en va. Dans ce dernier cas, la particule qui s'échappe devient réelle et donc observable depuis la Terre. Celle qui est absorbée reste virtuelle et doit, par conservation de l'énergie, avoir une masse négative : le trou noir l'absorbe alors, perd très peu de masse et semble diminuer (évaporation). Enfin, de même que je les ai définis pour une étoile à neutrons, la période keplerienne vaut $\Omega_\mathrm{K}^2 \;=\; GM/R^3$ et le décalage en fréquences proche de l'horizon d'un trou noir de Schwarzschild s'écrit : $\Delta\lambda/\lambda \;=\; (1-2R_\mathrm{s}/R)^{-1/2} - 1$.

Aujourd'hui, soit quatre-vingt-dix ans après la prédiction relativiste que l'existence des trous noirs est envisageable, les efforts pour les observer et mesurer les effets prévus par la théorie de la Relativité Générale restent d'actualité. Le scénario communément accepté pour la formation d'un trou noir de taille stellaire est l'effondrement gravitationnel comme représenté Figure 1.1 (à gauche) du coeur d'une étoile massive (de plus de 3,1 $\mathrm{M}_\odot$) suite à l'évolution stellaire et l'éventuelle explosion en supernova. Un autre type de trou noir dit *supermassif* (entre 10^5 et 10^9 $\mathrm{M}_\odot$), situé dans les noyaux galactiques, serait produit par de l'accrétion, par de la dynamique stellaire ou par des collisions de galaxies. Alors que les trous noirs de masse stellaire avaient été prédits avant leur découverte, les trous noirs supermassifs n'ont été proposés qu'après 1960 pour expliquer les énormes luminosités et les jets collimatés de particules accélérées observés dans les radiogalaxies et dans les quasars (Sandage, 1960 et Schmidt, 1963). Alors que les chercheurs s'accordent assez bien pour le scénario de formation de ces deux types de trous noirs (stellaire et supermassif), un autre genre de trou noir de masse beaucoup plus petite (mini trou noir) existerait. Il serait issu des premiers instants de l'univers lorsque régnaient des températures hautes et des pressions élevées, réunissant des conditions spécifiques de compression de matière. Cependant, le scénario de formation exact de ces trous noirs primordiaux (éventuellement évaporés depuis) est inconnu à ce jour.

Dans notre galaxie, on estime à environ 300 millions le nombre total de trous noirs stellaires (Agol et al. 2002). Cette estimation est obtenue à partir de l'âge de la galaxie et des modèles d'évolution des étoiles massives. Lorsqu'ils sont isolés dans le milieu interstellaire, ils sont indétectables. En revanche, ils sont très efficaces pour accréter de la matière d'une étoile proche et rayonner dans les hautes énergies (X et γ) comme je l'aborde ci-dessous. C'est pour cette raison que je me suis spécialisée dans l'étude des trous noirs stellaires accrétants associés dans des *systèmes binaires* (voir Section 1.2).

1.1.2.3 Considérations énergétiques

Maintenant que les concepts d'objets compacts ont été introduits, les trous noirs, figurant parmi les sources accrétantes les plus compactes, produisent le rayonnement le plus dur. De simples calculs le montrent : on peut estimer par ordre de magnitude l'intervalle spectral d'émission autour d'un objet compact (ce qui sert aussi à en déduire son type). $T_{\rm rad}$ caractérise le spectre continu d'émission pour un photon typique d'énergie $h\nu$ ($kT_{\rm rad} = h\nu$). Pour une luminosité d'accrétion $L_{\rm acc}$ provenant d'une source de rayon R, on définit la température de corps noir $T_{\rm bb}$ comme celle qu'aurait la source si elle rayonnait en spectre de corps noir : $T_{\rm bb} = (L_{\rm acc} \,/\, 4\pi\ R^2\ \sigma_{\rm T})^{1/4}$.

Par ailleurs, on définit une température $T_{\rm th}$ que la matière accrétée atteindrait si toute son énergie potentielle gravitationnelle était transformée en énergie thermique. Pour chaque paire proton-électron accrétée, l'énergie potentielle déposée est $GM(m_{\rm p}{+}m_{\rm e})/R_{\rm s}$ (soit environ $GMm_{\rm p}/R_{\rm s}$) et l'énergie thermique est $2{\times}3/2\ kT_{\rm th}$: par conséquent $T_{\rm th} = GMm_{\rm p}/3kR_{\rm s}$ (où k est la constante de Boltzmann). Si la fraction d'énergie rayonnée dans la bande X est comprise entre 0,1 et 0,5 alors la température des électrons est entre 0,5 et $2{\times}10^{12}$ K. En considérant un flot d'accrétion optiquement épais, le rayonnement est en équilibre thermique avec le matériau accrété avant d'atteindre l'observateur, et $T_{\rm rad} \approx T_{\rm bb}$. En revanche, si le matériau converti en rayonnement s'échappe sans autre interaction (accrétion dans un régime optiquement mince), on a alors $T_{\rm rad} \approx T_{\rm th}$. En général, la température de rayonnement est entre ces deux régimes extrêmes (par exemple thermique et corps noir) : on en déduit $T_{\rm bb} \leq T_{\rm rad} \leq T_{\rm th}$. Ces estimations s'appliquent évidemment au cas où l'on suppose pouvoir caractériser le matériau accrété par une seule température. Cela ne s'applique donc pas à une distribution non Maxwellienne des électrons. En appliquant ces résultats à une étoile de une $M_\odot$, on obtient $kT_{\rm th} \approx 50$ MeV. Pour évaluer la limite inférieure, il est raisonnable de prendre $L_{\rm acc} \approx L_{\rm Edd}$ (voir Section 1.1.4) soit 10^{38} erg s^{-1} (une valeur typique de 10^{36} erg s^{-1} ne change $T_{\rm bb}$ que d'un facteur 3) ce qui donne $kT_{\rm bb} \approx 1$ keV. Des résultats similaires sont attendus pour un trou noir de masse stellaire, avec des photons qui auraient une énergie comprise entre ces deux valeurs, soit 1 keV $\leq h\nu \leq$ 50 MeV. La majeure partie de l'énergie relâchée est donc, pour une étoile à neutrons ou un trou noir, dans les bandes X et γ du spectre électromagnétique. La motivation des études de la présente thèse est la possibilité d'observer cette matière accrétée via les rayons X et γ qu'elle émet en tombant sur l'objet compact.

1.1.3 Géométrie de l'accrétion

Une accrétion sphérique représente, à première vue, la situation géométrique la plus simple : un corps céleste de masse M et de rayon R se trouve plongé dans un milieu gazeux s'étendant à l'infini. Comme la matière tombe de façon radiale sur l'astre en question, l'accrétion se résume alors à un problème à une seule dimension. Il se résout à l'aide de deux équations (Bondi, 1952) : celle sur la loi de conservation de la masse $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho |v|$ (où $\dot{M}$ est le taux de matière accrétée par unité de temps soit dM/dt, ρ sa masse volumique et v sa vitesse radiale à la distance r) et celle de Bernoulli pour un polytrope. En précisant les conditions aux limites, les solutions du problème montrent que le flot est accéléré par la force gravitationnelle mais gêné par les forces de pression qui grandissent à l'approche de l'astre accrétant où le point sonique intervient (classique dans la dynamique des gaz). Plus le gaz s'approche de l'infini ($v \approx 0$) vers l'étoile, plus sa vitesse augmente jusqu'à atteindre la vitesse du son à l'infini $c_{\rm s}(\infty)$. Seul le terme de gravité contrebalance cet effet : cela se produit au rayon $r_{\rm acc}$, interprété comme le lieu où l'énergie interne (thermique) et gravitationnelle d'un élément de gaz sont équivalentes. Il représente le rayon à l'intérieur duquel la matière est capturée et vaut $2GM/c_{\rm s}^2(\infty)$. On en déduit $\dot{M} \approx \pi r_{\rm acc}^2 c_{\rm s}(\infty)\rho(\infty)$, soit $\dot{M} \approx \rho(\infty)(GM)^2/c_{\rm s}^3$.

Ce taux d'accrétion est inversement proportionnel au cube de la vitesse : si le gaz est très chaud, l'accrétion devient beaucoup moins importante. En réalité, le flot est discontinu. Le cas non sphérique, lorsque le milieu accrété a une vitesse relative $v_{\rm r}$ par rapport à l'objet compact (par exemple si ce dernier est en mouvement de vitesse non négligeable dans le milieu interstellaire) ne fait qu'ajouter dans les calculs un terme de vitesse relative supplémentaire au flot du gaz accrété à $c_{\rm s}$, qui est alors changé en $c_{\rm s} + v_{\rm r}$. Pour des valeurs usuelles de température (10^4 K) et de densité (~ 1 atome cm^{-3}) du milieu interstellaire, les taux d'accrétion sont beaucoup trop faibles pour entretenir les débits d'énergie des sources de rayons X et γ. Il est donc nécessaire d'envisager des cas plus favorables, comme celui où un astre en système binaire accrète de la matière à partir de son compagnon. Ce processus est assez éloigné d'une accrétion sphérique simple. En raison du moment cinétique non nul emporté par la matière soutirée au compagnon, l'accrétion dans un système binaire n'est généralement pas complètement sphérique mais passe par l'intermédiaire d'un disque d'accrétion (même petit). Les particules accrétées emportent leur impulsion angulaire et leur énergie qu'elles doivent perdre pour pouvoir être totalement accrétées : nous verrons que la viscosité est responsable du dépôt local d'énergie et du chauffage du disque dans sa globalité. Si l'accrétion ne se faisait que sphériquement, elle serait en fait très inefficace énergétiquement. Par ailleurs, pour certains systèmes comme Cygnus X$-$1 (son étoile compagnon étant très massive), l'accrétion se fait par vents stellaires. Une partie est attirée et spirale sur le trou noir, la formation du disque étant favorisée lorsque la matière a une impulsion angulaire suffisante. Cependant, la présence d'un disque n'est pas systématique et dépend entre autres des vents intenses et supersoniques (quelques millions de m s^{-1}) de l'étoile compagnon : si ceux-ci sont trop élevés (500 000 m s^{-1}), l'accrétion devient alors vite inefficace. Je vais maintenant introduire une grandeur fondamentale à laquelle je me réfère fréquemment pour caractériser l'efficacité de l'accrétion.

1.1.4 Luminosité d'Eddington

L'efficacité de l'accrétion dépend du rapport de compacité M/R de l'objet accrétant. À valeur fixe de M/R, la luminosité d'accrétion dépend alors du taux auquel la matière est accrétée (notée comme la dérivée par rapport au temps, soit $\dot{M}$ par la suite). Toutefois, dans le cas d'accrétion à symétrie sphérique, la luminosité est limitée à une valeur maximale pour une masse M donnée, la *luminosité d'Eddington*. Elle est égale à la luminosité à laquelle la pression du rayonnement due aux photons s'équilibre avec la force de gravitation. En considérant que la matière est constituée principalement d'hydrogène totalement ionisé, le rayonnement exerce une force sur les électrons libres principalement par diffusion avec une section efficace Thomson σ_{T} égale à $8\pi\ e^2/(3m_{\mathrm{e}}c^2)$ où m_{e} est la masse au repos de l'électron et e sa charge électrique. Puisque les électrons et les protons sont fortement couplés par la force coulombienne, l'interaction du rayonnement avec la matière contrebalance les effets de la gravitation pour :

$$L_{\mathrm{Edd}} \ = \ 4\pi G M m_{\mathrm{p}} c/\sigma_{\mathrm{T}}, \text{ où } m_{\mathrm{p}} \text{ est la masse du proton.}$$

En exprimant la masse de l'objet en masses solaires on obtient facilement la relation : $L_{\mathrm{Edd}} \sim 1{,}3 \times 10^{38} M/\mathrm{M}_\odot$ erg s^{-1}. Avec une masse accrétante $M = 10{,}1\ \mathrm{M}_\odot$ pour Cygnus X$-$1 par exemple, L_{Edd} est de l'ordre de $1{,}3\times10^{39}$ erg s^{-1}. Je calculerai systématiquement les luminosités des sources étudiées (Partie IV) et j'indiquerai à quelle fraction de la luminosité d'Eddington (pour une masse donnée) elles correspondent, me permettant de déterminer à quel régime la source accrète.

Plus de la moitié des étoiles de notre galaxie est en système binaire avec une autre étoile. J'ai montré que l'accrétion sphérique par un objet compact isolé dans le milieu interstellaire est peu efficace ; en revanche, on s'attend à des processus bien plus énergétiques quand une masse de matière importante est accrétée, provenant par exemple d'une étoile

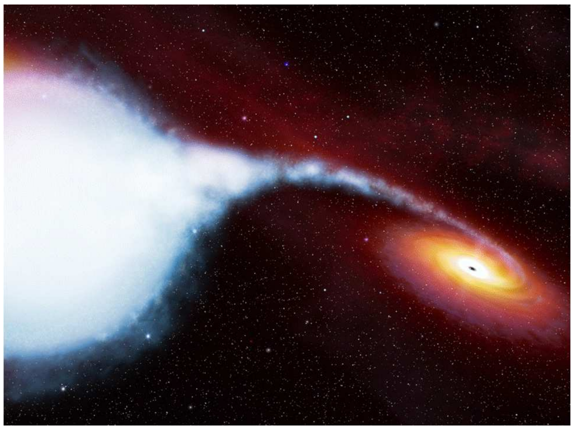
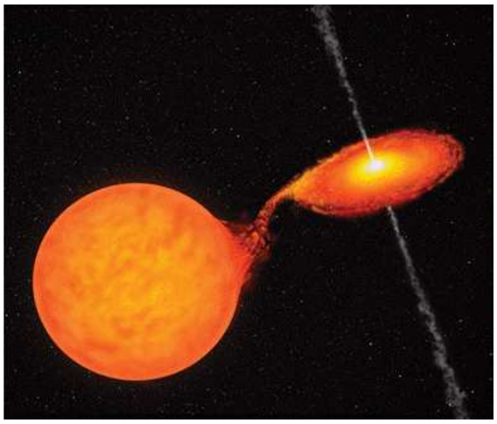



Fig. 1.2 – *Vues d'artistes de binaires X, de forte masse comme Cygnus X−1 (à gauche) et de faible masse (à droite) avec émission de jets (microquasar).*

à proximité. Il semble donc naturel d'étudier les objets compacts lorsque ceux-ci sont liés orbitalement à une étoile compagnon.

1.2 Les systèmes binaires X de notre galaxie

1.2.1 Introduction

On appelle *système binaire X* tout système lié gravitationnellement composé d'une étoile quelconque (qualifiée de *compagnon*) et d'un objet compact (étoile à neutrons ou un trou noir) ; ce système est une source de rayonnement X où il se produit un transfert de masse. Si les deux astres sont suffisamment proches, la matière provenant du compagnon est accrétée sur l'objet compact comme décrit en début de Chapitre et le gaz, de par son impulsion angulaire, peut conduire à la formation d'un disque. Dire que le système est *serré* signifie que le champ gravitationnel de l'objet compact a une influence appréciable sur la structure du compagnon. D'un point de vue observationnel, les systèmes binaires serrés contenant un objet compact qui accrète de la matière du compagnon sont rangés suivant la nature de l'objet compact : les *variables cataclysmiques* (naine blanche pour objet compact) dont je ne parlerai pas davantage et les binaires X avec une étoile à neutrons ou un trou noir, ce dernier système étant le sujet principal de ma thèse. Dans un système binaire X, l'accrétion joue son rôle de moteur de la manière suivante : l'énergie cinétique acquise par la matière du compagnon pendant sa chute est convertie en chaleur par des processus visqueux et rayonnée dans les domaines X et γ, les zones internes proches d'un trou noir émettant dans les plus hautes énergies. Une *couronne d'électrons chauds* est supposée se former dans les régions les plus internes au système, au-dessus du disque, autour et très proche du trou noir. D'après les observations, des jets de particules accélérées sont aussi émis par le système : on parle alors de *microquasars*, détaillés au 1.2.4.

À partir des observations réalisées dans les X et le visible, il est parfois possible de mesurer les paramètres orbitaux d'un système binaire, tels que la période P et la vitesse radiale. On peut alors former la fonction de masse F du système, dépendant de l'angle d'inclinaison i et des masses M_1 et M_2 de l'objet compact et du compagnon : $F = (M_1 \sin i)^3/(M_1{+}M_2)^2$. La projection du demi-grand axe sur la ligne de visée $b \sin i$ se déduit alors des mesures de la vitesse radiale et F est liée aux paramètres orbitaux du système par la troisième loi de Kepler :

$$F = (b \sin i)^3 4\pi^2/GP^2$$

Cette équation constitue une borne inférieure pour M_1 car on a toujours $\sin^3 i < 1$ et $(M_1/M_1 + M_2)^2 < 1$, si bien que $M_1 > F$. Si F est supérieure à la masse maximale des étoiles à neutrons, on peut conclure que l'objet compact de la binaire X est un trou noir. Sinon, on peut quand même conclure quant à l'existence d'un trou noir en estimant les paramètres supplémentaires i et M_2. On peut contraindre i à partir de la courbe de lumière dans le visible, de la présence d'éclipses ou de jets (si on suppose qu'ils sont émis perpendiculairement au plan orbital). M_2 peut par ailleurs être déduite du type spectral du compagnon s'il s'agit d'une étoile sur la séquence principale. Ainsi M_1 peut alors être estimé à son tour. Malheureusement, les paramètres orbitaux sont dans la pratique difficiles à mesurer. Je vais maintenant présenter les différentes classes de systèmes binaires X que j'ai ensuite étudiées des Chapitres 6 à 9 (Partie IV).

1.2.2 Deux types de systèmes : à *grande* ou à *faible* masse

On peut distinguer deux classes de binaires X (illustrées Figure 1.2) : celles dites de grande masse ou HMXB pour *High Mass X-ray Binary* et celles de faible masse ou LMXB pour *Low Mass X-ray Binary*. En ce qui concerne les HMXBs, le compagnon est jeune, de type spectral O ou B et donc de masse élevée (masse $\geq$ 10 $M_\odot$) : elles sont par conséquent très lumineuses dans le visible. Comme l'émission X suscitée par l'objet compact modifie peu les propriétés du compagnon jeune et massif, l'étude spectroscopique permet de déterminer son type spectral et ses caractéristiques, et donc d'estimer la distance et les paramètres orbitaux du système. On les mesure plus facilement si le plan orbital du système est peu incliné par rapport à l'axe de visée car le compagnon occulte alors périodiquement l'émission X suscitée par l'astre compact. Les forts vents stellaires de l'étoile massive (de direction radiale) sont la principale source de matière accrétée. Il n'est pas toujours clair si un disque se forme dans les régions les plus internes du flot d'accrétion. Presque toutes les HMXBs sont des pulsars accrétants (les autres étant des trous noirs ou des étoiles à neutrons dont la pulsation n'est pas dirigée vers nous et/ou détectée) concentrés le long du plan galactique, comme la population des étoiles jeunes. On interprète la pulsation cohérente émise par le fait que la matière accrétée est canalisée par le champ magnétique aux pôles, de direction différente de celle de l'axe de rotation. On a bien là une signature claire de la présence d'une étoile à neutrons, puisqu'un trou noir n'a pas de champ magnétique.

Dans le cas des LMXBs, l'étoile compagnon est vieille, de faible masse (inférieure à 3 $M_\odot$) et donc de type spectral tardif (F à M sur la séquence principale). Le transfert de matière se produit préférentiellement via un disque d'accrétion géométriquement fin. L'étoile remplit son *lobe de Roche* et le dépasse, les couches les plus externes sont arrachées et capturées à travers le point de Lagrange interne (L_1). À cause du mouvement orbital, le gaz possède une impulsion angulaire important et spirale lentement vers l'objet compact, formant un disque d'accrétion. Les systèmes de faible masse sont plutôt distribués comme la population stellaire de type II et concentrés dans le bulbe galactique. Certains se caractérisent par des émissions X impulsives de nature répétitive, justifiant leur dénomination de *sursauteurs X* ou *bursters X*. Les sursauts X (de type I) sont dus à la fusion thermonucléaire explosive de couches de matière accumulées par accrétion à la surface de l'objet compact (un trou noir n'a pas de surface et ne peut donc produire ce genre d'éruptions). En plus des sources brillantes du bulbe galactique, cette classe contient les sources dans les amas globulaires . La classification la plus réussie des LMXBs contenant une étoile à neutrons est celle se fondant sur le comportement de « couleur » dans les X : les LMXBs sont divisées en *sources Z* et en *atolls* (champ magnétique plus faible) de par la forme de leur évolution dans un diagramme « couleur-couleur ». Chaque axe porte la valeur du rapport de deux bandes d'énergie adjacentes distinctes, entre 2 et 10 keV environ, définissant un diagramme d'indice de dureté. Le parcours y est plus court pour les *sources Z* (quelques heures, jours) que pour les *atolls* (quelques semaines, mois).

Outre la masse du compagnon, les différences les plus significatives entre les deux familles de binaires X sont les suivantes :

- les binaires X massives sont des systèmes plus jeunes que les binaires X de petite taille ;
- le rayonnement dans le domaine visible est dominé par celui du compagnon dans le cas des binaires X massives et par le disque d'accrétion dans le cas des binaires de faible masse, comme illustré sur la Figure 1.2. On voit donc mieux le compagnon (mais pas ses déformations dues aux effets de marée près du trou noir) dans les HMXBs tandis que celui des LMXBs est déformé plus fortement mais caché par le disque d'accrétion ;
- la luminosité des LMXBs dans le domaine des rayons X est très supérieure à leur luminosité dans le visible, contrairement au cas des HMXBs ;
- s'agissant des systèmes renfermant une étoile à neutrons, l'intensité du champ magnétique suscité par l'astre compact est $B \approx 10^{12}$ G dans le cas des HMXBs et $B \approx 10^8$–10^9 G dans le cas des LMXBs, en raison de la différence d'âge entre les spécimens des deux familles de binaires X.

Le terme générique LMXB masque en réalité une grande diversité de comportements, tant du point de vue temporel, leur luminosité pouvant changer sur des échelles de temps très variées - de la milliseconde à l'année - que spectral : les processus de rayonnement dépendent entre autres du type de l'objet compact, du taux d'accrétion de matière et du champ magnétique éventuel.

1.2.3 Des binaires X *persistantes* ou *transitoires*

Les systèmes binaires X sont toujours variables, mais une bonne partie d'entre eux sont des sources à émission véritablement *transitoire*. Les sources transitoires passent la plupart de leur temps dans un état de *quiescence* pendant lequel elles sont inactives et/ou indétectables. Les HXMBs transitoires sont en général des étoiles à neutrons liées à des étoiles secondaires de type Be, cas particulier d'une étoile de type B possédant une enveloppe ténue de gaz éjectée probablement par l'effet centrifuge lié à la rotation rapide de l'étoile. Ces HMXBs sont donc entourées d'un bourrelet équatorial de matière éjectée. Quand, dans son mouvement orbital, l'étoile à neutrons (d'orbite souvent large et excentrique) passe au travers du bourrelet, le taux d'accrétion augmente et la source entre en éruption (PSR B1259−63, par exemple Chernyakova et al. 2006 ; Aharonian et al. 2005 ; Johnston et al. 2005). Quand la source s'éloigne du bourrelet (ou disque), l'accrétion tombe à des niveaux très faibles. Dans le cas de 4U 0115+635, les variations d'éclat peuvent atteindre des amplitudes d'un facteur 10^4 dans la bande des rayons X mous. Ces sources transitoires ont de longues périodes de récurrence (quelques mois) qui sont relativement précises d'après les articles de van den Heuvel et al. (1987) ; Bhattacharya et al. (1991) et Apparao et al. (1994).

Les sources transitoires des systèmes LMXBs ou *novae X* ont des caractéristiques différentes. Elles peuvent devenir totalement inactives ou indétectables pendant de très longues périodes. Bien que généralement dans un état de *quiescence*, elles peuvent entrer soudainement (quelques jours) en éruption et devenir brillante pendant quelques semaines ou quelques mois avant de retourner en *quiescence* et ce avec des périodes de récurrence longues de plusieurs années (Tanaka et Shibazaki 1996). La courbe de lumière du sursaut peut prendre différentes formes selon les sources mais elle se caractérise généralement par une augmentation très rapide de la luminosité (plusieurs ordres de grandeur en quelques jours). La Figure 1.3 montre l'éruption rapide de XTE J1550−564 étalée sur presque un an. La décroissance d'allure exponentielle est plus lente et souvent attribuée à une diminution progressive du taux d'accrétion effectif. Grâce au retour de la source en état de *quiescence*, on peut mesurer dans le visible et le proche infrarouge les paramètres orbitaux et estimer la fonction de masse (car une fois l'éruption terminée, le disque ne domine plus). À cause de changements importants dans le taux d'accrétion effectif pendant l'éruption, ces sources fournissent sur des échelles de temps rapides des informations nombreuses sur la physique du système (accrétion, zones émissives proches du trou noir) et présentent, en quelques mois seulement, toute une panoplie d'états spectraux - que je détaille au 1.5. Lors de ces mesures, les astrophysiciens se sont aperçus que la majorité des novae X contiennent un trou noir et, plus rarement, une étoile à neutrons.

Le modèle d'instabilité thermique du disque (Lin et Taam 1984 ; Cannizzo et al. 1985 ; Mineshige et Wheeler 1989) est celui qui explique le mieux ces éruptions : si le système binaire X n'est pas trop serré, la matière est transférée à partir du compagnon à un taux très bas et s'accumule autour de l'objet compact dans un disque d'accrétion de faible viscosité (voir 1.3.1). Ce disque reste stable à la fois dans un état neutre et froid, ou chaud et com-

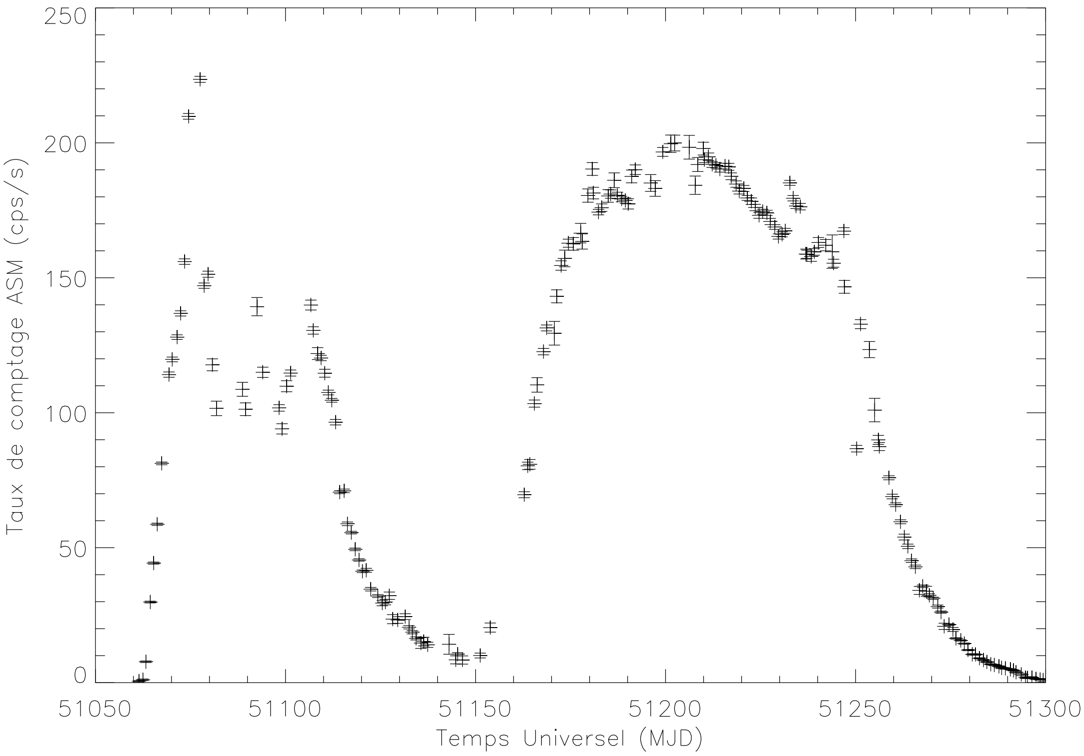


FIG. 1.3 – *Courbe de lumière* RXTE*/ASM de XTE J1550−564 lors de deux éruptions successives, où MJD=51056 est le 1er septembre 1998 (MJD=JD−2 400 000,5).*

plètement ionisé. En *quiescence*, le disque est froid. L'accumulation de matière augmente progressivement température et densité de surface ; quand la température devient critique, dépassant la valeur d'ionisation de l'hydrogène, une instabilité thermique se développe dans le disque devenu très visqueux. Il entre alors dans un cycle limite thermique (Frank et al. 1992) en passant dans un état chaud, ce qui engendre un taux d'accrétion effectif très élevé et provoque un déversement brutal et rapide de la matière accumulée sur l'objet compact. Comme cette accrétion effective augmente, atteignant son maximum en quelques jours, une éruption se produit. Puis tout redevient normal quelques mois plus tard, quand la densité de surface repasse sous le seuil critique : une fois les température, densité et viscosité diminuées, le disque revient dans un état froid et la source entre à nouveau dans un état de *quiescence* (défini Section 1.5.1), pendant plusieurs mois ou années. Ensuite, ce mécanisme d'instabilité périodique (toutefois pas aussi précis et prévisible que pour les systèmes de type Be) recommence (Tanaka et Shibazaki 1996) et la source entre à nouveau en éruption. Ce modèle, quand l'effet de l'irradiation du disque est considéré, rend très bien compte du temps de montée, de la décroissance et des périodes de récurrence des éruptions, ainsi que je l'ai observé pour deux novae X (Chapitres 7 et 8). Il semble aussi cohérent avec le fait que la masse transférée dans le disque pendant la *quiescence* et la masse totale accumulée dans le disque entre chaque sursaut sont consumées lors de l'éruption suivante, comme l'indiquent les observations dans le visible des transferts continus de masse. Le temps de décroissance d'une éruption est déterminé par le temps de diffusion de presque toute la matière du disque vers l'horizon, alors que la période de récurrence est déterminée par le taux d'accrétion depuis la secondaire. Le changement abrupt de température, et donc de viscosité, entraîne une décroissance d'allure exponentielle du flux du disque (Mineshige et al. 1993 ; Cannizzo 1994). Les maxima secondaires (et tertiaires) parfois observés dans les novae X à trous noirs, par exemple pour XTE J1550−564 (Figure 1.3), fournissent aussi de précieux indices : les temps de décroissance étant similaires avant et après le deuxième maximum, cela implique un apport soudain de matière, par évaporation de celle-ci près du point de Lagrange L_1 ou par chauffage des couches externes de l'étoile secondaire pendant l'éruption (Chen et al. 1993 ; Mineshige 1994). Je discuterai ces possibilités en Conclusions (Chapitre 10.1.2) dans le cadre de mes études comparatives entre les sources transitoires XTE J1720−318 (Chapitre 7) et SWIFT J1753.5−0127 (Chapitre 8).

La classification des sources dans la catégorie persistante ou transitoire a ses limites et peut devenir ambigue vues que toutes les LMXBs sont variables et que les sensibilités des télescopes permettent maintenant de détecter l'émission en *quiescence* de sources transitoires. La source 4U 1630 entre en éruption relativement régulièrement tous les 300 jours (Tomsick et al. 2005) : certaines novae ont des temps de récurrence relativement courts ($\sim$ 1–3 ans) alors que d'autres systèmes ont des périodes de *quiescence* beaucoup plus longues ($\sim$ 5–10 ans) comme H 1743−322 (Chapitre 9.1) ; certaines sources persistantes ont de véritables phases de *quiescence*. Par ailleurs, GRS 1758−258 (Chapitre 9.3) a toutes les caractéristiques d'une nova X à trou noir mais a une émission presque persistante avec quelques phases d'absence. GX 339−4 peut aussi passer de longues périodes de très faible activité, malgré son appartenance à la classe des sources persistantes et 1E 1740.7−2942 (Chapitre 9.2) peut devenir très faible mais demeure toujours visible. Enfin, le cas particulier de GRS 1915+105 (Chapitre 9.4) mérite d'être mentionné : découverte par Castro-Tirado en tant que source transitoire, elle n'a cessé de se comporter comme une source persistante depuis 1992. Dès lors, des sources qualifiées de novae X ont montré plus d'activité que de *quiescence*, mais est-ce lié au fait qu'auparavant les instruments étaient insuffisants pour les observer en tant que sources persistantes ? Que dire du cas GRS 1915+105 ? Les critères de cette classification semblent se désagréger avec le temps et l'amélioration des techniques. Je présenterai dans le Chapitre 9 (Partie IV) mes résultats sur les sources H 1743−322, GRS 1758−258, 1E 1740.7−2942 et GRS 1915+105. À l'aide d'exemples précis d'évolutions spectrales de diverses binaires X (Chapitres 6 à 9), persistantes ou pas, je tenterai de démontrer les stigmates d'identification des trous noirs stellaires.

1.2.4 Les microquasars : jets compacts et jets étendus

Les premières sources de jets relativistes à avoir été identifiées furent les quasars, sources extragalactiques dont le rayonnement radio fut découvert dans les années 1960. Le rayon-

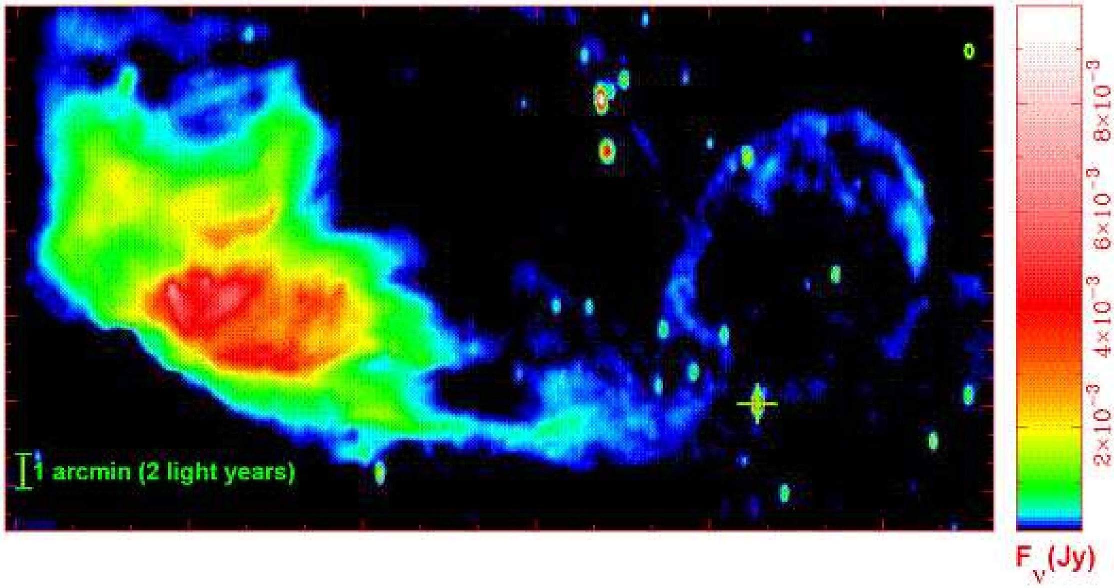


FIG. 1.4 – *Interaction entre les jets relativistes de particules émises par Cygnus X−1 et le milieu interstellaire, formant un anneau d'émission radio (1,4 GHz pour une exposition de 60 h) de 15 années lumière de diamètre. Le flux est en échelle logarithmique de couleurs, entre 0 et 0,01 Jy (d'après Gallo et al. 2005).*

nement de ces jets est attribué à l'émission synchrotron de la matière éjectée à des vitesses apparemment supérieures à c (dues aux effets de projection) et modélisée sous la forme de « bulles » de plasma relativiste en expansion (van der Laan, 1966). La distribution spectrale de l'énergie de ce rayonnement (majoritairement dû aux électrons car inversement proportionnel à la masse) est habituellement modélisée sour la forme d'une loi de puissance où la fréquence ν est telle que $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ (voir Chapitre 8) et α est appelé l'*indice spectral* du rayonnement radio.

Alors que la première source à jets découverte dans notre galaxie fut SS 433 (Spencer et al. 1979) dont l'étrangeté n'a pas favorisé l'analogie avec les quasars, ce n'est qu'au début des années 1990 que des binaires X associées à des émissions radio intenses révélèrent la présence de sources de jets relativistes au sein même de notre galaxie. Les éjections des deux premiers objets découverts, 1E 1740.7−2942 et GRS 1758−258 (Mirabel et al. 1992, Rodríguez et al. 1992) ne manifestent cependant pas de caractère superluminique mais comportent probablement un trou noir stellaire comme objet compact. Vues les similitudes avec les quasars (accrétion comme principale source d'énergie, présence de jets et d'un trou noir), ces objets ont tout naturellement été nommés des *microquasars* (Mirabel et al. 1992). Puis la première source superluminique (1,2 c) galactique découverte fut GRS 1915+105 (Mirabel et al. 1994). Une vue d'artiste des jets est présentée Figure 1.2 (à droite) tandis qu'une image radio est montrée Figure 1.4 pour les jets du trou noir confirmé Cygnus X−1.

Peu de sources galactiques ayant des jets superluminiques sont connues à ce jour : la Table 1.1 montre pour les systèmes à trous noirs confirmés ceux présentant une émission radio et des jets relativistes. Quelques sources montrent des éjections de matière étendues et continues, ne présentant pas de variations qui indiqueraient des déplacements. Leur spectre est typique d'une expansion de nuages de plasma. En revanche, un grand nombre de binaires X possèdent des jets continus et très compacts, d'extension spatiale bien moindre que les éjections relativistes donc plus difficiles à détecter (et à résoudre). Ces sources présentent en effet une émission radio dont le spectre est plat et interprété comme le rayonnement synchrotron (régime optiquement épais) émis par la base d'un jet compact. La signature spectrale de ces jets est un spectre en loi de puissance E^{α} d'indice $\alpha \geq 0$ qui traduit donc l'émission synchrotron d'une population d'électrons. La densité élevée du milieu rend le jet optiquement épais : il absorbe une partie de son rayonnement. Comme pour certaines galaxies, ces jets sont modélisés sous la forme d'une succession de coquilles dont le rayon croît avec la distance à la base du jet (conique auto-absorbé, Blandford et Königl 1979 ; Hjellming et Johnston 1988). Le spectre résultant peut être vu comme la superposition des spectres synchrotron, donnant sa forme plate au spectre.

Les deux types de jets semblent associés à des états spectraux distincts (définis en fin du présent Chapitre), par exemple différents dans les émissions relatives entre X mous, durs et dans les rayons γ. Les éjections discrètes de GRS 1915+105 semblent coïncider avec des transitions entre états spectraux (Chaty 1998 ; Mirabel et al. 1998) alors que les jets compacts ne sont présents que dans un état précis (*Dur*, Chapitre 1.5). Des corrélations X et radio dont je parlerai dans mes analyses ouvrent des perspectives séduisantes pour la compréhension des phénomènes d'accrétion-éjection (Fender et al. 2001). Aujourd'hui, le terme de microquasar se réfère généralement aux systèmes ayant aussi bien des jets étendus que compacts (et avec des éjections massives comme dans GX 339−4, Cygnus X−1 ou GRS 1758−258), même s'ils ne sont pas superluminiques.

1.2.5 Statistiques des populations

Maintenant que sont présentés les divers types de binaires X (HMXBs, LMXBs, persistantes ou transitoires, avec ou sans jets), il est légitime de se demander comment ces systèmes se répartissent en nombre dans chacune des catégories décrites ci-avant. Dans notre galaxie, on a identifié au tournant du siècle $\approx$ 320 binaires X (Liu et al. 2000, 2001) : le nombre de HMXBs est de l'ordre de 130 et celui des LMXBs de 150. Pour ce dernier type, on doit rajouter les sources récemment découvertes, comme celles que je présente en Partie IV. Dans la catégorie des HMXBs, 71 pulsars X sont recensés et il y a au total 59 sources transitoires (Liu et al. 2000). Pour les systèmes de la classe des LMXBs, on recense 18 *atolls*, 7 sources *Z*, 63 sursauteurs X, 13 amas globulaires, 5 pulsars X et un total de 76 sources transitoires (Liu et al. 2001).

La plupart des novae X contiennent un trou noir et la grande majorité des 18 trous noirs connus, tout comme les 22 candidats trous noirs associés à un système binaire recensé, sont des sources transitoires (McClintock et Remillard 2006). Il y a peut-être là des effets de sélection : l'estimation dans le visible de la distance d'une nova X à trou noir passe par

Tab. 1.1 – *Principales caractéristiques des 18 systèmes binaires X à trou noir confirmés (adapté de McClintock et Remillard 2006 et des références s'y trouvant) listés par ascension droite croissante.*

Source [a]	Nom usuel	Découverte [b]	Classe [c]	Distance (kpc)	Période (h)	Type compagnon	Radio [d]
0422+32 [e]	V518 Per	1992/1	L, T	2,6 ± 0.7	5,1	M2V	p
0538−641	LMC X−3	-	H, P	50 ± 2	40,9	B3V	-
0540−697	LMC X−1	-	H, P	50 ± 2	101,5	O7III	-
0620−003	V616 Mon	1975/2	L, T	1,2 ± 0,1	7,8	K4V	p, J ?
1009−45	MM Vel	1993/1	L, T	5,0 ± 1,3	6,8	K7/M0V	pas d'obs.
1118+480	KV Uma	2000/1	L, T	1,8 ± 0,5	4,1	K5/M0V	p
1124−684 [f]	GU Mus	1991/1	L, T	5 ± 1	10,4	K3/K5V	p
1543−475	IL Lupi	1971/1	L, T	7,5 ± 0,5	27,0	A2V	très faible
1550−564	V381 Nor	1998/5	L, T	5,3 ± 2,3	37,0	G8/K8IV	p, J
1655−40	V1033 Sco	1994/2	L, T	3,2 ± 0,2	62,9	F3/F5IV	p, J
1659−487 [g]	V821 Ara	-	L, T	4	42,1	-	p
1705−250	V2107 Oph	1977/1	L, T	8 ± 2	12,5	K3/7V	pas d'obs.
1819.3−2525	V4641 Sgr	1999/1	L, T	7,4–12,3	67,6	B9III	p, J
1859+226	V606 Vul	1999/1	L, T	11	9,2	-	p, J ?
1915+105	**V1487 Aql**	**1992/1**	**L, T**	**11–12**	**804,0**	**K/MIII**	**p, J**
1956+350	**Cyg X−1**	**-**	**H, P**	**2,4 ± 0,5**	**134,4**	**O9.7Iab**	**p, J**
2000+251	QZ Vul	1988/1	L, T	2,7 ± 0,7	8,3	K3/K7V	p
2023+338	V404 Cyg	1989/3	L, T	2,2–3,7	155,3	K0III	p

Notes :
a) En gras : sources étudiées dans la présente thèse (Chapitres 6 et 9) ;
b) Année/nombre d'éruptions observées ;
c) H pour HMXB, L pour LMXB, T pour Transitoire, P pour Persistante ;
d) Propriétés radio : p pour persistantes plus de 10 jours et/ou spectre inversé ; J pour jet relativiste détecté ;
e) Connue également sous le nom de Nova Persei 1992 ou GRO J0422+32 ;
f) Connue également sous le nom de Nova Muscae 1991 ou GRS 1124−684 ;
g) Connue également sous le nom de GX 339−4.

l'observation du compagnon, une étoile d'un éclat parfois faible. Les novae X apparaissent toutes au sein de système binaire de petite masse. Par suite, on comprend ainsi la grande incertitude planant sur les mesures de distance se fondant sur des observations dans le visible et donc l'intérêt de disposer d'une estimation reposant sur un critère propre à un domaine spectral où les novae X à trou noir se manifestent avec éclat.

La Table 1.1 recense les principales caractéristiques connues des 18 systèmes binaires X à trou noir confirmés comme la classe, la distance, la période orbitale, le type spectral du compagnon et les propriétés radio. De grandes disparités sont révélées : alors que

XTE J1118+480 a une période orbitale de 0,17 jours et une séparation objet compact-compagnon de 2,8 $R_\odot$, ces mêmes paramètres valent respectivement 33,5 jours et 95 $R_\odot$ pour GRS 1915+105. Seuls six de ces systèmes étaient reconnus comme abritant un trou noir dynamiquement il y a à peine dix ans (Tanaka et Lewin 1995). La Table 1.1 montre aussi que seuls 3 systèmes, dont deux situés dans les nuages de Magellan, sont des HMXBs : Cygnus X−1, LMC X−1 et LMC X−3. Elle indique que les 15 LMXBs dont la nature trou noir est confirmée sont des novae X, avec une étoile compagnon très souvent de masse ≤ 1 $M_\odot$, de toute façon bien inférieure à celles des HMXBs (≥ 10 $M_\odot$). Par ailleurs, 13 systèmes ont été vus en radio plus de 10 jours et 7 (dont 5 de façon certaine) ont émis des jets relativistes. En excluant les 18 binaires X à trou noir reconnu, environ 25 sources au total sont aujourd'hui considérées comme de sérieux candidats trous noirs, dont trois sont quasiment persistantes : la source variable GX 339−4 et les deux microquasars de la région du centre galactique, 1E 1740.7−2942 et GRS 1758−258, probablement des LMXBs pour lesquelles aucune contrepartie dans le visible n'a été trouvée (forte extinction). Les 22 autres sources sont toutes membres de la classe des novae X comme mentionné plus haut. On estime leur nombre à environ un millier dans notre galaxie.

1.2.6 Les systèmes binaires X à *trou noir*

Plusieurs composantes d'émission dans les rayons X et γ sont observées dans ces systèmes, qualifiées de « molles » lorsqu'elles sont comprises entre 0,1 et 2 keV, de « dures » au-delà de 10 keV et de « γ » au-delà de 100 keV. Ces composantes varient en amplitude et en proportion relative dans le temps, définissant plusieurs catégories d'états spectraux. Les 22 systèmes candidats trous noirs présentent des spectres très similaires à ceux observés pour les 18 systèmes dont la fonction de masse est déterminée (et atteste de la présence certaine d'un trou noir, voir Table 1.1) : par analogie, on conclut que ces 22 systèmes ont de fortes chances d'abriter un trou noir puisque les composantes molles, dures et l'émission X sont similaires à celles des 18 trous noirs confirmés. En effet, en dehors de la masse, il n'y a pas de signature absolue et précise pour prouver la présence d'un trou noir, contrairement aux étoiles à neutrons (pulsations, sursauts de type I). Grâce aux composantes spectrales, une autre caractéristique, peut-être non absolue mais assez utile, atteste de la présence probable d'un trou noir. C'est pourquoi je présente ces composantes dans la suite de ce Chapitre, en expliquant quels processus physiques basiques agissent dans les binaires X pour rendre compte des spectres observés. Je définis les termes et modèles employés pour analyser mes résultats (Partie IV).

1.3 Modélisations des émissions X et γ

Les généralités nécessaires à la compréhension du problème astrophysique désormais faites, venons-en à la dynamique du gaz dans les systèmes binaires X, à la modélisation

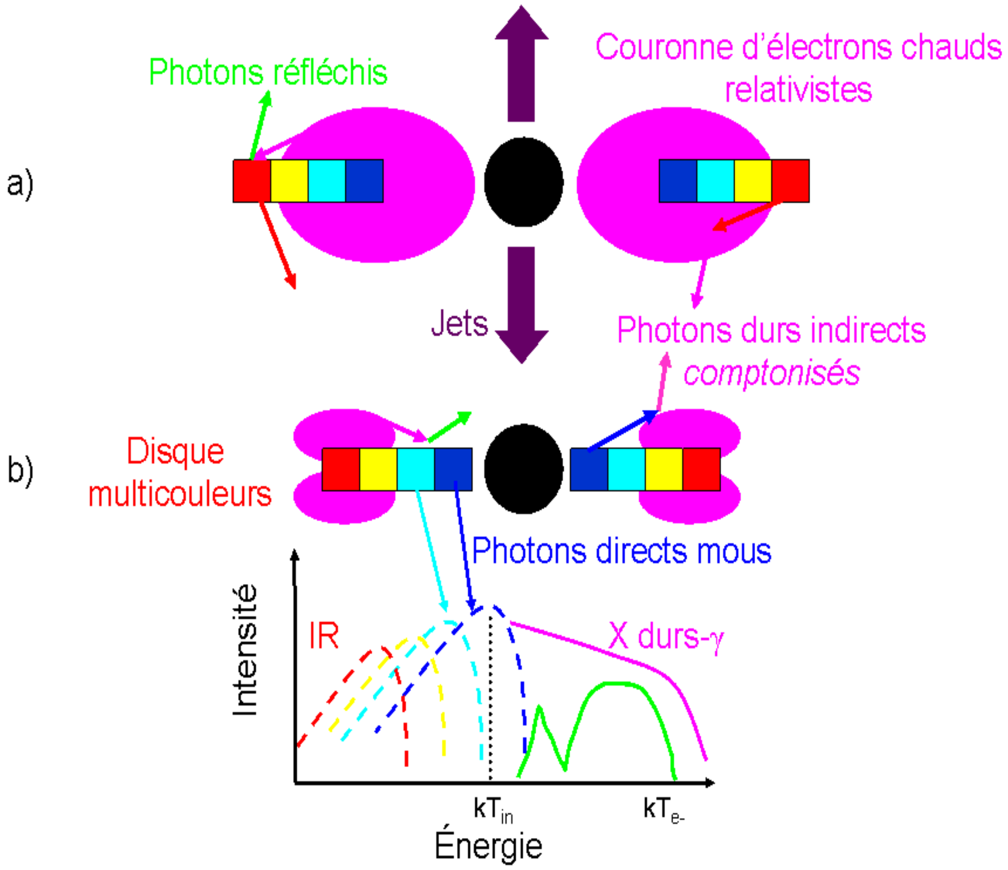


Fig. 1.5 – *Représentation schématique possible de la géométrie du flot d'accrétion sur l'objet compact d'une binaire X et des composantes émissives associées, dans les deux états spectraux principaux : a) pour l'état* Bas/Dur *; b) : pour l'état* Haut/Mou. *Le flot de matière s'enroule en un disque d'accrétion, produisant un spectre thermique multicouleurs. La couronne, proche du trou noir, produit par Comptonisation des photons du disque une composante dure à haute énergie. Les géométries choisies sont arbitraires. Sont aussi représentés la composante de réflexion et les jets potentiellement émis par le système.*

des émissions X et γ et aux processus physiques. Bien les comprendre m'a ensuite permis de modéliser les données que j'ai analysées pour les interpréter. Une vue schématique de ce que j'explique ci-après est donnée Figure 1.5.

1.3.1 Le disque d'accrétion, responsable de la composante molle

Predengast et Burbige (1967) ont été les premiers à considérer que la présence d'un disque d'accrétion dans les systèmes binaires serrés était probable, de par l'impulsion angulaire du gaz accrété, tandis que Lynden-Bell reconnaissait en 1969 son importance autour des trous noirs massifs au cœur des galaxies. La théorie de ce disque autour d'objets compacts fut développée peu après (en 1972) par Pringle et Rees (Pringle 1976) ; Shakura et

Sunyaev (1973) et, prenant en considération les effets relativistes, par Novikov et Thorne (1973) puis Page et Thorne (1974).

Schématiquement, on peut résumer la situation ainsi pour une LMXB. Lors du transfert par débordement du lobe de Roche au premier point de Lagrange L_1, la matière nouvellement extraite du compagnon possède une impulsion angulaire importante autour du centre de masse du système et, puisque le point L_1 tourne, elle se met à spiraler. Elle s'installe sur une orbite circulaire keplerienne au rayon R_{circ}, appelé *rayon de circularisation*, pour lequel l'impulsion angulaire est égale à celle au point L_1. La viscosité interne au gaz tend à transporter le moment de la vitesse, ce qui a pour conséquence de transformer l'énergie gravitationnelle en chaleur par frictions (donc de dissiper l'énergie). La conservation de l'énergie implique alors que la matière transite sur des orbites circulaires plus resserrées autour de l'objet compact, spiralant de R_{circ} vers le centre d'accrétion. Une partie de la matière est repoussée vers l'extérieur pour évacuer le moment de la vitesse du gaz accrété et s'étale de R_{circ} à un point situé avant L_2 (car le disque est tronqué bien avant par les couples de marées). Le disque d'accrétion ainsi formé peut être considéré comme plat (géométriquement mince) et opaque (optiquement épais). Le gaz du disque tourne autour de l'objet central avec des vitesses différentes suivant le rayon. En contrebalançant la force gravitationnelle avec la force centrifuge, on obtient la vitesse angulaire du gaz $\Omega_{\text{K}} = \sqrt{GM/r^3}$. Cette vitesse est qualifiée de vitesse de rotation keplerienne et l'approximation est valable tant que $v_{\text{radiale}} \ll v_{\text{orbitale}}$.

La dynamique interne du disque peut être étudiée en considérant les processus visqueux entre des anneaux adjacents $[r, r+dr]$ et $[r-dr, r]$ dont le couple F_{couple} est égal à $2\pi\nu_{\text{cis}}\Sigma r^3 d\Omega/dr$ (où ν_{cis} est le coefficient de viscosité cinématique de cisaillement, Σ la densité surfacique du disque et $d\Omega/dr$ le gradient radial de vitesse angulaire). La structure du disque présentée ici a été envisagée pour la première fois par Shakura et Sunyaev (1973) : il s'agit du modèle standard de disque d'accrétion, encore appelé disque α. Le fait que les particules d'un plasma soient en mouvement thermique permanent implique qu'elles échangent des quantités telles que moments cinétiques et énergies. Par conséquent, la structure microscopique d'un plasma affecte ses propriétés macroscopiques par des mécanismes de transport (comme la viscosité). On paramétrise le coefficient de viscosité ν_{visc}, celle-ci étant supposée être le responsable principal du transport du moment cinétique, en supposant que la tension est proportionnelle à la pression du gaz. On obtient $\nu_{\text{visc}} = \alpha c_{\text{s}} H$, où c_{s} est la vitesse du son dans le plasma et H la hauteur du disque. Même si les phénomènes visqueux du disque ne sont pas entièrement compris, on modélise donc la viscosité avec le paramètre α (sans dimension) en supposant qu'il est compris entre 0,1 et 0,2. Cela n'est certainement pas valable dans tout le disque, sa géométrie exacte étant loin d'être connue.

Si on considère un disque optiquement épais dans la direction verticale, rayonnement et matière étant en équilibre thermodynamique, chaque anneau du disque rayonne à peu près comme un corps noir de température T. Dans l'hypothèse où tout ce qui est dissipé est émis, on obtient la variation de T avec R en égalisant le taux de dissipation $D(R)$ par unité de surface avec le flux de corps noir $\sigma T^4(R)$ (σ est la constante de Stephan-Boltzmann). La forme de $D(R)$ peut être dérivée à partir de celle de $F_{\rm couple}$ dans le cas d'un disque stationnaire : on trouve $D(R) = 3GM\dot{M}/(8\pi R^3)[1 - \sqrt{R_{\rm in}/R}]$ (Frank et al. 1992). La dépendance en température est telle que $T(R) \propto T_{\rm in}(R/R_{\rm in})^{-3/4}$, $R_{\rm in}$ étant le rayon à la surface de l'objet et $T_{\rm in}$ est fonction de $\dot{M}$ (mais ne dépend plus de $\nu_{\rm visc}$). Il existe un maximum de température, situé un peu après le bord interne. La relation donnant $T_{\rm in}$, de l'ordre de grandeur de $T_{\rm bb}$, est (au facteur $1 - \sqrt{R_{\rm in}/R}$ près) :

$$T_{\rm in} \;\propto\; \sqrt[4]{(3GM\dot{M})/\; 8\pi\sigma R_{\rm in}^3}$$

ce qui explique pourquoi les naines blanches sont moins chaudes que les étoiles à neutrons à taux d'accrétion égal. Ces dernières peuvent d'ailleurs détruire le disque par leur champ magnétique intense. En ce qui concerne un trou noir (et une étoile à neutrons), tout dépend jusqu'à quel point s'étale le disque.

Je vais maintenant calculer le spectre émis par le disque. On modélise son émission comme une superposition de corps noirs de températures et de luminosités décroissantes avec la distance au centre d'accrétion. Ce modèle de disque *multicouleurs* a été introduit par Mitsuda et al. (1984) et est schématisé Figure 1.5 : comme $T(R)$ joue un rôle analogue à la température effective d'une étoile, chaque élément du disque émet approximativement un spectre tel que le flux F_ν reçu par un observateur à la distance D est, si l'angle d'inclinaison de la binaire X est i par rapport à la ligne de visée :

$$F_\nu \;=\; 2\pi \; cos\; i/D^2 \int_{R_{\rm in}}^{R_{\rm ext}} I_\nu \; R \; dR$$

où $I_\nu \;=\; B_\nu[T(R)] \;=\; 2h\nu^3/[c^2(exp[h\nu/kT(R)] - 1)]$, indépendant de la viscosité.

Ce modèle sera largement utilisé lors des ajustements spectraux présentés dans ma thèse. Couramment utilisé pour l'analyse des binaires X, ce modèle ne possède que deux paramètres libres, la température de *couleur* $T_{\rm in}$ (en keV) du bord interne du disque d'accrétion et le rayon interne associé $R_{\rm in}$ (en km), modélisé via la normalisation N égale à $(R_{\rm in}/D)^2 \;\times\; cos\; i$, où D est en unités de 10 kpc. Ce rayon interne doit se comprendre au sens d'un *rayon de couleur* plutôt que d'un vrai rayon physique représentant le bord interne du disque. Le spectre résultant de chaque fonction de Planck B_ν prend la forme de Rayleigh-Jeans (soit $F_\nu \sim \nu^2$) pour les fréquences $\nu \ll kT(R_{\rm ext})/h$ et de Wien (en cassure exponentielle) pour les hautes fréquences, situées près de $R_{\rm in}$. Entre les deux régimes, $F_\nu \sim \nu^{1/3}$. Dans mes résultats, je commenterai les valeurs de $T_{\rm in}$ et de $R_{\rm in}$ obtenues lors de mes ajustements et analyses spectrales. Le disque d'accrétion est responsable de la composante molle des spectres X observés dans les binaires X : ce milieu optiquement épais réalise un équilibre thermodynamique entre rayonnement et matière. Les disques d'accrétion rayonnent respectivement dans l'ultraviolet autour des naines blanches et dans les X autour des étoiles à neutrons et des trous noirs.

Enfin, que peut-on dire de la stabilité et des temps caractéristiques d'un tel disque ? Le temps de viscosité, à savoir le temps moyen qu'il faut à la matière pour tomber sur l'astre accrétant, est la plus longue des échelles de temps caractérisant les processus d'accrétion : $t_{\rm visc} \approx R/v_{\rm R}$ où $v_{\rm R}$ est la vitesse radiale du flot d'accrétion. Suivant les valeurs de α, du taux d'accrétion et la distance à laquelle commence le processus d'accrétion, la valeur de ce temps est de l'ordre de quelques jours à quelques semaines, donc bien supérieure à celle du temps keplerien $t_{\rm dyn} \approx 1/\Omega_{\rm K}$ caractéristique des phénomènes qui varient sur une période de l'orbite keplerienne. $t_{\rm dyn}$ représente aussi le temps mis par le disque à revenir à son état antérieur après avoir subi une perturbation verticale (temps hydrodynamique). C'est ainsi que les émissions X et γ produites par certains systèmes accrétants suscités par des candidats trous noirs sont susceptibles de varier en quelques ms, valeur à rapprocher de $t_{\rm dyn} \approx 1$ ms qui caractérise la zone interne d'un disque de rayon 100 km ceinturant une masse accrétante de 5 $\mathrm{M}_\odot$. Par opposition, une instabilité thermique très localisée peut provoquer une brusque augmentation de la viscosité qui entraîne la chute de matière, ceci en un temps $t_{\rm visc}$ de 1 à 3 semaines (Frank et al. 1992) comme dans les phémomènes de novae X détaillés ci-avant. Le temps thermique qu'il faut au disque pour retrouver son équilibre thermodynamique après une perturbation vaut de quelques minutes à quelques dizaines de minutes en fonction de la distance radiale ; il est supérieur à $t_{\rm dyn}$ (leur rapport valant α, constante) auquel se rapproche le temps de chute libre, de l'ordre de 10^{-4} s, atteint en $R = R_{\rm s}$ (rayon au-delà duquel la matière disparaît).

Le modèle de disque α, bien qu'un peu basique, représente relativement bien la réalité et les émissions détectées comme je le montrerai dans mes analyses (Partie IV). Deux régimes peuvent exister : le cas optiquement épais, avec plus d'interactions que d'absorptions, et le cas où la pression de rayonnement (dans les régions les plus internes) dépasse celle du gaz. Shakura et Sunyaev ont d'ailleurs considéré ces cas par la suite puisque leurs approximations de corps noir et de disque optiquement épais pouvaient ne pas être valables dans tout le disque. Par ailleurs, la nature de la viscosité n'est pas à ce jour totalement définie. Sa cause possible pourrait être la turbulence dans un champ magnétique relativement faible (Balbus et al. 1999). Les astrophysiciens ont étudié divers facteurs de correction à introduire dans les valeurs des paramètres du modèle, comme pour la température $T_{\rm in}$ ou le rayon $R_{\rm in}$. J'en parlerai dans mes analyses personnelles en Partie IV car j'ai obtenu pour ces paramètres des valeurs incompatibles avec un sens physique quelconque, mais qui peuvent s'expliquer par ces facteurs de corrections.

En intégrant la dissipation d'énergie de $R_{\rm in}$ à l'infini, on obtient en fait que la puissance dissipée dans le disque est la moitié de $L_{\rm acc}$: l'autre moitié est absorbée par le trou noir, et ré-émise dans le cas d'une étoile à neutrons (puisqu'elle a une surface). Cela montre d'abord que les disques d'accrétion sont des mécanismes très efficaces de libération de l'énergie potentielle gravitationnelle de la matière accrétée par l'objet compact. Ce résultat est indépendant de $\nu_{\rm visc}$ qui n'intervient que pour fixer le taux d'accrétion effectif, d'autant plus élevé que la viscosité est grande.

Cependant, la présence d'un champ magnétique pourrait conduire à l'existence de grumeaux localement plus chauds (Sunyaev 1973) qui se manifesteraient notamment par des oscillations du flux de rayons X. Des instabilités magnétiques pourraient être à l'origine de variations importantes du taux d'accrétion, responsables d'éruptions comme l'instabilité à petite échelle de Magnéto-rotationnelle (Balbus et Hawley 1991) ou celle d'Accrétion-Éjection de Tagger et Pellat (1999) que je détaillerai par la suite (Chapitre 9.4.5).

1.3.2 Les composantes émissives du spectre

1.3.2.1 La composante dure de *Comptonisation*

Ce n'est que vers le milieu des années 1970 qu'une première hypothèse fut avancée pour tenter de comprendre les composantes X brillantes et dures observées au-delà de 15 keV, qu'un simple disque d'accrétion ne peut reproduire. À l'origine, un des états spectraux de Cygnus X−1, observé dans les rayons X durs, était remarquablement différent des spectres de systèmes binaires avec étoiles à neutrons (Sco X−1) et ne pouvait être expliqué par les modèles de disques optiquement épais (composante trop molle). Le modèle le plus populaire dit de *Comptonisation* (Sunyaev et Titarchuk 1980, ST80 par la suite), très couramment employé pour expliquer cette émission à haute énergie, suggéra que les photons *durs* résulteraient de la diffusion Compton de photons X de basse énergie, entre 0,01 et 1 keV (soit 1,2 à 60×10^4 K) provenant du disque sur une *couronne* peuplée d'électrons chauds relativistes, confinée dans les zones internes du disque d'accrétion (Shakura et Sunyaev 1973 ; Sunyaev et Trümper 1979) et appelée ainsi par analogie avec l'environnement solaire (Shapiro et al. 1976). La composante dure peut être visible jusqu'à plus de 600 keV (Grove et al. 1998). Un exemple de géométrie possible et de trajets des photons est montré Figure 1.5. Ce modèle s'applique au cas de milieux écran à géométrie simple, comme une sphère ou un disque dont la température électronique ne dépasse pas 10^8 K. L'accrétion reste bien sûr la source principale d'énergie en transformant l'énergie gravitationnelle de l'astre accrétant en énergie cinétique des particules accrétées. Celles-ci communiquent alors par diffusion coulombienne tout ou une partie de leur énergie au plasma confiné à proximité de l'astre accrétant. Les processus émissifs (principalement Bremsstrahlung et effet Compton) contribuent plutôt à refroidir le plasma en question.

Le spectre des photons émergeant d'un milieu fortement diffusif est alors profondément altéré par les diffusions multiples qu'ils subissent. Le spectre X d'un nuage chaud de plasma a été calculé par le modèle ST80 : la formule analytique dérivée est valide dans le cas où l'épaisseur optique du nuage est grande devant 1 ($\tau \gg 1$), avec la section efficace de Compton constante et égale à celle de Thomson dans un milieu froid et dans le cas où la température des électrons est petite devant leur énergie de masse ($kT_{\mathrm{e}} \ll m_{\mathrm{e}}c^2$). L'émission du trou noir est généralement interprétée comme issue d'une source non spécifiée de photons mous qui interagissent ensuite dans une région optiquement épaisse avec ces électrons non relativistes.

Dans le cas où les électrons ont une température supérieure aux photons, la distribution de ces derniers sera modifiée lors des réactions multiples par effet Compton. L'accroissement en énergie est une fraction du rapport $4kT_{\rm e}\ /\ m_{\rm e}c^2$. Il faut évaluer le nombre de ces collisions ; si la région a une densité en électrons $N_{\rm e}$ et une taille l, l'expression de la profondeur optique Thomson est $\tau = N_{\rm e}\sigma_{\rm T}l$. Si $\tau \gg 1$, les photons subissent de nombreuses collisions N avant de s'échapper et parcourent une distance $l = \lambda N^{1/2}$, où λ est le libre parcours moyen d'un photon, égal à $(N_{\rm e}\sigma_{\rm T})^{-1}$. Le nombre de collisions est donc $N = \tau^2$. Dans le cas contraire, si $\tau \ll 1$, ce nombre est simplement ramené à τ. Par conséquent, la condition pour une distorsion significative du spectre en photons par Comptonisation est donnée par la valeur de :

$$y \ \propto\ kT_{\rm e}\ /\ m_{\rm e}\ c^2\ \times\ {\rm Max}\ (\tau,\tau^2)$$

Ce paramètre de Comptonisation caractérise en quelque sorte l'efficacité de la Comptonisation des photons par les électrons ou encore l'ampleur de l'échange d'énergie entre les photons et les électrons. Notons que si les photons sont plus énergétiques que les électrons, il faut prendre en compte l'effet de recul qui devient important et complique la solution du spectre rayonné. Un deuxième paramètre clé du modèle ST80 est celui fournissant l'énergie à partir de laquelle la diffusion Compton domine, soit $x = h\nu_{\rm c}/kT_{\rm e}$ où h est la constante de Planck et $\nu_{\rm c}$ la fréquence correspondant à l'énergie pour laquelle $y = 1$. Suivant les valeurs de x et de y, les situations suivantes peuvent alors se présenter :

• Si $y \ll 1$, le modèle ST80 implique que le spectre incident est peu modifié par le milieu diffusif.

• Si $y \gg 1$ et $x \ll 1$, l'effet des électrons devient très important, transformant le spectre incident en un spectre de Wien à la température $T_{\rm e}$.

• Si $y \gg 1$ et $x \approx 1$, les diffusions multiples que subissent les photons incidents modifient le spectre source et lui confèrent l'allure d'un spectre en loi de puissance avec une coupure à haute énergie (souvent exponentielle). C'est ce régime prioritaire que j'étudierai dans mes analyses spectrales, en particulier les variations des paramètres $kT_{\rm e}$ et τ : je calculerai y pour déterminer si les processus de Comptonisation sont importants ou non. Ce modèle de Comptonisation explique relativement bien les spectres observés même si cette interprétation n'est pas encore aussi solide que l'est devenu le modèle standard de disque α pour expliquer la basse énergie. Je montrerai d'ailleurs quels types de difficultés j'ai rencontrées pour modéliser la haute énergie sur des sources très brillantes avec le ST80. C'est pourquoi j'introduis des modèles plus complets car quelques hypothèses du ST80, bien que couramment employé et efficace en général pour s'ajuster aux données, sont discutables : la vitesse des électrons ne peut pas être tenue pour négligeable ; la section efficace Compton ne peut plus demeurer égale à celle de Thomson et la variation relative (dans le domaine γ) d'énergie des photons ne peut plus être considérée comme largement inférieure à l'unité.

1.3.2.2 Réflexion et raies de fluorescence

En plus des composantes thermique et en loi de puissance nécessaires pour modéliser les spectres continus des sources observées, d'autres caractéristiques peuvent y être présentes : une composante de réflexion, piquant autour de 30 keV et, de manière plus nette, des raies d'émissions et des structures d'absorption à des énergies comprises entre le fer neutre (6,4 keV) et ionisé. La raie à $\sim$ 6,4 keV est identifiée comme une raie de fluorescence du fer. Les photons issus de cette raie sont produits quand un atome ou un ion d'un élément lourd reste dans un état excité après l'éjection d'une couche atomique K ou L d'un électron par un photon X d'énergie suffisante. L'ion peut retourner dans un état de plus basse énergie en émettant un électron d'une couche supérieure (effet Auger) ou par transition de rayonnement. L'énergie de la raie Kα dépend aussi du nombre d'électrons présents. Pour le Fe XXVI qui n'a qu'un seul électron, la raie Kα (analogue à la raie Lymanα de l'hydrogène) est à 6,9 keV ; elle descend à 6,45 keV pour le Fe XVII et même à 6,4 keV pour le fer neutre. La section efficace de l'absorption photoélectrique d'arrachement des électrons de la couche K est presque indépendante de l'état d'ionisation, mais le seuil varie entre 7,1 (pour le fer neutre) et 9,3 keV (pour le Fe XXVI). Par conséquent, l'identification de la raie à 6,4 keV prouve la présence d'un milieu relativement froid ($\leq 10^6$ K) irradié par un flux suffisant de photons X énergétiques et émettant sur notre ligne de visée.

La composante de réflexion peut être vue comme la réflexion de l'émission haute énergie sur un milieu qui serait beaucoup moins chaud. Elle peut expliquer une partie des raies observées, créées par des photons énergétiques plutôt que par mouvements thermiques. La présence des composantes de réflexion et des raies du fer doit être prise en compte dans toute modélisation d'un spectre X et γ d'un système binaire X accrétant. On modélise la présence de raie par un profil gaussien dont la position, la largeur et le flux sont libres de varier lors des ajustements spectraux aux données.

La corrélation observée entre la composante de réflexion, la pente de la composante dure (de Comptonisation), la fréquence de coupure observée dans les spectres et l'intensité de la composante molle (du disque) favorisent l'hypothèse que la réflexion est due aux photons durs de la couronne chaude qui se réfléchissent sur un milieu neutre ou partiellement ionisé, c'est-à-dire sur le disque optiquement épais et plus froid (Done et al. 1992 ; Gierliński et al. 1997, 1999). La réflexion du rayonnement comptonisé sur le disque est modélisée par Magdziarz et Zdziarski (1995) avec un facteur de réflexion $R_{\text{refl.}} = \Omega/2\pi$ (égal à 1 pour une source isotrope au-dessus du disque) issu de l'angle solide Ω à travers lequel le disque *voit* les photons de la couronne. L'abondance des éléments plus lourds que l'hélium relativement à celle du Soleil, du fer relativement à la précédente, la valeur du décalage vers le rouge (ou *redshift*) et de l'angle d'inclinaison du disque sont des paramètres fournis en entrée par l'utilisateur avant d'effectuer la modélisation pendant laquelle ces paramètres (parfois inconnus) restent fixés. L'ajustement du spectre aux données ne se fait que par le facteur $R_{\text{refl.}}$, libre de varier. Les variations de cette composante sont probablement liées aux changements du rayon interne du disque (Gilfanov et al. 1999) qui produisent des variations de Ω.

Les composantes de réflexion (Done et Nayakshin 2001) et les raies du fer que j'ai employées pour ajuster mes données sont très importantes pour la recherche d'effets relativistes dans les disques d'accrétion : les courbures et décalages vers le rouge gravitationnel des régions internes du disque peuvent aider à créer des profils de raies asymétriques par effet Doppler. La première raie élargie du fer Kα fut observée dans Cygnus X$-$1 (Barr et al. 1985) par *EXOSAT* puis dans d'autres systèmes à trou noir comme V404 Cyg avec *Ginga* (Zycki et al. 1999a, b) ou GRO 1655$-$40 (Balucińska-Church et al. 2000), XTE J1748$-$288 (Miller et al. 2001), GX 339$-$4 (Feng et al. 2001 ; Nowak et al. 2002) et XTE J1550$-$500 (Miller et al. 2002) avec *RXTE* (revue complète dans McClintock et Remillard 2006). Ces phénomènes ne se produisent pas seulement autour des trous noirs stellaires accrétants. En effet, une modélisation détaillée des observations de profils de raies et de leurs variabilités est un moyen très prometteur pour identifier la présence d'un disque d'accrétion dans les Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) et dans les quasars : des effets relativistes forts sur le spectre de réflexion sont attendus autour d'objets compacts qui accrètent à des taux d'Eddington élevés (Fabian 2005 et références s'y trouvant). Des excès dans les X mous < 1 keV et des résidus larges sont observés en dessous de $\sim 6{,}6$ keV. Le spectre est alors interprété comme dominé par la réflexion des X durs sur le bord interne du disque. Les raies du fer élargies observées dans les spectres des NAGs (Stella 1990) peuvent être expliquées par une courbure de la lumière importante (Miniutti et Fabian 2004) supposée se produire au bord interne du disque d'accrétion, conséquence du champ gravitationnel fort proche du trou noir (supermassif) et de son spin élevé (permettant d'atteindre un rayon interne encore plus petit). Cela produit par des effets Doppler importants des modifications conséquentes sur le spectre observé.

1.3.3 Des modèles améliorés plus complets

1.3.3.1 Généralisation de la *Comptonisation*

Le modèle de Comptonisation décrit auparavant a ses limites comme l'a reconnu L. Titarchuk en 1994. Des observations de Cygnus X$-$1 et de GX 339$-$4 menées par ART-P et *GRANAT*/SIGMA dans la gamme de 3 à 300 keV ont en effet montré la limitation des approximations du ST80 (Grebenev et al. 1993). Une version améliorée de la Comptonisation dans un cadre plus large a mené L. Titarchuk à publier en 1994 un article sur son modèle analytique (appelé TT94 par la suite). Premièrement, il a généralisé ses calculs pour des profondeurs optiques τ quelconques du plasma d'électrons chauds et pas seulement pour les grandes valeurs (comme dans le ST80) ; désormais, les approximations utilisées dans le modèle prennent en compte à la fois les régimes optiquement minces et épais. Ensuite, il a tenu compte des effets relativistes pour les coefficients de diffusion et inclus les sections efficaces de Klein-Nishina dans ses calculs de transfert du rayonnement. Le spectre de Comptonisation est alors totalement déterminé par la température du plasma et le paramètre β, sorte de taux d'échappement sans dimension, indépendant de la géométrie, obtenu soit par une formule analytique approchée de τ, soit par l'interpolation du calcul précis de paires (τ, β) (Sunyaev et Titarchuk 1985). La profondeur optique est alors déterminée comme une fonction de β pour une géométrie donnée du flot d'accrétion, qui peut être celle d'une sphère ou d'un disque. Enfin, le TT94 modélise aussi la source de photons mous à basse énergie de manière auto-cohérente à partir du calcul de sa surface d'émission et de la valeur de $kT_{\rm e}$.

Lors de l'ajustement de mes données (Chapitres 6 à 9) par ce modèle, j'emploierai cinq paramètres :
- le décalage vers le rouge, fixé à 0 pour les sources que j'ai étudiées ;
- la température kT_0 en keV de la source de photons mous, estimée selon la loi de Wien ;
- la profondeur optique τ et la température $kT_{\rm e}$ du plasma d'électrons chauds, comme dans le modèle ST80 ;
- enfin, le paramètre de géométrie du système : il est ≤ 1 (en valeur absolue) pour un disque ; >1 pour une sphère ; pris ≥ 0 si une approximation analytique est désirée pour calculer τ et β (<0 : le calcul est alors obtenu par interpolation).

Le TT94 est adapté pour modéliser les hautes énergies, comme je le montrerai en l'ajustant sur mes données. D'ailleurs, la Figure 1.6 (à droite) montre plusieurs candidats trous noirs dont le spectre est relativement bien modélisé par de la Comptonisation thermique. Cependant, au-delà de 300–400 keV, ce modèle amélioré (par rapport au ST80) ne parvient pas toujours à reproduire entièrement les composantes dures sans coupure et les points observés à haute énergie.

Pour tenir compte des excès observés dans certains cas, d'allure spectrale très pentue et ne pouvant être expliqués par une loi de Comptonisation thermique pure, Laurent et Titarchuk (1999) proposèrent en parallèle le *Bulk Motion Comptonization* (BMC). Il s'agit d'un mouvement d'ensemble des électrons non thermiques de haute énergie, en chute libre au voisinage du trou noir, sur lesquels les photons mous sont comptonisés. Ce modèle, censé expliquer uniquement les pentes très raides et sans coupure parfois observées, prévoit une loi de puissance avec un indice de photons Γ au moins supérieur à 2 et une coupure vers 300 keV, qui n'est pas systématiquement observée. Certains systèmes binaires X à trou noir présentent en effet des spectres sans coupure, au-delà de 300–400 keV. C'est là le principal problème du BMC. Une des solutions en cours consiste à introduire des effets de création de paires au voisinage du trou noir pour atteindre les énergies observées au MeV.

1.3.3.2 Les modèles *hybrides*

Comme les modèles précédents peinent parfois à modéliser toutes les observations, et ne sont pas valables si les températures et profondeurs optiques du plasma sont simultanément basses, ou bien simultanément élevées, une autre approche a été menée quant à l'explication de composantes dures (et parfois sans coupure) observées à haute énergie, même lors d'états *Mous* (caractérisés au 1.5). Elle consiste à attribuer la composante à haute énergie à l'émission d'une *population non thermique d'électrons*. Ces modèles hydrides de Poutanen et Svensson (1996) et de Coppi (1999) mélangent donc pour le calcul du spectre émergeant des distributions à la fois thermique (maxwellienne) et non thermique (loi de puissance) des particules du plasma. Ce dernier est un nuage chaud principalement modélisé comme une couronne sphérique autour de l'objet compact ou en *sandwich* avec le disque d'accrétion qui l'irradie de photons mous. Ceux-ci sont comptonisés par des électrons thermiques (distribution Maxwellienne) et non-thermiques (en loi de puissance) qui perdent leur énergie par effet Compton, interactions coulombiennes et Bremsstrahlung. Le nombre d'électrons est déterminé par τ, la profondeur optique (totale) verticale Thomson de la couronne, et la température est caractérisée par le paramètre kT_{e}.

Les modèles hybrides (incluant de plus la composante de réflexion) permettent à l'utilisateur d'injecter une distribution non thermique des électrons avec des facteurs de Lorentz compris entre γ_{min} et γ_{max} et une loi de puissance d'indice spectral Γ_{p}. Ces modèles incluent à la fois la raie du fer, la réflexion, avec une dizaine d'autres paramètres moins essentiels que ceux détaillés ici. Dans le modèle de Coppi, le système est caractérisé par une puissance L_{i} fournie aux diverses composantes exprimées via les compacités sans dimension $l_{\mathrm{i}} = (L_{\mathrm{i}}\sigma_{\mathrm{T}}) \ / \ Rm_{\mathrm{e}}c^3$ (où R est la taille de la couronne) : l_{s}, l_{th}, l_{nth} et $l_{\mathrm{h}} = l_{\mathrm{th}} + l_{\mathrm{nth}}$ correspondent respectivement aux compacités des photons mous illuminant le plasma, au chauffage thermique direct des électrons, à leur accélération et à la puissance totale fournie aux électrons du plasma. Ce modèle a deux avantages par rapport au modèle de Poutanen et Svensson : il est valable à la fois pour de grandes kT_{e} et de basses τ (et vice-versa) et il inclut aussi les éventuels processus d'annihilation électrons-positrons. La Figure 1.6 (à gauche) montre la modélisation des données de XTE J1550−564 par le modèle de Coppi. J'ai utilisé ces modèles pour Cygnus X−1 (Chapitre 6), seule source X ayant des statistiques suffisantes pour les contraindre : je montrerai les avantages d'employer ces modèles hybrides.

1.4 Modèle de flot d'accrétion dominé par l'advection

D'après la discussion présentée précédemment, on a compris que la communauté scientifique s'accorde à dire qu'il existe une couronne et que celle-ci est responsable d'une composante de Comptonisation, peut-être à la fois thermique et non thermique. Cependant, la géométrie générale de cette couronne et sa localisation par rapport au disque d'accrétion ne sont pas connues. Comment peut-on voir cela d'un point de vue hydrodynamique ?

Shapiro et al. ont proposé en 1976 un modèle de disque d'accrétion à deux températures : quand la pression de rayonnement du disque dépasse celle du gaz, la zone interne au disque se gonfle et deux températures coexistent entre les ions (très chauds) et les électrons (froids). Ce modèle supposait par ailleurs que tout ce qui était converti en chaleur était rayonné. Cependant, divers modélisateurs ont réalisé que la condition d'égalité précédente n'est pas valable et que la couronne est instable à des fluctuations thermiques (Pringle et al. 1976). En effet, la principale interaction entre ions et électrons se fait par Bremsstrahlung, c'est-à-dire par diffusion des électrons sur les ions ; or cet effet est proportionnel à leur densité au carré. Par conséquent, plus le chauffage augmente, plus le volume est grand et a pour effet de chauffer davantage le milieu. Le processus s'emballe et la situation devient hautement instable. Des solutions hydrodynamiques stables ont donc été trouvées pour des taux d'accrétion faible et en supposant qu'une partie de l'énergie est rayonnée tandis que l'autre est engloutie par le trou noir. Il n'y a donc plus d'équilibre entre chauffage et refroidissement. Dans ce modèle ADAF (*Advection Dominated Accretion Flow*) cohabitent un flot d'accrétion optiquement mince (semblable à la couronne) s'étendant depuis l'horizon du trou noir jusqu'à un rayon de transition et un disque d'accrétion au-delà. La région interne est un milieu très dilué où le temps de thermalisation des ions est supérieur à leur temps de chute : leur énergie est advectée (accrétée) avec le gaz d'ions et ils ne chauffent pas beaucoup les électrons (le couplage coulombien étant faible). Quant aux électrons, plus légers, ils rayonnent par freinage synchrotron ou Compton inverse (Esin et al. 1997, 2001), mais moins que ce qu'ils pourraient : ils demeurent donc à plus basse température que les ions. Ce type de modèle n'est valide que sous un taux d'accrétion critique ($=\dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd}$) inférieur à 0,1 et permet d'interpréter les spectres multi-longueurs d'onde des états de *quiescence* de V404 Cyg, A0620−00 (Narayan et al. 1996), GRO J1655−40 (Hameury et al. 1997) ainsi que quelques transitions (mais pas toutes) entre états spectraux (Esin et al. 2001 pour XTE J1118+48) que je définis par la suite. Comme la matière est accrétée par le trou noir avant de pouvoir rayonner, les ADAFs sont sous-lumineux (Narayan et al. 1998, Menou et al. 1999). Par ailleurs, ce modèle ne dépend que d'un paramètre, le taux d'accrétion ; or je montrerai (Chapitre 10.1.7) à partir de mes résultats qu'il est nécessaire d'en introduire un autre pour expliquer certaines transitions spectrales. Le modèle *sandwich* de Haardt et Maraschi introduit en 1991 pour expliquer le spectre X continu des galaxies Seyfert propose une géométrie légèrement différente : une couronne chaude ténue entoure la zone interne principale du disque d'accrétion. Le principal mécanisme de refroidissement des couches chaudes est la Comptonisation des photons mous produits thermiquement dans la phase froide (située en-dessous). L'autre flot est constitué par des photons durs comptonisés qui subissent des réactions dans la phase épaisse où ils sont partiellement réfléchis ou ré-émis dans les X mous. Le problème de ce modèle est que la reflexion engendrée dans de tels systèmes devrait être énorme. D'autres modèles ad-hoc ont été proposés depuis, avec une couronne qui bouge, qui est en plusieurs morceaux autour du disque ou bien encore chauffée par un champ magnétique. Je discuterai davantage les modèles d'ADAFs à la fin de ma thèse (Chapitre 10.2).

1.5 Les états spectraux des binaires X accrétantes à trou noir

Maintenant que les modélisations des émissions X et γ issues de tels systèmes ont été détaillées, il est temps de définir la nomenclature utilisée pour décrire les importances relatives des composantes molles et dures. En effet, les observations de binaires X à trou noir montrent que ces systèmes présentent des spectres X et γ caractéristiques, bien que variables, qui définissent des classes distinctes ou « états spectraux ». On observe aussi que ces mêmes objets peuvent passer d'un état à un autre : on parle alors de *transition spectrale* comme je l'étudierai tout au long de ma thèse.

L'image géometrique (schématisée Figure 1.5) aidant à comprendre les processus de

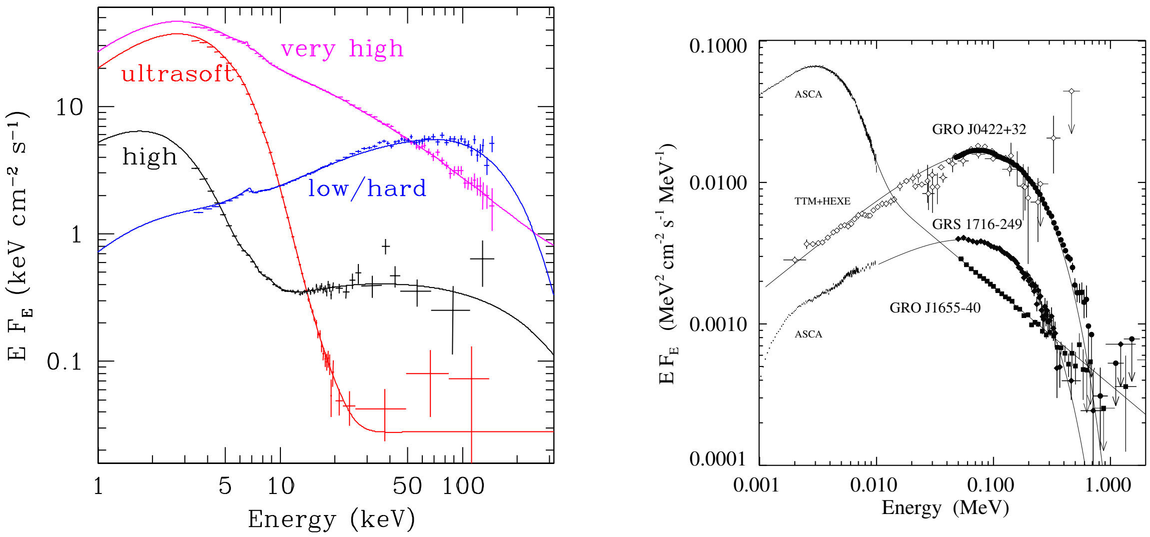


FIG. 1.6 – *Gauche : Spectres de XTE J1550 dans l'état* Mou *(en rouge et en noir),* Très Intense *(en rose) et* Dur *(en bleu), d'après Done et Gierliński (2005). Droite : spectres combinés* ASCA, TTM *et* CGRO *de trois novae X à trou noir (Grove et al. 1998) dans les deux états principaux, LHS et HSS (voir texte).*

transitions peut s'expliquer comme suit : plus le taux d'accrétion est élevé, plus le disque est important et s'approche du trou noir, potentiellement jusqu'à la dernière orbite stable. La composante molle est alors importante dans le spectre : les photons du disque sont nombreux et ils refroidissent efficacement - par Comptonisation - la *couronne*, qui s'épuise et devient de plus en plus froide. Son émission dure (de pente raide) est réduite : cela correspond au typique état *Haut/Mou* décrit ci-après. En revanche, moins le taux d'accrétion est élevé, plus le disque est éloigné et petit, moins sa composante molle est visible. Le spectre est alors dominé par une queue dure, avec une contribution importante de la couronne puisqu'elle n'est pas excessivement refroidie par l'effet Compton. Ce dernier est moins important car le nombre de photons est moindre, vu que la composante du disque est plus faible : l'état spectral est dit *Bas/Dur*, avec une pente raide dans le spectre. Chacune des composantes (molle et dure) décrites varie de manière anti-corrélée dans le temps, mais aussi suivant le type de systèmes binaires X. Il semble donc tout naturel de présenter les états canoniques couramment observés pour ces sources, avant de les comprendre grâce à mes observations.

1.5.1 États principaux

La disparité des états spectraux a été découverte dès les premières missions X ; diverses composantes spectrales sont observées dans les candidats ou dans les trous noirs confirmés (Tanaka et Shibazaki 1996) dont certaines sont montrées Figure 1.6. Les spectres obtenus lors de séries d'observations menées simultanément par *BeppoSAX* et par le *Compton*

Gamma Ray Observatory (McConnell et al. 2002) illustrent bien les deux états spectraux distincts qui caractérisent l'émission de Cygnus X$-$1 (voir Chapitre 6) ou de GX 339$-$4 (Figure 1.7, à gauche) par exemple. La base de leur distinction est la contribution variable relative des composantes X molles et dures, du comportement temporel de la source (McClintock et Remillard 2006, Nowak 2002) et des propriétés radio. C'est aux notions suivantes que je me réfèrerai par la suite, en adoptant la classification de McClintock et Remillard (2006) pour qualifier les états spectraux des divers trous noirs stellaires que j'ai observés avec *INTEGRAL*. D'autres classifications existent, notamment suite aux travaux de Casella et al. (2004) et de Belloni (2005) ; elles reposent sur des critères temporels et spectraux légèrement différents, mais reviennent quasiment aux mêmes conclusions sur les variabilités spectro-temporelles que la distinction suivante :

• L'état *Low/Hard State* (LHS) ou *Bas/Dur* est caractérisé par un niveau bas de l'émission dans la bande des rayons X de basse énergie ($\sim$ 1 keV) et un niveau élevé de l'émission à plus haute énergie ($\sim$ 100 keV), représenté en bleu Figure 1.6 (à gauche). Le spectre est généralement décrit par une loi de puissance (indice de photons Γ entre 1,4–2,1) coupée exponentiellement au-delà de 50–100 keV. Une grande variabilité temporelle est présente ainsi que des émissions radio fortes de spectre inversé (l'émissivité augmente avec la fréquence) interprétées comme la présence de jets compacts émis par le système. Cet état est généralement modélisé par de la Comptonisation thermique des photons froids du disque sur un plasma d'électrons chauds (Gierliński et al. 1997, Dove et al. 1998). La composante molle de corps noir (0,1–2 keV) est très faible, parfois trop molle pour avoir une contribution significative.

• En revanche, l'état *High/Soft State* (HSS) pour *Haut/Mou* (appelé aussi *Thermal Dominant State*) voit son émission dans la bande 1–10 keV s'accroître d'un facteur $\sim$5 tandis qu'elle décroît simultanément au-delà de 30 keV (en noir Figure 1.6 à gauche). Une composante thermique importante est présente au plus à quelques keV et domine le spectre. L'émission X dure est absente ou très faible et sans coupure (Γ étant supérieur à 2,3), ou indétectable, et il n'y a pas d'émission radio. Ce spectre est généralement associé à un disque d'accrétion géométriquement mince et optiquement épais (décrit en 1.3.1), proche de la dernière orbite stable autour du trou noir. Dans ce second état, Cygnus X$-$1 est par exemple très brillant dans la bande des photons X mous, mais relativement faible dans les bandes à haute énergie.

• Enfin, l'état de *quiescence* peut être ajouté à cette liste : on peut le voir comme un état *éteint*, ou du moins très faible donc indétectable, dans lequel les sources transitoires passent la plupart de leur temps, avec des luminosités très basses ($< 10^{33}$ erg s^{-1}). L'indice de photons semble pouvoir prendre des valeurs très dures (1,3–1,5 dans Kong et al. 2002) ou très molles (2,3–4 dans Kong et al. 2002 ; Narayan et al. 1996).

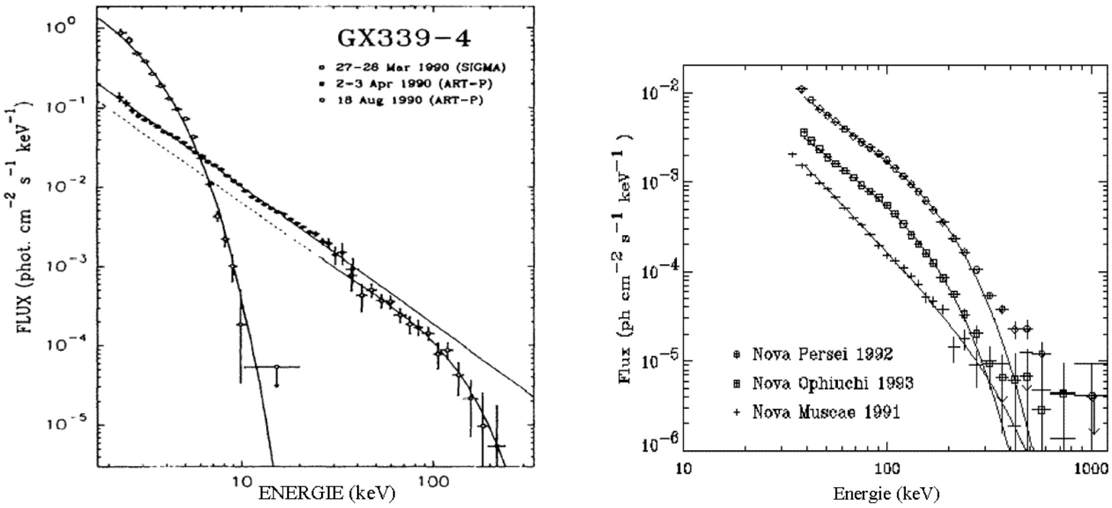


FIG. 1.7 – *Gauche : Spectres SIGMA,* GRANAT/*ART-P du système à trou noir galactique GX 339−4 dans l'état HSS et LHS (Grebenev et al. 1993). Droite : Comparaison des spectres moyens des trois novae X brillantes vues par SIGMA : Nova Persei 92 (alias GRO J0422+32), Nova Ophiuci 93 (alias GRS 1716−249) et Nova Muscae 91 (Goldwurm et al. 1996).*

1.5.2 Extension de la classification

Plusieurs autres états spectraux ont été identifiés par, entre autres, McClintock et Remillard (2006), Homan et al. (2005), caractérisés soit par une luminosité plus grande que dans l'état HSS, soit par une variabilité et des propriétés spectrales en X intermédiaires entre ce dernier et l'état LHS (Belloni et al. 1996, 2001). L'état dit *Intermédiaire* (IS) se caractérise par un spectre relativement mou (Γ compris entre 2,1 et 2,3) et une composante thermique modérément forte (Méndez et van der Klis 1997), arborant des variabilités temporelles compliquées. Il est généralement observé comme la transition entre les deux états principaux, LHS et HSS (Belloni et al. 1996) et s'accompagne d'émissions radio (Corbel et al. 2000) attribuées à la destruction/construction de la couronne, et expliquées en termes d'éjections discrètes (Rodriguez et al. 2003). Quand l'IS est observé sans qu'une transition spectrale claire entre LHS et HSS ne se fasse, on dit que la transition a échoué et on qualifie cela de transition incomplète ou *Failed State Transition* (FST). Par exemple, la source peut alors avoir transité d'un LHS vers un IS puis être retournée vers le LHS sans être passée par un HSS. Je l'ai détecté dans plusieurs sources (Chapitres 6 et 9).

Par ailleurs, l'état Très Intense emphVery High State (VHS) (ou encore *Steep Power Law State*) ressemble par ses propriétés à l'IS mais avec un flux supérieur au HSS et une luminosité proche de la limite d'Eddington. La température de couleur du disque, supposé avoir atteint sa dernière orbite stable, est de l'ordre de 2 keV tandis que Γ est élevé, autour de 2,5. La queue haute énergie, se prolongeant parfois au-delà de ~ 1 MeV, a un flux important et semble ne pas avoir de coupure, mais elle décroît rapidement avec l'énergie des photons (en rose Figure 1.6, à gauche). La Figure 1.7 (à droite) montre d'ailleurs des différences claires entre le spectre de Nova Muscae 91, plus proche du LHS de Cygnus X−1, et le VHS ou HSS des deux autres novae X. Nova Persei 92 était très intense et, même si son spectre montrait une cassure spectrale, il fut mesuré jusqu'à 700–800 keV.

Tous les états décrits ci-avant se caractérisent également par des combinaisons différentes des composantes de réflexion, d'excès dans le continuum, de raies de fluorescence et de bande d'absorption K comme je le démontrerai. Peu de sources ont transité dans chacun de ces états mais la plupart témoigne au moins d'une transition entre les états *Durs* et *Mous* suite à une éruption. Une partie de mes analyses détaillera les trois états spectraux par lesquels est passé le trou noir Cygnus X−1. Par ailleurs, une éruption n'est pas forcément suivie d'une transition spectrale comme je le détaillerai à travers deux exemples de novae X que j'ai étudiées.

1.6 Les variabilités temporelles rapides

1.6.1 Introduction

En plus des variations à long terme, les binaires X à trous noirs montrent également des variabilités rapides non périodiques, entre plusieurs centaines de secondes et quelques millisecondes (van der Klis 1989). La découverte de ces variations de hautes fréquences (kHz) apériodiques dans Cygnus X−1 (phénomène appelé *flickering*) avait conduit à considérer celles-ci comme une signature de la nature trou noir de l'objet compact au sein d'un système binaire. Or, de telles variations furent observées dans des systèmes abritant une étoile à neutrons, ainsi que des variabilités quasi-périodiques ou *QPO* pour *Quasi-Periodic Oscillations*, censées révéler la présence d'un champ magnétique. Ces phénomènes de QPOs, par la suite détectés dans une dizaine d'autres sources X, furent longtemps considérés comme l'apanage des étoiles à neutrons. Ces oscillations furent identifiées aussi dans le rayonnement produit par des systèmes abritant un trou noir (Vikhlinin et al. 1994, 1995). Les observations réalisées dans le domaine temporel, notamment avec *EXOSAT*, *Ginga* et *RXTE*/PCA ont mis en évidence une corrélation étroite entre la variabilité à large bande fréquentielle et l'état spectral des sources. Les temps dynamiques caractéristiques se produisant autour des trous noirs stellaires traduisent la compacité régnant à proximité de l'objet compact, avec t_{dyn} (défini en Section 1.3.1) de l'ordre de 1 ms (soit 1000 Hz). L'étude de ces variabilités temporelles rapides est très importante car elle devrait permettre un sondage des régions internes proches de l'objet compact et apporter des contraintes sur les constantes dynamiques et les modèles d'accrétion (Stella et Mario 1998). J'ai réalisé des études temporelles chaque fois que cela fut possible (Chapitres 7 et 8) avec les outils décrits Chapitre 4.2.3.

1.6.2 Notion de spectre de puissance

Un signal lumineux d'une source (céleste) $L(t)$ peut se décomposer en une intégrale de termes oscillants d'après la transformée de Fourier. Celle-ci fait donc normalement appel à une intégrale ; or, dans le monde réel, les données ne sont pas continues ni infiniment étendues, d'où la formule discrète suivante (voir van der Klis 1989, Section 2.5, pour la relation entre les deux) :

$$L(t) \;=\; 1/N \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} a_j e^{-2i\pi\omega_j t}$$

où a_j est le coefficient de Fourier associé à la pulsation ω_j de la transformation de Fourier de $L(t)$. Lors d'une durée T, on mesure la discrétisation du signal continu $L(t)$. Faire une courbe de lumière d'une source revient à relever la liste des N valeurs du flux de photons $L_k = L(t_k)$ (avec k=0,..., N) provenant de la source en un temps T/N, c'est-à-dire les taux de comptage à l'instant $t_k = kT/N$. Ce pas d'intégration correspond à la résolution temporelle de la liste d'événements ; le signal s'écrit alors :

$$L_k \;=\; 1/N \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} b_j e^{-2i\pi\omega_j t_k} \qquad k \;=\; 0,...,N$$

où $b_j = \sum_{k=0}^{N-1} L_k e^{2i\pi\omega_j t_k}$ (van der Klis, 1989) représente la corrélation entre le signal L_k et une modulation de pulsation ω_j. Un coefficient élevé traduit une bonne corrélation entre le signal et la pulsation correspondante et indique les fréquences participant fortement à la reconstruction du signal en termes oscillants. Le pas d'intégration donne accès à la fréquence de Nyquist, valeur maximale nécessaire pour décrire complètement le signal : $\nu_{\mathrm{Nyquist}} = N/2T$.

À l'aide du théorème de Parseval, représenter la puissance de Fourier (proportionnelle à $|b_j|^2$) en fonction de la fréquence $\nu_j = \omega_j/2\pi$ revient à mesurer la variance du signal L_k car on a :

$$Var(L_k) \;=\; 1/N \sum_{j=-N/2, j\,\neq\,0}^{N/2-1} |b_j|^2$$

qu'on peut ré-écrire en utilisant la normalisation de Leahy et al. (1983), où la puissance P_j s'exprime selon $P_j = 2|b_j|^2/N$, avec L_{tot} flux lumineux total détecté, en

$$Var(L_k) \;=\; \frac{\sum_k L_k}{N} \sum_{j=1}^{N/2-1} (P_j + 0{,}5P_{N/2})$$

La puissance sera souvent exprimée en pourcentage de la racine moyenne des carrés ou rms (pour *Root Mean square*) qui vaut $\frac{\sqrt{Var(L_k)/N}}{L_{\mathrm{tot}}}$. On dispose ainsi d'un outil permettant de caractériser l'amplitude des variations de flux par rapport à un niveau de luminosité moyen provenant de la source. Dans la réalité, on détecte un signal composé de la contribution de la source et d'une composante additionnelle traduisant le bruit de comptage statistique (poissonnien) du flux de photons. La normalisation de Leahy et al. (1983) permet d'écrire le niveau poissonnien comme une contribution de moyenne 2 et d'écart type 2, indépendante de la durée ou du pas d'échantillonnage de l'observation et qui peut être soustraite ou modélisée. En moyennant une série de spectres de puissance successifs et/ou en regroupant ensemble des puissances successives, on gagnera sur la détermination de l'amplitude des variations associées à chaque fréquence au détriment de la résolution fréquentielle du spectre de puissance.

1.6.3 Applications aux binaires X

La distinction entre les états spectraux trouve un écho très fort dans le domaine temporel : bien que définis par les amplitudes relatives des composantes molles et dures, ils se manifestent également par des comportements bien propres et des propriétés spécifiques de cette variabilité rapide (Belloni 2001, McClintock et Remillard 2006) généralement décrite par le spectre de puissance, encore appelé *PSD* pour *Power Spectral Density*.

1.6.3.1 Le bruit apériodique

Dans l'état *Dur* (LHS), les sources possèdent un fort niveau de bruit (jusqu'à 30–40% rms) dont la forme est en général représentée par une double loi de puissance. La première loi de puissance représente un bruit de bande limité *BLN* (pour l'acronyme anglais *Band Limited Noise*) de forme plate. Le PSD montre un important niveau de variabilité avec une pente plate jusqu'à une fréquence de coupure $\nu_c \approx 0{,}1$–1 Hz ; au-delà, la deuxième loi de puissance est plus pentue (indice -1). Dans l'état *Mou* (HSS), le niveau de variabilité est en revanche très bas ($< 5\%$), de bruit très faible, de puissance globale inférieure au niveau du bruit de Poisson du flux de photons et le PSD a une pente très raide. Dans les états *Intermédiaires* et *Très Intenses* (IS et VHS), les PSD traduisent un bruit compris entre 5 et 25% rms. La forme du spectre est généralement représentée par une loi de puissance et les deux types de PSD sont observés, l'un similaire à celui du LHS mais avec un niveau intégré de variabilité plus faible (rms $< 15\%$) et $\nu_c > 1$ Hz, l'autre plutôt similaire au PSD du HSS. La représentation en terme de loi de puissance permet d'accéder aisément au niveau de bruit de la source. Une méthode récente consiste à utiliser plutôt des lorentziennes très larges, certaines centrées en 0, pour ajuster le continuum des PSD (Belloni et al. 2002, Nowak et al. 2002). Les grandes amplitudes et les courtes périodes observées dans les variations d'intensité semblent être liées aux processus physiques dans les régions les plus internes autour de l'objet compact : le PSD et la position de la coupure, combinés aux études spectrales, fournissent des indications dans ce domaine. Divers modèles existent pour expliquer les variabilités des PSDs : inhomogénéités (ou *blobs*) variant avec le temps dans le disque (Bao et Ostgaard 1995 ; Takeuchi et al. 1995), sursauts magnétiques de courte durée (Poutanen et Fabian 1999) ; injections erratiques de photons mous dans un milieu comptonisé (Böttcher et Liang 1998, Kazanas et Hua 1999), instabilités magnéto-hydrodynamiques dans le disque (Hawley et Krolik 2001), etc. Kalemci (2002) a par ailleurs montré que la variabilité du PSD pouvait être plus rapide que celle des spectres lors des transitions.

1.6.3.2 Les oscillations quasi-périodiques

Des structures plus ou moins piquées ou QPOs, phénomènes presque périodiques, pas toujours présents et/ou de fréquence variable, ont aussi été détectées dans le PSD de systèmes à trou noir. Grâce à *GRANAT*/SIGMA, Vikhlinin et al. (1994) découvrirent des QPOs dans Cygnus X−1 entre 0,04 et 0,07 Hz. Une autre découverte importante fut la détection dans certains systèmes de QPOs à haute fréquence (40–450 Hz) avec *RXTE*/PCA, notamment dans deux microquasars à jets superluminiques GRS 1915+105 (Remillard et al. 1999) et GRO 1655−40 (Strohmayer 2001) mais aussi dans des étoiles à neutrons. Depuis, entre 7 et 8 candidats trous noirs (McClintock et Remillard 2006) montrent des QPOs de hautes fréquences (40–450 Hz) : GRO J1655−40, XTE J1550−564, GRS 1915+105 et H 1743−322 (Remillard 2005) ont des QPOs au-dessus de 100 Hz. L'échelle de temps des QPOs haute fréquence implique un site d'émission très proche de l'horizon du trou noir et apporte des contraintes importantes sur le spin et sur la masse du trou noir si on les interprète comme des fréquences caractéristiques de la matière en orbite autour d'un trou noir (voir Chapitre 1.1.2.2). D'ailleurs, le QPO du kHz peut être interprété dans le cadre du modèle de précession relativiste comme l'ont proposé Stella et al. (1999).

On modélise les QPOs de fréquence ν et de largeur à mi-hauteur σ par une lorentzienne telle que, par convention, le paramètre Q valant ν/σ soit supérieur ou égal à 2 (van der Klis 2000). Q représente le temps de cohérence de l'oscillation, c'est-à-dire le temps pendant lequel le QPO peut finalement être considéré comme strictement périodique (de fréquence constante). Plusieurs types de QPOs en découlent et sont classifiés (Remillard et al. 2002, 2003) suivant leur fréquence, leur largeur et leur puissance. En clair, il semble exister une corrélation étroite entre état spectral et QPO puisque :

- il n'y a pas de QPO dans l'état HSS ;
- les QPOs de (très) hautes fréquences sont visibles avec une variabilité modérée dans les états IS ($<$10% rms) et VHS (Morgan et al. 1997 ; Remillard et al. 1999 ; Homan et al. 2001 ; Miller et al. 2001 ; Belloni et al. 2005). Leur puissance varie alors entre une fraction et quelques % rms ($\leq$5), ce qui rend leur détection difficile ;
- des QPOs de basses (1–10 Hz) et moyennes fréquences ($\approx$ 20 Hz) sont visibles dans les IS et VHS, relativement forts avec une puissance d'environ 5–10% et étroits dans le VHS ;
- lors du LHS, seuls des QPOs cohérents de (très) basses fréquences (0,01–10 Hz) sont visibles avec des puissances fortes, c'est-à-dire 15–30 %rms. La quasi-omniprésence de tels phénomènes au sein de GRS 1915+105 ou dans le candidat trou noir GX 339−4 par exemple

(QPO à $\approx$ 0,3 Hz : Nowak et al. 2002) pourrait indiquer une signature de phénomènes physiques propres au LHS.

Certaines transitions spectrales impliquent de brusques changements dans les propriétés des QPOs entre $\sim$ 1 et 10 Hz. Pour les binaires X à trou noir, ces QPOs sont classés en trois types : A, B et C (Wijnands et al. 1999, Remillard et al. 2002 ; Casella et al. 2004, 2005). On les distingue principalement par leurs différences entre force, cohérence, décalage de phase, dépendance en énergie et stabilité fréquentielle sur des périodes de quelques jours (Homan et al. 2005). Les QPOs de type C sont les plus communs, observés dans les états *Durs* et sur une large bande de fréquences (0,1–10 Hz) ; ils sont plus forts et cohérents que les deux autres types. Les QPOs de type A et B ont été vus dans peu de sources ; ils ne sont observés que dans le VHS sur une bande étroite de fréquences ($\sim$ 4–8 Hz). Des observations récentes de H 1743$-$322 (Homan et al. 2005) suggèrent que ces deux types de QPOs sont plus étroitement liés que ce qu'on pensait. Une transition d'un des trois types de QPO vers un autre semble toujours impliquer le type B (Casella et al. 2004).

Une approche récente de Fender et al. (2004) pour GRS 1915+105, continuée par Homan et al. (2005) puis Belloni et al. (2005, 2006) pour GX 339$-$4, consiste à tracer un diagramme de dureté-intensité (HID, pour *Hardness-Intensity Diagram*) d'une source en éruption, en suivant ses évolutions spectrales et basé sur l'apparition des trois types de QPOs décrits ci-dessus. Fender et al. (2004) ont discuté les passages entre différents états spectraux sur la base du parcours que la source suit sur un tel diagramme où sont reportées sur l'axe x la dureté en X (ou rapport entre les bandes 9,4–18,5 et 2,5–6,1 keV que l'on peut voir comme un indice de couleur) et sur l'axe y l'intensité de la source (en coups par seconde). La source change d'états et y évolue dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, formant une sorte de cycle en forme de « q ». La clé de la transition état *Dur* vers *Mou* (pendant laquelle un jet relativiste est généré) est le passage d'une ligne droite à rapport de dureté constant (appelée la ligne de jet). Sont aussi pris en compte le facteur de Lorentz des particules du jet et le rayon interne du disque qui est fonction de la dureté en X. Globalement, l'évolution d'une source se décrit en quatre phases, de bas en haut, puis de gauche à droite et de haut en bas, avant de retourner à la position initiale en bas à droite : de la *quiescence* vers le LHS (i) avec émission de jets ; accroissement de la luminosité et passage vers l'IS ou VHS (ii), puis augmentation rapide du facteur de Lorentz, produisant un choc (iii) suivi en général d'une cessation de la production de jets et d'un état HSS dominé par le disque (iv) ; enfin, retour de la source, qui baisse alors en intensité, vers le LHS via le VHS/IS (aucun jet n'est produit).

1.7 Observations des excès à haute énergie

Détectée en 1962 par Giaconni et al. (1963), Sco X$-$1, la plus brillante du ciel dans le domaine X après le Soleil, fut La première des sources X extrasolaires. Ce n'est que vers la fin des années 60, après la découverte de plusieurs autres sources ($\sim$ 30 en 1967), qu'on les associa à des systèmes binaires serrés galactiques, où un trou noir ou une étoile à neutrons accrète de la matière de son compagnon (voir 1.2). Il fallut attendre la détection du pulsar

Cen X$-$3 et de ses éclipses pour valider entièrement l'hypothèse d'une étoile à neutrons fortement magnétisée dans un système binaire accrétant (Schreider et al. 1972) et confirmer le rôle essentiel de l'accrétion (comme présenté en début de ce Chapitre). La première binaire X à trou noir, Cygnus X$-$1, fut identifiée en 1972 par Webster, Murdin et Bolton bien que découverte en 1964 par Friedman puis Bowyer : il fallut attendre les contraintes X de *Uhuru* (1971) et radio pour déterminer les paramètres orbitaux du système. Les cas actuels les plus saisissants pour lesquels l'identification de la présence d'un trou noir (plutôt que d'une étoile à neutrons) est délicate sont, sans aucun doute, GRS 1915+105 (14 ± 4 $M_\odot$), GX 339$-$4 et SS 433.

Des progrès considérables ont été réalisés depuis les premières observations de Cygnus X$-$1 grâce à la série d'observatoires X et γ lancés pour observer, entre autres, ce type de sources. Les données recueillies avec *Ginga*, *ROSAT*, *ASCA*, *GRANAT*, *Compton GRO*, *Beppo-SAX* et *Rossi-XTE* ont amené à la fois une meilleure vision de ces systèmes, mais aussi une légère confusion quant à leur complète compréhension. La principale caractéristique des systèmes binaires X supposés contenir un trou noir provient des nombreuses observations de spectres très durs, piquant vers 100–200 keV et se prolongeant dans les domaines γ. Des observations menées par ART-P et SIGMA de Nova Persei 92 et de Cygnus X$-$1 entre 3 et 300 keV ont montré les limitations du ST80 (Grebenev et al. 1993) et ont incité à rechercher des modèles de Comptonisation plus réalistes (TT94, BMC et modèles hybrides). Les modèles de Comptonisation peinent encore à expliquer l'émission détectée bien au-delà de quelques centaines de keV lors de séries d'observations menées simultanément par *BeppoSAX* et par *CGRO* (McConnell et al. 2002). En plus de la composante dominante de corps noir et de la composante dure, une queue à haute énergie s'étendant jusqu'à 10 MeV a été découverte (McConnell et al. 2002) dans Cygnus X$-$1 (voir Partie IV), alertant encore la communauté scientifique sur les limites des modèles actuels. En effet, d'autres novae X à trou noir brillantes détectées par SIGMA (par exemple, Figure 1.7) telles que Nova Persei 92 (Roques et al. 1994, Finoguenov et al. 1996), Nova Ophiuci 93 et GRS 1716$-$249 (Revnivtsev et al. 1998) montraient les deux types de spectres, LHS et HSS sans coupure, mettant déjà les modèles de Comptonisation thermique en péril (Roques et al. 1994).

Mises à part ces composantes persistantes à haute énergie, des raies d'émission furent détectées avec SIGMA pour des systèmes binaires X à trou noir, compliquant davantage la physique. Elles pourraient avoir un lien avec les processus d'annihilation électron-positron et donc avec la présence d'un plasma de paires. Trois exemples illustrent cela : la bosse à 1 MeV observée dans Cygnus X$-$1 avec HEAO$-$3 (Ling et al. 1987), une structure d'émission dans la bande 300–700 keV vue avec SIGMA (à un niveau >6 σ pendant un jour) en 1990 pour 1E 1740$-$2942 (Bouchet et al. 1991) et la détection par SIGMA d'une raie d'annihilation variable dans Nova Muscae 1991, source transitoire de type nova X très dure et brillante apparue en janvier 1991 (Goldwurm et al. 1992, 1993 ; Sunyaev et al. 1992 ; Gilfanov et al. 1993). Cette raie d'émission, centrée vers 480 keV (avec un flux de 6×10^{-3} photons cm^{-2} s^{-1} et une largeur de 23 keV compatible avec la résolution en énergie de l'instrument) varia pendant 13 heures, quelques jours après que la source eut atteint son pic de luminosité bolométrique et pendant qu'elle était dans le VHS (voir 1.5.2). De nombreux modèles furent alors proposés pour expliquer cet excès, interprété comme une raie décalée vers le rouge par le champ de gravitation intense ou alors produite à l'intérieur d'un jet (Kaiser et al. 2002), avec de plus une rétrodiffusion Compton (Hua et al. 1993) in situ vers 200 keV (moins significative). Ces événements, rares dans les novae X ou les sources persistantes à trou noir, n'ont jamais été détectés depuis (Goldwurm et al. 1997). Pour un jour d'exposition avec des données *CGRO*, les limites supérieures de détection des raies hautes énergies dans de tels systèmes binaires sont environ $5\text{–}15\times10^{-4}$ photons cm^{-2} s^{-1}. Bien entendu, ces résultats peuvent être dus à la couverture incomplète des novae X dans le VHS au cours de leur activité maximale et il n'est pas exclu qu'on ne détecte pas à nouveau de tels excès.

Parallèlement à ces études spectrales à haute énergie, des QPOs de basse fréquence furent mis en évidence (Denis et al. 1994, Vikhlinin et al. 1995) dans Nova Persei 92, montrant, une fois de plus, après la découverte de QPOs dans Cygnus X$-$1 avec SIGMA, que ce type de phénomène n'était pas réservé aux systèmes binaires avec une étoile à neutrons. Des novae du bulbe, plus faibles et difficiles à détecter, furent également observées par SIGMA qui les localisa facilement, au rythme de deux par an en moyenne (contre cinq attendues dans la galaxie, White et van Paradijs 1996). Citons entre autres : GRS 1730$-$312 (Vargas et al. 1996), XTE J1755$-$324 (Goldoni et al. 1999) et GRS 1737$-$31 (Trudolyukov 1997). Après l'ère *GRANAT* et *CGRO*, des résultats majeurs arrivèrent avec *RXTE* (1995), *Beppo-SAX* (1996-2002), *Chandra* (1999) et *XMM-Newton* (1999). Ces missions ont fourni (et continuent d'apporter) de précieuses observations sur les variabilités spectrales et temporelles de binaires X à trou noir dans les X et les γ. Je citerai entre autres les observations de QPOs avec *RXTE* dans GRS 1915+105 (par exemple Rodriguez et al. 2002a, b ; 2004), dans GRO 1655$-$40 (Strohmayer 2001), des évolutions spectrales de XTE J1550$-$564 (par exemple Rodriguez et al. 2003, 2004) et du microquasar GRS 1758$-$258 (Miller et al. 2002 ; Goldwurm et al. 2002) avec *XMM-Newton*. Ces deux derniers résultats ont d'ailleurs incité les astrophysiciens à émettre l'hypothèse que le taux d'accrétion n'est pas le seul paramètre à intervenir lors des transitions spectrales (Homan et al. 2001, Rodriguez et al. 2003) comme je le développerai Partie IV. Avec *Chandra*, Corbel et al. (2002) découvrirent des jets autour de XTE J1550$-$564, détectés depuis dans H 1743$-$322. Des raies du fer fortement élargies, déplacées et déformées ont été détectées par *XMM-Newton*, distorsions probablement dues aux effets gravitationnels attendus dans les parties internes du disque d'accrétion. Miller et al. (2004) en déduisirent pour le spin de GX 339$-$4 une valeur 0,8 à 0,9 fois le maximum admissible.

Chacune de ces observations apporte des contraintes nouvelles sur les mécanismes de rayonnement, les corrélations entre transitions spectrales et taux d'accrétion et/ou flux, ou entre jets radio et X. Plusieurs tentatives ont été faites pour comprendre la phénoménologie complexe des états spectraux et des variabilités. Certains trouvent des recettes pour décrire les transitions spectrales (Fender et al. 2005), d'autres discutent cela en terme de variations des composantes spectrales issues (par exemple) de changements dans le disque, la couronne et la réflexion. Une queue non thermique (Zdziarski et al. 2004b) peut apparaître, mais existe-t-il un modèle unifié et cohérent existant à ce jour pour comprendre les processus physiques en jeu dans les systèmes binaires X à trou noir ? Je vais tenter de montrer que les observations analysées dans ma thèse pour de nombreuses sources (Partie IV) citées précédemment apportent des amorces de réponses à cette question.

1.8 Intérêt des observations multi-longueurs d'onde

J'ai montré dans ce Chapitre comment, au sein des systèmes binaires X et des microquasars, chaque domaine spectral, de l'infrarouge aux rayons X durs et γ, est associé à l'émission d'un milieu particulier : le disque, la couronne, les jets ou le compagnon. D'après les modèles d'émissions X et γ décrits, une idée qualitative émerge pour tenter de comprendre l'interaction entre le disque et la couronne : si la composante (molle) du disque est moins importante, elle refroidit moins efficacement la couronne qui présente donc un spectre plus dur dans les hautes énergies. L'alternance entre les états spectraux résulterait des différences de refroidissement de la couronne par les photons du disque, de distribution géométrique variable.

Mais, justement, quelle est la géométrie d'un système binaire X à trou noir ? Où se situe la couronne et quelle est son origine physique ? Comment est-elle chauffée ? Comment évolue-t-elle et qu'en est-il du disque d'accrétion ? De quelle façon est-il lié au spectre issu de la Comptonisation ? Pourquoi celle-ci s'avère-t-elle parfois incapable de reproduire les observations ? Quelle est la distribution de la population d'électrons, la nature de leur spectre et comment sont-ils accélérés ? Quels mécanismes régissent les transitions spectrales ? En quoi les QPOs et l'étude de leurs corrélations avec les changements d'états spectraux nous aident à suivre et à comprendre le cheminement de la matière ? D'où vient l'énergie permettant des éjections superluminiques et que dire de la présence de jets dans certains états spectraux et de leurs liens avec la couronne et/ou le disque ? Quelle est la stabilité d'un tel système ? J'ai mentionné qu'un simple ADAF peine à expliquer hydrodynamiquement les transitions entre états. Enfin, comment expliquer les excès aux hautes énergies observés dans certains systèmes ? Faisons remarquer qu'il n'est pas non plus exclu qu'une partie de ces émissions observées ait une autre origine : la queue à haute énergie pourrait être issue de l'émission synchrotron du jet (Markoff et al. 2001, Falcke et al. 2001, Corbel et Fender 2002) comme je le discuterai avec mes résultats Chapitres 8 et 10.2.1.

Autant de questions qui ne trouveront de réponses possibles que dans l'étude systématique et détaillée d'un grand nombre de binaires X à trou noir relativement brillantes, observées dans plusieurs états spectraux distincts par *INTEGRAL* couplé à des observations dans d'autres longueurs d'onde (dans la mesure du possible). C'est pourquoi j'ai observé avec *INTEGRAL* (décrit en détail au Chapitre 2 suivant) et d'autres instruments complémentaires (au sol comme dans l'espace), les émissions issues de plusieurs systèmes binaires X à trou noir, confirmés ou pas, appartenant à la classe des HMXBs ou LMXBs, de nature persistante ou transitoire (novae X) et ce dans un domaine spectral le plus large possible. Les objectifs de ma thèse sont, aussi bien en regardant l'évolution des composantes dans les basses énergies que dans les hautes énergies, de déceler des excès éventuels et de comprendre, à travers un échantillon de plusieurs sources des états spectraux différents, les composantes émissives et leurs variations parfois couplées. Or *INTEGRAL* est parfaitement adapté à ces études, permettant d'étudier *simultanément* les raies du fer, les composantes de disque et de Comptonisation et les excès aux hautes énergies. Par ailleurs, il est nécessaire d'établir des corrélations avec les variations temporelles rapides et les jets. C'est la seule manière de comprendre en détail les processus physiques agissant au voisinage des trous noirs. À partir de mes propres analyses spectrales et temporelles des données obtenues avec *INTEGRAL*, *RXTE*, *XMM-Newton* et avec des instruments au sol (VLA/VLBA ; NTT ; REM), mes résultats sur des cibles de choix (judicieusement choisies, voir Chapitre 5) entrent dans le droit fil de cette logique d'analyses, de modélisations et de discussions et agrémentent mon travail, mettant à l'épreuve les modèles qui se proposent d'expliquer les processus émissifs au-delà de quelques centaines de keV à l'œuvre auprès des trous noirs stellaires accrétants.

Deuxième partie

L'ASTRONOMIE HAUTE ÉNERGIE ET *INTEGRAL*

La Mission *INTEGRAL* et ses instruments Mes programmes de recherches

Sommaire

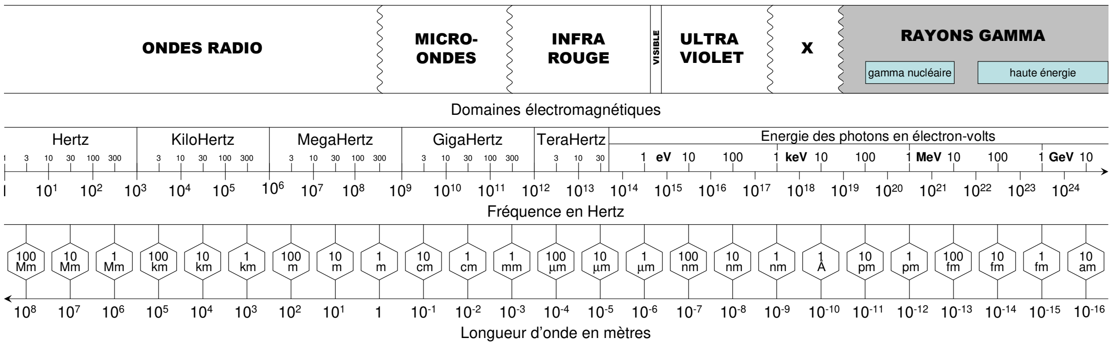


Fig. 2.1 – *Spectre électromagnétique en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence associées.*

2.1 Brève histoire de l'astronomie γ spatiale

Afin de s'affranchir de l'atmosphère terrestre qui bloque irrémédiablement tous les rayonnements de plus courte longueur d'onde que la lumière visible, les astronomes désireux d'observer le ciel dans les UV, les rayons X et les rayons γ furent contraints d'utiliser des moyens tels que les ballons stratosphériques, les fusées sondes et les satellites artificiels pour s'élever au-delà des couches les plus opaques de l'atmosphère. Aux très hautes énergies ($\geq$100 GeV), on ne s'affranchit plus de l'atmosphère qui est au contraire utilisée pour reconstruire l'origine et le flux des gerbes de particules énergétiques (HESS puis bientôt HESS II). La Figure 2.1 schématise la décomposition du rayonnement électromagnétique en plusieurs bandes d'énergie, des ondes radio ($\lambda >$ cm) au rayonnement γ ($\lambda <$ 1 Å). Les dénominations de ces domaines spectraux tiennent plus aux processus mis en jeu pour émettre ou détecter le rayonnement propre des photons qu'à leurs longueurs d'onde et énergies associées, exprimées en multiples de l'électron-volt (eV) pour les rayons X et γ. Il en résulte qu'à l'exception du domaine visible, les bornes des grandes divisions du spectre électromagnétique sont souvent mal définies et se chevauchent. Dans la suite de ma thèse, j'appellerai par convention les photons « X mous » ceux dont l'énergie est comprise entre 0,1 et 2 keV, « X » entre 2 et 10 keV environ, « X durs » entre 10 et 100 keV et « γ mous » entre 100 keV et 10 MeV. Le domaine des γ « classiques » (10 MeV–10 GeV) est celui où l'effet de paire domine (cf. les missions *SAS 3*, *COS B* ou *GLAST*) tandis que l'effet Tcherenkov est utilisé dans HESS pour les très hautes énergies (100 GeV–10 TeV).

L'échec des premières tentatives de mise en évidence de sources potentielles de rayonnement γ s'explique en partie par la taille des détecteurs, trop petits pour collecter suffisamment de photons émis par les sources γ (dont les flux sont faibles) et par le fait que le bruit de fond des particules énergétiques qui abondent dans l'espace avait été mal estimé.

Signalons cependant la première détection certaine d'un rayonnement γ d'origine extraterrestre lors d'une éruption solaire en 1958 (Peterson et Winckler, 1959). Dix ans s'étaient déjà écoulés depuis le lancement de *Spoutnik 1* quand Fazio (1967) avoua qu'en raison de sévères handicaps expérimentaux, aucun photon γ émanant de sites localisés en dehors du système solaire n'avait été détecté avec certitude (alors que de nombreuses sources X étaient déjà connues, comme la nébuleuse du Crabe).

Les années 1967-1968 marquèrent un véritable tournant dans l'astronomie γ expérimentale avec deux découvertes majeures, la première concernant les rayons γ cosmiques (quelques centaines > 50 MeV) détectés pendant 16 mois (Clark et al. 1968) par les instruments embarqués du satellite américain *OSO 3* ; la seconde obtenue le 4 juin 1967 suite à la détection à bord d'un ballon stratosphérique américain de photons γ d'énergie comprise entre 100 et 300 keV en direction de la nébuleuse du Crabe (Haymes et al. 1968). S'ensuivirent grâce à *OSO 7*, aux satellites américains de la série *Vela* et aux soviétiques *Cosmos 461* de fructueuses découvertes pour la détection de l'émission γ provenant du disque galactique, de la nébuleuse et du pulsar du Crabe ainsi que du Soleil en éruption. L'un des 16 sursauts γ observés de 1969 à 1972 avait d'ailleurs été détecté à bord de *Cosmos 461*. Traqués depuis plus de deux décennies, les sites d'origine de ces bouffées de photons γ, très brèves, mais très intenses, échappent encore à toute tentative d'identification avec des astres repérés à d'autres longueurs d'onde, accentuant l'incertitude quant à leur nature. Ensuite, la voie devint ouverte aux explorations plus approfondies. Plus généralement dans le domaine des rayons X et γ, après le célèbre *Uhuru* (1970–1973), sept petits satellites furent mis en orbite jusqu'à 1977 parmi lesquels *OAO 3*, *OSO 7, 8*, *Vela 5A*, *SAS 3* (américains), *ANS* (néerlandais) et *Ariel 5* (anglais). Le satellite européen *COS B* (2 keV–5 GeV) lancé en août 1975 aura fourni après sept ans en orbite une image beaucoup plus détaillée de l'émission galactique que *SAS 3* assortie d'un catalogue de sources γ où figurent deux pulsars radio ainsi qu'un quasar proche, le premier AGN jamais détecté dans cette bande d'énergie. Une nouvelle grande expérience lancée par la NASA, *HEAO 1* (1977–1979), réalisa pour la première fois (malgré son champ de vue restreint par un collimateur à faible ouverture) un balayage complet des sources de la voûte céleste dans la bande des rayons X durs et des γ mous (jusqu'à 10 MeV) dont certaines avaient déjà été identifiées dans les X mous et classiques. L'expérience A4 de *HEAO 1* a permis de publier un catalogue de plus de 40 sources actives entre 13 et 180 keV mais la résolution ($\sim$1 à 2°) et la sensibilité étaient limitées. *HEAO 2* (l'observatoire Einstein) a réalisé une véritable révolution dans le domaine des basses énergies (< 4 keV), confirmé par *EXOSAT* puis par *ROSAT* (< 2 keV). Ce dernier détecta environ 150 000 sources X (histoire complète dans Bradt et al. 1992). Cet exploit est dû à l'emploi de miroirs X à focalisation par incidence rasante, ce qui permit d'atteindre des résolutions inférieures à $1'$. Était-il possible de réaliser des progrès aussi remarquables dans le domaine des rayons X durs et des rayons γ ?

Après la disette des années 1980 suite au désastre de la navette spatiale *Challenger* qui devait mettre en orbite la nouvelle mission d'astronomie γ *Compton-GRO*, et suite à la cessation d'activité de *COS B* en 1982, il n'y eut plus que le satellite américain *SMM* en orbite et son spectromètre γ GRS, dévolus essentiellement à l'observation du Soleil. En 1987, l'observatoire X Röntgen monté sur le module *Kvant* de la station spatiale soviétique *Mir* entra en service juste à temps pour découvrir le rayonnement γ de basse énergie émis par SN 1987a, la supernova du Grand Nuage de Magellan, confirmé peu après par GRS et par d'autres spectromètres γ portés par ballons stratosphériques. Depuis le début des années 1990, une moisson de résultats scientifiques sans précédent arrive. L'observatoire *Chandra* (0,1–10 keV) fut lancé le 23 juillet 1999 pour l'étude des sources faibles à très haute résolution spatiale (moins de $1''$) et spectrale (sources dont l'absorption fut par ailleurs souvent déterminée), suivi de près par *XMM-Newton* (10 décembre 1999) opérant lui dans la bande d'énergie entre 0,1 et 10 keV. Enfin, c'est aussi grâce à une nouvelle génération de télescopes γ qu'a eu lieu une deuxième révolution scientifique : le télescope français SIGMA lancé en décembre 1989 à bord du satellite russe *GRANAT* et les quatre appareils à bord de *CGRO*, lancé en avril 1991 par la navette américaine Atlantis. En dehors des systèmes avec collimateurs, une nouvelle technique était en effet apparue, permettant à la fois de détecter et de localiser des photons X durs et γ avec succès : les télescopes à ouverture codée reposant sur des principes de fonctionnement que je détaille par la suite. Les premiers à employer de tels systèmes optiques pour l'astronomie des hautes énergies furent les Anglais vers 1975 avec SL 1005 (Proctor et al. 1979) ; vint ensuite le groupe de T. Prince à Caltech (Cook et al. 1984) sur le ballon *GRIP*. Une première utilisation fut celle de XRT sur le satellite *Spacelab 2* par les Anglais (Birmingham) mais il ne couvrit que les énergies au-dessous de 30 keV (Skinner et al. 1987). Ce ne fut qu'après le succès de *COS B* (50 MeV–10 GeV) que l'astronomie γ européenne prit un essor considérable et engendra la naissance de grandes missions dans le domaine inexploré des X durs et des γ mous, avec *GRANAT* puis avec *INTEGRAL*.

2.2 Observer, détecter et localiser des photons γ

Dans tous les domaines spectraux où l'on peut aisément réfléchir ou réfracter le rayonnement, on accroît notablement la sensibilité des télescopes au moyen d'un collecteur de grandes dimensions, apte à concentrer par réfraction ou par réflexion le rayonnement incident sur un détecteur de petite taille. Au contraire, dans le domaine des « X durs » et des rayons γ, la mise en œuvre de tels « concentrateurs » se heurte à des difficultés longtemps insurmontables : en effet, les distances inter-atomiques dans les solides (quelques Å) sont plus grandes que toutes les longueurs d'onde des domaines X durs et γ. Dans ces conditions, les astronomes furent contraints d'utiliser des télescopes spatiaux où le détecteur lui-même joue le rôle de surface collectrice. Pour accroître la sensibilité, on peut agir soit sur le temps d'observation, soit sur la surface détectrice. Cependant, leur accroissement devient incompatible avec les contraintes spatiales de réalisation et de coûts. Opérer en orbite, donc au-delà des couches les plus denses de l'atmosphère, implique un bruit de fond difficile à réduire et l'utilisation de blindages épais. Des études actuelles portent sur la faisabilité technique de la focalisation du rayonnement de haute énergie. Une application possible est la lentille γ, fondée sur le concept de la diffraction de Laue. L'autre possibilité, plus attrayante, est d'étendre la technique de réflexion à incidence rasante au domaine des hautes énergies en augmentant la focale des télescopes X. La mission Simbol-X (Ferrando et al. 2004, 2005) prévoit la mise en orbite en 2013 d'un télescope à incidence rasante (avec miroirs paraboliques et hyperboliques emboîtés de type Wolter I), principe réservé jusqu'alors aux rayons X d'énergie inférieure à 10 keV. Il est prévu d'employer un télescope de très longue focale s'appuyant sur deux satellites évoluant en formation à 30 m environ l'un de l'autre.

Les photons associés aux rayonnements électromagnétiques de grandes longueurs d'onde (comme ceux du domaine radio, voir Figure 2.1) sont de si faible énergie qu'il est pratiquement impossible de les détecter individuellement. En revanche, ils sont produits en si grande quantité dans les sites cosmiques que les télescopes en collectent toujours suffisamment pour qu'ils soient mis collectivement en évidence par l'onde qui leur est associée. Au contraire, les photons X et γ sont toujours détectés individuellement, sans qu'il soit fait appel à leur propriétés ondulatoires : cette détection implique en général leur interaction avec la matière par effet photoélectrique (un photon est complètement absorbé en éjectant un électron lié d'un atome du milieu détecteur), par diffusion Compton (un photon cède une partie de son énergie à un électron des atomes du milieu détecteur) et par effet de paire (création par un photon incident d'énergie $>$1,022 MeV d'une paire d'électron-positron dans un champ électrique intense, près d'un noyau atomique). Ces mécanismes d'interaction avec un milieu matériel sont des fonctions complexes du numéro atomique Z du matériau cible et de l'énergie du photon incident (qui est alors transférée aux électrons). Le grand pouvoir de pénétration des photons γ conduit à choisir un matériau détecteur de densité de surface élevée (quelques g cm^{-2}) apte à faire interagir les photons γ. Plusieurs méthodes expérimentales de détection existent (détecteurs à gaz, scintillateurs, semi-conducteurs) mais ne permettent pas à elles seules de remonter à la direction d'origine des photons γ incidents.

Une solution consiste à disposer dans le champ de vue du plan détecteur un dispositif optique qui tire parti du fait que les photons se propagent en ligne droite. Les télescopes qui opèrent dans la bande des photons X durs et γ de basse énergie (où l'absorption photoélectrique est dominante) ont souvent recours à des montages de ce type. En effet, contrairement aux deux autres mécanismes interactifs à l'œuvre dans ce domaine d'énergie, l'effet photoélectrique ne fournit aucun indice exploitable quant à la direction du photon incident. Un collimateur est sans conteste le dispositif optique le plus simple pour la déterminer. Un tube aux parois absorbantes est disposé face au détecteur et seuls les photons se propageant plus ou moins parallèlement à l'axe du tube parviennent jusqu'au détecteur, dont l'axe peut pivoter pour balayer régulièrement la voûte céleste et repérer des taux de comptage d'accroissement significatif. Pour repérer les sources dont on suppose connue la position dans le ciel, on met en œuvre la technique dite du « ON-OFF » dont le principe est le suivant :

• une première pose « ON » est prise en pointant le champ supposé contenir la source : le détecteur mesure un taux de comptage combinant la contribution de la source et du bruit

de fond ;
• puis une deuxième pose « OFF » est menée en pointant cette fois un champ adjacent supposé vide de source, appelé champ de référence.

Le signal induit par la source est alors la soustraction des deux taux des poses précédentes. Cette méthode souffre de deux types de limitation : les problèmes (propres à tous les domaines spectraux) engendrés par la présence d'autres sources inconnues, tant dans le champ de vue que dans celui de référence (problème de confusion des sources puisque le collimateur n'est pas un imageur), et problème d'estimation correcte du bruit de fond. En effet, les flux émis par les sources de photons X durs et γ sont très faibles tandis que le bruit de fond qui affecte les mesures est proportionnellement plus intense. Il doit être estimé avec soin : pour obtenir une bonne signification statistique, les durées des poses « ON » et « OFF » doivent être assez longues (de plusieurs semaines à plusieurs jours). En revanche, le bruit de fond induit par l'environnement rayonnant à bord du satellite peut varier sur des échelles de temps beaucoup plus courtes. L'intensité du bruit de fond est donc différente (et peut aussi évoluer) entre la pose « ON » et la pose « OFF », amenant une fausse estimation du signal induit par la source. Même avec une succession rapide des poses pour pallier ces effets, on perd alors du temps et un suivi continu de l'objet, le plus souvent lui-même très variable. C'est pourquoi un dispositif à ouverture codée a été choisi pour les instruments principaux à bord d'*INTEGRAL*, que je vais maintenant présenter en détail.

2.3 Une mission dédiée aux images et aux études spectrales à haute énergie

L'observatoire *INTEGRAL*, qui signifie *INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*, est fondé sur l'emploi complet des systèmes à masque codé pour les trois télescopes opérant à haute énergie. Il embarque aujourd'hui le seul imageur dans les rayons X et les γ mous alors que la plupart des technologies précédentes et en cours fonctionnent sur le principe de collimateur. Les instruments d'*INTEGRAL* permettent avec une sensibilité et une précision inégalées d'observer simultanément sur une large couverture spectrale des objets auparavant non résolus et/ou trop faibles. Comme les sources X et γ sont souvent situées dans des régions denses, un imageur de haute précision angulaire, de bonne résolution spectrale et couvrant une large bande d'énergie est nécessaire afin de ne pas confondre ces sources, la plupart d'entre elles étant ponctuelles (excepté lors de phénomènes d'éjection). Outre les images obtenues en exploitant au maximum les propriétés du masque codé, les diagnostics en notre possession sont d'ordre spectral, ce qui implique de longues observations pour étudier l'évolution des sources, et temporel, ce qui nécessite une grande surface collectrice des instruments. C'est le pari que remplit la mission *INTEGRAL* dont les instruments et leurs fonctionnements sont détaillés ci-après.

2.3.1 Objectifs scientifiques

La mission *INTEGRAL* a pour but principal l'exploration approfondie des sites célestes émissifs dans la bande spectrale de 17 keV à 10 MeV. Toute la panoplie des sites actifs de la galaxie est en effet un objectif de choix : citons par exemple les étoiles effondrées en objets compacts (étoiles à neutrons et trous noirs), les sources transitoires (les novae X à trou noir comptent parmi les cibles privilégiées d'une telle mission), les sites où sont relâchés des produits récents de nucléosynthèse (étoiles évoluées, novae, supernovae), les restes de supernovae, les sites actifs d'accélération de particules et de phénomènes non thermiques et les sources interstellaires de la Voie Lactée émettant des raies γ (bulbe galactique et régions internes de la galaxie). Dans le domaine extragalactique, l'étude des noyaux de galaxies les plus actifs dans le domaine des rayons X durs et des rayons γ de basse énergie doit s'avérer beaucoup plus fructueuse que celle pratiquée par le télescope français SIGMA à bord de *GRANAT* et par les instruments de *CGRO* compte tenu de la haute sensibilité des instruments d'*INTEGRAL* dans la partie - à plus basse énergie - de leur domaine spectral. Les instruments d'*INTEGRAL* sont également en mesure d'étudier la contrepartie à basse énergie des sources actives à (très) haute énergie (comme les blazars) ainsi que l'émission des particules accélérées confinées dans les amas de galaxies. Citons enfin la capacité d'*INTEGRAL* à détecter et à localiser en temps réel et avec précision ($\sim$ une minute d'angle) une douzaine de sursauts γ par an, capacité seulement dépassée depuis peu par les instruments à bord de la récente mission *Swift* (lancée fin 2004) dédiée aux sursauts γ (Chapitre 1.7).

2.3.2 Sélection du projet par l'ASE et lancement

La mission *INTEGRAL* (Winkler et al. 2003) est fondée sur la mise en œuvre simultanée du télescope IBIS (*Imager on Board the INTEGRAL Satellite*, Ubertini et al. 2003) apte à fournir des images à haute résolution angulaire et une information spectrale à moyenne résolution et du spectromètre SPI (*SPectrometer for INTEGRAL*, Vedrenne et al. 2003) chargé de la spectroscopie γ à haute résolution. *INTEGRAL* inclut également deux moniteurs, JEM-X (*Joint European Monitor*, Lund et al. 2003) et OMC (*Optical Monitor Camera*, Mas-Hesse et al. 2003), opérant respectivement dans la bande des rayons X de 3 à 35 keV et dans le visible, de 550 à 850 nm. OMC a un champ de vue de 5 degrés carrés et fournit des observations des sources du ciel jusqu'à une magnitude d'environ 18. La Figure 2.2 schématise le satellite et l'agencement des quatre instruments à bord. La nature observatoire de la mission repose sur le consortium fondé par les instituts européens et sur l'ISDC (*INTEGRAL Science Data Center*, Courvoisier et al. 2003) dont la tâche principale est de permettre aux non spécialistes de mener à bien les observations avec *INTEGRAL*.

La mission *INTEGRAL* a été sélectionnée en juin 1993 par le comité des programmes scientifiques de l'Agence Spatiale Européenne (ASE). Pour maintenir son coût (300 millions d'euros entre le développement et la construction) dans les limites de celui d'une

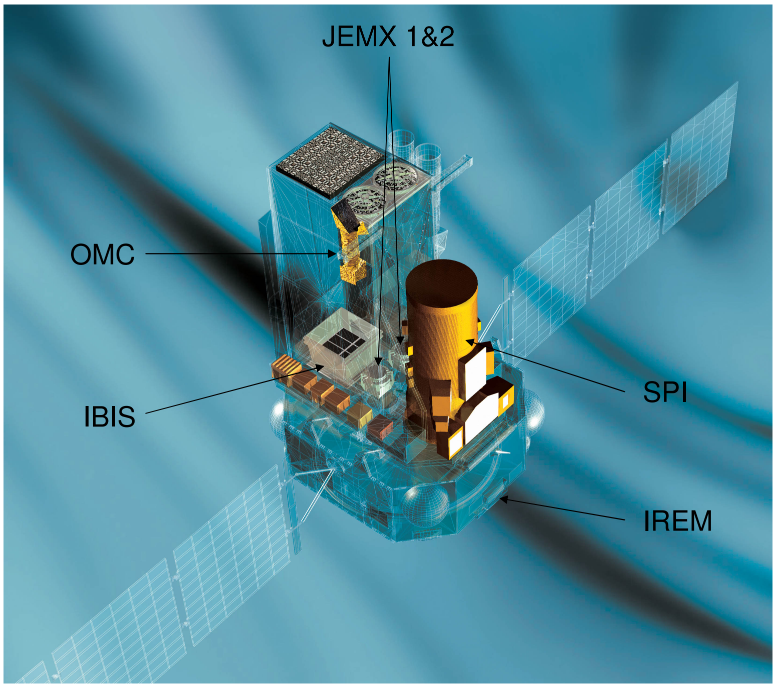


FIG. 2.2 – *Disposition des quatre instruments à bord d'INTEGRAL et d'IREM (moniteur de particules).*

mission moyenne de la programmation à long terme de l'ASE (programme Horizon 2000), *INTEGRAL* bénéficie d'un véhicule spatial identique à celui de la mission *XMM-Newton*, d'un lancement par une fusée Proton fournie par la RKA (l'Agence Spatiale Russe) et de moyen de réception de données incluant une contribution de la NASA. La réalisation des équipements scientifiques et du centre des données scientifiques fut à la charge des états membres de l'ASE, avec une contribution d'autres états (incluant par exemple la Pologne et les États-Unis). Les instruments ont été sélectionnés lors du premier semestre de 1995, en réponse à un appel d'offres émis en juillet 1994. Le satellite *INTEGRAL* a été lancé par une fusée Proton le 17 octobre 2002 à 6h41 (TU) depuis le cosmodrome de Baïkonour au Kazakhstan. La phase d'étalonnage, *Commissionning* ou *Preliminary-Verification (PV-) Phase*, a duré 2 mois et demi et le programme d'observations a commencé en janvier 2003. Après 3 années d'observations fructueuses, en raison du parfait état opérationnel des instruments et de publications de qualité, la mission a été reconduite par l'ASE jusqu'à 2008–2010.

2.3.3 Description de l'orbite et des pointés

Au début, *INTEGRAL* évoluait peu après son lancement sur une orbite elliptique dont le périgée était situé à 9 000 km et l'apogée à 153 000 km, pour une durée complète de 72 h par révolution. Les instruments étaient inactifs au cours de la plongée du satellite dans les ceintures de rayonnement de la Terre, encore connues sous le nom de ceintures de van Allen, constituées majoritairement d'électrons et de protons dont les énergies se situent entre quelques MeV et quelques centaines de MeV. Ces particules chargées proviennent essentiellement du vent solaire et sont confinées par l'effet du champ magnétique terrestre. Leurs rayonnements ont pour effet d'entraîner un important bruit de fond qui affecte lourdement les performances des instruments. L'orbite d'*INTEGRAL* s'est circularisée très rapidement (excentricité de 0,8), son périgée est à 13000 km et son apogée à 149000 km. Le satellite ne traverse que les ceintures d'électrons (et pas celles des protons). Seules 55 à 60 heures (sur les 72) d'une orbite sont effectivement consacrées aux observations astronomiques.

Le satellite est stabilisé sur ses trois axes et pointe une cible cosmique donnée pendant 10^5 à 10^6 s. Trois types de mode d'observation existent :
- un mode où le pointage est fixe sur la source, encore dit *staring* ;
- un mode avec déplacement de pointage ou *dithering* suivant un réseau 5×5 (Jensen et al. 2003) ;
- un autre mode *dithering* où le déplacement se fait suivant un schéma hexagonal (plus un pointage au centre de l'hexagone).

Plus précisément, un schéma hexagonal consiste en une série de 6 déplacements de 2° autour de la cible située sur l'axe. Le *dithering* 5×5 forme un carré autour de la cible, de 4° de part en part. Le temps de pointage (satellite fixe) des poses individuelles appelées *Science Window* (SCW) est d'environ 30 min, les déplacements durant chacun 6 min. Les observations effectuées pendant la phase d'étalonnage (voir 2.3.2) de l'appareil ont des temps de poses variant de 1800 à 4000 s, mais ceci fut stabilisé par la suite à la valeur de 2000 s par SCW.

Les informations subissent un premier traitement à bord du satellite où elles sont enregistrées, préparées puis envoyées directement en temps réel au sol par paquets de télémesures (cf. 2.6.5) allouées aux différents instruments. Premier endroit de réception, le MOC (*Mission Operation Center* situé à Darmstadt, en Allemagne) s'occupe aussi de la programmation des mouvements du satellite par un réseau d'antennes, avec l'aide de l'ISOC (*INTEGRAL Science Operation Center* situé à Villafranca près de Madrid, en Espagne) qui prépare le programme d'observations. Ensuite, le MOC transfère les données brutes à l'ISDC à Versoix (près de Genève) où elles subissent un premier traitement qu'on appelle *preprocessing* analysant les points suivants : conversion des données brutes en fichiers exploitables sous le format FITS (pour *Flexible Image Transport System*), la conversion et l'éclatement du temps local à bord en temps commun et celle des paramètres de maintenance en unités physiques pour chaque SCW. Les données sont alors archivées avant d'être envoyées aux observateurs concernés. La suite du traitement des données sera expliquée et précisée dans le Chapitre 3.

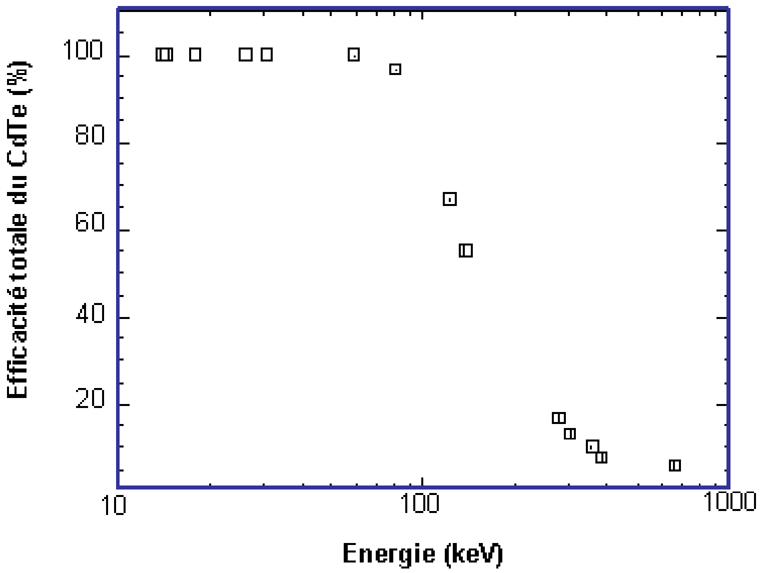


FIG. 2.3 – *Évolution du pouvoir d'arrêt du CdTe en fonction de l'énergie (Limousin, 2001).*

2.4 Description générale d'IBIS : *Imager on Board the INTEGRAL Satellite*

L'objectif de ce télescope est de fournir une localisation précise, à quelques minutes d'arc près, de sources faibles et éventuellement nouvelles. Opérant entre 17 keV et 10 MeV, IBIS fait des images (reconstruites) du ciel et mesure aussi les spectres et les variabilités des sources. En plus des éléments passifs (structures mécaniques, masque), il comporte quatre éléments actifs avec leur électronique associée : ISGRI (*INTEGRAL* pour *Soft Gamma-Ray Imager*, Lebrun et al. 2003), premier plan détecteur de grande surface ($\sim$3000 cm^2), PICsIT (*Pixellated CsI Telescope*, Di Cocco et al. 2003), deuxième plan détecteur de même surface et monté à 10 cm en-dessous d'ISGRI, un système de VETO et une source d'étalonnage. Le plan supérieur ISGRI est constitué d'une mince nappe en Tellure de Cadmium (ci-après, CdTe) faite de huit modules identiques totalement indépendants, résultant eux-mêmes de l'assemblage des 128 polycells. Chaque polycell comprend 16 détecteurs de 4$\times$4 mm^2 de surface (chacun) et offre une excellente résolution spatiale. La surface totale sensible est de 2621 cm^2. Cristal semi-conducteur très dense, le CdTe a la propriété d'arrêter efficacement les photons γ grâce à son numéro atomique Z élevé et d'en mesurer leur énergie. Représenté en Figure 2.3, le pouvoir d'arrêt du CdTe diminue avec l'énergie : avoisinant les 100% jusqu'à 60 keV, il n'est plus que de 50% à 150 keV puis chute à 10% à 300 keV. La résolution en énergie d'ISGRI, de 8 keV à 100 keV (largeur à mi-hauteur FWHM pour *Full Width at Half Maximum*) est représentée Figure 2.4 (à gauche) pour plusieurs sélections en temps de montée (voir légende et 2.6.2.2) tandis que la précision de localisation des sources ($\leq 1'$ pour une source de significativité 10 σ contre $2'$ au début de la mission) est montrée sur la même Figure 2.4 (à droite). Cette courbe a été améliorée depuis le lancement, en particulier depuis que les effets systématiques sont mieux corrigés (voir Chapitre 4.1).

PICsIT, le plan détecteur inférieur situé à 10 cm d'ISGRI, est formé d'une mosaïque de 4096 scintillateurs en iodure de césium (CsI) sous la forme de 64×64 barrettes, longues de 3 cm et larges de 1 cm, couplées chacune à une photodiode. Offrant une aire sensible totale de 2890 cm^2, PICsIT a pour but de compléter ISGRI dans la bande haute énergie du télescope (de $\sim$200 keV à 10 MeV). Un masque codé en tungstène (fonctionnement expliqué en détails au 2.5) est situé à 3,198 m du plan de détection, procurant à IBIS une résolution de 12 minutes d'arc et un champ de vue à mi-sensibilité de $20° \times 20°$. La résolution spectrale de PICsIT est de 9% à 1275 keV (FWHM).

Un blindage passif en forme de pyramide tronquée (cage à 5 côtés) recouverte de plomb joint les plans de détection et l'ouverture codée afin de réduire le bruit de fond induit par le rayonnement à basse énergie en dehors du champ de vue. Un blindage actif, constitué de 19 panneaux scintillateurs en Oxyde de Germanate de Bismuth (BGO, 19 cristaux associés à des photomultiplicateurs), opérant en anti-coïncidence avec les détecteurs principaux, couvre la base et les côtés de l'ensemble de détection pour atténuer le bruit à haute énergie.

Par ailleurs, une source d'étalonnage radioactive de ^{22}Na qui engendre des photons à 511 et à 1275 keV, induisant des raies de fluorescence du Tungstène et du Plomb à 60 et 75 keV (Terrier et al. 2003), est fixée au centre de la paroi d'un module de BGO. Cette source permet une estimation en vol des performances de l'instrument, ce qui sert par la suite à réajuster sa matrice de réponse (cf. 2.6.3). Les performances du télescope IBIS sont résumées dans la Table 2.1 en fin de Chapitre, mais de nombreux concepts doivent auparavant être introduits avant de comprendre comment est calculée sa sensibilité.

2.5 Principe d'un masque codé

2.5.1 Origine et intérêt

Partant du constat que les dispositifs à collimateur (méthode du « ON-OFF ») ont une médiocre résolution angulaire et favorisent les risques de confusion, il devint évident au début des années 80 qu'il fallait concevoir une nouvelle génération de télescopes avec des résolutions angulaires améliorées de plus d'un ordre de grandeur. Puisqu'au-delà de quelques dizaines de keV, les techniques de focalisation par miroir à incidence rasante ne sont plus applicables, certains auteurs proposèrent des dispositifs optiques utilisant des ouvertures codées. Ces systèmes emploient un ensemble d'éléments opaques et transparents (le masque) chargés de moduler le rayonnement avant sa détection par une caméra γ. Entre 1976 et 1981, après que Dicke eut formulé en 1968 le principe de multiplier de

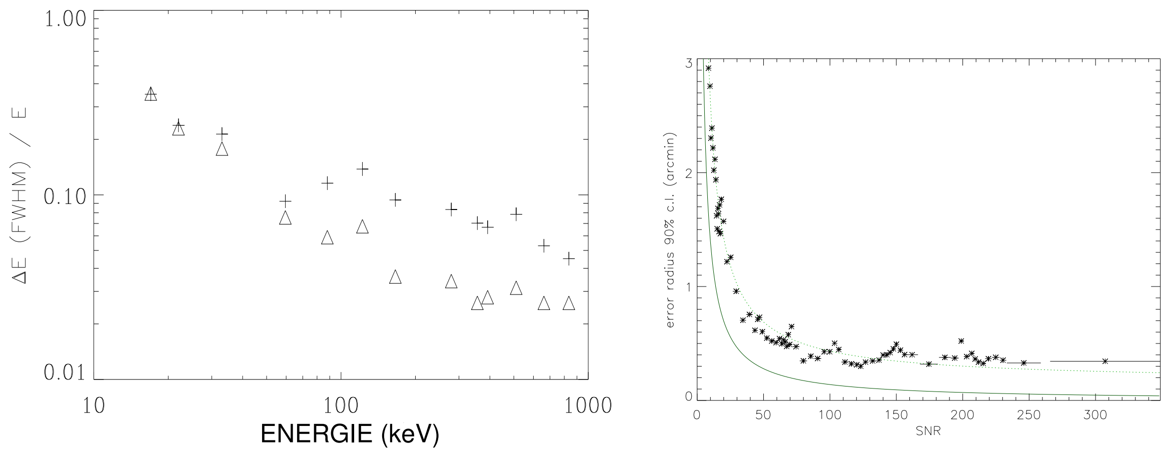


Fig. 2.4 – *Gauche : performance spectrale d'ISGRI. Deux cas extrêmes sont considérés, l'un où aucune sélection en temps de montée n'est faite (croix), l'autre lorsque ce dernier est égal à 0,5 µs (triangle) ; d'après Lebrun et al. (2003). Droite : erreur (dérivée des étalonnages en vol) à 90 % du niveau de confiance sur la localisation d'une source ponctuelle en fonction de son signal sur bruit (SNR). Trait plein : calculs théoriques ; trait pointillé : ajustement des 2000 mesures (entre 20 et 300 keV) de positions reconstruites (entre 0 ° et 14° de l'axe du télescope) de la nébuleuse du Crabe, de Cygnus X−1 et de Cygnus X−3 par une fonction du type* $y = ax^c + b$. *On obtient* $a = 22{,}1$; $b = 0{,}16$ *et* $c = -0{,}95$. *D'après Gros et al. (2003) : voir explications Chapitre 4.1.1.2.*

manière aléatoire les trous d'une caméra à épingle, des motifs spécifiquement adaptés à l'imagerie furent identifiés pour des télescopes γ grâce aux travaux de Gunson et Polychronopulos (1976), Miyamoto (1977), Proctor et al. (1979), Fenimore et Cannon (1978) et Skinner (1979).

Dans son principe, un dispositif à ouverture codée s'inspire de l'appareil optique qu'utilisèrent les premiers photographes : la chambre noire (ou caméra à trou d'épingle). En perçant un trou dans la face avant d'une boîte constituée d'un matériau opaque et en disposant une plaque sensible sur la face opposée, on réalise une chambre photographique très primitive mais apte à former des images d'autant plus nettes que le trou est petit. Ce dispositif peut être transposé au domaine γ : il suffit d'utiliser une face avant opaque aux photons γ, par exemple une couche épaisse d'un matériau à numéro atomique Z élevé (comme le tungstène) et de remplacer la plaque sensible par un détecteur permettant de mesurer la position du point d'impact des photons. Pour accroître la luminosité des images sans en perdre la finesse, la face avant est percée d'un grand nombre de trous disposés suivant un code précis, choisi afin que le décodage de l'image formée par ces petites ouvertures s'effectue avec un algorithme mathématique aussi simple que possible. Le motif du masque est choisi de telle manière que chaque point du ciel présent dans le champ de vue projette une image différente du masque sur le détecteur : il est alors possible de reconstruire une image du ciel à partir du motif du masque et de l'image enregistrée par ce plan détecteur. Les ouvertures codées sont un assemblage d'éléments opaques et transparents (s'inspirant donc des caméras obscures) qui modulent le rayonnement reçu par un détecteur sensible à la position. Par exemple, une source à l'infini projette sur la zone utile du plan détecteur un

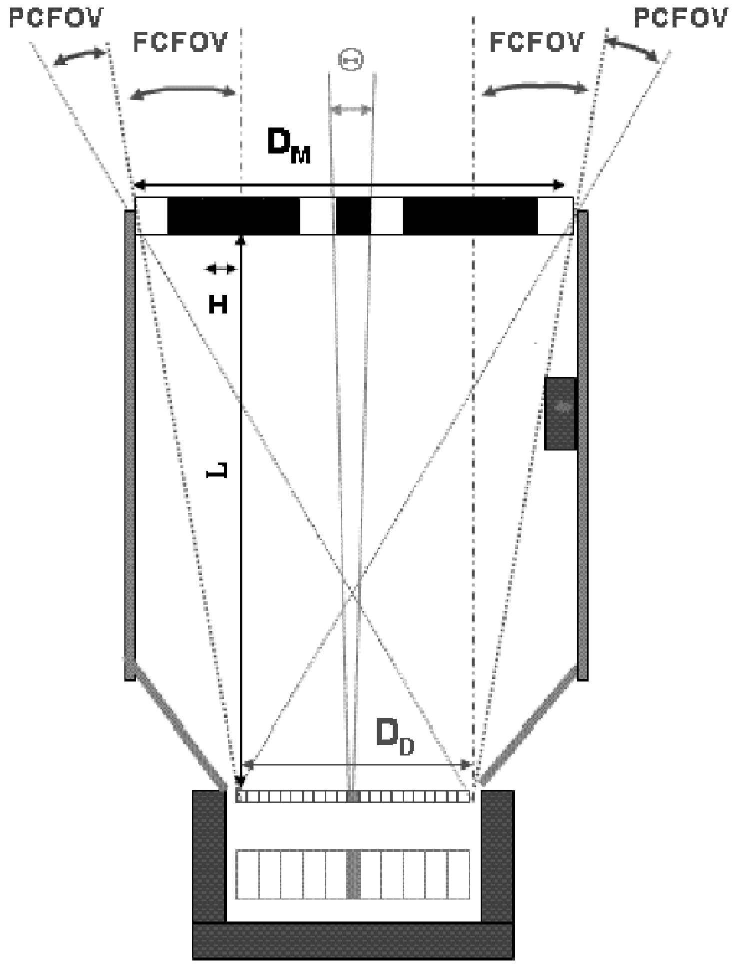


FIG. 2.5 – *Schéma (ne respectant pas l'échelle) du télescope IBIS avec son système d'imagerie par masque codé. Sont représentés le masque, les deux plans détecteurs (en rouge : ISGRI ; en vert : PICsIT), le système de VETO actif fait en BGO (en bleu) et le système de blindage passif (en gris). Les champs de vue FCFOV (voir texte et Table 2.1) et PCFOV, ainsi que la résolution angulaire θ, sont indiqués.*

motif caractéristique de son emplacement dans le champ de vue du télescope. L'unicité de ce motif parmi tous les autres possibles permet de reconstituer sans ambiguïté la position de la source sur la voûte céleste.

2.5.2 Fonctionnement et champs de vue

Les masques codés ont la propriété de combiner le meilleur de la caméra à trou d'épingle (résolution angulaire d'autant meilleure que le trou est petit) et la clarté d'un instrument qui aurait un facteur de transmission de 50% (selon l'obstruction). Considérons deux sources astrophysiques ponctuelles dont la séparation angulaire est supérieure à celle d'un élément du masque vu depuis le plan de détection. Elles projettent des images du masque différentes sur le détecteur et peuvent donc être séparées. Le pouvoir séparateur θ d'un télescope à ouverture codée s'exprime par $\theta = arctan(H/L)$ où H est la dimension d'un élément du masque et L la distance qui le sépare du plan détecteur. S'agissant d'un télescope spatial, qui doit donc s'accomoder de la capacité d'emport du lanceur, la plus grande dimension (L) ne doit pas dépasser une dizaine de mètres. Les télescopes à ouverture codée sont aptes à former dans le domaine γ des images du ciel dont la résolution angulaire peut atteindre quelques minutes d'arc. Cette aptitude est du plus grand intérêt pour séparer les sources γ proches l'une de l'autre et pour les localiser. Représenté Figure 2.5, le télescope IBIS a deux types de champs de vue : le champ Totalement Codé (TC) ou FCFOV (pour *Fully Coded Field Of View*) de $9°\times9°$, où le rayonnement de la source enregistré par le détecteur est entièrement modulé par le masque (TC= $arctan[(D_M - D_D)/L]$) ; le champ Partiellement Codé (PC= $arctan[(D_M + D_D)/L]$) ou PCFOV (pour *Partially Coded Field Of View*), où seule une partie est modulée, le reste de la source ne pouvant être distingué du bruit de fond, avec TC+PC égal à $29°\times29°$ (pour ISGRI). La partie supérieure du plan détecteur est située à 3,203 m en dessous du masque (milieu). C'est une position ajustée : les chercheurs et ingénieurs se sont aperçus que la distance du cahier des charges était fausse (voir Chapitre 4.1.1.2). Les éléments du masque doivent avoir une taille supérieure à la précision avec laquelle le détecteur localise le point d'impact des photons γ, soit quelques millimètres. L'atout majeur de la technique d'imagerie par masque codé réside dans la capacité de mesurer simultanément le bruit de fond seul (la Section 2.6.4 en précise les composantes réelles) là où la source projette les zones opaques du masque et le bruit de fond additionné de la contribution de la source, là où se projettent les zones transparentes. La soustraction du bruit de fond du ciel échappe alors à toutes les difficultés de la méthode du « ON-OFF » énumérées auparavant (en 2.2). De plus, un suivi en continu des sources γ permet l'étude de leurs évolutions temporelles sans interruption.

Les télescopes à ouverture codée ne sont cependant pas exempts de facteurs limitatifs : 50% du flux incident est bloqué, restriction qui n'est finalement pas plus sévère que celle qui affecte les collimateurs, obligés de n'observer la source que la moitié du temps. Un inconvénient tient au principe même des télescopes à masque codé qui ne permettent pas de faire une image directe d'une source mais de déterminer à partir des zones illuminées par la source quelles fractions de photons viennent réellement de celle-ci, sans préciser lesquels ni leur direction d'arrivée. La notion de champ est d'ailleurs assez complexe : tandis que le champ TC en occupe le centre, une source ponctuelle y étant localisée projette sur le détecteur une permutation du motif de base complet du masque, toute source du PC (qui s'étend à la périphérie) projette un motif incomplet, avec une intensité restituée d'autant plus faible par rapport à l'intensité réelle qu'elle se situe loin de l'axe du télescope. Cette dernière particularité complique quelque peu l'analyse des images produites dans le cas où le télescope observe une région du ciel particulièrement encombrée de sources comme je le montrerai (Chapitres 4.1.2.2 et 7).

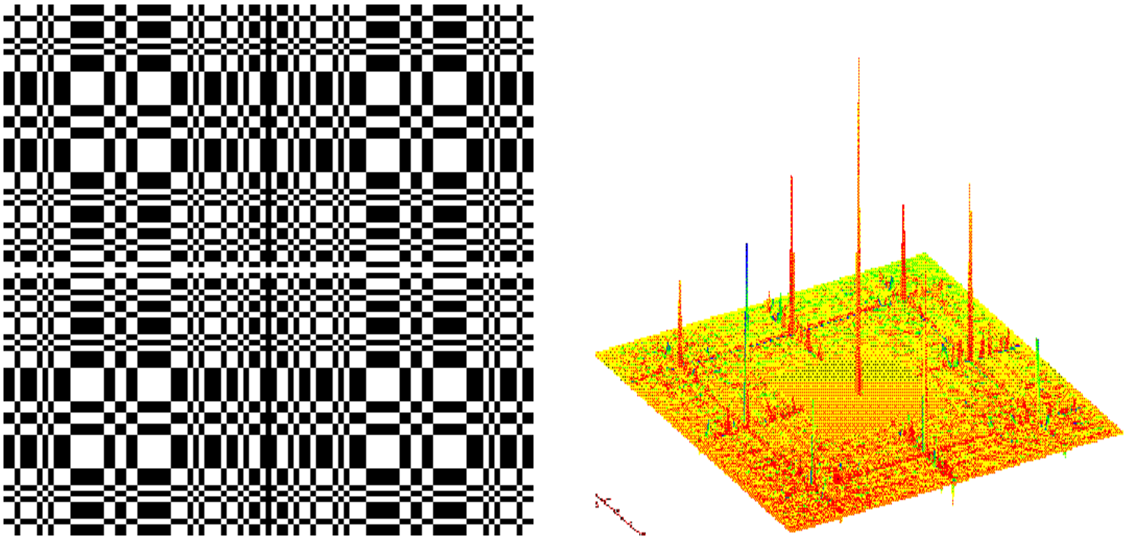


Fig. 2.6 – *Gauche : motif du masque d'IBIS, formé par la répétition cyclique du motif de base MURA 53 × 53. Droite : fonction de réponse du système (PSF) du télescope IBIS dans le champ de vue total (TC+PC) pour une source au centre du champ.*

2.5.3 Reconstruction des images du ciel

Si on appelle M la matrice représentant la répartition des éléments opaques et transparents du masque, S la distribution de l'intensité du rayonnement émis dans le champ de vue de l'instrument et B celle du bruit de fond, on a la relation $D = S \otimes M + B$ où D représente la distribution du signal reçu par le détecteur et où $\otimes$ est l'opérateur de convolution cyclique. Pour reconstruire correctement une image du ciel, il est nécessaire que la fonction de transfert M soit inversible : l'objet est alors reconstruit de manière unique. Cette condition est satisfaite lorsqu'il existe une matrice G (inverse par corrélation) telle que $M \otimes G$ soit une fonction δ. On calcule alors S' :

$$S' = D \otimes G = S + B \otimes G$$

Si le bruit de fond est uniforme, le deuxième terme donne une constante additive à l'image, qui peut être facilement mesurée et enlevée. On peut ainsi reconstruire le ciel vu par l'instrument, après une simple corrélation par le tableau G et une soustraction du niveau du fond. Différents types de masques ayant une *inverse par corrélation* ont été identifiés. Les masques de type URA (pour *Uniformly Redundant Array*) proposés par Fenimore et Cannon en 1978 répondent aux conditions énoncées ci-dessus (tout en minimisant l'influence des termes de bruit de fond). Ils ont l'avantage d'avoir presque le même nombre d'élément transparents et opaques. On peut démontrer que, dans le cas où le terme de bruit de fond B est dominant par rapport aux sources (condition typique en astronomie

γ), cette propriété optimise le rapport signal sur bruit qu'on peut obtenir pour les sources après déconvolution.

Le masque G est simplement obtenu à partir de M avec $G = (2 \times M) - 1$: pour $M = 1$, $G = 1$ et pour $M = 0$, $G = -1$ (excepté l'élément central mis à 0). L'image reconstruite d'une source ponctuelle du champ TC est donc un pic de dimension angulaire équivalent à un élément de masque projeté dans le ciel entouré d'un niveau plat. Toutefois, les propriétés optimales des masques URA (Figure 2.6 à gauche) et donc la fonction de réponse angulaire d'appareil optimale (appelée *System Point Spread Function* ou SPSF, après déconvolution) ne sont pas préservées dans le champ PC. L'opération de déconvolution dans le champ total est décrite dans Goldwurm et al. (2001) et est une extension de la procédure de corrélation décrite plus avant. Pour une source située au centre du champ de vue, la SPSF qui en résulte est montrée en Figure 2.6 (à droite). Le pic central est bien entouré d'une zone plate dans le champ TC mais dans la partie du champ PC, des lobes secondaires apparaissent, notamment 8 pics importants à des distances égales à celles du motif de base : ce sont les *fantômes* principaux de la source. La reconstruction de l'image du ciel est donc en général réalisée par une déconvolution dans le champ total (TC+PC) suivie d'une opération itérative de nettoyage des lobes secondaires pour chaque source détectée. Le nettoyage exige de déterminer avec précision la position de la source. Anticipant ici les particularités d'IBIS/ISGRI, cette opération est réalisée par ajustement du pic de la SPSF au pic de la source obtenue dans l'image déconvoluée (Gros et al. 2003). Avec cette méthode, la position des sources ponctuelles peut être déterminée avec une précision bien supérieure à la résolution angulaire. Pour le système IBIS/ISGRI, elle est comprise entre 0,5' et 3' selon l'intensité de la source (voir Figure 2.4 à droite et Chapitre 4.1.1.2).

Le masque de base retenu pour le télescope IBIS est un masque de type MURA (pour *Modified Uniformly Redundant Array*, Gottsmann et Fenimore 1989) : le motif du masque d'IBIS est obtenu à partir d'un motif de base de 53×53 éléments, d'une taille identique à celle du plan détecteur. Le motif de base est répété cycliquement sur les deux dimensions de manière à constituer un ensemble de 95×95 éléments au total. La taille du masque est de $1064 \times 1064 \times 16\,\mathrm{mm}^3$, soit 95×95 cellules carrées individuelles de dimension $11{,}2 \times 11{,}2\,\mathrm{mm}^2$.

Les principes de base de déconvolution et d'analyses développés pour SIGMA par Goldwurm et al. (1995) ont été repris en adaptant les algorithmes aux caractéristiques du télescope IBIS. La grande différence est que le plan détecteur est composé d'éléments discrets : avec 16384 pixels distincts, la grande complexité d'ISGRI a engendré le développement de logiciels capables de tenir compte des propriétés de bruit intrinsèque et de la géométrie propre des pixels et du plan détecteur. Les pixels sont en nombre non entier par rapport aux éléments du masque et sont séparés par des zones de non détection (zones mortes) et par des structures de support Les logiciels de reconstruction d'images et de spectres, fondés sur les techniques d'imagerie à masque codé, seront décrits Chapitre 3 et ma participation à l'amélioration de ceux-ci au Chapitre 4.

2.6 Spécificités de la caméra ISGRI : *INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager*

2.6.1 Description du plan détecteur

Le premier plan détecteur d'IBIS est composé de 128×128 pixels de CdTe, semi-conducteur à haut pouvoir d'arrêt et de bonne résolution spectrale, chacun de 4×4 mm^2 répartis en huit modules identiques. Pour ISGRI, la largeur d'un élément du masque est de 11,2 mm et la hauteur L vaut 3,203 m : on en déduit une résolution de 0,2° (soit 12'). Le seuil bas d'ISGRI se trouve autour de 15–17 keV (SIGMA était limité à environ 35 keV pour les basses énergies). Ce seuil bas est dû au faible bruit intrinsèque du CdTe, même à température ambiante. Il est limité par l'électronique de lecture, susceptible de déclencher toute seule sur ses propres signaux logiques internes (Limousin 2001). Enfin, dans le registre spectral d'ISGRI, les éléments du masque de tungstène sont presque complètement opaques au rayonnement incident. L'autre moitié des éléments, faite en fibre de carbone en forme de nid d'abeille, est transparente ; toutefois, la transparence varie avec l'énergie : à 20 keV, elle est de l'ordre de 60%. Notons que le pixel du détecteur correspond à $\sim$ 5' en projection dans le ciel.

2.6.2 Fonctionnement et effets instrumentaux

Quand un astronome observe une source, le spectre qu'il recueille présente le plus souvent un rapport plus ou moins lointain avec le spectre en photons de cette source. D'après la Figure 2.7, un télescope γ fournit un spectre de coups assez complexe (expliqué en détail ci-après) en réponse à une source. On peut néanmoins tenter de qualifier la réponse en énergie de l'appareil grâce à la résolution en énergie, paramètre défini comme la largeur à mi-hauteur ΔE du pic (ou FWHM) mesurée en électron-volt, correspondant à l'absorption totale des photons γ provenant d'une source monochromatique. On exprime souvent cette résolution sous la fraction $E/\Delta E$ (voir la Table 2.1 pour les résolutions spectrale et angulaire des instruments).

Tout photon qui passe par les trous du masque est en mesure d'interagir avec le matériau détecteur plus ou moins profondément, en créant une paire électron-trou. Des électrodes à la surface du cristal récoltent les charges créées par l'événement et l'électronique associée enregistre l'amplitude du signal, le temps de montée (ou d'établissement) de celle-ci et le temps de l'interaction. Comme chaque pixel a sa propre voie, la position (y,z) où l'interaction a eu lieu est également connue.

Dans le domaine d'efficacité du détecteur ISGRI, les deux processus interactifs sont l'absorption photoélectrique et la diffusion Compton. Dans le premier cas, un photon interagit avec un atome et il est complètement absorbé : un électron est alors éjecté, emportant presque toute l'énergie du photon incident. Si cet électron est ensuite absorbé, l'interaction se traduit par l'absorption totale de l'énergie du photon incident : l'énergie déposée est alors

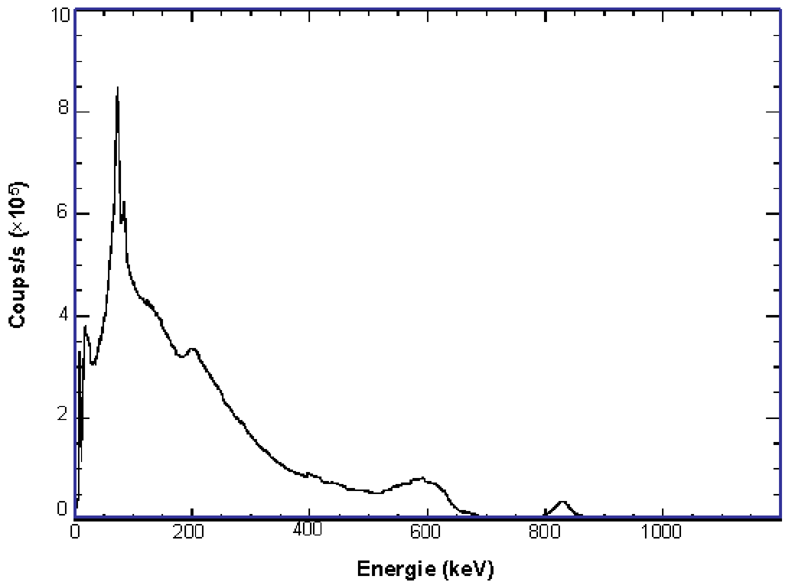


FIG. 2.7 – *Spectre en coups du manganèse (raie à 834,3 keV) avec le front Compton (∼ 638 keV) et le pic de rétrodiffusion (∼ 197 keV). D'après Limousin (2001).*

égale à celle d'entrée. Or l'effet Compton domine au-delà de 100 keV environ : le signal reçu dans le détecteur n'est plus une simple expression de l'énergie incidente, mais une portion de celle-ci. La réponse en énergie du plan détecteur ISGRI est donc une fonction complexe de l'énergie des photons incidents : avant de remonter à leur énergie initiale, il faut d'abord retrouver l'énergie déposée dans le détecteur (qui n'est pas forcément celle mesurée par les électrodes) ; deux effets principaux perturbent le signal après l'interaction d'un photon dans le détecteur.

2.6.2.1 Détection des pixels bruyants

Certains des pixels du CdTe ont un bruit intrinsèque très élevé (bruit électronique). Ce défaut n'est pas une caractéristique stable : un pixel qualifié de bruyant peut redevenir normal, et vice-versa. Ces pixels anormaux altèrent le signal et donnent de mauvaises mesures. Cela a pour effet de remplir la télémesure (cf. 2.6.5), de comptabiliser et de traiter les événements qui n'existent pas et de saturer l'électronique alentour (puisque les polycells sont liés aux pixels). Un système de reconnaissance à bord identifie ces pixels *anormaux* qui enregistrent trop d'événements, les sélectionne et *coupe* leurs voies afin que ce signal brouillé ne soit pas utilisé ou pris en compte dans les analyses (efficacité des pixels mise à 0, voir Chapitre 3.1.3.1). Si le pixel redevient normal, sa voie est en quelque sorte rétablie, mais de manière intelligente : si tous les pixels auparavant bruyants ne sont pas *rallumés* progressivement, le niveau moyen de bruit peut augmenter (trop) rapidement et empêcher qu'un (autre) pixel bruyant ne soit détecté.

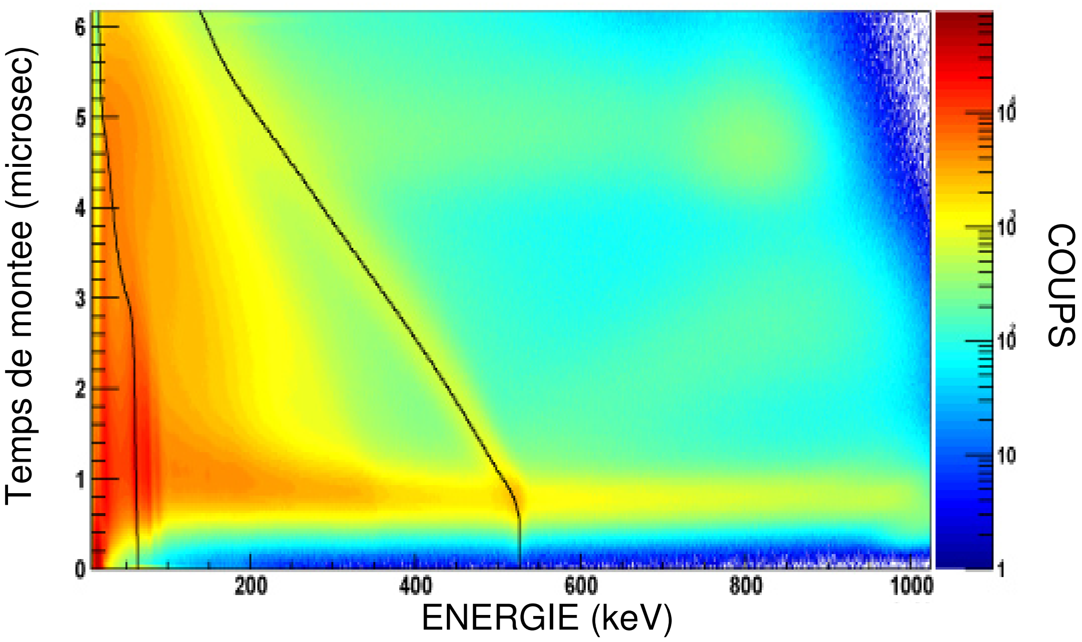


FIG. 2.8 – *Diagramme biparamétrique obtenu en vol avec les données issues de l'unité d'étalonnage à bord. Est superposée la dépendance en correction de charges de la LUT 2 pour les raies à 59,3 et à 511 keV (d'après Terrier et al. 2003 et Claret et al. 2004).*

Cependant, tous les pixels bruyants ne peuvent être repérés en vol : une analyse scientifique au sol permet indépendamment de couper après-coup ces pixels qui n'auraient pas été détectés pendant le vol. Cette analyse prend en compte les critères suivants : un pixel bruyant a habituellement une efficacité très faible et un spectre *anormal* par rapport à ce qu'on attend en le comparant avec le spectre moyen obtenu sur les orbites précédentes grâce aux autres pixels opérationnels. Les pixels bruyants sont de l'ordre de 250 par orbite (Terrier et al. 2003). Des cartes d'efficacité sont alors réalisées en sélectionnant les événements corrects à partir des données prises en vol, des pixels bruyants (efficacité mise à 0 et ne comptant pas dans l'analyse scientifique) et des données scientifiques au sol.

2.6.2.2 Effets dus aux pertes de charges

Comment peut-on mesurer l'énergie déposée dans un détecteur donné à partir de celle mesurée par les électrodes? Un « bon » détecteur travaille en régime proportionnel, ce qui signifie que la hauteur de l'amplitude A du signal collecté aux électrodes est directement proportionnelle à l'énergie E_d déposée dans le détecteur suivant la relation $E_d = gA + O$, où g est la pente (ou le gain) et O l'*offset* ou décalage. Ces deux paramètres doivent être évalués pour déterminer E_d. Malheureusement, ISGRI ne fonctionne pas en régime proportionnel : sa réponse est hautement non linéaire au signal déposé à cause des effets de perte de charges très importants, surtout à haute énergie. Il dépend des électrons qui ont été ré-absorbés avant de pouvoir atteindre les électrodes. Or, cette absorption n'est pas égale entre les électrons et les trous. Plus l'interaction a eu lieu profondément dans le détecteur, plus cet effet de pertes de charges est important et plus le front de montée, c'est-à-dire le temps d'établissement de l'amplitude maximale A du signal, est long (entre 0,5 et 5 μs) à une énergie donnée (c'est-à-dire plus A peine à atteindre son maximum). Aussi le temps de montée (ayant lui-même son gain et son *offset*) indique la profondeur de l'interaction du photon, elle-même utilisée pour corriger l'énergie détectée. Par exemple, à 33 keV, toutes les interactions se produisent près de la cathode et produisent des impulsions rapides. L'effet de pertes de charges est alors négligeable. En revanche, à 166 keV, une fraction significative des interactions a lieu près de l'anode et l'amplitude de l'impulsion seule ne permet pas d'estimer proprement l'énergie. C'est pourquoi on réalise un diagramme biparamétrique (Figure 2.8) qui illustre la relation entre les pertes de charges et le temps de montée à diverses énergies. Chaque point du diagramme de couple (hauteur A ; temps de montée) de l'impulsion devrait correspondre à une énergie unique (excepté en haut à gauche du diagramme pour les événements au-dessus du seuil haut, Lebrun et al. 2003). Ce diagramme donne les valeurs des paramètres qui permettent de remonter à l'énergie déposée. Ils sont déterminés après l'étalonnage avec des sources monochromatiques et leurs interpolations (car on ne dispose pas de toutes les énergies possibles) au sol (Lebrun et al. 2003) et en vol (Terrier et al. 2003, Claret et al. 2004). Ces paramètres dépendent de la température, du voltage et d'autres phénomènes qui ne sont pas tous identifiés à ce jour. Après divers tests et étalonnages, il semble que sélectionner les événements avec un temps de montée inférieur à 0,6 μs améliore grandement la performance spectrale (Lebrun et al. 2003). Je décrirai au Chapitre 5.3 les sélections communes en temps de montée réalisées sur les sources que j'ai ensuite étudiées.

Deux matrices ont été créées pour prendre en compte ces effets : les LUT 1 (pour *Look Up Table*) et 2. La LUT 1 stocke le pixel d'interaction, l'amplitude A du signal et son temps de montée, puis elle fait une correspondance entre gain et *offset* pour cette amplitude et ce temps de montée. Intervient ensuite la LUT 2 qui prend en compte les effets dus aux pertes de charges et donne, pour chaque événement, l'énergie déposée. Malheureusement, celle-ci est parfois non univoque (à cause des propriétés intrinsèques du cristal qui font qu'un même temps de montée peut correspondre à deux énergies distinctes détectées) et deux énergies déposées peuvent correspondre à une même distribution du temps de montée en fonction de l'amplitude.

2.6.3 Réponse et spectroscopie

Des étalonnages absolus entre les instruments sont nécessaires pour tous les domaines de l'astronomie. Les deux effets principaux mentionnés ci-dessus doivent être pris en compte afin de reconstituer correctement le signal déposé par des photons γ. Mais alors comment estime-t-on ensuite leur énergie incidente ? Un spectre est la distribution en fonction de

l'énergie des événements ou de l'intensité lumineuse d'une source ; un télescope γ est un instrument scientifique d'observation dont il faut connaître la réponse instrumentale pour réaliser ces spectres de façon correcte. En général, cette réponse est une fonction complexe de l'énergie et de l'angle d'incidence des photons sollicitant l'appareil que l'on peut estimer par les deux grandeurs suivantes :
- la fonction d'appareil du télescope, qui décrit comment le dispositif expérimental répond à un faisceau parallèle de rayons γ issus d'une source ponctuelle supposée à l'infini ;
- la réponse en énergie, afin de savoir comment le dispositif expérimental en question répond à une source de photons γ monoénergétiques.

On ne peut pas se contenter de mesurer la réponse instrumentale des télescopes γ avec les seuls photons émis par les sites cosmiques eux-mêmes, trop peu nombreux et de flux très variables. De plus, ces photons abordent le plus souvent le plan détecteur après avoir traversé divers milieux matériels, comme ceux enveloppant les détecteurs eux-mêmes. Il en résulte une absorption du rayonnement incident à estimer avec soin : il est nécessaire, avant la mise en orbite (et comme pour tout instrument astronomique), de mesurer précisément la réponse instrumentale de l'appareil en l'exposant à des faisceaux de rayons γ produits au sol. En parallèle est développé un programme de simulations numériques afin de modéliser le plus précisément cette même réponse instrumentale (voir 2.6.3.2). La complexité de la réponse en énergie (surtout lorsque la diffusion Compton est le mécanisme interactif dominant) est telle qu'il serait illusoire de vouloir reconstituer le spectre effectif d'une source en se contentant de diviser le taux de comptage mesuré dans l'intervalle $(E,\, E + \delta E)$ par la surface efficace du télescope à cette même énergie E.

Résumons la complexité de la situation : un photon γ atteint le plan détecteur d'un télescope γ après avoir traversé divers milieux matériels. Il pourra être diffusé (par diffusion Compton) ou tout simplement absorbé, ce qui rend la reconstitution du signal collecté, détecté et incident compliquée. Dans tout le domaine γ, en particulier dans la bande de photons de basse énergie, la relation entre le spectre en coups S_{T} que fournit le télescope et le spectre de photons S_{E} de la source s'obtient via la matrice de réponse R en énergie de l'instrument suivant la relation :

$$S_{\mathrm{T}} = R \otimes S_{\mathrm{E}}$$

En théorie, il suffit donc d'inverser R pour obtenir S_{E}, connaissant S_{T}. Cependant, cette procédure peut poser de sérieux problèmes car R n'est généralement pas assez régulière pour être inversée par de simples méthodes numériques. Dans la pratique, un étalonnage du télescope avant la mise en orbite permet d'estimer la réponse en énergie du télescope ; toutefois, cette opération n'est efficace que si la matrice R mesurée au sol est identique à celle une fois le télescope mis en orbite, ce qui est rarement le cas.

2.6.3.1 Matrices de réponse

Les techniques d'analyse spectrale nécessitent l'emploi de deux *matrices de réponses* pour les instruments qui indiquent la réponse du détecteur à une énergie donnée. L'ARF (*Ancillary Response File*) est une matrice diagonale (sous forme d'aires en cm^2) qui calcule la probabilité $P(E_\mathrm{i})$ d'interaction d'un photon incident d'énergie E_i. Elle tient compte, entre autres, des écarts dus à une source hors axe et indique, rapporté au nombre de photons incidents, combien de photons sont effectivement détectés. Ceux-ci sont répartis dans le pic de rétrodiffusion, dans le front Compton ou dans le pic photoélectrique (Figure 2.7). Matrice triangulaire supérieure, la RMF (*Redistribution Matrix File*) décrit la redistribution de l'énergie E_i en énergie déposée E_d dans le milieu détecteur en prenant en compte les interactions possibles. Cela revient à calculer la probabilité de trouver E_i connaissant E_d. Ainsi, la probabilité qu'un photon incident d'énergie E_i soit détecté à l'énergie E_d est donnée par :

$$P(E_\mathrm{i} \cap E_\mathrm{d}) \;=\; P(E_\mathrm{i}) \;\times\; P(E_\mathrm{i}/E_\mathrm{d})$$

où $P(E_\mathrm{i})$ représente l'ARF et où $P(E_\mathrm{i}/E_\mathrm{d})$ représente la RMF. Ainsi, elles convertissent la liste des événements et leur énergie associée (et erreurs) en coups par seconde et par keV. Ces matrices, qui décrivent la réponse spectrale de IBIS/ISGRI, sont en constante évolution. Elles sont corrigées régulièrement et améliorées lorsque, par exemple, des problèmes sont signalés, comme ceux que j'ai rencontrés (détaillés au Chapitre 4). L'estimation de cette matrice au sol n'est pas identique à celle mesurée en vol ; c'est pourquoi j'ai été amenée à la modifier. Je détaillerai les matrices utilisées source par source. Maintenant que j'ai expliqué comment un spectre est extrait, je présente quels apports fournissent les simulations numériques.

2.6.3.2 Simulations *Monte-Carlo*

Aussi complets qu'ils soient, les étalonnages au sol ne permettent pas de fournir dans toute sa diversité la réponse instrumentale d'un télescope γ en orbite. Pour ne pas accroître la durée des phases d'étalonnage au sol et pour des raisons d'existence de sources étalons, il n'est pas possible de mesurer au sol la réponse instrumentale à toutes les énergies et sous toutes les incidences possibles. Il faut aussi tenir compte du fait que la réponse d'un télescope opérant dans la bande des photons γ de basse énergie est fortement affectée par tout ce qui constitue son environnement lors des phases d'étalonnage. Ainsi, pour compléter les résultats d'étalonnage des télescopes γ aux énergies où il n'y a pas de source disponible, ainsi que pour préciser la contribution de l'environnement, on est conduit à entreprendre une modélisation numérique aussi précise que possible des télescopes et de tous les matériaux situés à proximité (y compris ceux qui constituent la salle de mesure) toujours dans le but d'identifier les composantes rayonnées par l'entourage. Cette modélisation est ensuite testée et vérifiée en s'appuyant sur les données collectées lors des étalonnages (sol et vol, voir fin de Section) y compris ceux pratiqués au niveau des sous-systèmes du télescope. Pour des raisons évidentes de complexité des logiciels et de temps de calcul, les simulations ne peuvent fournir qu'une vision approchée de la réalité.

Tout au long d'une simulation numérique de type « Monte-Carlo », on suit pas à pas le parcours moyen d'un photon se propageant dans le dispositif expérimental et/ou dans son proche environnement, jusqu'à son absorption dans le milieu ou son échappement du système considéré. On suit également le parcours des particules secondaires éventuellement créées par le photon en question. La nature de l'interaction (effet photoélectrique, effet Compton ou effet de paire) est déterminée en donnant à chacune une probabilité (tirage uniforme) : on détermine alors suivant les sections efficaces l'énergie et la direction des particules secondaires suivies jusqu'à leur absorption, leur annihilation ou leur échappement, et ainsi de suite. Un traitement statistique s'impose car il serait totalement illusoire de tout décrire en détail, mais les programmes informatiques actuels permettent d'estimer au mieux les performances des dispositifs expérimentaux opérant dans le domaine γ et sont clairement indispensables (Barret et Laurent 1991).

En ce qui concerne le plan détecteur ISGRI à bord d'*INTEGRAL*, des simulations Monte-Carlo sont régulièrement faites et améliorées (Laurent et al. 2003) suivant la découverte de nouveaux effets instrumentaux (dont l'origine n'est pas toujours connue) et la meilleure compréhension du détecteur en général. Les calculs numériques sont faits en modélisant le télescope de la façon la plus complète possible et avec une approche morceau par morceau : on commence au niveau d'un pixel pour aboutir à la modélisation complète du satellite, en passant par le polycell, par un module puis en intégrant les huit modules dans la caméra d'ISGRI, jusqu'au télescope IBIS, en tenant compte de tous les effets dus aux éléments constituant le masque codé. Sont aussi prises en considération les conditions de vol afin d'estimer, pour plusieurs énergies incidentes données, comment varient et sont redistribuées l'amplitude, la largeur et l'énergie du signal détecté, en intégrant évidemment l'efficacité du détecteur, l'effet Compton, les effets d'anticoïncidence, les raies de fluorescence, les modes Compton ou ISGRI, etc. Un spectre tel qu'il devrait être (sans que le phénomène de pertes de charges ne soit pris en compte) est ensuite extrait des simulations après avoir envoyé par exemple 10^6 photons d'énergies incidentes données. On le compare avec les résultats des étalonnages au sol (et en vol : paragraphe suivant) afin d'ajuster au mieux les paramètres du modèle Monte-Carlo suivant les résultats réels. Ces résultats doivent être identiques si la LUT 2 est correctement calculée et qu'elle permet de corriger les énergies détectées des effets de pertes de charges (énergies ensuite converties en spectres via les matrices de réponse).

Les étalonnages en orbite complètent ceux menés au sol en fournissant le moyen de vérifier que la réponse en énergie et la fonction d'appareil du télescope γ sont compatibles avec les estimations qui résultent des séances d'étalonnage et des simulations numériques évoquées ci-dessus. Ces phases de vérifications s'effectuent en pointant l'instrument en direction d'une source γ brillante dont l'éclat varie le moins possible et dont le spectre de

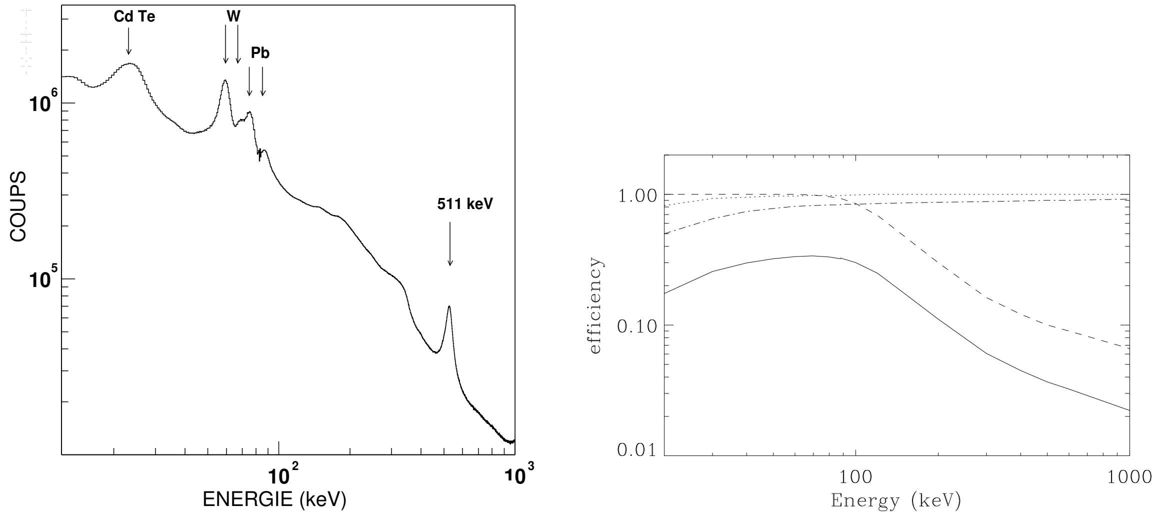


Fig. 2.9 – *Gauche : spectre de bruit de fond des données d'étalonnage en vol du détecteur ISGRI lorsqu'INTEGRAL pointait un champ vide, après corrections des effets instrumentaux (voir 2.6.2). Une large raie à ∼24 keV et les quatre raies de fluorescence du Plomb et du Tungstène sont visibles (d'après Terrier et al. 2003). Droite : efficacité de détection d'ISGRI (trait plein). L'efficacité du détecteur (tirets), la transparence d'un trou du masque (tirets-points) et d'un polycell (pointillés) sont aussi données. Comme la moitié des éléments du masque sont opaques, l'efficacité de détection d'ISGRI est divisée par 2. D'après Lebrun et al. (2003).*

photons, ainsi que la position sur la voûte céleste, sont assez bien connus. Une seule source répond à cette triple contrainte : la nébuleuse du Crabe (active surtout à basse énergie) et le pulsar radio qu'elle renferme (actif aux hautes énergies). Si on présuppose un modèle pour cette source, les simulations donnent une contrainte supplémentaire pour distinguer quelle énergie réelle est déposée parmi deux dégénérées dans le diagramme biparamétrique (Figure 2.8) sous forme de probabilité. Je montrerai dans le Chapitre 4.1.1 comment j'ai utilisé cette source en début de mission pour établir une matrice de réponse (ARF) provisoire, plus correcte que la première qui fut délivrée. Enfin, l'apport essentiel des étalonnages en orbite concerne la mesure *in situ* du bruit de fond du télescope afin de prévoir les temps de pose qui seront nécessaires pour détecter une source γ donnée. Même si on peut tenter de l'estimer par le truchement de modélisations numériques (du type de celles évoquées ci-dessus), le bruit de fond en question (qui fait l'objet de la prochaine Section) reste très difficile à prédire avant le lancement. S'agissant d'instruments opérant à basse énergie, les raies γ que l'on identifie dans le spectre de bruit de fond (montré Figure 2.9 à gauche) contribuent également à affiner l'estimation de la réponse en énergie du télescope et de son évolution dans le temps, complétant ainsi les données fournies par les sources radioactives d'étalonnage en vol (la source ^{22}Na disposée à bord du dispositif expérimental).

2.6.4 Le bruit de fond

On peut voir par exemple sur la Figure 2.9 (à gauche) les raies de fluorescence du Tungstène (59,3 et 67,2 keV), du Plomb (75 et 84,9 keV) et la raie à 511 keV, dont une partie est due au ^{22}Na (Bird et al. 2003). Il y a aussi un large pic autour de 24 keV dont l'origine n'est pas entièrement comprise. Les raies de fluorescence du Cd (23,1 et 26,9 keV) et du Te (27,5 et 31 keV) y contribuent certainement, ainsi que l'irradiation du CdTe qui crée de nombreux isotopes. D'après Terrier et al. (2003), quatre composantes contribuent au bruit de fond du détecteur ISGRI, dont le spectre est illustré sur la Figure 2.9 (à gauche) :
- le rayonnement γ de fond de ciel, une émission extragalactique d'apparence diffuse et d'aspect isotrope, produit par des sources réparties d'une manière plus ou moins homogène dans tout l'univers (par exemple, les noyaux actifs de galaxie). Avec un spectre en loi de puissance d'indice de photons de l'ordre de -3 ce fond, dominant à 15 keV, est négligeable au-delà de 200 keV : il est par ailleurs assez bien connu (Kinzer et al. 1997 ; Watanabe et al. 1997) ;
- le bruit de photons induit par les interactions du rayonnement cosmique avec le matériau détecteur et les matériaux alentour, prépondérant à haute énergie ;
- le bruit de photons induit par la fluorescence des éléments de blindage passif censés protéger le champ de vue des détecteurs, avec une raie caractéristique vers 60 keV. À ce jour, les simulations Monte-Carlo prennent relativement bien en compte les deux effets cités précédemment ;
- enfin, le bruit électronique, variable et inhomogène, considéré comme décrivant une statistique de Poisson. Des mesures de celui-ci ont été au préalable réalisées au sol en testant un à un tous les éléments (pixels, voies) constituant l'électronique de chaque plan détecteur.

L'impact de ce bruit de fond est critique car, non seulement il a une influence sur la sensibilité de l'instrument (résumée au 2.6.6), mais aussi parce qu'il peut saturer la transmission des données qui s'effectue comme suit.

2.6.5 Modes d'envoi des données au sol et types de données

ISGRI fonctionne toujours en mode photon par photon. Cela signifie qu'une fois enregistrée une série d'informations telles que l'énergie déposée, l'amplitude du signal, le temps de montée, le pixel d'interaction et le temps associés pour chaque photon détecté, toutes ces données sont envoyées au sol pour chaque photon (par paquets de télémesures). En revanche, PICsIT fonctionne dans un autre mode dit « histogramme » : une image pour 256 canaux est envoyée au sol au lieu de stocker/transmettre tous les événements PICsIT (et leurs énergie, position et temps associés). Autrement, l'envoi de toutes les données saturerait la télémétrie disponible, PICsIT ayant un bruit de fond plus important et enregistrant beaucoup plus d'événements (de l'ordre de 3000) qu'ISGRI (environ 1000). Je montrerai dans quelles mesures cela a influencé la sélection des données que j'ai effectuée, les problèmes que cela a engendrés et les solutions que j'ai trouvées (Chapitres 4.1 et 4.2).

Enfin, il est à noter que quelques sélections sont faites à bord avant d'envoyer les données grâce au système de VETO qui permet de tuer de nombreux événements (plus de la moitié pour ISGRI) et grâce à la sélection Compton et au fait que, si deux photons arrivent en coïncidence sur le détecteur à moins de 7μs, ils sont alors rejetés.

Divers types de données existent pour IBIS (Ubertini et al. 2003) : les événements simples S_1, résultant de l'interaction d'un photon dans un seul pixel, les événements doubles (interaction dans deux pixels uniquement), les événements S_2 d'étalonnage et ceux issus du mode Compton (simples et multiples) où les deux plans ISGRI et PICsIT agissent en coïncidence temporelle : en effet, un plan détecteur est sensible à la position et constitué d'une substance diffusive (numéro atomique Z petit) pour favoriser la diffusion Compton au détriment de l'effet de paire et de l'absorption photoélectrique. Un deuxième niveau comprend au contraire un détecteur de numéro Z élevé pour permettre l'absorption complète des photons. Dans le cas idéal, un photon γ, ayant diffusé dans le premier plan détecteur, se propage vers le deuxième où il est absorbé. Pour déterminer l'angle et l'énergie du photon incident, il suffit de mesurer les dépôts d'énergie dans chaque plan détecteur ainsi que la trajectoire du photon après sa diffusion par le premier plan. Dans la pratique, on ne conserve pour le mode Compton que les informations concernant les photons situés dans un cône défini puis on les envoie au sol (les autres sont rejetés) afin d'éviter les problèmes de dépassement des télémesures attribuées. Les événements PICsIT de multiplicité supérieure à 3 ne sont pas transmis au sol. Un mode dit *spectral timing* existe et mesure des spectres dans 8 bandes précises toutes les 8 milli-secondes. En outre, le mode de *polarimétrie* existant pour PICsIT permet de mesurer l'angle des photons après leur interaction pour en faire les histogrammes temporels correspondants par pose élémentaire (ou SCW), mais ce mode n'est jamais utilisé. Enfin, les mêmes types de données sont enregistrées pour les éléments d'étalonnage : les photons émis par la source de ^{22}Na, interagissant dans les détecteurs, sont ensuite transmis au sol par paquets spécifiques. Elles servent à corriger les matrices de réponse des instruments et à ajuster les paramètres des simulations numériques, décrites au 2.6.3.2.

2.6.6 Les performances d'ISGRI

Les caractéristiques principales d'IBIS et les performances en orbite sont résumées dans la Table 2.1 (d'après Ubertini et al. 2003) qui reprend toutes les caractéristiques précédemment décrites (effets instrumentaux, bruit de fond). Couvrant une large bande d'énergie de 17 keV à 1 MeV, ISGRI permet de réaliser une imagerie fine avec une sensibilité importante, aussi bien dans le continu que pour les raies. Après la prise en compte des effets instrumentaux, du niveau de bruit de fond observé (Figure 2.9, à gauche), de la réponse, de l'efficacité d'ISGRI (Figure 2.9, à droite) et de l'estimation des temps morts ($\sim$24% dus au temps de traitement des événements ISGRI - 114 μs - et de leur coïncidence avec PICsIT, du VETO et de la source d'étalonnage décrits par Lebrun et al. 2003), la sensibilité d'ISGRI (Figure 2.10 d'après Renaud 2006) est de l'ordre de 0,7 $\times$ 10^{-6} photons

Instruments	IBIS	JEM-X	SPI
Gamme d'énergie	17 keV – 10 MeV	3 – 35 keV	21 keV – 8 MeV
Détecteurs	CdTe (16384 pixels de $4 \times 4 \times 2$ mm^3) CsI (4096 pixels de $8{,}4 \times 8{,}4 \times 30$ mm^3)	2 détecteurs à gaz Xe/CH_4	19 ^{d} éléments Ge ($6 \times 6 \times 7$ cm^3)
Masse (kg)	746	65	1309
Puissance (W) maximale/moyenne	240/208	50/37	385/110
Surface de détection (cm^2)	2621 (CdTe) ; 2890 (CsI)	2×500	508
Champ de vue totalement codé (FCFOV)	$9° \times 9°$	4,8°	16° ^{e}
Résolution angulaire (FWHM)	$12'$	$3'$	2,5° ^{f}
Précision de localisation (rayon)	$\leq 1'$ ^{c}	$\leq 30''$ ^{c}	$\leq$ 1,3° ^{g}
Résolution spectrale (FWHM)	8 % 8 keV à 100 keV – 18 % à 511 keV – 9 % à 1275 keV	47 % par $\sqrt{E/\mathrm{keV}}$ 2 keV à 22 keV	0,2 % 3 keV à 1,7 MeV
Sensibilité ^{a} de détection du continu (10^{-6} photons cm^{-2} s^{-1} keV^{-1})	0,7 à 100 keV – 0,38 à 1 MeV (ISGRI) 2 à 500 keV – 1 à 2 MeV (PICsIT)	12 à 6 keV 13 à 30 keV	5,5 à 100 keV 1,2 à 1 MeV
Sensibilité ^{b} de détection des raies (10^{-5} photons cm^{-2} s^{-1} keV^{-1})	1,4 à 100 keV – 38 à 1 MeV (ISGRI) 25 à 500 keV – 260 à 2 MeV (PICsIT)	1,9 à 6 keV 8,5 à 30 keV	3,3 à 100 keV 2,4 à 1 MeV
Résolution temporelle (μs)	92	122	129

TAB. 2.1 – *Récapitulatif des principales caractéristiques des instruments haute énergie à bord d'*INTEGRAL *(d'après Winkler et al. 2003, les références s'y trouvant et le texte).*

Notes:
a) 3σ de détection, E/ΔE = 2 avec 10^6 s d'intégration (10^5 s pour PICsIT)
b) 3σ de détection avec 10^6 s d'intégration (10^5 s pour PICsIT)
c) pour une source à 10σ
d) au nombre de 17 depuis le 5 décembre 2003 : aire effective réduite de 10%
e) d'un coin à l'autre
f) pour une source ponctuelle
g) suivant la force de la source

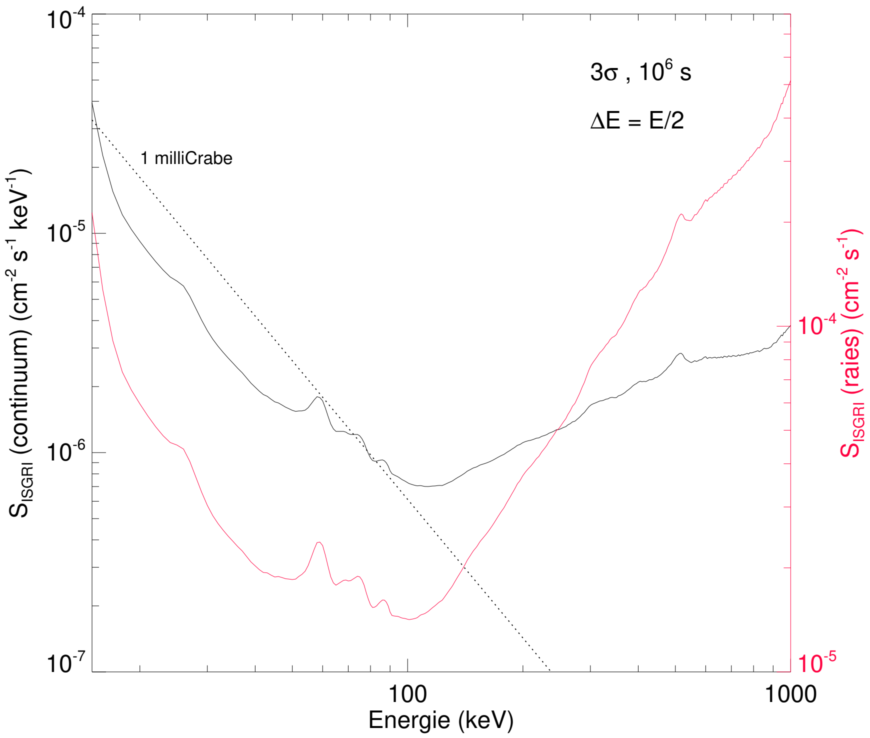


FIG. 2.10 – *Sensibilité d'ISGRI dans le continu et dans les raies (à 3 σ, $\Delta E = E/2$, 10 ^{6} s) en photons cm^{-2} s^{-1} keV^{-1} après la prise en compte des effets instrumentaux et de la réponse décrits au 2.6.2 et 2.6.3. D'après Renaud (2006).*

cm^{-2} s^{-1} keV^{-1} à 100 keV (continu) et d'environ $\sim$1,4 $\times$ 10^{-5} photons cm^{-2} s^{-1} keV^{-1} (raie) pour une détection à 3σ, E/ΔE=2 et 10^6 s d'intégration. Sa sensibilité décroît à mesure que l'énergie augmente, comme le montre la Figure 2.10 : la sensibilité est de 0,8 milli-Crabe environ pour 10^6 secondes d'intégration à 100 keV. Enfin, la résolution temporelle du télescope est de 92 μs.

2.7 Les autres instruments à haute énergie d'*INTEGRAL*

Ayant utilisé également les données des autres instruments à bord d'*INTEGRAL* complémentaires aux gammes d'énergie d'IBIS, je les décris maintenant plus brièvement. Ils fonctionnent sur les mêmes principes que ceux exposés dans les paragraphes précédents (masques codés). Le Chapitre 3 détaillera les procédures de traitement des données et les logiciels d'analyses que j'ai utilisés et mis en place.

2.7.1 Le spectromètre SPI : *SPectrometer on INTEGRAL*

Le spectromètre SPI a été conçu pour l'analyse spectrale de sources gamma ponctuelles ou étendues. Permettant de former des images de 2 degrés de résolution spatiale, SPI opère dans un domaine d'énergie compris entre 18 keV et 8 MeV (Vedrenne et al. 2003) avec une résolution spectrale (FWHM) de 3 keV à 1,7 MeV. Sa sensibilité est de $5{,}5 \times 10^{-6}$ photons cm^{-2} s^{-1} keV^{-1} à 100 keV (continu) et de $3{,}3 \times 10^{-5}$ photons cm^{-2} s^{-1} keV^{-1} (raie) pour une détection à 3σ, $E/\Delta E = 2$ (continu seulement) avec 10^6 s d'intégration. C'est grâce à une collaboration internationale entre instituts européens et états-uniens qu'a été construit le spectromètre SPI. La maîtrise d'œuvre de SPI a été confiée au Centre National d'Études Spatiales (CNES) chargé de la définition et de la fourniture des différents modèles (mécanique, thermique, électrique et de vol). Le CNES a suivi le développement et la réalisation des sous-ensembles de l'instrument qu'il a intégrés puis testés. Le modèle de vol de SPI a été livré à l'ASE en mai 2001.

Télescope d'environ 1,3 tonnes, SPI a la forme d'un cylindre de 2,8 m de hauteur et de 1,1 m de diamètre. Il comporte un masque codé de type HURA (*Hexagonal Uniformly Redundant Array*) monté à 1,7 m du plan de détection. La résolution angulaire est de 2,5° (FWHM) tandis que le champ TC fait 16°. Un système d'anti-coïncidence actif entoure le plan de détection afin de réduire le bruit de fond. Un réseau hexagonal de 19 détecteurs de germanium de grande pureté, ayant une surface totale de 508 cm^2, constitue le plan de détection : ils doivent fonctionner à basse température ($T \simeq$ 85–90 K) et sont placés dans un système cryogénique actif qui les refroidit en permanence. Dans ces conditions, la résolution en énergie est optimale pour la spectroscopie γ fine, proche de celle qui peut être réalisée aujourd'hui en laboratoire, et au moins 20 fois meilleure que la résolution en énergie des détecteurs utilisés auparavant dans les grandes missions d'astronomie γ. Pour l'imagerie, le spectromètre possède un masque codé. Un compromis entre le poids et l'opacité des blocs dans la gamme du MeV a conduit à choisir une épaisseur de 3 cm de tungstène pour les éléments opaques du masque. Afin d'augmenter la sensibilité du télescope, il est nécessaire de réduire le bruit de fond instrumental provenant des interactions du rayonnement cosmique avec les détecteurs, les matériaux environnants et les évènements extérieurs au champ de vue. Ceci est possible grâce à un système d'anti-coïncidence actif (ACS ou *AntiCoincidence System*) constitué de cristaux de BGO. Les caractéristiques et les performances en orbite du spectromètre SPI sont résumées dans la Table 2.1. Une série de tests, d'étalonnages (sol et vol) ainsi que des simulations Monte-Carlo ont été réalisées pour SPI afin de caractériser sa réponse, sa précision de localisation, sa sensibilité et le bruit de fond (Attié et al. 2005).

2.7.2 Les deux moniteurs JEM-X : *Joint European X-ray Monitors*

Les deux moniteurs identiques de rayons X, JEM-X 1 et 2, complètent les deux principaux instruments d'*INTEGRAL* et jouent un rôle important dans la détection et dans l'identification des sources γ (Lund et al. 2003). JEM-X permet en effet d'observer simultanément les sources dans un domaine d'énergie complémentaire (de 3 à 35 keV) avec $3'$ de résolution angulaire (voir Table 2.1). Comme IBIS et SPI, JEM-X fonctionne avec un masque codé situé à environ 3,4 m au-dessus du plan détecteur. Ce dernier est fait de deux chambres identiques remplies de Xénon, avec une pression de 1,5 bar. Le FCFOV fait 4,8° et la sensibilité de détection du continu atteint 12 (respectivement 13) $\times 10^{-6}$ photons $cm^{-2}\ s^{-1}\ keV^{-1}$ à 6 keV (respectivement 30 keV) pour 3σ de détection, $E/\Delta E = 2$ et 10^6 s d'intégration. Les caractéristiques et les performances en orbite de JEM-X sont résumées dans la Table 2.1.

2.8 Observations *INTEGRAL* et programmes associés

2.8.1 Répartition des données *INTEGRAL*

2.8.1.1 Programme commun

On appelle *Core Programme* (CP) de la mission *INTEGRAL* la portion du programme scientifique d'observations qui couvre le temps garanti aux premiers responsables (PI pour *Principal Investigator*), à leurs collaborateurs et aux autres membres de l'équipe de travail scientifique (ISWT). Pendant les deux premières années de la mission, ce temps garanti a représenté respectivement 35% puis 30% du temps total annuel d'observations (26,6 millions de secondes par an). Le CP est divisé en 3 phases : une exposition profonde du radian central galactique (ou GCDE pour *Galactic Center Deep Exposure*), de réguliers balayages du plan galactique (GPS ou *Galactic Plane Scan*), un par semaine, et des observations pointées de sources transitoires connues ou inconnues et de zones du ciel d'intérêt scientifique reconnu, comme la région des Voiles (Vela). Par opposition au temps ouvert à tous les observateurs qui est en constante augmentation, le CP évolue de façon permanente : il diminue en proportion chaque année et ne représentera plus que 25% en 2006–2007, puis 5% vers 2010. Les données CP appartiennent pendant 1 an aux équipes de travail *INTEGRAL* et aux laboratoires impliqués dans la thématique de recherche correspondant aux observations réalisées.

2.8.1.2 Observations de cibles de choix

Le temps ouvert à tous les observateurs (dans le Programme Général de la mission) porte sur tous les objets qui ne sont pas déjà listés dans les observations pointées du CP. J'ai rédigé de telles demandes de pointés en temps ouvert (appelées couramment ToOs pour *Targets of Opportunity*) chaque année de ma thèse en justifiant la pertinence scientifique d'observer un objet en particulier, par exemple une nova X à trou noir située dans le halo ou dans le centre galactique, avec des critères de flux et d'états spectraux précis (définis au Chapitre 1.5). Mes propositions, acceptées jusqu'alors par le comité scientifique de la mission *INTEGRAL* jusque fin 2007, prévoient deux étapes dans l'étude de tels nouveaux objets : une première observation de la source est déclenchée dans un état dur puis une deuxième lorsqu'elle transite vers un état mou (ou vice-versa). Les données éventuellement obtenues - si une telle source se présente - sont sous ma responsabilité pendant 1 an quant à l'étude scientifique et aux analyses, au partage du travail entre collaborateurs, à la mise en commun et, in fine, à la publication scientifique. Tel fut le cas pour deux objets transitoires que j'ai eu la chance d'observer pendant ma thèse. J'avoue avoir craint par moments que ces phénomènes n'arrivent pas alors qu'ils étaient censés représenter le cœur de ma thèse ! J'ai pu exploiter personnellement deux ToOs distinctes, l'une concernant une nouvelle source située dans le centre galactique (Chapitre 7), l'autre pour une source dans le halo (Chapitre 8) que j'ai personnellement déclenchée en simultané avec d'autres observatoires au sol. Une autre ToO pour laquelle j'ai participé à l'écriture a aussi été déclenchée en été 2005 et en février 2006. J'ai continué à rédiger de telles propositions pour le prochain Appel d'Offres (AO) *INTEGRAL*, débutant mi-août 2006 : ce sera le quatrième. Par ailleurs, j'ai aussi collaboré à l'écriture d'une ToO jumelée entre *RXTE* et *INTEGRAL* sur GRS 1915+105 (Chapitre 9) avec J. Rodriguez comme PI, et à une autre ToO pour pointer brièvement une ou deux sources transitoires au cours de leur éruption. Toutes ces propositions (celle pour laquelle je suis PI ainsi que trois autres) ont été officiellement acceptées avec le plus haut grade scientifique, considérées comme prioritaires.

2.8.2 Utilisations simultanées de *XMM-Newton* et de *Rossi-XTE*

Il est intéressant d'utiliser et de comparer les résultats obtenus avec d'autres missions X, dont les gammes d'énergie sont complémentaires à celles d'*INTEGRAL*. Grâce au *X-ray Multi-Mirror* (*XMM*) opérant dans la bande 0,1–15 keV, d'aire effective 1500 cm^2 à 1 keV et avec une résolution spatiale de 6$''$ (FWHM), nous avons pu observer une nova X à trou noir presque en même temps qu'*INTEGRAL* et déterminer des paramètres intéressants. Trois types d'instruments sont à bord : deux caméras EPIC-mos (*European Photon Imaging Camera Metal Oxide Silicon*), $33' \times 33'$ de FOV et de résolution spectrale $E/\Delta E$=20–50 ; EPIC-pn (FOV de $27{,}5' \times 27{,}5'$) puis RGS (*Reflection Grating Spectrometer*) de 5$'$ de FOV et de résolution spectrale 200–800 ($E/\Delta E$).

J'ai aussi tiré de nombreux avantages des instruments à bord du satellite *Rossi X-ray Timing Explorer* (*RXTE*). ASM, le *All Sky Monitor*, permet un aperçu large (80% du ciel est balayé en 90 minutes) et rapide du ciel dans la bande 1,2–12 keV, afin de réaliser (entre autres) des courbes de lumière journalières. J'ai tiré avantage de l'instrument ASM pour la découverte de nouvelles sources mais aussi pour surveiller les évolutions spectrales d'autres binaires X (Chapitres 6, 7, 8 et 9). C'est d'ailleurs en partie grâce à lui que j'ai pu déclencher par deux fois mes ToOs : j'ai prouvé au comité scientifique de l'ISOC la pertinence d'observer les sources transitoires nouvellement apparues, satisfaisant bien aux critères écrits dans mes ToOs. Quant au *Proportional Counter Array* (PCA), il permet d'étudier la variabilité temporelle rapide (avec comme résolution 1 μs) et les spectres des binaires X entre 2 et 60 keV avec $\Delta E/E = 18\%$ à 6 keV. J'ai pu combiner ces résultats à ceux de JEM-X. Enfin, l'instrument HEXTE (*High Energy X-ray Timing Experiment*) fournit des spectres entre 15 et 250 keV (technique du « ON-OFF », cf. 2.2) qui chevauche les données basses énergies d'IBIS et de SPI.

Il n'est pas toujours évident de coordonner de telles observations pour des raisons de disponibilité des instruments au même moment et de flexibilité des programmes des satellites (pas toujours rapidement modifiables). Pendant les premières lumières d'*INTEGRAL*, j'ai comparé l'étalonnage des divers instruments JEM-X, IBIS et SPI à celui des instruments de *RXTE*. Par ailleurs, chaque fois que cela m'a été possible, j'ai analysé les données simultanées *RXTE* et/ou *XMM* pour les inclure avec celles des instruments à bord d'*INTEGRAL* afin d'obtenir des courbes de lumière dans des bandes d'énergie complémentaires ainsi que réaliser des analyses spectrales et temporelles les plus complètes possibles. Enfin, après avoir essuyé un premier échec pour l'AO 10, ma deuxième ToO *RXTE* a été acceptée en 2006 (pour l'AO 11, soit jusqu'à l'été 2007) pour observer des sources transitoires simultanément avec *INTEGRAL*. Au vu de l'expérience acquise lors des trois années de ma thèse, il est probable que je déclenche des observations avec deux (voire trois) satellites en même temps au cours de la prochaine campagne d'observations avec *INTEGRAL* (débutant mi-août 2006).

2.8.3 Collaborations multi-longueurs d'onde

J'ai montré à la fin du Chapitre 1 qu'il est absolument nécessaire d'observer les binaires X à trou noir avec la plus grande couverture spectrale possible afin de mieux contraindre les processus physiques qui se déroulent dans leur voisinage, de la radio aux γ mous en passant par l'infrarouge, le visible et les rayons X. Ces observations donnent en effet accès à différentes régions émissives. J'ai noué des collaborations avec les scientifiques déjà impliqués dans des programmes d'observations dans ces longueurs d'ondes et j'ai inclus - et justifié - cela dans mes ToOs *INTEGRAL*. J'ai pu réaliser par deux fois ce type d'observations multi-longueurs d'onde avec les instruments suivants : le VLA/VLBA (*Very Long - Baseline - Array*) en radio, le télescope REM (*Rapid Eye Mount*) fonctionnant dans le visible et l'infrarouge et avec EMMI (infrarouge aussi) monté sur le NTT (*New Technology Telescope*) également installé à l'ESO. Je détaille cela dans la Partie IV concernant mes observations de binaires X à trous noirs.

Troisième partie

RÉDUCTION DES DONNÉES ET ANALYSES

Description détaillée de la réduction des données

Sommaire

3.1 Procédure d'exploitation des données IBIS

Les procédures scientifiques du traitement des données des instruments d'*INTEGRAL* sont implémentées de façon assez générale mais elles sont susceptibles d'être changées et affinées selon les besoins de l'utilisateur. Les étapes d'analyses, regroupées dans ce qu'on appelle en *jargon* scientifique l'*OSA* pour *Off-Line Scientific Analysis* (que j'éviterai de mentionner par la suite) sont décrites dans la Table 3.1 pour IBIS. Sont laissés libres de nombreux paramètres à déterminer suivant les besoins et les objectifs (images et/ou spectres) de chaque utilisateur, le signal sur bruit des sources étudiées, la zone du ciel concernée, les bandes d'énergie choisies, etc. La procédure des algorithmes implémentés (principes au Chapitre 2.5.3) est décrite dans Goldwurm et al. (2003) en ce qui concerne IBIS. Les nouvelles versions de ces logiciels d'analyses (nous en sommes à la cinquième actuellement) sont installées et/ou pré-compilées sur le réseau général du SUN au SAp. J'ai personnellement installé et mis à jour celle du plan détecteur PICsIT de l'instrument IBIS.

D'après ma compréhension personnelle de la réduction des données IBIS, les procédures standard de traitement des données peuvent être schématiquement résumées en quatre points pour l'obtention d'une image reconstruite du ciel, regroupant les étapes détaillées Table 3.1. Une autre partie de ce Chapitre est ensuite spécialement consacrée à l'analyse spectrale, le cœur de mon travail. J'ai contribué à l'amélioration de certaines étapes de traitement des données IBIS en faisant des analyses parallèles et complémentaires (détaillées au Chapitre 4 suivant) quand les procédures classiques d'imagerie ou d'extraction spectrale ne convenaient pas. Comme j'ai commencé mon travail de thèse lors de phases préliminaires de la mission, certaines analyses, déjà complexes à comprendre car fondées sur les techniques utilisant des masques codés étaient (et demeurent parfois) délicates à effectuer, comme la sélection des données, la compréhension des logiciels encore en essai et leur adaptation suivant les zones du ciel étudiées et/ou la brillance de la source et sa position par rapport à l'axe du télescope. Pour cela j'ai travaillé en collaboration avec les ingénieurs ayant mis au point les logiciels et avec les chercheurs (thésards, post-docs et seniors), aussi bien au SAp que dans les autres laboratoires impliqués dans *INTEGRAL*, en France ou à l'étranger.

3.1.1 Préparation des données

Les procédures standard de l'ISDC pour la réduction des données consistent à décoder les informations contenues dans la télémétrie et à préparer les données scientifiques et instrumentales ou technologiques en les convertissant en fichiers de format FITS (voir 2.3.3), facilement exploitables. Pour chaque pose élémentaire (SCW, voir 2.3.3), les données scientifiques d'ISGRI sont organisées et préparées en liste d'événements (incluant donc le bruit de fond et les sources) contenant chacune les informations suivantes, nécessaires aux étapes préparatrices exposées Chapitre 2.6 :
- position (y,z) ;
- temps d'arrivée à bord (en lien temporel avec l'événement précédent) ;
- valeur du temps de montée ;
- amplitude de l'impulsion du signal ;
- indication des pixels bruyants à un instant précis.

Les données technologiques contiennent des informations diverses comme les températures, les taux de comptage ou encore l'activité des pixels, très importantes pour l'analyse scientifique. Deux jeux de données sont reçus à l'ISDC : ceux dits NRT (*Near Real Time*) envoyés presque instantanément après avoir été enregistrés à bord du satellite (comportant parfois des SCWs mauvaises, avec des attitudes du satellite fausses ou de mauvaises télémesures par exemple), et les données dites *consolidées* (appelées CONS) qui subissent un pré-traitement (correction de certaines erreurs et des télémesures) au MOC puis sont

Tab. 3.1 – *Les principales étapes des procédures de traitement des données IBIS, d'après le manuel de l'équipe IBIS (juin 2006).*

Niveau	Description de l'étape
COR	Repère les pixels bruyants, corrige l'énergie des photons suivant le temps de montée, les variations du gain et transforme les canaux en énergie
GTI	Génère, sélectionne et regroupe les GTIs[a] pour n'en produire qu'un seul, utilisé ensuite pour sélectionner les bons événements
DEAD	Calcule le temps mort total (événements issus du VETO, des sources d'étalonnage et Compton pris en compte)
BIN_I	Définit les pas en énergie, crée des images projetées en intensité et les cartes d'efficacité correspondantes pour l'imagerie
BKG_I	Crée des cartes de bruit de fond (prenant en compte l'absorption due au support du masque), corrige de l'efficacité et soustrait le fond
CAT_I	Extrait les informations (flux attendus, positions) sur les sources connues du champ de vue avec le catalogue de référence d'*INTEGRAL*
IMA	Déconvolue les images, recherche les sources dans chaque pose et dans l'image recombinée finale, et crée une liste de toutes les sources détectées
BIN_S	Crée des cartes de bruit de fond (support du masque pris en compte) dans chaque bande d'énergie choisie
SPE	Extrait les spectres de chaque source du catalogue
LCR	Extrait les courbes de lumière du catalogue d'entrée ISGRI

Note :
a) Temps de fonctionnement correct, voir 3.1.2.

ensuite envoyées environ 1 ou 2 mois plus tard à l'utilisateur (récupérant ainsi les télémesures et les attitudes correctes du satellite). Les deux types de données sont régulièrement rapatriés au laboratoire du SAp depuis l'ISDC où elles sont toutes archivées.

3.1.2 Calculs des temps et de l'énergie

La procédure commence par calculer à partir des données technologiques les temps de fonctionnement, c'est-à-dire les temps effectifs d'observation par module d'ISGRI, appelés GTI (pour *Good Time Interval*). En effet, il arrive par exemple que certains modules soient coupés ; il faut donc les prendre en compte dans l'analyse. Lors de cette étape sont créés des fichiers pose par pose indiquant les temps morts au rythme d'une valeur pour chaque module toutes les huit secondes. Ce sont principalement les délais après la détection d'un photon pendant lesquels le détecteur ne peut en enregistrer un autre. Une autre procédure associe à chaque événement une énergie (en keV calculée suivant les explications du Chapitre 2.6) à partir de l'impulsion et du temps de montée.

3.1.3 Imagerie au niveau détecteur

ISGRI a deux niveaux de résultats pour la partie imagerie. Le premier est effectué par pose élémentaire, le second combine toutes les images déconvoluées pour chaque SCW dans le but d'en faire une « mosaïque » : dans les procédures d'analyses, l'emploi de ce mot est un peu particulier car il signifie l'empilement - réalisé de manière complexe, voir ci-dessous - des pointés d'une orbite pour reconstruire une image avec les principes d'imagerie par masque codé (Chapitre 2.5). L'analyse peut ensuite être poursuivie à ce stade.

3.1.3.1 Image brute et image d'efficacité

À partir des listes d'événements obtenues lors des étapes précédentes, le programme calcule pour chaque pose élémentaire et chaque bande d'énergie désirées l'intensité de tous les pixels de l'image brute. Celle-ci est formée de huit sections de 64×32 pixels conformément aux huit modules d'ISGRI. On obtient au total une image 128×128 pixels représentant l'image des événements incidents enregistrés. L'intervalle du temps de montée peut être choisi par l'utilisateur suivant sa connaissance des performances de l'instrument. Le programme produit aussi une image d'efficacité (128×128) et chaque pixel se voit attribuer une valeur entre 0 et 1 pour chaque bande d'énergie. Cette efficacité est calculée par la procédure comme le rapport du temps T_{on} pendant lequel le pixel est actif sur le temps T de la pose. Elle est également corrigée afin de prendre en compte le temps mort D, de l'ordre de 10% par module. Ces temps morts sont donc pris en compte dans la carte d'efficacité (les mêmes pour un module entier). Enfin, la dépendance en énergie du seuil bas de détection pour chaque pixel (différent pour chaque photon qui peut compter davantage) est considérée et on inclut une correction (*LTC* pour *Low Threshold Correction*) pour cet effet. On a alors la relation suivante, qui permet de calculer l'efficacité E de chaque pixel du détecteur : $E = (1 - D) \times LTC \times T_{\mathrm{on}}/T$. Quand l'efficacité est à 0, les pixels concernés ne sont pas pris en compte dans l'analyse.

De nombreuses améliorations ont été faites depuis le lancement du satellite pour sélectionner les pixels bruyants et créer des cartes d'efficacité correctes. Au début de la mission, lorsqu'un pixel enregistrait un nombre de coups élevés, surtout dans les bas canaux, il était considéré comme bruyant et son efficacité était mise à 0 alors que cela pouvait correspondre au vrai signal de la source étudiée. Le programme soustrayait alors d'autant plus de coups enregistrés dans les basses énergies (correspondant au « bon » signal de la source) que le temps d'exposition était élevé. J'ai personnellement rencontré ce type de problèmes (et d'autres). Depuis, les méthodes de détection des pixels bruyants ont été améliorées. Premièrement, le spectre de chaque pixel est comparé au spectre moyen total des autres pixels. Cette analyse se fait après coup, au sol. Si le pixel a un spectre anormal par rapport aux autres, on met son efficacité à 0 afin de ne pas l'utiliser dans l'analyse scientifique des données. Par ailleurs, la partie temporelle est aussi prise en compte : en supposant que le taux de comptage est géré par la statistique de Poisson, on établit la distribution du temps d'arrivée des photons dans un pixel donné et on la compare à la distribution attendue. Si les deux sont très différentes, alors le pixel est considéré comme bruyant et son efficacité vaut 0 (il n'est pas pris en compte dans l'analyse). Après de nombreux tests faits en collaboration entre l'équipe des ingénieurs et des chercheurs, il s'avère que les méthodes de détection des pixels bruyants sont devenues très utiles et efficaces. Il en résulte une meilleure estimation des spectres, notamment à basse énergie (< 20 keV).

3.1.3.2 Extension de l'image et corrections du fond

Aux 128×128 pixels, on rajoute des pixels pour décrire les zones mortes entre les modules. Leur efficacité est mise à 0. L'image précédente est alors redimensionnée à 130×134 pixels. Ensuite, on corrige cette image avec l'efficacité et avec les images de bruit de fond. Ces dernières sont construites à partir des données du déplacement en *dithering* dans une région connue pour ne pas avoir de sources brillantes (champs vides) : les cartes qui en résultent sont réalisées en fines bandes d'énergie. Le programme les interpole ensuite, suivant le choix de bandes d'énergie de l'utilisateur. Sommer les images de différentes poses permet de gommer la contribution des sources faibles. La prise en compte des événements du bruit de fond et de leurs variations est en cours d'implémentation dans les logiciels. En effet, il est difficile de réaliser des cartes de fond adaptées à chaque observation car le bruit de fond est variable et fonction de la configuration des instruments. Un peu moins de deux ans après le lancement d'*INTEGRAL* furent implémentées de bonnes cartes de fond dans les analyses (Renaud 2006) permettant de mieux estimer le flux réel de la source et de détecter des raies éventuelles. L'étape de soustraction du bruit de fond avant l'obtention des images fonctionne relativement bien mais s'est continuellement améliorée. On a remarqué que la normalisation du facteur de bruit de fond par la valeur moyenne de l'image corrigée en efficacité pouvait conduire à une surestimation du flux, surtout lorsque la source étudiée est très forte, car la moyenne de la carte est alors d'autant plus élevée. Ceci fait encore l'objet d'études poussées en collaboration avec les ingénieurs responsables du développement des logiciels et avec les chercheurs : nous participons tous à la quantification des améliorations éventuelles avec nos analyses scientifiques personnelles.

3.1.4 Reconstruction des images du ciel

Pour une observation donnée, j'utilise une procédure qui permet de reconstruire les images du ciel et de déterminer les paramètres des sources pour chaque pose élémentaire. L'image du ciel est produite pour chaque bande d'énergie que je choisis suivant les objectifs de mes analyses et les caractéristiques des sources étudiées.

3.1.4.1 Déconvolution

Cette image du ciel est reconstituée à partir des images *détecteur* corrigées du fond par corrélation avec un tableau déduit du motif du masque codé (voir Chapitre 2.5.3). La déconvolution est pondérée par l'efficacité associée à chaque image : cette pondération est importante, surtout pour les bandes d'énergie basses entre 20 et 50 keV, où l'efficacité peut être très variable ; elle exclut également les pixels bruyants. Une image *variance* (notée σ par la suite) associée à l'image d'intensité est alors calculée. Le rapport signal sur bruit est celui de l'intensité I par la racine carrée de la variance (soit I/σ). Les images tiennent évidemment compte des corrections hors axes.

3.1.4.2 Recherche des sources avec le catalogue

Cette phase consiste à obtenir le catalogue détaillé des sources connues à ce jour et présentes dans le champ de vue total des observations d'ISGRI en combinant tous les pointages. Ensuite, le catalogue peut être modifié avant de continuer ou de reprendre l'analyse, soit en ne sélectionnant que les sources intéressantes, soit en rajoutant dans le catalogue la position où un excès a été vu (pouvant correspondre à une nouvelle source). J'ai fait cela plusieurs fois après avoir détecté des novae X en mettant la position la plus précise disponible fournie par les ATELs (*Astronomer's Telegrams*) dans les domaines radio ou UV par exemple, ou affinée par *XMM-Newton*, *RXTE* et/ou *INTEGRAL*. Les positions d'IBIS/ISGRI (Figure 2.4 à droite, Chapitre 2) sont cohérentes et largement compatibles avec les positions les plus précises obtenues par des instruments fonctionnant dans les rayons X et dans d'autres longueurs d'onde (détails le cas échéant Partie IV). Le catalogue de sortie est celui d'entrée, contenant les seules sources connues du champ, doté de nouvelles colonnes pour les paramètres trouvés au cours de l'analyse (position fine, flux, niveau de confiance) et, éventuellement, de nouvelles lignes en cas de sources apparues.

La recherche des sources peut être effectuée de différentes façons (quatre au total). En particulier, on peut utiliser le catalogue des sources en entrée comme prioritaire lors de la recherche et préciser le nombre d'excès (éventuellement, leurs seuils en I/σ pris en général >5 en significativité) à trouver dans chaque pose individuelle (et/ou dans l'image recombinée finale). Le niveau de détection d'une source peut aussi être défini par l'utilisateur. Il serait possible de séparer la recherche en définissant un nombre de pics différents entre les poses élémentaires (elles-mêmes découpées potentiellement en paquets de centaine de secondes de durée dans le cas de sources transitoires très rapides) et l'image totale reconstruite. Je peux également vérifier la position de la source en l'ajustant au(x) pixel(s) le(s) plus significatif(s) trouvé(s) dans l'image.

3.1.4.3 Nettoyage et reconstruction de l'image

La procédure de nettoyage fonctionne de manière itérative : elle recherche d'abord la source la plus brillante dans l'image déconvoluée, c'est-à-dire celle dont le pic est le plus significatif. Ensuite, la procédure permet un ajustement de la position de cette source dans l'image déconvoluée avec une gaussienne à deux dimensions. Un modèle de la source pour cette position ajustée est construit puis déconvolué. Enfin, les lobes secondaires (ou les *fantômes*, Chapitre 2.5.3) de la source sont nettoyés suivant le modèle de déconvolution

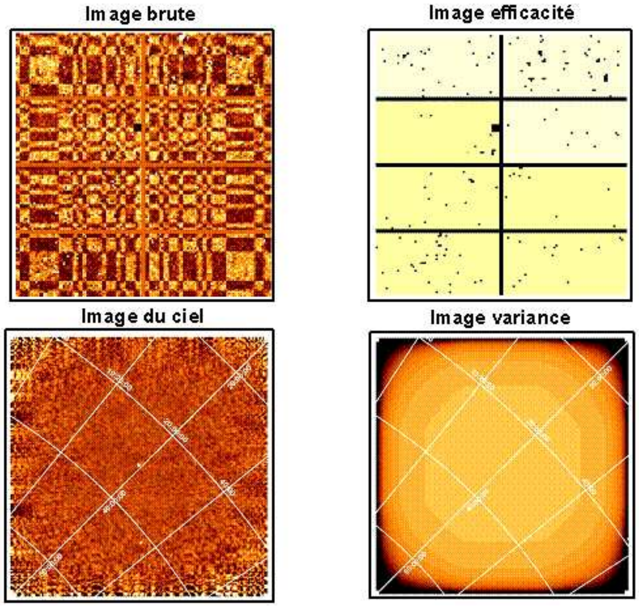


FIG. 3.1 – *Images IBIS obtenues lors de l'analyse d'une pose élémentaire de l'orbite 20 (du 12 au 14 décembre 2002) dans la bande 20–40 keV : image brute, image d'efficacité, image du ciel et image variance. D'après Cadolle Bel et al. (2003).*

normalisé. Cette procédure est répétée sur le deuxième pic significatif de l'image et ainsi de suite. Après la déconvolution matricielle des données de chaque pose et le nettoyage des lobes de toutes les sources, $n \times k$ images sont produites, où n est le nombre de bandes d'énergie choisies et où k (entre 4 et 5) correspond aux images en intensité, variance, I/σ et en exposition (et résidus en plus). Enfin, le programme permet d'effectuer la recombinaison (ou « mosaïque ») de toutes les images nettoyées : celles-ci sont superposées suivant leurs coordonnées et leur importance relative. L'image totale du ciel est la moyenne pondérée avec la variance de chaque image en intensité du ciel, obtenue pose par pose.

3.1.4.4 Différents exemples d'images

Pour illustrer la procédure et montrer les différents types d'images obtenues pour des poses relatives à Cygnus X$-$1 par exemple, j'anticipe un certain nombre de résultats de mes analyses. Dans le cas présent, j'ai choisi un temps de montée pour l'instrument du canal 7 au canal 80, suivant les performances d'IBIS/ISGRI mesurées lors de l'étalonnage au sol (Chapitre 2.6.2.2). La Figure 3.1 représente quatre images. En haut à gauche est montrée l'image brute recueillie sur le détecteur, corrigée de l'efficacité et des défauts d'uniformité du fond. Les pixels très brillants de l'image brute sont ceux de couleur noire de l'image efficacité (située en haut à droite), mise à 0 dans l'étape du 3.1.3.1 s'ils sont bruyants. On retrouve aussi en noir la forme d'une grille qui correspond aux zones mortes entre les modules. La taille de ces deux images est 130×134 pixels. L'image en bas à gauche (image du ciel) est obtenue après déconvolution, nettoyage des *fantômes* et insertion d'un maillage en

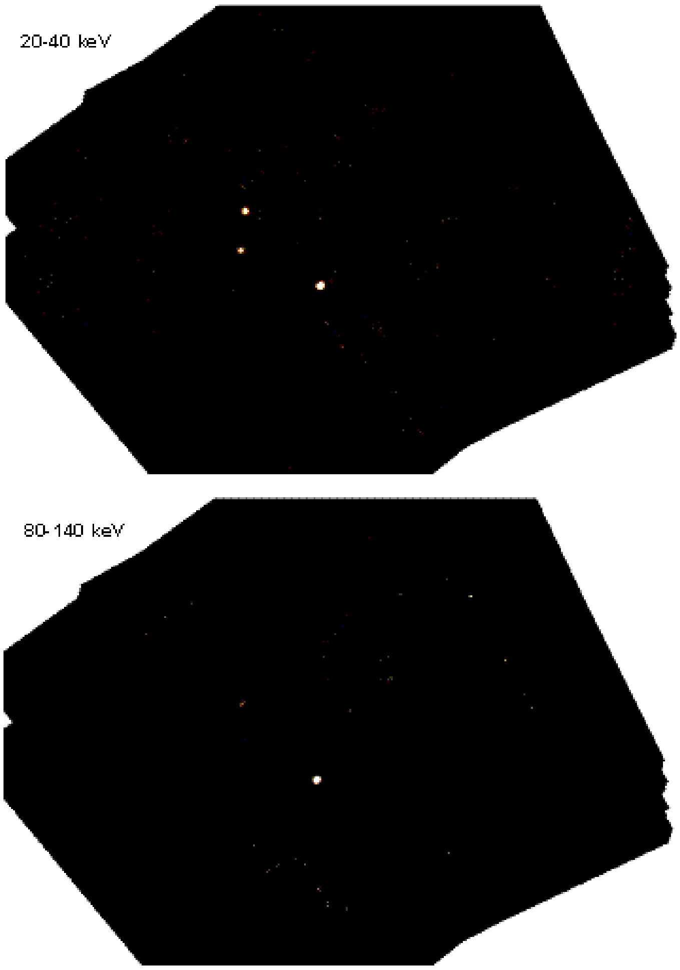


FIG. 3.2 – *Reconstruction des images IBIS dans deux bandes d'énergie distinctes (20–40 keV et 80–140 keV) par empilement de 56 poses élémentaires (octobre 2002). Sont visibles trois sources dans le champ de vue : Cygnus X−1, l'étoile à neutron Cygnus X−3 et le pulsar accrétant EXO-SAT 2030+375. D'après Cadolle Bel et al. (2003).*

coordonnées célestes (équinoxe 2000) exprimées en degrés. Les effets de bord sont visibles, aussi bien pose par pose que dans l'image reconstruite : ils correspondent bien sûr à des zones du ciel moins souvent balayées qu'au centre de l'image. Cygnus X−1 apparaît clairement (point blanc au centre). Plus bas, on distingue également une deuxième source à la position de Cygnus X−3 (étoile à neutrons). L'image en bas à droite (image variance) est utilisée avec l'image de gauche du ciel pour obtenir l'image en significativité pose par pose : l'image du ciel est divisée par la racine carrée de l'image variance pour obtenir l'image en I/σ. L'image « mosaïquée » présentée Figure 3.2 a l'avantage de montrer les trois sources présentes dans le champ de vue, ceci grâce à la procédure de sommation des poses qui fait ressortir les sources plus faibles, invisibles Figure 3.1. On constate que Cygnus X−1 persiste à haute énergie tandis que la contribution du pulsar accrétant EXO 2030+375 disparaît et que celle de Cygnus X−3 devient moins visible.

Pour résumer ce qui a été présenté jusqu'ici, on peut dire que la procédure d'imagerie est découpée en trois étapes principales : après correction par l'efficacité, on soustrait le bruit de fond, en supposant que l'efficacité des pixels bruyants a bien été mise à 0. Ensuite, on déconvolue les données par la matrice correspondant aux éléments du masque, qu'on peut voir comme un tableau (calculé une fois pour toutes) avec des valeurs entre 0 et 1. Tous les pixels valides du détecteur sont utilisés pour définir chaque pixel de l'image déconvoluée brute. Enfin, on nettoie progressivement cette image brute en enlevant les *fantômes* des diverses sources, de la plus forte à la plus faible, en ajustant une par une les N sources considérées avec N modèles, dépendant (entre autres) de leur position. Ceci ne pose pas de problèmes lorsque les sources sont de flux distincts : les *fantômes* de la première source (c'est-à-dire la plus forte) sont correctement nettoyés et ne peuvent influencer/gêner le nettoyage de la deuxième source. En revanche, lorsque deux sources ont une intensité semblable, elles peuvent s'influencer mutuellement : les *fantômes* peuvent alors être mal nettoyés et les flux sont par conséquent mal estimés. C'est un des problèmes que j'ai dû affronter : je l'ai contourné en utilisant les résultats de l'imagerie pour réaliser des courbes de lumière, avec un programme adapté que j'ai écrit (détaillé Chapitre 4.1.1.3).

3.1.5 Extraction spectrale détaillée

3.1.5.1 Introduction

Un travail particulier a été réalisé pour la reconstruction spectrale du flux des sources suivant les positions définies par l'imagerie. Elle est réalisée par une modélisation très détaillée de la contribution des sources dans l'image du plan détecteur et par l'application de méthodes d'ajustement qui permettent l'estimation du flux dans une bande d'énergie donnée. Les méthodes classiques des moindres carrés et du maximum de vraisemblance ont été appliquées. Cependant, après divers tests auxquels j'ai participé (décrits Chapitres 4.1.1 et 4.3), il fut clair que des méthodes combinant une procédure itérative d'estimation de flux par source avec des ajustements simultanés des modèles aux données, sont meilleures. Cette dernière technique n'utilise pour chaque source que la zone du détecteur dans laquelle elle projette le motif du masque. Cela réduit la dépendance des résultats vis-à-vis des effets systématiques.

Pour extraire le spectre des sources, les méthodes de modélisation sont différentes. Les éventuels défauts se répercutent dans les spectres (comme lors de l'imagerie). Puis le spectre est calculé en coups par canal (ou bande d'énergie) pour toutes les sources. Le découpage en bandes d'énergie est plus étroit, conformément à la matrice choisie pour la correspondance canal/énergie. Les détails sur les matrices de réponse choisies seront donnés source par source dans les Chapitres correspondants (Partie IV).

3.1.5.2 Quatre méthodes d'extractions spectrales différentes

La procédure d'analyse est la suivante : pour chaque pose élémentaire et chaque source, on compare l'image détecteur avec un modèle de projection pour une position donnée de la source sur le détecteur à travers le masque et pour une certaine bande d'énergie. Ce modèle est calculé analytiquement suivant, entre autres, l'angle d'incidence, l'épaisseur et la transparence des différents matériaux traversés (dépendant de l'énergie), le motif et l'épaisseur du masque et de ses supports, le blindage, l'ombre des autres éléments au sein du télescope, etc. Quatre méthodes existent pour ajuster bande par bande les modèles aux données. On répète ensuite ces procédures pose par pose puis on somme les flux de chaque pose (pondérés par les variances) pour limiter l'influence d'une éventuelle mauvaise pose : cette somme permet d'obtenir un spectre global plus long donc plus significatif. Cela n'a évidemment de sens que si la source n'a pas changé pas d'état spectral entre-temps, ce que je vérifierai systématiquement source par source (Partie IV). L'étape consistant à extraire le spectre de chacune des poses élémentaires est relativement longue : l'extraction spectrale dans une zone peuplée de sources (une vingtaine) telle que le centre de notre galaxie peut prendre plusieurs jours d'analyses suivant les options choisies. La sortie de cette étape est un nombre de coups par seconde et par bande d'énergie pour les sources trouvées et pour le fond. Par ailleurs, j'ai choisi systématiquement le module le plus récent d'extraction spectrale des données, corrigées de l'efficacité et du fond, installé régulièrement.

Les méthodes et algorithmes qui existent pour l'ajustement du modèle des sources aux données IBIS/ISGRI sont les suivants :

• La méthode d'ajustement (pondérée) par les *moindres carrés* ou χ^2 : on suppose la variance de chaque pixel du détecteur connue et on estime que les données sont distribuées de façon gaussienne. On compte dans chaque pixel le taux de comptage. Cependant, cette méthode est de moins en moins bonne - voire fausse - quand le taux de comptage est trop faible : par exemple, si la bande temporelle de comptage est petite, la variance peut devenir nulle, alors qu'elle ne l'est pas en réalité.

• La méthode du χ^2 *non pondérée* : la variance est supposée constante et inconnue. Elle est estimée à partir des données (ou résidus) de distribution quelconque. Cette méthode est plus adaptée quand la statistique est faible. Cependant, elle est moins efficace lorsqu'elle est utilisée avec les cartes de fond qui ont été fournies (et testées) au milieu de ma thèse.

• La méthode basée sur le principe du *maximum de vraisemblance* : cette méthode itérative suppose que les données ont une distribution poissonnienne et elle recherche le maximum de vraisemblance. Elle est la plus lente et peut ne pas converger s'il y a des maxima locaux.

Les trois méthodes précédentes se basent sur l'inversion d'une seule matrice : elles ajustent simultanément toutes les sources (additionnées des cartes de bruit de fond) aux données, qui ont une distribution quelconque (ou gaussienne) et qui ne sont corrigées ni par l'efficacité ni par le bruit de fond. Cela est ensuite pris en compte dans le modèle.

• La *nouvelle* méthode (pour pallier les problèmes des deux algorithmes précédents) : elle peut être décrite en trois étapes qui imitent celles de l'imagerie. Premièrement, l'algorithme permet de corriger les données par l'efficacité et de soustraire le bruit de fond (étape 1).

Ensuite, la procédure ajuste les N sources aux données, prises séparément dans les zones codées, en ignorant à chaque fois les autres sources (étape 2). Enfin, la procédure permet de construire la matrice des contributions réciproques des sources : la contribution de chaque source i à la position de chaque autre source j est calculée (étape 3). La résolution du système constitué par les sources estimées lors de l'étape 2 et la matrice des contributions réciproques de l'étape 3 donne directement les flux des sources. Cette dernière méthode est plus rapide que la méthode précédente (environ 1/3 de temps de calcul en moins d'après ma propre expérience) mais plus lente que les deux premières. Elle a l'avantage d'être moins sensible aux effets systématiques induits par une correction imparfaite du fond et elle minimise les effets étranges qui apparaissent dans les spectres lorsque la source est trop faible ou partiellement codée.

3.2 Description rapide des analyses pour SPI et JEM-X

Les procédures d'analyse des données des autres instruments sont décrites dans Diehl et al. (2003) et dans Westergaard et al. (2003) pour SPI et JEM-X respectivement. Elles reposent globalement sur les mêmes principes que ceux exposés plus haut, avec les techniques d'imagerie à masque codé ; c'est pourquoi je les décris succintement dans les grandes lignes, sans les détailler autant que les procédures d'analyses des données IBIS.

3.2.1 L'exploitation des données SPI

La Table 3.2 résume les principales étapes des procédures d'analyse des données SPI : le programme de Skinner et Connell (2003) permet d'extraire des images, des spectres et/ou des courbes de lumière de sources ponctuelles avec SPI. Grâce à une méthode itérative de soustraction des sources, ce programme permet de déterminer, avec un minimum de paramètres possibles, le meilleur modèle de ciel (c'est-à-dire une liste de sources de positions et d'intensité définies et des paramètres caractérisant le bruit de fond) qui explique le nombre de coups enregistrés dans les détecteurs. Afin d'exploiter au mieux les avantages du *dithering*, je peux analyser simultanément un grand nombre de pointés du télescope. En supposant que le bruit statistique est poissonnien (ou gaussien), la solution est obtenue en minimisant la différence entre les taux de comptages observés dans les détecteurs et ceux calculés par la projection du modèle de ciel à travers la réponse de SPI. Une fois la source la plus brillante localisée (par corrélations croisées), j'affine la position et le flux de cette source (par optimisation du χ^2 si la loi est gaussienne) puis je soustrais le nombre de coups correspondant au total des coups effectifs enregistrés. Ensuite, les taux de comptage résiduels sont utilisés pour une seconde itération, afin de localiser la seconde source la plus brillante et de calculer position et flux ; les mêmes étapes sont ensuite ré-itérées pour les autres sources. La procédure s'arrête quand le nombre maximum de sources à rechercher est atteint et/ou si aucune autre source n'est au-dessus d'une significativité minimale (spécifiée par l'utilisateur). Notons qu'à chaque itération, position et flux de toutes les sources déjà trouvées sont affinées simultanément. Lors de l'extraction spectrale, cette

TAB. 3.2 – *Les principales étapes des procédures de traitement des données SPI, d'après le manuel de l'équipe SPI (juin 2006).*

Niveau	Description de l'étape
CAT_I	Extrait les informations (flux, position) sur les sources connues du champ de vue avec le catalogue de référence d'*INTEGRAL*
POIN	Extrait les temps de début et de fin ainsi que l'attitude de SPI pour tous les pointés de l'observation
BIN_I	Définit les pas en bandes d'énergie
	Corrige en vol les énergies, regroupe les événements suivant les pas choisis (en énergie) sous un format de spectres et calcule les temps morts
BKG_I	Calcule des modèles de bruit de fond à l'aide de diverses informations (comme les événements saturants Germanium)
IMA, ou SPE ou LCR	Se charge de reconstruire les images (IMA), d'extraire les spectres (SPE) ou de faire l'analyse temporelle (LCR) suivant le mode choisi ; c'est l'étape la plus dure et la plus critique
	Utilisé seulement lors de l'extraction spectrale pour créer une matrice de réponse appropriée, nécessaire pour ajuster les données aux modèles

procédure est effectuée indépendamment pour chaque canal d'énergie sans recherche de sources. Cependant, même en augmentant le nombre de mesures, l'analyse reste difficile. Il est en effet problématique de chercher une solution de fond par détecteur et par pointé, car le nombre d'inconnues dépasse celui des mesures. Des informations supplémentaires sur le comportement du bruit de fond doivent être introduites (variabilité temporelle et/ou spatiale). C'est pour cela que j'utilise en général un modèle de bruit de fond généré par un programme spécifique à partir des traceurs disponibles en vol : on émet souvent l'hypothèse que le bruit de fond est proportionnel aux événements saturants des détecteurs (Germanium). La variabilité temporelle du fond est ainsi déterminée et seul un coefficient de normalisation par détecteur et par bande d'énergie est calculé. Pour une bande d'énergie donnée, la solution finale comprend dix-neuf coefficients pour le bruit de fond en plus de la liste des positions et des flux des sources. Étant donné le nombre limité de détecteurs, il est complexe de déterminer la position des sources ponctuelles avec précision et, leur signal ne représentant que quelques % du fond, une bonne connaissance de celui-ci s'avère indispensable. J'ai parfois mis en entrée des analyses SPI le catalogue issu des résultats d'imagerie IBIS. J'ai créé un format de catalogue compatible à l'analyse SPI et tenu compte de la résolution angulaire différente entre les deux instruments, afin de forcer la recherche d'une source à une position donnée (davantage correcte). Enfin, comme les erreurs de calculs se propagent à travers toute l'analyse et se répercutent sur le résultat final, le programme fournit en sortie une mesure de la qualité des modèles ajustés aux données (résidus du χ^2) pour chaque détecteur et pointé (valeur individuelle et sommée). Ces valeurs permettent d'identifier les pointés pour lesquels l'écart entre les données et les coups attendus par projection de la solution divergent trop de l'erreur poissonienne escomptée. J'ai parfois dû éliminer des poses qui avaient un χ^2 trop mauvais (parfois inexplicable) d'après les conseils en ligne des experts de l'analyse des données SPI et de P. Sizun (2006).

TAB. 3.3 – *Les principales étapes des procédures de traitement des données JEM-X, d'après le manuel de l'équipe JEM-X (juin 2006).*

Niveau	Description de l'étape
COR	Corrige les données scientifiques des effets instrumentaux
GTI	Sélectionne les GTIs[a] pour ne conserver que les données où le détecteur est en opération optimale (stabilité du satellite, télémétries correctes)
DEAD	Calcule toutes les 8 secondes le temps mort total
CAT_I	Sélectionne une liste de sources connues d'un catalogue donné et crée une liste de flux attendus et de positions des sources vues avec le catalogue de référence d'*INTEGRAL*
BKG	Détermine le bruit de fond
BIN_I	Définit les pas en bandes d'énergie, sélectionne les événements (GTIs corrects) et crée des images projetées
IMA	Génère les images du ciel, recherche les sources significatives et indique les informations dans le catalogue d'entrée
SPE	Extrait les spectres individuels des sources trouvées dans l'étape IMA et produit les matrices de réponse nécessaires pour ajuster les données aux modèles
LCR	Extrait les courbes de lumière individuelles des sources
BIN_S	Crée des spectres du détecteur pour l'analyse spectrale : une série de spectres résolus en temps ou en phase sur une période choisie peut être produite
BIN_T	Crée des courbes de lumière pour l'analyse temporelle (regroupées pour toute la zone de détection
IMA2	Génère des images recombinées et crée la liste de toutes les sources détectées

Note :
a) Temps de fonctionnement correct (voir 3.1.2).

3.2.2 L'exploitation des données JEM-X

Les étapes de l'analyse JEM-X décrites Table 3.3 peuvent se résumer comme suit (en faisant référence aux termes introduits précédemment pour l'analyse des données IBIS) : corrections par l'efficacité, calculs des GTI, des temps morts, extraction par le catalogue et découverte éventuelle de nouvelles sources, modélisation du bruit de fond, reconstruction des images dans les bandes d'énergies choisies, extraction des spectres des sources trouvées dans l'imagerie et obtention des courbes de lumière pour chaque source individuelle dont la combinaison en une image reconstruite n'est créée que si l'utilisateur le demande, et ce à la fin des étapes précédentes. Un fait important doit être considéré lorsqu'on fait l'analyse JEM-X : son champ de vue est plus faible que celui d'IBIS et de SPI. Au préalable, la sélection des données contenant la source étudiée doit être correctement réalisée ; les pointés peuvent en effet être différents de ceux d'IBIS (et de SPI) puisqu'une même source peut être vue par IBIS mais pas par JEM-X dans pose donnée (SCW). Par ailleurs, il existe un outil très pratique d'utilisation pour JEM-X (et IBIS depuis peu) qui permet, à partir des catalogues de sortie des courbes de lumière, de sélectionner les événements qui proviennent très probablement de la source étudiée et de ne garder que leur temps d'arrivée et leur énergie. On peut ensuite en faire une transformée de Fourier pour obtenir les spectres de puissance (définitions et méthodes décrits Chapitre 1.6) et éventuellement rechercher une période caractéristique et/ou un QPO. Je détaillerai cela dans la Partie IV suivant mes résultats.

Compétences acquises et analyses personnelles développées

Sommaire

J'ai décrit dans le Chapitre 3 les procédures d'analyses *classiques* des données de chaque instrument d'*INTEGRAL* : il est relativement clair que leur compréhension et leur apprentissage (loin d'être triviaux et rapides) demandent du temps. Essentiellement au début de la mission, une série d'étapes non automatiques et compliquées a rendu le travail très fastidieux et long avant l'obtention de résultats exploitables à travers des observables intéressantes. J'ai mis plusieurs mois à bien utiliser les logiciels et à en découvrir les subtilités : j'ai ensuite pu les adapter au cas par cas afin d'exploiter de façon satisfaisante les données fournies par *INTEGRAL* et j'ai crée mes propres méthodes d'analyses que je commente ici même.

Comme ces logiciels d'analyses sont en constante amélioration, les difficultés rencontrées peu après le lancement du satellite sont maintenant obsolètes. J'avais alors développé des traitements spécifiques pour pallier les problèmes rencontrés (qui existent toujours mais sont beaucoup moins gênants) que je détaille ci-après. Grâce à la collaboration entre les chercheurs et les ingénieurs, tous participant à l'amélioration du traitement standard des données, les procédures d'analyses pour IBIS, JEM-X et SPI ont été nettement améliorées depuis le début de la mission et continuent toujours de l'être. Proposer des améliorations suivant les problèmes détectés a été une partie importante de mon travail ainsi que collaborer et d'interagir avec les membres du SAp et des autres laboratoires impliqués dans *INTEGRAL*, en France et à l'étranger. J'ai testé sur plusieurs jeux de données les logiciels sans cesse modifiés, les matrices de réponse et j'ai évalué les progrès dus à ces améliorations. Ce travail d'équipe a demandé du temps et de la patience ; je le définis comme faisant partie des tâches de service et je considère qu'il est indispensable, permettant la compréhension des logiciels par une plus large communauté de chercheurs et donc un retour scientifique optimal de la mission *INTEGRAL* et de ses données sans précédent. Chaque utilisateur non expert peut désormais obtenir de très bons résultats ; tel n'était pas le cas au début de ma thèse. Je présente dans ce Chapitre ma participation personnelle à ces améliorations puis je mentionnerai les tâches de service que j'ai effectuées.

4.1 Des techniques spécifiques mises en œuvre

4.1.1 La nébuleuse du Crabe et Cygnus X$-$1, sources de référence

4.1.1.1 Renormalisation des matrices : effets hors axes

En exploitant les données de la *PV-Phase* (Chapitre 2.3.2) de Cygnus X$-$1 (avec IBIS/ISGRI et PICsIT) et les observations ultérieures régulières de la nébuleuse du Crabe, j'ai participé à tester les matrices de réponse au début de la mission afin de voir leurs éventuels problèmes dans les basses ($\leq$20 keV) et dans les hautes ($\geq$250 keV) énergies. Dans mon travail, menant à une publication en tant que troisième auteur (Laurent et al. 2003), des améliorations sur les matrices de réponse IBIS générées par Monte-Carlo au sol (Chapitre 2.6.3.2) ont été apportées suite aux données enregistrées en vol que j'ai analysées. Quelques mois après le lancement, l'analyse standard disponible à tous les utilisateurs n'était pas parfaite mais la relation canal-énergie, la correction du bruit de fond et les matrices de réponse ont pu être améliorées et testées avec ces observations de la nébuleuse du Crabe. Malgré les problèmes reportés entre 13 et 20 keV (mauvaise estimation de la transparence des éléments ouverts et des éléments passifs du masque) presque tous résolus depuis (et ce même pour les sources hors axe), le résultat principal était qu'une bonne réponse IBIS/ISGRI était obtenue entre 20 et 600 keV pour les sources totalement codées (Chapitre 2.5.2).

Puisqu'au début de ma thèse les problèmes décrits ci-dessus demeuraient, j'ai choisi : 1) de ne garder que les sources dans le FCFOV (Chapitre 2.5.2), ayant vu de claires variations dans le taux de comptage d'une source en fonction de l'attitude satellite ; 2) de modifier moi-même les matrices de réponse (Chapitre 2.6.3.1) à cause de résidus larges à basse énergie qui étaient encore visibles. Afin d'obtenir un spectre de la nébuleuse du

Crabe en loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2{,}1$ d'après Zombeck (1979), j'ai multiplié chacun des 2048 canaux de l'ARF avec un facteur spécifique dans chaque canal d'énergie afin d'obtenir, pour un large échantillon de données, ce spectre attendu de la source en 2,1.

4.1.1.2 Précision de localisation

Avec les chercheurs et ingénieurs du SAp ayant déjà travaillé sur le télescope SIGMA, j'ai participé à la description théorique et expérimentale de la SPSF (Chapitre 2.5.3) finale (après déconvolution) d'IBIS/ISGRI. Sa réponse est très proche d'une gaussienne bidimensionnelle, fonction utilisée pour caractériser les paramètres. Notamment, la SPSF se déforme pour ce type de masque dans la zone partiellement codée : la largeur à mi-hauteur n'est pas constante. Mon apport personnel dans le travail qui a abouti à une publication a été d'aider à améliorer la précision de localisation de l'instrument IBIS en traitant un jeu spécifique de données de la nébuleuse du Crabe et de Cygnus X$-$1. C'est d'ailleurs ce que relate notre article Gros et al. (2003) où je suis troisième auteur : tous les effets et biais agissant sur la SPSF du télescope IBIS ont été étudiés. Par exemple, une erreur sur la vraie distance entre le masque et le détecteur a causé des problèmes pour estimer précisément la position des sources. Elle a été mieux déterminée depuis et l'erreur de positionnement des sources fut mieux étalonnée. La Figure 2.4 (à droite) du Chapitre 2 montre l'évolution du rayon d'erreur du positionnement (à 90% du niveau de confiance) de sources ponctuelles en fonction de leur rapport signal sur bruit. On a déterminé cela en utilisant les algorithmes de localisation sur 2000 images déconvoluées environ de Cygnus X$-$1 et de la nébuleuse du Crabe. Une fois calculée, la fonction qui décrit cette dépendance a été comparée à celle théorique. L'écart significatif était très probablement dû aux effets systématiques (comme la non-uniformité du fond décrite Chapitre 2.6.4). Cette précision est passée de $2'$ à $1'$ depuis les meilleures estimations des effets systématiques. Désormais, IBIS/ISGRI atteint, avec le logiciel développé et testé au SAp, une précision de localisation angulaire supérieure à la minute d'arc pour une source de significativité $\sigma \geq 30$ sur l'ensemble du champ de vue. Ce résultat est très important et nous a permis d'obtenir les cartes du ciel les plus précises aujourd'hui disponibles entre 30 et 500 keV. En particulier, j'ai pu analyser, grâce à ces logiciels performants, des sources situées dans un champ de vue très dense comme le centre galactique (Chapitres 7 et 9) et obtenir de précieux résultats. Il est également important de souligner le fait que ce travail d'équipe, commencé dès 1998 au SAp, est à la base des logiciels d'analyse des données IBIS/ISGRI utilisés par la communauté astrophysique internationale utilisant *INTEGRAL*.

4.1.1.3 Imagerie en bandes d'énergie adaptées

Au début de la mission, il m'a fallu parfois prendre en considération la force ou la faiblesse de la source et adapter l'extraction des courbes de lumière en bandes d'énergie adaptées. C'est en analysant la nébuleuse du Crabe que je me suis aperçue de la chose suivante : si j'établissais des courbes de lumière dans des bandes d'énergie trop larges, elles montraient des variations aberrantes, en tout cas inexplicables par une variabilité intrinsèque de la source supposée constante. De plus, à basse énergie, les pixels bruyants étaient parfois mal détectés et leur efficacité mise à 0 (Chapitre 3.1.3.1) alors que leur signal correspondait au « vrai » signal de la source, et vice-versa ! Cela avait un effet d'autant plus important que le temps d'exposition était élevé : il arrivait qu'au cours d'une orbite, le taux de comptage diminue ou augmente brusquement d'une pose à l'autre, sans que cela ne soit dû à la source ! J'ai donc analysé les sources dans des bandes d'énergie adaptées, toujours prises au-dessus de 20 keV les premières années de la mission. La même démarche a été appliquée pour adapter les canaux de la matrice de réponse suivant la force de la source (méthode standard décrite Chapitre 5.3).

4.1.1.4 Participation aux rapports de validation des logiciels

Grâce à mes nombreuses analyses sur des sources étalons comme la nébuleuse du Crabe, des rapports de validation internes réguliers des logiciels ont pu être établis rapidement et efficacement au sein de notre groupe très actif. Par exemple, j'ai analysé de façon systématique des spectres plus ou moins hors axes de la nébuleuse du Crabe et j'ai comparé leurs paramètres (devant être les mêmes, d'après les caractéristiques de la source) afin de tester la performance des programmes et y déceler d'éventuelles améliorations à apporter.

4.1.2 Outils informatiques développés

4.1.2.1 Extraction et affichage des courbes de lumière

Les données issues de l'imagerie et de l'extraction spectrale sont écrites dans un format d'extension FITS. Lors de la préparation des logiciels de traitement des données, un travail important a été réalisé pour écrire tous les fichiers issus des procédures d'analyses en un format standard lu par de nombreux outils informatiques. J'ai appris à utiliser ces fichiers et ces outils et j'ai créé des interfaces pratiques de lecture et d'interprétation pour tirer profit des informations enregistrées lors de ces deux étapes. Le logiciel de programmation IDL (*Interactive Data Language*) est particulièrement adapté pour étudier les données astronomiques. Afin de rendre ces fichiers (qui sont longs et complexes) visuellement exploitables, j'ai écrit un programme en IDL qui permet d'avoir accès à des données essentielles telles que l'intensité des pixels, le flux calculé à la position précise de la source, le taux de comptage en fonction du temps d'exposition par pose élémentaire ou encore la position de la source (trouvée et/ou ajustée) par rapport à l'axe du télescope IBIS. Le temps peut être exprimé soit en *Jours Julien INTEGRAL* (IJD), dont l'origine est le 1er janvier 2000, soit en *Jours Julien Modifiés* (MJD) valant IJD+51544 jours. Je tracerai toutes mes courbes de lumière avec ce temps comme unité à laquelle sont habitués la plupart des chercheurs en astrophysique.

Par exemple, j'ai pu tracer des courbes de lumière de la source définies comme le nombre de coups enregistrés par unité de temps et par bande d'énergie à un temps donné (pour des coordonnées précises), pour une pose choisie. Les barres d'erreurs sont calculées comme la racine carrée de la variance elle-même estimée lors de l'analyse à la position de la source dans l'image. Moyenne, écart type et χ^2 relatifs à une loi constante sont également calculés afin de détecter par exemple une éventuelle évolution dans le flux de la source. Par ailleurs, il est possible de réaliser ces mêmes courbes de lumière à partir du spectre obtenu pour voir si les deux procédures (imagerie et extraction spectrale) sont cohérentes entre elles et donnent les mêmes résultats. Enfin, le programme que j'ai écrit permet de calculer le rapport de deux courbes de lumière pour les comparer ; je l'appellerai *indice de dureté*. Il permet en effet de suivre l'évolution spectrale d'une source en voyant si les composantes molles et dures varient l'une par rapport à l'autre au cours du temps.

4.1.2.2 Extraction spectrale pour région dense

Bien qu'aujourd'hui la situation se soit nettement améliorée et ne nécessite plus ce que j'ai développé pour mon article publié en 2004 dans A&A (Cadolle Bel et al. 2004d), il a fallu pallier les impossibilités premières d'extraire des spectres dans une région du ciel très peuplée. Les procédures d'analyses standard de l'époque avaient une limitation en nombre de sources : aussi, dans une région telle que le centre de notre galaxie, il m'était impossible d'extraire le spectre d'une nova X moyennement forte telle que XTE J1720−318 (résultats Chapitre 7). J'ai donc développé un programme sous IDL qui agit en sortie de l'imagerie et lit, pour chaque bande d'énergie, le taux de comptage et l'erreur d'une source à une position donnée. Le programme permet aussi d'écrire ces résultats dans un fichier de format FITS lisible par de nombreuses autres interfaces graphiques et logiciels, en particulier avec les mot-clés essentiels (nombre de canaux, exposition, nom de la source, matrices) et ceux davantage informatifs (type, extension, table ou image, instrument, satellite, date de création). Il suffisait ensuite de convoluer ces résultats par les matrices de réponses adaptées aux mêmes bandes d'énergie, pour avoir un spectre de la source (en coups normalisés par seconde et par keV).

4.1.2.3 Sommation des spectres en format exploitable

Au commencement de ma thèse, j'utilisais un moyen couramment employé par la communauté scientifique pour sommer les spectres obtenus par pose élémentaire permettant d'accumuler ainsi plus de statistiques et de temps d'observation pour chaque source. Ceci a un sens à condition que celle-ci ne change pas d'état spectral. En fonction des objectifs scientifiques, il est possible de sommer les spectres obtenus en les pondérant suivant leur importance relative, par exemple en tenant compte du fait que les temps d'exposition sont différents. Les *FTOOLS* regroupent un paquet d'outils disponibles en ligne. Ils contiennent une série de formules de sommation par exemple pour analyser des fichiers FITS de façon assez basique, mais pratique et rapide.

Par la suite, j'ai réalisé que la façon de sommer les spectres codée dans ce paquet d'outils informatiques (utilisés pourtant par une large communauté scientifique) était incorrecte. Il faut aussi tenir compte du fait que la variance associée à chaque pose change et entre en compte dans la pondération des diverses poses, en plus de leurs différences éventuelles de temps d'exposition. Bien qu'il y ait peu de différences entre les spectres sommés obtenus avec la méthode standard des *FTOOLS* et celle que j'ai développée (moins de 0,1%), j'ai par la suite employé la méthode la plus correcte et écrit un programme (sous IDL) qui procédait de la meilleure façon.

4.1.2.4 Conversion des spectres en photons ou en énergie

Bien que cela soit encore loin d'être systématique, de plus en plus d'astrophysiciens ne se contentent pas d'interfaces de sortie graphiques standard mais cherchent à rendre leurs résultats plus présentables, et surtout plus accessibles à une large communauté de chercheurs dans d'autres domaines que les rayons X et γ comme dans la radio, le visible et l'infrarouge. C'est pour ces raisons que j'ai établi une petite routine informatique s'occupant de la conversion des spectres obtenus (coups normalisés par seconde et par keV) avec les instruments *RXTE* et *INTEGRAL* en photons, en νF_ν ou dans des unités telles que erg (ou keV) cm^{-2} s^{-1}. Cela met en exergue les diverses composantes émissives du spectre (disque, Comptonisation, réflexion, raie du fer) décrites Chapitre 1.3. J'y indique par ailleurs le modèle total sommé sur les données. Cette routine utilise les résultats obtenus lors de mes ajustements aux données (décrits ci-après) de diverses longueurs d'onde. Par ailleurs, j'ai également ajouté à ce programme les conversions nécessaires pour les données issues de la radio, l'infrarouge et le visible.

4.2 Compétences acquises dans l'exploitation de divers logiciels

Outre les apprentissages mentionnés ci-dessus, j'ai été amenée à utiliser d'autres logiciels, très pratiques pour les études d'images, de spectres et de variabilités temporelles. Un ensemble de petits utilitaires existent et permettent de réduire un grand nombre de données de manière systématique et automatique, avec des lignes de commandes relativement simples. On peut ensuite visualiser les résultats en lisant les fichiers (FITS) créés.

4.2.1 Apprentissage du logiciel *ds9*

Les images obtenues ont été traitées avec ce logiciel facile de compréhension et d'utilisation. Il permet de créer et de visualiser les données et les images astronomiques avec tout un jeu de couleurs et d'outils. Dans les différents types d'images (Chapitre 3.1.4.4) de format FITS (pouvant être sauvées en ps ou en jpg), il est possible de sélectionner les zones à étudier, d'y indiquer les coordonnées, de choisir une échelle de couleurs, de lisser les pixels, de superposer plusieurs cartes réalisées dans diverses bandes d'énergie. On peut également indiquer les sources du catalogue issu de l'analyse standard, connues ou inconnues et analysées dans la zone du ciel étudiée afin de comparer plusieurs images à un même endroit sélectionné par l'utilisateur. C'est ainsi que j'ai réalisé les images présentées dans les Chapitres 6 à 9 (Partie IV).

4.2.2 Apprentissage et exploitation de l'outil *XSPEC*

J'ai aussi analysé les fichiers de format FITS avec le logiciel *XSPEC* conçu par Arnaud et al. (1996) dont le concept standard est d'ajuster les données astronomiques avec des modèles (tels que ceux décrits Chapitre 1.3) incorporés. Ils sont régulièrement développés et mis à jour par les créateurs/utilisateurs. Ce logiciel a d'abord été conçu pour le satellite *EXOSAT* en 1983 de telle manière qu'il puisse être réutilisé indépendamment de l'instrument. Il est aujourd'hui la référence pour l'analyse spectroscopique de données X, mais peut s'utiliser également sur les données γ, visible et UV. Relativement facile à comprendre et à tester/utiliser, ce logiciel lit la réponse du détecteur sous forme de matrices 2D contenant la réponse spectrale de l'instrument en fonction de l'énergie d'entrée et de la correspondance canal/énergie. Il contient de nombreux modèles enregistrés et permet essentiellement d'obtenir les meilleurs paramètres avec un niveau de confiance défini pour le modèle testé. Je peux ainsi réaliser des figures élégantes à partir des spectres que j'ai analysés et mis en entrée, et sauver uniquement les fichiers résultats (format texte) pour construire ensuite mes propres figures sous IDL. Il est aussi possible de regrouper les spectres dans des canaux plus larges en énergie (suivant leur significativité statistique) ou d'ajouter des erreurs systématiques pour ajuster (par la méthode du χ^2 ou autre choix de distribution statistique) les spectres en coups normalisés par seconde et par keV avec des modèles courants. Les matrices de réponse peuvent aussi être étendues pour estimer, avec le modèle choisi, la luminosité *bolométrique* des sources.

Dans la notation usuelle (que j'éviterai d'employer par la suite vue qu'elle est un peu technique, mais que je précise quand même ici pour ceux que cela intéresserait dans leurs recherches ou modélisations), j'ai employé les modèles suivants : un disque multicouleurs (DISKBB dans les notations usuelles, décrit Chapitre 1.3.1), un modèle de Comptonisation thermique (COMPST au Chapitre 1.3.2.1 ou COMPTT au 1.3.3.1) et, si nécessaire, un modèle de raie gaussienne (GAUSSIAN, Chapitre 1.3.2.2) pour tenir compte de la présence d'une raie du fer et un modèle de réflexion (REFLECT, Chapitre 1.3.2.2). En ce qui concerne les modèles de Comptonisation hybrides (Chapitre 1.3.3.2), les modèles de Poutanen et Svensson (1996, appelé COMPPS) et de Coppi (1999, appelé EQPAIR) ont été employés pour modéliser certains spectres (voir Chapitre 6 et 9). J'éviterai par la suite d'utiliser un tel jargon pour nommer des modèles que j'ai employés.

4.2.3 Analyses temporelles avec *powspec*

Cet outil permet, à partir des courbes de lumière de pas temporel constant (pouvant être inférieur à 1 ms suivant les besoins) réalisées dans des bandes d'énergie choisies, de tracer les spectres de puissance (PSD, définition Chapitre 1.6.3) des sources étudiées en fonction de la fréquence. L'intervalle de celle-ci peut être choisi et les courbes de lumière précédemment extraites moyennées. On peut appliquer la normalisation de Leahy (décrite Chapitre 1.6.2 et utilisée Chapitres 7.4.2 et 8.4.3). Ensuite, on peut modéliser le bruit apériodique et les QPOs (Chapitre 1.6.3.2) des binaires X à trou noir analysées, avec des Lorentziennes dont on calcule la fréquence, la largeur et le pic comme calculés Chapitres 7 et 8. La significativité de chacune de ces composantes peut aussi être testée.

4.3 Participation personnelle aux tâches de service

Je décris brièvement les diverses tâches auxquelles j'ai participé pour faire évoluer et améliorer les programmes d'analyses de données tout au long des diverses étapes. Pour rendre ces procédures meilleures, les tester et les comparer aux précédentes nécessitent une collaboration étroite, un travail d'équipe et des aller-retours permanents entre le travail des ingénieurs et des chercheurs (thésards compris). Je citerai entre autres les points suivants :
• modifications des catalogues (Chapitre 3.1.4.2) : suivant les sources découvertes, une mise à jour du catalogue standard (contenant plus de 1600 sources) est indispensable afin d'extraire au mieux les données d'une région pour chaque source qui y est présente et active. Il faut parfois réitérer la méthode d'extraction du catalogue suivant les résultats obtenus ou les nouvelles sources trouvées dans les images reconstruites ; j'ai averti l'ISDC (Chapitre 2.3.2) dès que cela se produisait ;
• tests des cartes de fond (Chapitre 3.1.3.2) : l'amélioration de la prise en compte du bruit de fond a permis d'enlever les trous apparents (baisse de l'estimation du flux réel d'une source donnée) dans certaines images reconstruites finales (Chapitre 3.1.4.3). Cela se répercutait aussi dans l'analyse spectrale si la source était trop forte ;
• tests sur l'estimation des flux et des erreurs dans l'imagerie : le flux était mal estimé (sous-estimé) et les *fantômes* (Chapitre 2.5.3) mal nettoyés. Ces *fantômes* pouvaient être lissés avec la rotation du satellite tandis que le déplacement 5×5 empilait les défauts (l'axe de rotation est aujourd'hui décalé légèrement entre chaque pose pour éviter cela). Il arrivait aussi qu'une série de sources ait le même flux. Des effets de pavés sombres ont entraîné la diminution de l'enregistrement des coups par seconde de la nébuleuse du Crabe par exemple. Dans ce cadre, j'ai aidé à la correction des creux ou de structures doublées dans l'imagerie (sortes de lobes en forme d'oreilles autour d'une source forte et hors axe) : ceci avait comme cause la mauvaise estimation de la variance qui était trop grande dans l'image reconstruite finale ;
• tests d'efficacité et de rapidité des logiciels : ma tâche a été, à partir de mêmes jeux de données analysés plusieurs fois au cours de ma thèse, 1) d'estimer si les améliorations étaient nettes ou non ; 2) de comparer les diverses étapes des logiciels d'analyses en temps de calcul, celui-ci tendant à diminuer au cours des années ; 3) de voir si, en dessous de 18–20 keV, les spectres étaient plus justes par comparaisons avec ce qui était attendu/connu/observé et 4) de réaliser le même type de tests dans les hautes énergies (au-delà de 200 keV) ;
• tests sur la meilleure prise en compte des pixels bruyants, notamment en extrayant des

spectres et en regardant en détail leurs résidus entre 13 et 20 keV, avec/sans les nouvelles méthodes de corrections des pixels bruyants (Chapitre 3.1.3.1) développées par les ingénieurs et les chercheurs du SAp entre autres ;
• aide au perfectionnement de l'extraction spectrale pour des régions denses que j'avais étudiées par mes propres moyens auparavant (avant qu'un logiciel satisfaisant n'existe). J'ai comparé mes anciens résultats à la nouvelle extraction spectrale standard disponible. J'ai aussi quantifié les améliorations apportées pour mieux estimer les spectres à haute énergie ;
• tests généraux des séquences de la réduction des données avec plusieurs types de données telles que celles de Cygnus X−1 et de la nébuleuse du Crabe (de positions bien connues) ou de celles des novae X situées dans le centre galactique (Chapitres 7 et 9) ou le halo (Chapitre 8) ;
• tests sur les problèmes d'installation du logiciel d'analyse des données JEM-X (Chapitre 3.2.2) : il semblerait que le problème soit dû à l'environnement informatique SUN de Saclay dont certaines routines et librairies manquent pour compiler correctement le logiciel de réduction des données JEM-X. J'ai donc utilisé une version précompilée que j'ai moi-même installée localement afin d'exploiter les données JEM-X.

4.4 Problèmes divers rencontrés

Outre les problèmes de compréhension des logiciels loin d'être automatiques (comme détaillé Chapitre 3), j'ai dû faire face à de sérieuses contraintes temporelles : de nombreuses heures/journées, voire des semaines de calculs étaient nécessaires pour analyser les données et pour combler les problèmes successifs des routines, en continuelle amélioration. Très souvent, j'ai dû refaire plusieurs fois les analyses pour une même source afin de trouver les meilleures options de réduction des données ou pour intégrer les régulières mises à jour des programmes et les tester. Ma participation aux tâches décrites précédemment a été importante et a permis de régler des problèmes ou d'en découvrir d'autres. Par ailleurs, les sursauts solaires ont eu des effets non négligeables sur les détecteurs. Il a fallu les intégrer, notamment pour SPI, ou les considérer comme des perturbations sur les données des ToOs que j'ai déclenchées.

Je signalerai enfin qu'au début de la mission, la télémesure était bloquée pour PICsIT car s'il manque une ligne d'une image, rien n'est exploitable pour cet instrument. Quand cette télémesure était trop importante, cela se produisait au détriment de celle allouée à ISGRI qui fut parfois perturbée, notamment dans les données de la *PV-Phase*. D'autres facteurs à prendre en considération pour chaque pose élémentaire étaient gênants pour l'exploitation des données : un temps de pose trop court, l'enregistrement de taux de comptage anormalement élevés, un mode de VETO particulier pour des périodes d'étalonnage en vol... J'ai donc développé un outil informatique permettant de lire des listes de SCWs et d'en extraire les mauvaises en sélectionnant les valeurs de ces paramètres (listés en colonne) qui me semblaient anormales pour diverses raisons (pas toujours explicables). Depuis la fin de l'année 2004, cela s'avère quasiment inutile car la configuration des instruments est beaucoup plus stable, n'engendrant plus de problèmes de télémesures, de VETO, et les poses sont mieux sélectionnées en vol et au sol sans que l'utilisateur ne s'en aperçoive.

Quatrième partie

LES BINAIRES X À TROU NOIR : MES RÉSULTATS

Stratégie d'observations et d'études

Sommaire

Afin de répondre aux problématiques posées dans mon Introduction et aux questions développées Chapitre 1.8, j'ai choisi d'étudier pendant ma thèse un certain nombre de trous noirs dans des systèmes binaires galactiques, balayant des natures et des classes différentes. Les choix de mes cibles d'études ont été motivés par la volonté de présenter un bel échantillon de sources, non pas pour en faire une étude de populations au sens statistique mais pour mieux comprendre les processus physiques d'émissions autour de systèmes de natures variées bien que contenant tous un trou noir stellaire comme objet céleste accrétant. Ils témoignent donc de la même physique d'accrétion et d'éjection. Ce large éventail de sources est le seul moyen d'obtenir des contraintes nouvelles sur les modèles en vue de leur unification possible grâce à des observables nombreuses et différentes dans plusieurs états spectraux. Par conséquent, j'ai choisi d'étudier des systèmes binaires X pertinents, c'est-à-dire lors de périodes intéressantes où se déroulaient (entre autres) des changements dans les courbes de lumière, dans les flux des rayons X mous/durs et γ, dans les propriétés spectrales et dans les variabilités temporelles.

TAB. 5.1 – *Caractéristiques des binaires X à tour noir analysées dans ma thèse par ordre de Chapitres (6 à 9).*

Source	Classe [a]	Coordonnées (l ; b)	Localisation[b] (distance en kpc)	Radio[c]
Cygnus X−1	H, P	(71,33° ; 3,06°)	Cygne (2,4)	oui
XTE J1720−318	L, T	(354,60° ; 3,09°)	centre galactique (8)	oui
SWIFT J1753.5−0127	L, T	(24,90° ; 12,18°)	halo (6?)	oui
H 1743−322	L, T	(357,12° ; -1,61°)	centre galactique (8)	oui
1E 1740.7−2942	L, P	(359,11° ; -0,10°)	centre galactique (8)	oui
GRS 1758−258	L, P	(4,51° ; -1,36°)	centre galactique (8)	oui
GRS 1915+105	L, T	(45,36° ; -0,22°)	Aquila (9)	oui

Notes:
a) H pour HMXB, L pour LMXB, T pour Transitoire, P pour Persistante ;
b) Nom de la constellation ou région du ciel ;
c) Activité radio détectée plus de 5 jours.

5.1 Choix de cibles pertinentes

J'ai étudié des systèmes binaires X de natures différentes : persistants, transitoires (avec des périodes plus ou moins longues de *quiescence*), abritant un trou noir de nature confirmée ou bien seulement un potentiel candidat trou noir, avec ou sans détection de jets. Pour atteindre mes objectifs, donc mieux contraindre les modèles existants et comprendre les processus émissifs autour de ces objets, j'ai choisi d'étudier et d'interpréter des sources relativement fortes, aussi bien des novae X en éruption que des binaires X persistantes, surtout lors de changements notables d'états spectraux. À noter qu'elles sont toutes de latitudes et de longitudes galactiques variées, ce qui enlève tout effet systématique éventuel, permet des comparaisons plus objectives globales entre les sources (jeunes et vieilles) et évite, par exemple, d'avoir l'influence du milieu interstellaire.

Par conséquent, j'étudierai (dans l'ordre) les sources suivantes, présentées dans la Table 5.1 : le système (microquasar) de grande masse persistant historique Cygnus X−1, deux novae X (candidat trou noir) intéressantes, de faibles masses et de répartitions galactiques différentes, XTE J1720−318 située dans le bulbe galactique et SWIFT J1753.5−0127 localisée dans le halo, toutes les deux analysées et interprétées au cours de leur éruption. Je présenterai aussi mes résultats portant sur trois microquasars de faibles masses situés dans le centre galactique : H 1743−322, 1E 1740.7−2942 et GRS 1758−258, ces deux dernières sources étant connues pour présenter des états *Mous* particuliers (très bas en luminosité X molle). Enfin, je terminerai par mes analyses et interprétations (en cours) sur la spectaculaire source qu'est le microquasar GRS 1915+105. Bien qu'apparemment atypique, GRS 1915+105 pourrait pourtant nous aider à comprendre la physique générale se produisant autour des systèmes binaires X à trou noir ainsi que l'origine des variations des composantes émissives menant aux transitions spectrales.

Pour résumer ma démarche, j'ai analysé des comportements spectraux variés, donnant des indications sur l'environnement des trous noirs stellaires et sur leur processus d'émission à haute énergie. Les variabilités temporelles et spectrales seront étudiées, dans la mesure du possible, via la richesse des données en ma possession. À travers la présentation de mes résultats sur ce bel échantillon de sources aux caractéristiques différentes, je tenterai de comprendre dans les Chapitres suivants, et de commenter dans mon Chapitre 10, la physique des processus émissifs se produisant dans le voisinage des candidats trous noirs (ou trous noirs avérés) concernant, par exemple, la dynamique des mouvements du disque d'accrétion et de la couronne, les émissions aux hautes énergies (thermiques ou non thermiques) ou les liens avec l'émission radio. Pour comprendre ces points, une description plus exigente des objets célestes choisis, variés mais présentant les mêmes processus physiques, est indispensable. Existerait-il des stigmates de la présence potentielle ou avérée d'un trou noir à travers le comportement spectro-temporel des binaires X ? Comment les composantes émissives du spectre interagissent-elles entre elles et évoluent-elles au sein de ce large échantillon de sources ?

5.2 Programmes d'observations

Notre groupe a des facilités et des droits pour observer de tels objets avec *INTEGRAL*. Son expertise et sa participation active dans la réalisation du télescope SIGMA et dans l'exploitation des données scientifiques en sont quelques unes des raisons. La participation du SAp à la construction des instruments haute énergie à bord d'*INTEGRAL* nous a fourni du temps d'observation garanti concernant de grandes thématiques de l'astrophysique γ spatiale. Grâce à ce savoir et aux collaborations existantes, j'ai bénéficié tout au long de ma thèse de facilités d'observations en parallèle du savoir scientifique des chercheurs et ingénieurs sur place. Je les ai exploitées et j'ai ensuite rapidement développé mes propres programmes d'observations, en participant dès mon arrivée en thèse à la rédaction de ToOs (Chapitre 2.8.1.2) en vue d'observer des cibles célestes potentiellement intéressantes à étudier, telles que celles remplissant les critères décrits précédemment. Outre la réduction des données et leur analyse, cela exige de grandes quantités de travail car les demandes d'observations que j'ai rédigées, coordonnées et dirigées chaque année demandent du temps et un investissement de travail personnel importants. J'ai dû bien évidemment réfléchir en détail aux critères d'observations (flux, transitions spectrales, temps d'expositions, détections significatives de raies) à demander suivant les types d'objectifs que je m'étais fixés (observations longues d'une même source pendant 100 ks, ou courtes - 10 ks - pour suivre l'évolution rapide d'une source tout au long de son éruption, etc.). J'ai justifié scientifiquement la pertinence de mes ToOs pour l'apport de nouvelles contraintes dans le cadre des modèles actuels et je continue mes programmes (acceptés jusqu'alors) chaque année.

Par ailleurs, une part de chance non négligeable existe lorsqu'on observe des sources variables : personne ne sait ni quand ni où elles entreront en éruption. Il faut donc être prêt à chaque instant, surveiller les ATELs (*AsTronomers' TElegrams*), les éventuelles détections de novae X ou les preuves de transitions spectrales (de systèmes binaires X connus ou non). Elles peuvent être observées, entre autres, par *RXTE* et *Swift*. Il arrive que cela se produise un jour férié (comme par exemple lors de la semaine du 15 août où j'ai déclenché des observations de SWIFT J1753.5−0127) ! Il faut par ailleurs que les contraintes de visibilités de ces sources soient compatibles avec celles des satellites (zones du ciel couvertes, autres programmes prioritaires prévus au même moment, etc.) et éventuellement des observatoires au sol. En participant à la continuation de ces programmes déjà acquis dans le passé par le groupe puis en les rédigeant personnellement, j'ai pu, par exemple, observer Cygnus X−1 pendant deux années consécutives (Chapitre 6) et déclencher des observations (ToOs) acceptées par l'ISOC (Chapitre 2.3.3) sur des novae X à trou noir. Je reconnais aussi que j'ai eu la chance d'observer grâce à mes ToO deux nouvelles sources : j'en présente les résultats dans les Chapitres 7 et 8. La Chapitre 9 est consacré aux quatre derniers microquasars de la Table 5.1 observés au cours de la mission.

5.3 Analyses communes réalisées

Pour chaque source, une sélection judicieuse des données lors de périodes intéressantes fut réalisée. Je détaille cela source par source, dans chaque Chapitre, en indiquant la période choisie et en expliquant les variations observées. Par ailleurs, de manière générale, les données IBIS et JEM-X ont été analysées avec les procédures standard implémentées dans les logiciels délivrés par l'ISDC. Suivant l'état d'avancement des outils informatiques communs, j'ai utilisé mes outils personnels d'analyses et choisi des critères de sélections spécifiques : des télémesures raisonnables, l'exclusion des pointés trop hors axes, le choix de phases stables du satellite, de configurations normales des instruments et l'utilisation de catalogues adaptés ont été appliqués. Les pointés trop proches des ceintures de rayonnement ou pollués par trop de bruit ont été exclus. Les erreurs systématiques ajoutées aux spectres ont varié entre 8 et 2% suivant les améliorations des matrices de réponse des instruments à bord d'*INTEGRAL*.

Par ailleurs, afin d'éviter les incertitudes dans les matrices de réponse pour les angles fortement hors axes (surtout en début de mission), j'ai choisi d'exclure les observations pour lesquelles la source était à plus de 4,5° de l'axe du télescope IBIS et à plus de 3° pour JEM-X. D'après les recommandations d'analyses, les événements IBIS/ISGRI furent sélectionnés au-dessus de 15–18 keV (22 keV au début de la mission avant que les corrections dans les basses énergies ne soient implémentées) et avec des temps de montée (Chapitre 2.6.2.2) entre le canal 7 et le canal 80. J'ai aussi adapté la matrice de réponse suivant la source : plus celle-ci est forte, plus les canaux que je choisis sont nombreux et je construis une matrice (RMF) avec des pas en énergie relativement grands pour chaque canal (de façon linéaire ou logarithmique). Par exemple, dans un premier temps, j'ai décidé de réunir linéairement les 2048 canaux de la matrice en 128, ce qui donne environ 8 keV par canal. Par la suite, j'ai procédé à des regroupements divers suivant la brillance des sources (présentées Partie IV) et souvent préféré refaire ma propre matrice à 64 canaux, excepté lorsque la source est trop faible (un nombre restreint de canaux, environ 10 pour les sources les plus faibles, suffit). En ce qui concerne SPI, diverses versions de matrices de réponse furent utilisées suivant la période des observations à cause de la perte de deux de ses détecteurs survenue après le lancement. Je détaillerai les analyses spécifiques réalisées - s'il y a lieu - source par source. J'utiliserai également une sorte d'*indice de couleur* ou de *dureté* pour chaque source (défini dès le Chapitre suivant) afin de caractériser des changements spectraux par l'observation des variations relatives des composantes molle et dure des données X et γ.

Deux ans d'analyses du prototype trou noir Cygnus X−1

Sommaire

6.1 Caractéristiques de la source binaire X

Depuis sa découverte en 1964 par Bowyer et al. (1965), Cygnus X−1 a été l'une des sources de rayons X cosmiques les plus observées en raison de sa grande luminosité dans la bande des rayons X et γ, et aussi à cause de son comportement spectro-temporel complexe et variable à diverses échelles (de moins d'une heure à la journée ou au mois). En dépit de la médiocre résolution angulaire des premiers détecteurs de rayons X cosmiques, Cygnus X−1 fut parmi les premières sources X identifiées avec un astre déjà répertorié dans un autre domaine spectral. Forts d'une première identification menée dans le domaine des ondes radio, Hjellming et Wade (1971) puis Wade et Hjellming (1972) associèrent Cygnus X−1 à HDE 226868, une étoile supergéante bleue de magnitude 9. Il fut alors rapidement établi que HDE 226868 était membre d'un système binaire, de période orbitale (Chapitre 1.1.2.1) P = 5,6 jours, dont l'autre composante, indétectable dans le visible, était fort probablement un astre effondré de type trou noir, car trop massif pour être une étoile à neutrons. Depuis le milieu des années soixante-dix, Cygnus X−1 se présente donc comme le prototype des systèmes binaires X à trou noir. Les meilleures estimations actuellement disponibles de Ziółkowski (2005), fondées sur de nouvelles analyses spectroscopiques de HDE 226868, impliquent pour la supergéante une masse de 20 ± 5 $M_\odot$ et un type spectral O9.7 Iab. Le système, dont l'objet compact a une masse de l'ordre de 10 $M_\odot$, est situé à 2,4 ± 0,5 kpc (McClintock et Remillard 2006). La fonction de masse contraint l'inclinaison angulaire du système à être comprise entre 25° et 67° (Gierliński et al. 1999) ; j'adopterai pour mes calculs la valeur intermédiaire de 45°. Par ailleurs, l'appartenance de cette source au rang de microquasars a été confirmée par la détection d'un jet relativiste (Stirling et al. 2001 ; Gallo et al. 2005).

Avec la multiplication des observations menées depuis le milieu des années soixante-dix dans le domaine des rayons X durs et des rayons γ de basse énergie, le trou noir Cygnus X−1 est essentiellement apparu sous deux états spectraux distincts (classifiés Chapitre 1.5). Observé le plus souvent dans le LHS, 90% du temps entre 1996 et 2000 (Gierliński et al. 1999) contre 66% depuis (Wilms et al. 2006), Cygnus X−1 se présente plus rarement dans le HSS. Cependant, la source a également déjà été observée lors d'IS. Depuis quelques années, Cygnus X−1 a été plus profondément étudié dans ces deux derniers états *Mous* (Zdziarski et al. 2002 ; Pottschmidt et al. 2003a ; Gleissner et al. 2004a ; Zdziarski et Gierliński 2004, Cadolle Bel et al. 2006a). La Figure 6.1 illustre les deux principaux types de comportements spectraux de Cygnus X−1 : lorsque le taux de comptage *RXTE*/ASM (donc dans la bande des X mous) est bas, le flux BASTE (X durs : 20–100 keV) est important, et l'indice spectral est compris entre -1,5 et -2, caractéristique du LHS. En revanche, lorsqu'une augmentation importante du taux de comptage ASM (X mous) se fait voir (d'un facteur ∼ 5 d'après la Figure 6.1 à gauche), le flux BATSE dans les rayons X durs diminue simultanément de façon notable (autour du jour julien tronqué TJD=10250) et l'indice de photons BATSE est alors compris entre -2,5 et -3, attestant d'une claire transition spectrale vers le HSS. Les deux types de spectres sont représentés sur la Figure 6.1 (à droite) en keV cm^{-2} s^{-1}.

6.2 Pertinence d'observer Cygnus X−1

Compte-tenu de tout le matériel scientifique ainsi accumulé depuis trois décennies, il est légitime de s'interroger sur le bien fondé d'une nouvelle observation de Cygnus X−1 avec le satellite *INTEGRAL*. En tant que prototype des candidats trous noirs, Cygnus X−1 a été observé en radio, en visible et avec tous les instruments à haute énergie, des rayons X mous aux rayons γ avec, entre autres, *ASCA* (Gierliński et al. 1999), SIGMA (Salotti et al. 1992), *RXTE* (Dove et al. 1998, Pottschmidt et al. 2003a), *BeppoSAX* (Frontera

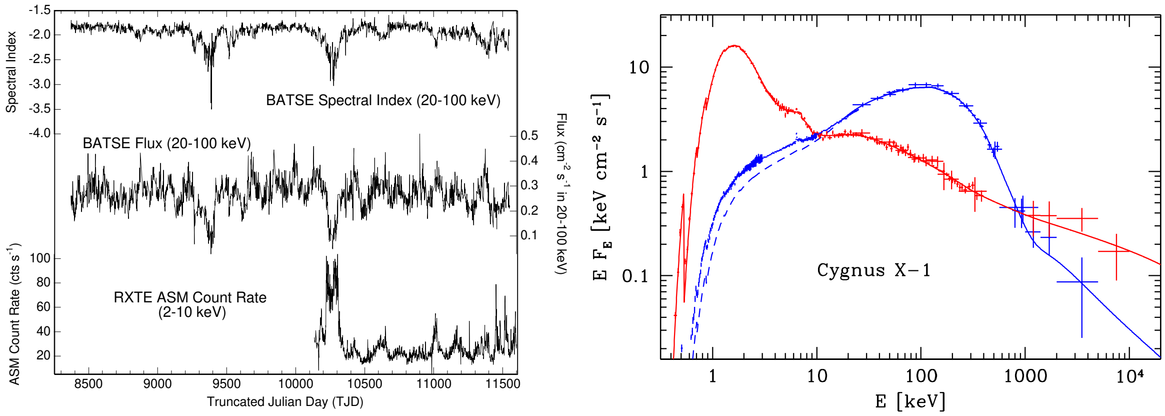


FIG. 6.1 – *Gauche : courbes de lumière* CGRO/*BATSE (et indice spectral 20–100 keV) et* RXTE/*ASM (2–10 keV) de Cygnus X−1, de 1991 à 1999, montrant les changements importants dans les X mous et durs. Droite : comparaison, pendant ces mêmes années, des spectres LHS (bleu) et HSS (rouge) de Cygnus X−1 obtenus avec* CGRO *et* BeppoSAX *en keV cm*$^{-2}$ *s*$^{-1}$ *et ajustés par le modèle de Coppi (1999). Pointillés : modèle uniquement sur les données* CGRO *; d'après McConnell et al. 2002).*

et al. 2001, Di Salvo et al. 2001) et *CGRO* (McConnell et al. 2000, 2002) comme l'attestent les courbes de lumière et spectres (accumulés sur plusieurs années) reportés Figures 6.1. La pertinence d'une telle observation tient, d'une part, à des raisons d'ordre purement scientifique et, d'autre part, à des raisons propres à la mission *INTEGRAL*. À n'en pas douter, toute nouvelle observation d'une source si variable est toujours une première, surtout si l'observation est menée dans une bande spectrale, comme celle des rayons X durs et des rayons γ de basse énergie, où les données sont plus rares et présentent une signification statistique loin d'être au niveau de celles des données collectées à plus basse énergie. C'est précisément dans ce domaine qu'a été menée la série d'observations approfondies de Cygnus X−1 avec *INTEGRAL*, représentant une importante partie de mon travail de thèse. De plus, il convient de noter que notre galaxie n'abrite qu'un tout petit nombre de systèmes binaires X à trou noir à émission persistante (bien que généralement très variable) et que Cygnus X−1 est celui dont l'éclat est le plus intense, tant dans la bande des rayons X mous que dans celle des rayons X durs et des rayons γ de basse énergie. Seules quelques rares novae X à trou noir (Chapitre 1.2.3) seraient en mesure de briller d'un éclat plus intense au maximum de leurs brefs états paroxysmiques. Comme la composante à haute énergie de cette source est importante et persistante, Cygnus X−1 demeure donc la cible de choix pour mettre à l'épreuve les modèles qui se proposent d'expliquer les processus émissifs au-delà de quelques centaines de keV à l'œuvre auprès des trous noirs stellaires accrétants (Chapitre 1.7).

L'étude d'une source aussi connue, dont on devrait connaître et comprendre a priori le comportement général, est en réalité loin d'être évidente. Si un modèle de disque d'accrétion du type de celui proposé par Shakura et Sunyaev (1973) s'imposa rapidement pour rendre compte de l'émission observée dans la bande des rayons X de basse énergie, on s'interroge encore sur la nature véritable de l'émission observée dans la bande des rayons X durs et des rayons γ de basse énergie. Comme je l'ai déjà mentionné, les modèles de Comptonisation peinent à expliquer l'émission de Cygnus X−1 détectée bien au-delà de quelques centaines de keV lors de séries d'observations menées simultanément par *BeppoSAX* et par *CGRO*. En effet, en juin 1996, en plus de la composante dominante de corps noir et de la composante dure, une queue à haute énergie s'étendant jusqu'à 10 MeV (Figure 6.1 à droite, en rouge) a été découverte par McConnell et al. (2002). Par chance, j'ai pu observer ce type d'excès - rarement détecté - dans les hautes énergies avec le satellite *INTEGRAL*. Je l'ai donc analysé et modélisé afin d'en comprendre l'origine. Cette source montre des états spectraux différents corrélés avec des changements brusques et significatifs dans les courbes de lumière et dans les flux, des rayons X mous aux rayons X durs et γ mous (Figure 6.1 à gauche), dont l'interprétation se doit d'être pertinente. Depuis sa découverte, de nombreux modèles ont été avancés sans pouvoir être définitivement départagés et font actuellement l'objet de controverses. C'est ce que je montre par la suite, en utilisant un maximum de données exploitables disponibles, dont je déduirai de précieuses informations.

De plus, la série d'observations de Cygnus X−1 conduite lors de la phase de vérification (ou *PV-Phase*, voir Chapitre 2.3.2) du satellite *INTEGRAL* et en novembre 2002 deux ans après le lancement, lors d'une nouvelle série d'étalonnages, tient également au fait que cette source est un des seuls astres observables par la mission européenne (peu après son lancement et pendant son vol) apte à briller d'un vif éclat dans les trois gammes spectrales d'énergie (visible, rayons X mous et durs et rayons γ de basse énergie) couvertes par les deux instruments principaux et les deux moniteurs qui composent la charge utile du satellite. Cette remarquable propriété fait de Cygnus X−1 la cible idéale pour des opérations de type *première lumière* et pour les phases d'étalonnage qui s'ensuivirent, la nébuleuse du Crabe n'étant pas visible au temps désiré. La position de Cygnus X−1 sur la voûte céleste, parfaitement connue, a permis d'étalonner les capacités des instruments d'*INTEGRAL* (les trois télescopes à masque codé en particulier), de former des images et d'estimer avec quelle précision ces instruments fournissent la position des sources détectées dans leur champ de vue. Les matrices de réponse ont par ailleurs été testées et améliorées en partie grâce aux observations de cette source ainsi que détaillées au Chapitre 4.1.1.

6.3 Deux années marquantes sélectionnées

Tout au long de la mission *INTEGRAL*, la source Cygnus X−1 a été souvent observée et l'est toujours en sa qualité de trou noir. Parmi cette foison de données, je me suis plus particulièrement penchée sur la période entre 2002 et 2004 pendant laquelle la source a changé plusieurs fois d'état spectral. Je présente pour la première fois $1{,}5\times10^6$ s accumulées sur la source, qui fut moins observée par la suite entre 2005 et 2006. L'analyse complète de mes données, les résultats et leurs discussions sont reportés dans l'article que j'ai publié en tant que premier auteur, intitulé « *The broad-band X-ray spectrum of Cygnus X−1 measured by INTEGRAL* », accepté dans A&A fin 2005. Un deuxième article également

Tab. 6.1 – *Échantillon des données de Cygnus X−1 analysées et interprétées dans ma thèse (l'observation indiquée en première ligne est utilisée, en plus des époques 1–4, pour les Figures 6.3 et 6.4 : elle correspond à toute la période de la phase d'étalonnage au début de la mission).*

Époque	Instrument	Période d'observation (date jj/mm/aa)	Exposition (ks)	Type d'observation
	IBIS	25/11/02–15/12/02	810	*staring*, 5×5, hex [a]
1	IBIS/SPI/JEM-X	09/12/02–11/12/02	365/365/31	5×5
2	IBIS/SPI/JEM-X	07/06/03–11/06/03	292/296/275	5×5
3	IBIS/JEM-X	24/03/03–10/09/04	269/35	GPS [b]
4	IBIS/SPI/JEM-X	22/11/04	8/8/6	étalonnage

Notes :
a) type de déplacements définis Chapitre 2.3.3 ;
b) expositions individuelles séparées de 6° le long du déplacement et décalées de 27,5° en longitude galactique.

publié dans A&A dont je suis co-auteur, « *Bimodal spectral variability of Cygnus X−1 in an Intermediate State* » (Malzac et al. 2006) présente une analyse des variabilités sur une courte période (quatre jours) et ses corrélations avec l'émission radio. Le présent Chapitre résume les résultats importants de mes articles et montre des analyses complémentaires. La discussion générale concernant les nouvelles informations et les contraintes apportées par mes recherches sur l'émission haute énergie de Cygnus X−1 sera développée dans la Partie V (Chapitre 10).

J'ai exploité au maximum les données disponibles qui n'avaient jamais fait l'objet d'études approfondies, depuis les basses énergies (autour de 5 keV) jusqu'aux rayons X durs et γ mous (autour du MeV). Je définis quatre époques d'observations dont les dates, temps d'exposition et modes de déplacement pour chaque instrument sont résumés dans la Table 6.1. Ces époques se découpent ainsi : phases d'étalonnage de novembre à décembre 2002 (ou *PV-Phase*, Chapitre 2.3.2) et fin de cette période sur laquelle je me suis plus particulièrement penchée (période notée 1) ; observations en temps ouvert en juin 2003 (époque 2, PI J. Malzac) ; balayages du plan galactique entre mars 2003 et septembre 2004, découpés en 5 groupes distincts (notés $3a$ à $3e$) ; enfin, une dernière phase d'étalonnage qui eut lieu en novembre 2004 (période 4). Ces découpages se justifient par le fait que la source y a changé d'état spectral, ce que je démontrerai ultérieurement. La Figure 6.2 représente l'image du ciel reconstruite IBIS/ISGRI obtenue lors de l'époque 2 où l'on voit que la source Cygnus X−3 était également active. Les périodes de mes observations *INTEGRAL* définies dans la Table 6.1 sont indiquées sur la Figure 6.3 (à gauche) qui montre la courbe de lumière *RXTE*/ASM simultanée aux observations *INTEGRAL*.

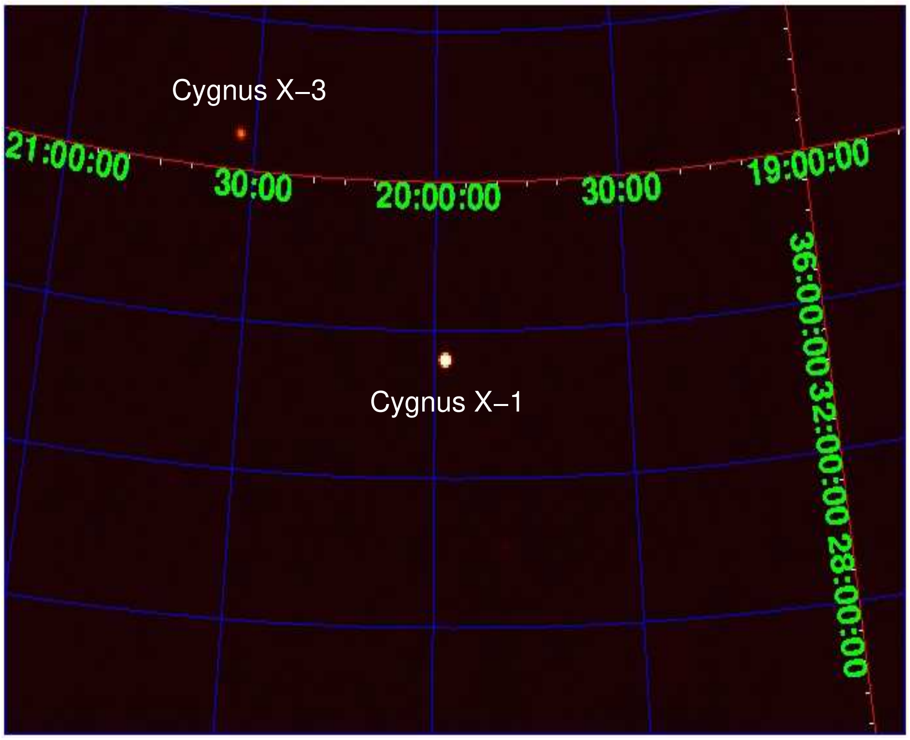


FIG. 6.2 – *Image du ciel reconstruite IBIS/ISGRI entre 20 et 30 keV de la région autour de Cygnus X−1 pendant l'époque 2. La source y apparaît avec une significativité de 1572 σ alors que celle de Cygnus X−3 atteint la valeur de 313 σ.*

6.4 Analyses spécifiques développées

Les procédures d'analyses de données détaillées Chapitres 3 et 5.3 ont été appliquées avec la dernière version disponible des logiciels et les outils décrits Chapitre 4, tout en suivant ma stratégie d'études et mes objectifs décrits Chapitre 5 : observer des transitions spectrales. En plus des sélections usuelles, j'ai considéré dans mes analyses la présence éventuelle de deux autres sources variables lorsque celles-ci étaient actives dans les bandes d'énergie considérées : l'étoile à neutrons Cygnus X−3 et le pulsar accrétant EXOSAT 2030+375. J'ai sélectionné les événements ISGRI d'énergie supérieure à 20 keV et employé les cartes de correction standard du bruit de fond (à 256 canaux) conformément à mes tests personnels (Chapitre 4). La nouvelle méthode d'extraction spectrale (dernier point du 3.1.5.2) fut employée. Pour l'extraction spectrale des données enregistrées par PICsIT, j'ai calculé le flux et l'erreur à la meilleure position trouvée pour la source dans l'image recombinée IBIS/ISGRI. La matrice officielle à 8 canaux fut employée. Enfin, pour SPI, les versions 15 et 2 des matrices de réponse (pour les images et les spectres) furent utilisées lors des époques 1 et 2 contre les versions 17 et 4 pour l'époque 4 (soit après la perte des deux détecteurs). Pour les courtes observations interrompues de l'époque 3, les données SPI étaient inutilisables car une évaluation correcte du bruit de fond, étape déjà délicate

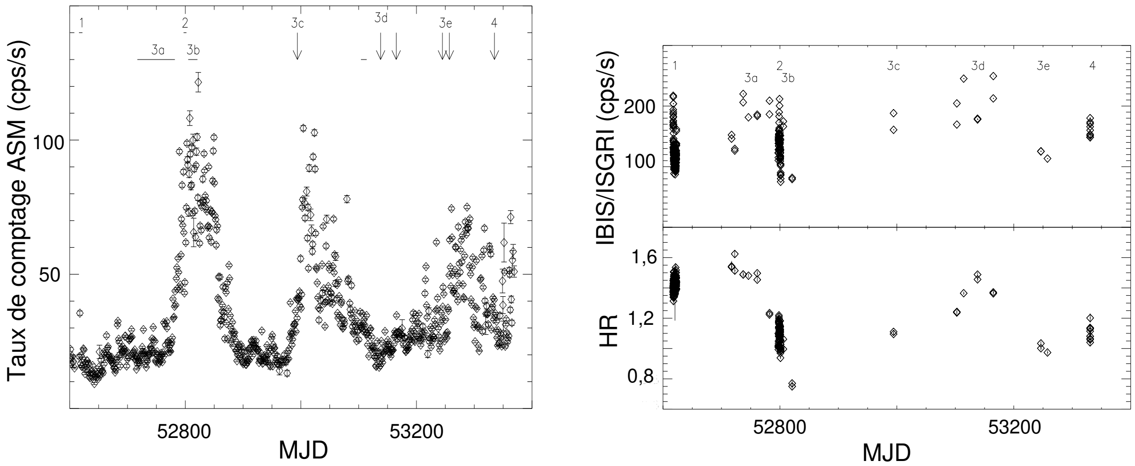


Fig. 6.3 – *Gauche : courbe de lumière* RXTE/*ASM dans la bande 1,5–12 keV du 25 novembre 2002 au 22 novembre 2004 (MJD=JD−2 400 000,5) avec les périodes de mes observations* INTEGRAL *indiquées. Droite : courbe de lumière simultanée IBIS/ISGRI dans la bande 20–200 keV et HR correspondant entre les bandes 40–100 et 20–30 keV (voir le texte et les Tables 6.1 et 6.2 pour la définition des époques).*

en temps normal pour cet instrument (voir Chapitre 3.2.1), était irréalisable.

En ce qui concerne les spectres obtenus, j'ai ajouté, suivant les recommandations des équipes instrumentales, 3% d'erreurs systématiques aux données JEM-X (5–30 keV), IBIS (20 keV–1 MeV) et SPI (22 keV–1 MeV) et j'ai ajusté mes résultats (avec les outils décrits Chapitre 4) avec les modèles décrits Chapitre 1.3. Afin de prendre en compte les incertitudes d'étalonnage entre chaque instrument, j'ai mis une constante multiplicative devant chaque jeu de données, la fixant à 1 pour JEM-X et la laissant libre de varier pour IBIS et SPI lors de l'ajustement spectral (modèles décrits ci-après). Dans le cas présent, j'ai toujours fixé la valeur de l'absorption interstellaire N_{H} à 6×10^{21} cm^{-2} (selon Balucińska-Church et al. 1995) et j'ai forcé la valeur des photons mous d'énergie kT_0 du modèle de Comptonisation TT94 (Chapitre 1.3.3.1) à être égale à la meilleure valeur ajustée de l'énergie interne kT_{in} des photons du disque. Dans le modèle de réflexion (Chapitre 1.3.2.2), j'ai choisi des abondances solaires pour le fer et l'hélium (Anders et Grevesse 1989). L'utilisation des modèles hybrides (Chapitre 1.3.3.2) sera détaillée le cas échéant.

6.5 Courbes de lumière

Je définis l'indice de dureté communément appelé *Hardness Ratio* (HR par la suite) comme le rapport des coups reçus par seconde dans deux bandes d'énergie distinctes soit, dans le cas présent, le rapport entre les taux de comptage des bandes 40–100 keV par 20–30 keV. À l'instar des astronomes qui étudient les indices de couleur, j'ai calculé le HR pour chacune des époques : il permet de caractériser une éventuelle évolution des coups

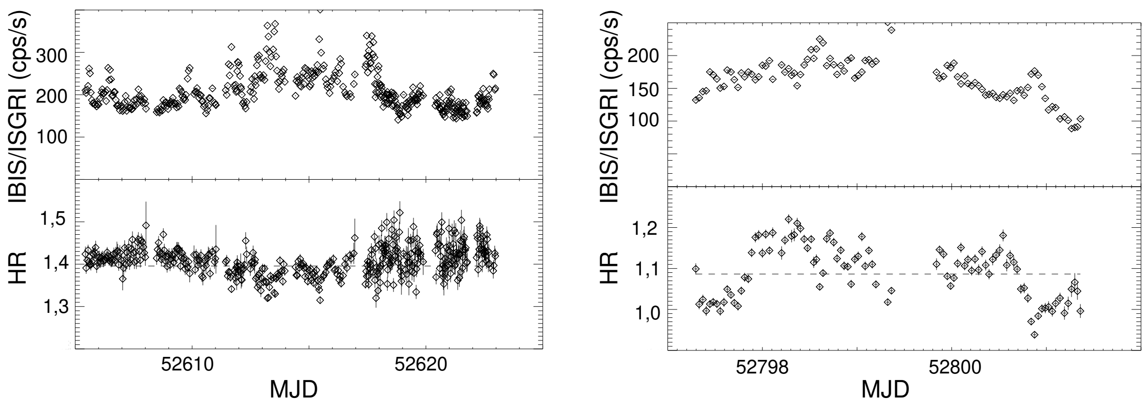


Fig. 6.4 – *Gauche : agrandissement de la courbe de lumière IBIS/ISGRI dans la bande 20–200 keV du 25 novembre au 15 décembre 2002 et HR correspondant entre les bandes 40–100 et 20–30 keV (niveau moyen indiqué par une ligne pointillée). Droite : idem pour l'époque 2.*

enregistrés entre les basses et les hautes énergies et donc de savoir si l'état spectral de la source a changé au cours du temps. Estimons d'abord l'erreur effectuée en calculant cet indice. Puisque HR$=\pm h/b$, h et b étant les variables qui représentent les coups de la source dans deux bandes distinctes (de préférence *haute* et *basse* pour avoir un meilleur contraste), l'erreur faite sur HR est calculée suivant la formule $\sigma_{\mathrm{HR}}^2 = \mathrm{HR}\,\sqrt{(\sigma_h^2+\sigma_b^2)}$, où σ_h et σ_b sont les erreurs poissonniennes de h et de b. Les termes croisés s'annulent dans le cas présent puisque les coups par seconde dans deux bandes d'énergie différentes sont, par définition, indépendants.

Il est indispensable, avant de sommer les poses pour en faire un spectre accumulé sur plusieurs heures/jours (statistiquement plus significatif) de s'assurer que les variabilités spectrales observées par *INTEGRAL* sont bien dues à la source et non à des facteurs externes, propres au déplacement du satellite par exemple. L'évolution du HR permet aussi de déceler les éventuelles variations des composantes X dans différentes gammes d'énergies ou un pivotement entre les basses et les hautes énergies et donc de remarquer les changements spectraux de la source. C'est pourquoi je montre pour les époques 1 à 4 sur la Figure 6.3 (à droite) et 6.4 (agrandissement des deux premières périodes) les courbes de lumière et HRs correspondants.

Comme montré Figure 6.3 (à gauche), le taux de comptage moyen ASM enregistré pour Cygnus X−1 dans la bande 1,5–12 keV était de 1,3 Crabes pendant l'époque 2 contre 290 milli-Crabes lors de l'époque 1, soit 4,5 fois plus fort. Les courbes de lumière IBIS/ISGRI dans la bande 20–200 keV et les HRs correspondants des époques 1 à 4 sont présentés Figure 6.3 (à droite) et agrandis pour les périodes 1 et 2 sur la Figure 6.4. De l'époque 1 à 2, alors que le taux de comptage ASM croît, celui d'IBIS/ISGRI diminue de $\sim$970 à $\sim$670 milli-Crabes (où 1 Crabe représente 205 coups par seconde dans la bande 20–200 keV) comme le montre la Figure 6.4. Cela indique probablement un changement d'état entre les époques 1 et 2, comme le suggère également la diminution du HR moyen

IBIS/ISGRI de la même Figure (1,4 pour la première époque contre 1,1 pour la deuxième). Des transitions similaires (avec des changements dans la courbe de lumière ASM et dans le HR IBIS/ISGRI) se produisent pendant l'époque 3 : la Figure 6.3 (à droite, panneau du bas) montre le comportement de ce HR entre 2002 et 2004 (périodes indiquées Table 6.1 et 6.2). J'ai donc découpé l'époque 3 en 5 sous-groupes distincts (notés *a* à *e*) de pointés proches qui semblent se produire, d'après la Figure 6.3, dans des régimes différents du taux de comptage ASM et de la valeur moyenne du HR IBIS/ISGRI. Les données de chaque époque et sous-groupe ont été sommées (outils décrits Chapitre 4) afin d'obtenir et d'étudier séparément le spectre moyen de la source par époque dans un même état spectral.

6.6 Approche spectrale large bande aux hautes énergies

TAB. 6.2 – *Meilleur ajustement des données de Cygnus X−1 au cours des diverses périodes avec une constante multiplicative devant le modèle de Comptonisation thermique (TT94) convolué par de la réflexion, avec des composantes éventuelles de disque multicouleurs absorbé et de raie du fer.* $N_{\rm H}$ *est fixée à* $6 \times 10^{21}\,cm^{-2}$ *et* kT_0 *égalisée à* $kT_{\rm in}$*. Les erreurs sont données à 90% du niveau de confiance (*$\Delta\chi^2$ *=2,7).*

#Époque et Dates (MJD)	N^a	$kT_{\rm in}$ ou kT_0 (keV)	$kT_{\rm e}$ (keV)	τ	$E_{\rm Fe}$ (keV)	$\Omega/2\pi^b$	χ^2_r (dl)
1, 52617-620	-	0,20 (fixé)	67^{+8}_{-6}	$1{,}98^{+0{,}21}_{-0{,}23}$	-	$0{,}25^{+0{,}03}_{-0{,}04}$	1,45 (230)
2, 52797-801	250^{+89}_{-59}	1,16±0,07	100^{+29}_{-17}	$0{,}98^{+0{,}25}_{-0{,}28}$	$7{,}07^{+0{,}12}_{-0{,}11}$	$0{,}57^{+0{,}09}_{-0{,}06}$	1,69 (236)
3*a*, 52710-780	-	0,20 (fixé)	68^{+22}_{-12}	$2{,}08^{+0{,}51}_{-0{,}84}$	6,48±0,13	$0{,}32^{+0{,}05}_{-0{,}07}$	1,07 (190)
3*b*, 52801-825	312^{+25}_{-24}	1,15±0,03	93±42	$0{,}80^{+0{,}86}_{-0{,}40}$	6,40±0,73	$0{,}58^{+0{,}20}_{-0{,}18}$	0,93 (190)
3*c*, 52990	361^{+61}_{-67}	0,99± 0,08	58^{+54}_{-15}	$1{,}60^{+0{,}64}_{-0{,}80}$	6,96±0,19	$0{,}23^{+0{,}17}_{-0{,}09}$	0,99 (190)
3*d*, 53101-165	-	0,20 (fixé)	56^{+12}_{-7}	$2{,}28^{+0{,}30}_{-0{,}41}$	6,11±0,26	0,27±0,06	0,81 (190)
3*e*, 53240-260	132±10	1,39±0,77	48^{+20}_{-6}	$1{,}85^{+0{,}40}_{-0{,}07}$	6,49±0,38	$0{,}49^{+0{,}37}_{-0{,}32}$	1,56 (190)
4, 53335	232^{+21}_{-32}	1,16 (fixé)	128^{+84}_{-63}	$0{,}74^{+0{,}88}_{-0{,}38}$	$7{,}78^{+0{,}44}_{-0{,}42}$	$0{,}47^{+0{,}18}_{-0{,}14}$	0,97 (221)

Notes :
a) Normalisation du disque N (Chapitre 1.3.1) donnée par $N = (R_{\rm in}/D)^2 \cos i$, où $R_{\rm in}$ est le rayon interne en km, D la distance de la source (en unités de 10 kpc) et i l'inclinaison du disque ;
b) Angle solide de la composante de réflexion.

Les paramètres spectraux obtenus pour les diverses périodes et sous-groupes, en ajustant au mieux le même modèle de Comptonisation thermique aux données afin de comparer toutes les données (époques 1 à 4), sont décrits et résumés dans la Table 6.2 où « dl » précise le nombre de degrés de liberté. J'ai aussi essayé les modèles plus complexes hybrides (Chapitre 1.3.3.2) de Poutanen et al. (1996) et de Coppi (1999) : les résultats ne sont présentés que pour l'époque 2 où les statistiques étaient significativement meilleures, les configurations des instruments plus stables et pendant laquelle la présence d'une contribution non thermique était la plus vraisemblablement prononcée.

6.6.1 L'état *Dur*

La Figure 6.5 (à gauche) montre le spectre (en coups par seconde et par keV) de la source entre 5 keV et 1 MeV obtenu avec les données enregistrées par JEM-X, SPI, IBIS/ISGRI et PICsIT lors de l'époque 1 (9–11 décembre 2002). Une simple loi de puissance ne s'ajuste pas correctement aux données ($\Gamma = 1{,}9 \pm 0{,}1$ avec un Chi-2 réduit χ^2_r=12,9 pour 213 dl). Une coupure (dont l'énergie est autour de 150 keV) dans le modèle améliore clairement l'ajustement (χ^2_r=2,12 avec 212 dl) et la description des données disponibles. Puisqu'une loi de puissance avec une coupure exponentielle est habituellement attribuée à de la Comptonisation thermique, j'ai remplacé ce modèle phénoménologique par un modèle plus physique de Comptonisation, le TT94 (Chapitre 1.3.3.1). Comme des résidus étaient encore visibles autour de 10 keV, j'ai ajouté une composante de réflexion (Chapitre 1.3.2.2) avec un angle d'inclinaison i=45° pour tenir compte de cet excès. Le meilleur modèle final est donc de la Comptonisation thermique convoluée par de la réflexion. J'ai obtenu une température kT_e de 67 keV pour le plasma d'électrons chauds (∼1/3 de l'énergie de coupure comme prévu), une épaisseur optique τ de 1,98 et un angle solide de réflexion $\Omega/2\pi = 0{,}25$ et χ^2_r=1,45 (230 dl). La composante multicouleurs du disque est très faible ou en-dessous de la bande d'énergie de JEM-X : je ne l'ai donc pas ajoutée lors de l'ajustement spectral. Comme elle n'a pas de contribution significative dans notre intervalle d'énergie, j'ai fixé la valeur de la température kT_0 du modèle de Comptonisation à 0,20 keV. Les constantes de normalisation entre JEM-X, IBIS/ISGRI, SPI et IBIS/PICsIT sont respectivement égales à 1, 1,2, 1,3 et 0,9.

On remarque quelques points résiduels dans le spectre ajusté, en particulier pour les données SPI dans les basses énergies (et pour les données IBIS autour de 200 keV). Ceci est dû à l'imparfait étalonnage entre les instruments d'*INTEGRAL*, en cours d'amélioration. En effet, en ajustant séparément les données de chaque instrument, les résidus sont réduits avec peu de changements dans les paramètres spectraux. Par ailleurs, la configuration d'IBIS n'était pas stable lors des premières phases de la mission : en particulier, pendant la *PV-Phase*, les spectres ont subi le fait que les matrices de réponse d'IBIS ont été construites lors d'observations ultérieures de la nébuleuse du Crabe, avec une configuration mieux définie et plus stable de l'instrument.

En dépit de ces faiblesses, tous les spectres concordent bien et définissent le même jeu de valeurs pour les paramètres spectraux. La Figure 6.5 (à droite) montre le spectre résultant en $EF(E)$ (en keV cm^{-2} s^{-1}) et son meilleur ajustement avec les données JEM-X, IBIS et SPI. La Table 6.2 résume tous les résultats des ajustements spectraux. Alors que la luminosité entre 20 et 100 keV est égale à $6{,}5\times10^{36}$ erg s^{-1} (en prenant 2,4 kpc comme distance à la source), la luminosité bolométrique, extrapolée entre 0,01 keV et 10 MeV (suivant la méthode décrite Chapitre 4.2.2), vaut $2{,}2\times10^{37}$ erg s^{-1}. Les meilleurs paramètres spectraux que j'obtiens sont compatibles avec ceux trouvés pour les binaires X

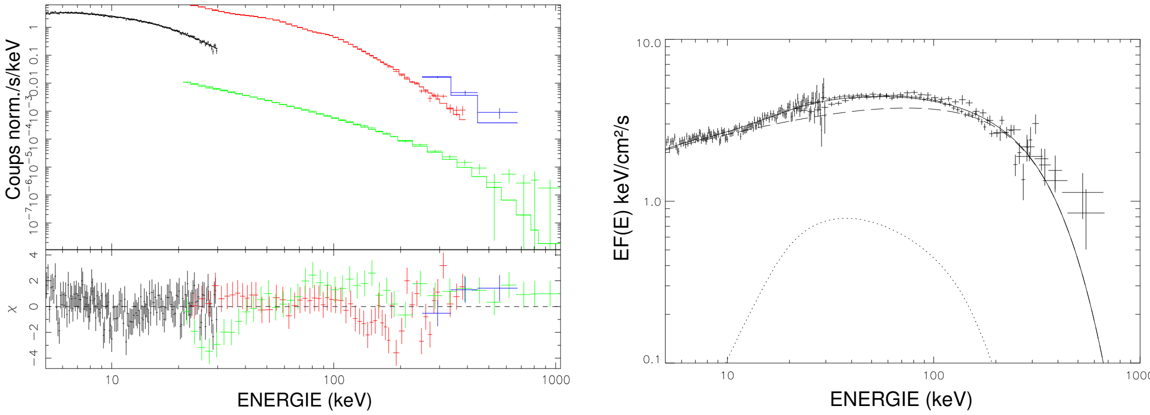


Fig. 6.5 – *Gauche : spectres de Cygnus X−1 pendant l'époque 1 avec JEM-X (noir), SPI (vert) et IBIS (ISGRI : rouge ; PICsIT : bleu). Le meilleur modèle ajusté est celui de Comptonisation TT94 avec une composante de réflexion (voir Table 6.2). Les résidus en σ sont aussi montrés. Droite : spectres correspondants non absorbés en $EF(E)$ sur les mêmes données (pointillés : réflexion ; tirets longs : Comptonisation ; trait épais : modèle total).*

à trou noir dans le LHS (McClintock et Remillard 2006) et avec les résultats précédemment trouvés pour Cygnus X−1 dans le LHS, en particulier avec les données *INTEGRAL* : en effet, Bazzano et al. (2003), Bouchet et al. (2003) et Pottschmidt et al. (2003b) donnent généralement des températures de plasma entre 50 et 100 keV et des profondeurs optiques comprises entre 1 et 2. En particulier, mon spectre SPI est entièrement compatible avec celui reporté par Bouchet et al. (2003). Ils ont observé que le spectre déduit avait un important excès par rapport au modèle ST80 de Comptonisation (défini Chapitre 1.3.2.1) et qu'il était mieux ajusté par une loi de puissance avec une coupure à 155 keV et Γ=1,5. Je trouve exactement les mêmes résultats si j'ajuste mon spectre SPI seul avec le ST80, ou avec la loi de puissance à coupure exponentielle. Cette émission, en excès par rapport au modèle ST80, a déjà été observée dans de nombreux cas pour les spectres LHS des systèmes à trou noir, entre autres par Jourdain et al. (1994). Cependant, aucun excès significatif n'est observé lors de l'époque 1 avec le modèle TT94, qui décrit mieux la Comptonisation pour des plasmas à haute température que ne le fait le ST80, ce qui avait d'ailleurs mené L. Titarchuk à améliorer son modèle en 1994 suivant les points décrits Chapitre 1.3.3.1.

6.6.2 La transition vers un état *Mou* en juin 2003

Des changements sont visibles dans la courbe de lumière ASM de Cygnus X−1 (Figure 6.3, à gauche) et dans le HR aux hautes énergies correspondant, montré Figure 6.4 (valeur moyenne de 1,1 pour l'époque 2 contre plus de 1,4 pour l'époque 1). Il est clair que la source se ramollit pendant l'époque 2. Bien qu'une simple loi de puissance ne s'ajuste pas bien aux données (χ_r^2=23,51 pour 245 dl), la pente qui en résulte est plus molle (Γ=2,2±0,1). De même que je l'ai réalisée pour l'analyse du spectre LHS, l'inspection des résidus m'a révélé quels types de composantes sont nécessaires pour construire

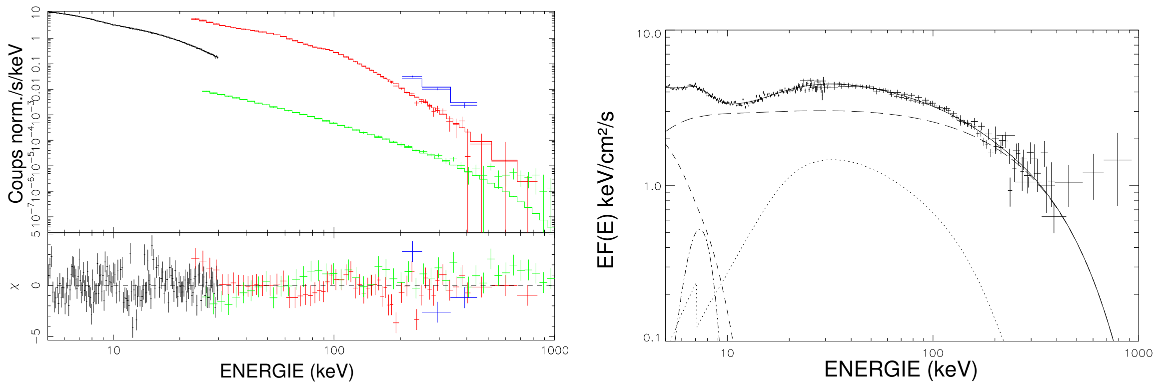


FIG. 6.6 – *Gauche : spectres de Cygnus X−1 pendant l'époque 2 avec JEM-X (noir), SPI (vert) et IBIS (ISGRI : rouge ; PICsIT : bleu). Le meilleur modèle ajusté est un disque multicouleurs avec de la Comptonisation (TT94), de la réflexion et une raie gaussienne (voir Table 6.2). Les résidus en σ sont aussi montrés. Droite : spectres correspondants non absorbés en $EF(E)$ sur les mêmes données (tirets courts : disque ; tiret-points : raie gaussienne ; pointillés : réflexion ; tirets longs : Comptonisation ; trait épais : modèle total).*

un modèle correct. La nécessité de chacune des nouvelles composantes est testée d'après les résultats de mes ajustements et le modèle final que je choisis est vérifié en répétant la procédure par ajout des composantes dans un ordre différent.

Premièrement, j'ai inclus une coupure dans la loi de puissance et amélioré le χ^2_r par $\Delta\chi^2_r$=7,8 : cela indique que la nouvelle composante est significative à plus de 95%. Les données étant mieux décrites par cette coupure autour de 200 keV, j'ai essayé le modèle davantage physique de Comptonisation (TT94) comme pour l'époque 1. De plus, comme de larges résidus étaient visibles dans les X mous et que j'avais soupçonné une transition vers un état plus *Mou* (IS), j'ai ajouté une composante de disques multicouleurs, en fait requise par les données (χ^2_r=14,87 et 239 dl sans cette composante). Quelques résidus autour de 10 keV montrent qu'une composante de réflexion est aussi nécessaire. Par conséquent, le meilleur modèle pour le continu est constitué d'un disque multicouleurs et de la Comptonisation thermique (TT94) convoluée par de la réflexion (avec les paramètres fixés comme précédemment). J'ai fixé la température kT_0 à celle ajustée par le modèle de disque ($kT_{\rm in}$). Finalement, j'ai ajouté un profil de raie gaussien pour tenir compte de résidus encore visibles dans les données JEM-X autour de 6–7 keV (χ^2_r=2,42 avec 237 dl sans cette composante), probablement dus à la fluorescence du fer.

La Table 6.2 résume les meilleurs paramètres ajustés avec ce modèle et le χ^2_r obtenu de 5 keV à 1 MeV. J'ai trouvé une température de plasma $kT_{\rm e}$ de 100^{+29}_{-17} keV et une profondeur optique τ de $0{,}98^{+0{,}25}_{-0{,}28}$, respectivement plus grande et plus faible que pour l'époque 1 ($kT_{\rm e}$=67^{+8}_{-6} et τ=$1{,}98^{+0{,}21}_{-0{,}23}$). La température du bord interne du disque atteint la valeur de 1,16 keV et une raie significative est détectée à une énergie de centroïde (noté $E_{\rm Fe}$) 7,07 keV avec une largeur équivalente (ou EW pour *Equivalent Width*) égale à 1,4 keV. En prenant la même distance que précédemment, la luminosité dans la bande 0,5–10 keV est de $6{,}5\times10^{36}$ erg s^{-1} et de $5{,}2\times10^{36}$ erg s^{-1} dans la bande 20–100 keV. La luminosité bolométrique, extrapolée de 0,01 keV à 10 MeV, vaut $2{\times}10^{37}$ erg s^{-1} ; le disque représente 26% de la luminosité totale.

La valeur de la normalisation du disque qui découle du modèle de disque multicouleurs est probablement sous-estimée et insuffisamment contrainte par les données JEM-X (qui commencent à 5 keV). Ce modèle de disque n'est qu'une approximation de la composante molle : la déduction directe des paramètres physiques du disque d'après les meilleurs paramètres ajustés peut subir d'importants effets d'après Merloni et al. (2000). Ils affirment que l'effet dominant dans les régions internes du disque serait l'opacité, principalement due aux interactions électroniques plutôt qu'à l'absorption free-free. Il en résulte que la température déduite pour le disque ($kT_{\rm in}$) surestime d'un facteur 1,7 au moins la température effective interne d'après les calculs de Shimura et Takahara (1995), ce qui a également un effet sur l'estimation du rayon interne. En supposant i=45°, ce rayon issu de la meilleure normalisation du disque a la valeur (physiquement irréelle) de $4{,}50^{+0{,}74}_{-0{,}56}$ km. Pour un trou noir de 10 $M_{\odot}$, cela correspond à un rayon de 0,15 $R_{\rm s}$ (Chapitre 1.1.2.2), plus petit que celui de la dernière orbite stable, même autour d'un trou noir de Kerr de spin maximal.

Comparativement, une forte composante de réflexion ($\Omega/2\pi$=$0{,}57^{+0{,}09}_{-0{,}06}$ lors de l'époque 2 contre $0{,}25^{+0{,}03}_{-0{,}04}$ pour l'époque 1) est nécessaire pour ajuster au mieux les données (χ^2_r=4,57 pour 237 dl sans cette composante). La valeur trouvée pour $\Omega/2\pi$ est compatible avec les observations de Cygnus X−1 par *ASCA* et *RXTE*, analysées par Gierliński et al. (1996, 1999) et par *BeppoSAX*, d'après ce qu'indiquent Frontera et al. (2001). Le meilleur modèle, ajusté et représenté sur les données JEM-X, IBIS et SPI est montré en coups normalisés par seconde et par keV sur la Figure 6.6 (à gauche) tandis qu'à droite est représenté le spectre en $EF(E)$ (keV cm^{-2} s^{-1}) avec son meilleur modèle. J'ai regroupé les points SPI aux hautes énergies (supérieures à 750 keV) au niveau de 3σ et j'ai ajusté mes données sur les 50 canaux du spectre (pas en énergie entre 22 keV et 1 MeV). Les constantes de normalisation sont respectivement égales à 1, 1, 1,2 et 1. Les résidus montrent à nouveau que des améliorations dans l'étalonnage entre les instruments et dans les matrices de réponse sont nécessaires pour obtenir un ajustement entièrement satisfaisant des données *INTEGRAL*, mais je suis convaincue que le modèle général et que les paramètres qui en résultent sont correctement déterminés.

D'après le comportement de la courbe de lumière ASM (Figure 6.3 à gauche), l'évolution du HR IBIS/ISGRI (Figure 6.4 à droite, panneaux du bas), la mollesse relative du spectre et la présence d'une forte émission dure, il semble que, pendant les observations de juin 2003, la source était dans l'IS (ou le FST, voir Chapitre 1.5.2). Cela est également corroboré par les observations radio de Malzac et al. (2004). Nous avons en effet montré que les fluctuations de la luminosité radio sont associées à un pivotement dans le spectre haute énergie. Je détaillerai davantage cela Section 6.6.4 où je présente les résultats de notre article avec J. Malzac, accepté en 2006 dans A&A. Les paramètres de Comptonisation que j'ai déduits sont compatibles avec ceux trouvés pour les binaires X à trou noir dans les états mous (revue de McClintock et Remillard 2006).

Comme on le voit Figure 6.6, un excès au-dessus de 400 keV par rapport à un spectre de Comptonisation est visible dans les données SPI, alors qu'il était absent lors de l'époque 1. J'ai essayé plusieurs modèles de bruit de fond et utilisé diverses méthodes de sélection des pointés avec deux traitements de données différents (l'analyse standard et celle développée par l'équipe d'instrumentation SPI au CESR à Toulouse) ; cette structure reste cependant présente. Afin d'évaluer la présence possible d'effets instrumentaux, j'ai analysé une observation de la nébuleuse du Crabe par l'instrument SPI du 22 au 24 février 2003, avec les mêmes configurations et déplacements de pointés que ceux des observations de Cygnus X−1 lors de l'époque 2. J'ai obtenu un spectre compatible avec celui reporté par Roques et al. (2003) que je montre Figure 6.7 avec tous les instrument haute énergie à bord d'*INTEGRAL*. Avec 3% de systématiques ajoutées aux 200 ks de données SPI, ce spectre est correctement décrit par une loi de puissance d'indice Γ=2,1 sur la gamme d'énergie de 22 à 1000 keV et aucun excès à haute énergie significatif n'est observé au-dessus de 400 keV. Ce test montre qu'il est peu vraisemblable que la queue haute énergie observée dans Cygnus X−1 lors de l'IS soit un effet systématique.

J'ai ajusté cet excès avec une autre composante en plus du modèle courant de Comp-

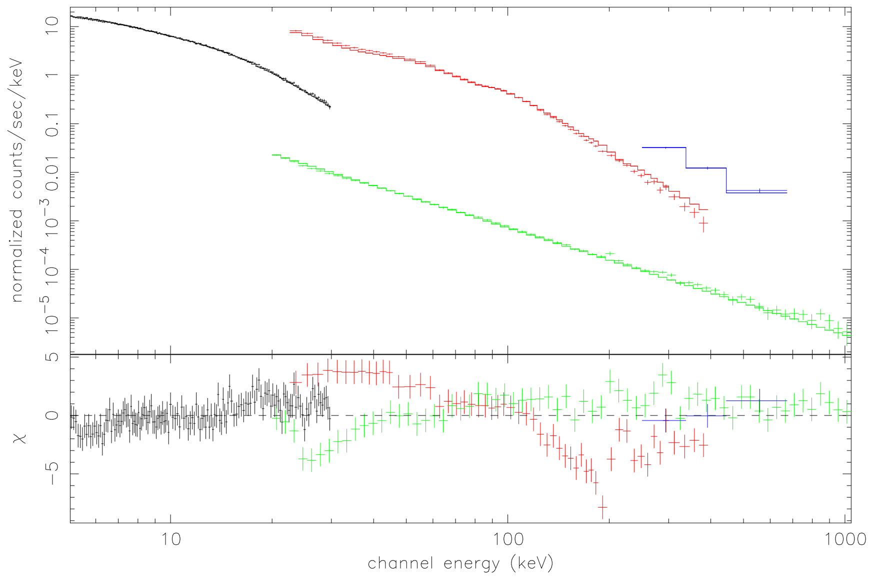


Fig. 6.7 – *Spectres de la nébuleuse du Crabe ajusté par une loi de puissance avec JEM-X (noir), SPI (vert) et IBIS (ISGRI : rouge ; PICsIT : bleu).*

tonisation utilisé jusqu'alors. En ajoutant une simple loi de puissance pour toutes les données (excepté celles de JEM-X), j'obtiens le meilleur indice de photon ajusté $\Gamma=2{,}12^{+0{,}31}_{-0{,}16}$. L'amélioration dans le χ^2_r est relativement importante (1,65 avec un χ^2 réduit par 10 pour deux paramètres libres additionnels) ce qui montre que cette composante est significative. Un F-test, qui caractérise l'utilité d'ajouter une composante en testant par la méthode du χ^2 (Bevington et Robinson 1992) sa nécessité par rapport au modèle sans, donne une probabilité de 10^{-2} que cette amélioration soit due au hasard. Parallèlement, les paramètres obtenus avec le modèle courant de Comptonisation sont différents de ceux trouvés sans la loi de puissance. J'obtiens en effet une température de plasma de 50 keV, une profondeur optique de 2,1 et un angle solide de réflexion $\Omega/2\pi$ est autour de 0,49. Alors que les données hautes énergies d'IBIS ne nécessitent pas une telle composante supplémentaire, les points IBIS (avec de larges barres d'erreurs) sont tout de même compatibles avec ce modèle additionnel en loi de puissance. Lorsque les points PICsIT sont négligés, j'obtiens un meilleur χ^2_r (égal à 1,55 avec un χ^2 absolu réduit de 35, donnant une probabilité de 10^{-5} qu'avec cette loi de puissance additionnelle l'amélioration soit due à des fluctuations). Comme le

TAB. 6.3 – *Meilleur ajustement aux données de l'époque 2 pour Cygnus X−1 avec les modèles hybrides, soit thermiques, soit avec une contribution non thermique. Paramètres issus d'une constante multiplicative devant les instruments, raies du fer et disque multicouleurs absorbé, en plus des modèles hybrides.* $N_{\rm H}$ *est fixée à* $6 \times 10^{21}\,cm^{-2}$ *et* kT_0 *égalisée à* $kT_{\rm in}$*. Les erreurs sont données à 90% du niveau de confiance* ($\Delta\chi^2$ *=2,7).*

Modèle	Coppi thermique	Coppi non thermique	Poutanen, Svensson thermique	Poutanen, Svensson non thermique
$l_{\rm h}/l_{\rm s}$	$5{,}3\,^{+0{,}8}_{-0{,}4}$	$4{,}57\,^{+0{,}04}_{-0{,}87}$	-	-
$l_{\rm nth}/l_{\rm h}$	-	$0{,}16\,^{+0{,}11}_{-0{,}08}$	-	-
$\Gamma_{\rm p}$	-	$2{,}4\,^{+0{,}5}_{-1{,}0}$	-	$3{,}72\,^{+0{,}17}_{-0{,}22}$
$\gamma_{\rm min}$; $\gamma_{\rm max}$	-	1,5 ; 1000 (fixé)	-	1,34 ; 1000 (fixé)
$\Omega/2\pi$	$0{,}73\,^{+0{,}07}_{-0{,}03}$	$0{,}63 \pm 0{,}08$	$0{,}60 \pm 0{,}05$	$0{,}87\,^{+0{,}12}_{-0{,}28}$
$E_{\rm Fe}$ (keV)	$7{,}18\,^{+0{,}16}_{-0{,}14}$	$7{,}06 \pm 0{,}06$	$7{,}20\,^{+0{,}10}_{-0{,}22}$	$7{,}14 \pm 0{,}09$
EW (eV)	287	379	238	412
kT_0 (keV)	$1{,}44\,^{+0{,}07}_{-0{,}03}$	$1{,}39\,^{+0{,}27}_{-0{,}01}$	1,20 (fixé)	1,20 (fixé)
$kT_{\rm e}$ (keV)	103^a	42^a	$111\,^{+3}_{-6}$	$39\,^{+33}_{-2}$
τ	$0{,}66\,^{+0{,}02}_{-0{,}09}$	$0{,}49\,^{+0{,}24}_{-0{,}02}$	$0{,}57\,^{+0{,}03}_{-0{,}01}$	$1{,}43 \pm 0{,}10$
χ^2_r (dl)	1,68 (234)	1,55 (232)	1,72 (233)	1,69 (230)

Note :
a) La température des électrons est calculée pour le meilleur modèle ajusté.

télescope SPI est certainement le mieux étalonné de tous les instruments d'*INTEGRAL* aux énergies supérieures à 400–500 keV, je considère que cet excès est clairement significatif. L'équipe spécialiste SPI du CESR a d'ailleurs convenu de la même conclusion.

Par conséquent, afin de tenir compte de cette émission dans les hautes énergies avec des modèles plus complexes, j'ai ajusté mes données par les modèles hybrides (définis Chapitre 1.3.3.2), permettant d'ajouter éventuellement une distribution non thermique pour les électrons du milieu de Comptonisation, couplés aux usuelles composantes de disque (pour décrire l'émission X molle) et de raie du fer. Ces modèles permettent d'inclure des distributions à la fois thermiques et non thermiques pour les particules de plasma (en injectant des électrons avec des facteurs de Lorentz compris entre $\gamma_{\rm min}$ et $\gamma_{\rm max}$ et une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma_{\rm p}$) qui interagissent ensuite avec les photons issus du disque par Comptonisation.

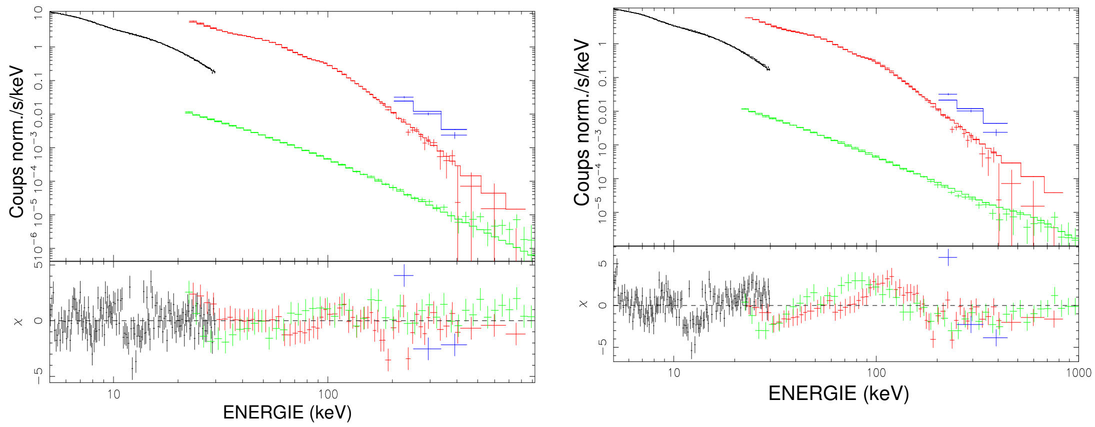


FIG. 6.8 – *Gauche : spectres de Cygnus X−1 pendant l'époque 2 avec JEM-X (noir), SPI (vert) et IBIS (ISGRI : rouge ; PICsIT : bleu). Le modèle est celui de Poutanen et Svensson (1996) avec une contribution non thermique pour la population d'électrons. Les résidus en σ sont aussi montrés. Droite : idem pour le modèle de Coppi (1999).*

Les résultats des meilleurs paramètres ajustés par les modèles hybrides (à la fois thermiques et non thermiques) lors de l'époque 2 sont reportés dans la Table 6.3. Les modèles purement thermiques (Table 6.2) ne sont visiblement pas meilleurs que le modèle courant de Comptonisation thermique pour ajuster les données. Cependant, lorsque j'inclus une distribution non thermique d'électrons, le χ^2_r est réduit d'une valeur significative et la composante haute énergie semble être mieux prise en compte, en particulier par le modèle non thermique de Coppi (1999), comme le montre la Figure 6.8. Elle présente ce modèle hybride en comparaison de celui de Poutanen et Svensson (1996).

Premièrement, pour le modèle de Coppi, avec des facteurs de Lorentz des électrons $\gamma_{\rm min}$ et $\gamma_{\rm max}$ fixés à 1,5 et 1000 et avec les mêmes valeurs de $N_{\rm H}$ et des abondances qu'utilisées précédemment, j'obtiens les paramètres sans dimension (définis Chapitre 1.3.3.2) suivants : $l_{\rm h}/l_{\rm s}$=4,57$^{+0,04}_{-0,87}$ et $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$=0,16$^{+0,11}_{-0,08}$. Ces paramètres indiquent que la puissance de la composante non thermique représente environ 16% de la puissance totale fournie aux électrons de la couronne. Avec un χ^2_rde 1,55 (232 dl), meilleur que celui du modèle courant de la Table 6.2 (utilisé pour l'époque 2) et que celui de la pure version thermique du modèle de Coppi, les valeurs déduites de τ, $\Omega/2\pi$, du centroïde $E_{\rm Fe}$ et de la largeur équivalente (EW) de la raie sont compatibles (avec les incertitudes) aux paramètres de la Table 6.2. La valeur $kT_{\rm e}$ décroît comme prévu par rapport à celle du pur modèle thermique (qui ne parvenait pas à trouver de coupure dans le spectre, celui-ci se prolongeant à haute énergie par autre chose que de la pure Comptonisation thermique), et est proche de celle que j'ai obtenue lorsque j'ai ajouté une loi de puissance au modèle courant. Ajustant un spectre mou de 0,5 à 200 keV avec le même modèle hybride, Frontera et al. (2001) trouvèrent $\Gamma_{\rm p}$ égal à 2,5±0,1, une largeur (EW) autour de 300 eV pour la raie du fer et un angle solide $\Omega/2\pi$ proche de 0,63. Ces valeurs sont compatibles avec mes propres résultats non thermiques. Cependant, ils obtinrent un rapport $l_{\rm h}/l_{\rm s}$ plus petit (∼0,36) et une fraction $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$ plus grande (∼0,77). Pour ce qu'ils nommaient un typique état *Mou*, McConnell et al. (2002) trouvèrent une valeur pour Γ_{p} proche de la mienne (autour de 2,6) mais, à nouveau, des valeurs de $l_{\mathrm{h}}/l_{\mathrm{s}}(\sim 0{,}17)$ et de $l_{\mathrm{nth}}/l_{\mathrm{h}}(\sim 0{,}68)$ différentes de mes propres résultats. Pour un autre état *Mou*, Gierliński et al. (1999) trouvèrent même de plus grandes valeurs pour ces trois derniers paramètres, respectivement entre 2,6–3,4 ; 0,25–1,6 et 0,77–1. Toutes ces comparaisons suggèrent que, pendant l'époque 2, Cygnus X−1 n'était pas dans le typique HSS, mais plutôt dans l'IS, d'après mes définitions du Chapitre 1.5.2

Deuxièmement, la partie thermique du modèle hybride de Poutanen et Svensson (1996), décrit Chapitre 1.3.3.2, s'ajuste aux données avec χ_r^2=1,72 (233 dl). La plupart des paramètres cruciaux tels que kT_{e}, la profondeur optique, $\Omega/2\pi$ et le centroïde E_{Fe} sont compatibles avec ceux que j'ai obtenus via le modèle courant (reportés dans la Table 6.2) avec un χ_r^2 comparable. Essayant d'améliorer mes résultats, j'ai ensuite utilisé la partie non thermique de ce modèle hybride avec une distribution d'électrons d'indice $3{,}72^{+0{,}17}_{-0{,}22}$ et j'ai indiqué dans la Table 6.3 tous les paramètres déduits. En comparant les différents χ_r^2 (1,69 pour 230 dl), l'amélioration est significative, mais pas autant qu'avec le modèle hybride non thermique de Coppi. À nouveau, kT_{e} décroît par rapport à la valeur obtenue avec le pur modèle thermique ce qui est compatible avec les résultats de McConnell et al. (2002) montrés Figure 6.1. En utilisant la partie non thermique du modèle de Poutanen et Svensson pour ajuster les données d'un état *Mou*, ils avaient trouvé des températures (∼60 keV), des facteurs de réflexion et des valeurs pour Γ_{p} compatibles avec les miennes.

Certains auteurs, comme Belloni et al. (1996) et Ibragimov et al. (2005), ont affirmé que les états *Mous* observés en 1996, 1998 et 1999 étaient en fait des états IS. En modélisant les spectres avec le modèle de Coppi et une composante non thermique à haute énergie, Ibragimov et al. (2005) ont montré des résultats spectraux compatibles avec les valeurs non thermiques que je reporte ici, y compris une valeur élevée de $l_{\mathrm{h}}/l_{\mathrm{s}}$. D'après divers états *Mous* de Cygnus X−1 analysés, ils obtinrent pour ce paramètre des valeurs entre 3,7 et 16,4 et des valeurs comprises entre 0,8 et 1,7 pour τ. Elles sont toutes compatibles avec mes propres valeurs. Je déduis donc que le modèle hybride de Coppi avec une distribution non thermique d'électrons est celui qui ajuste le mieux les données de l'époque 2 : il tient clairement compte de la queue à haute énergie observée. La composante non thermique représente alors 16% de la puissance totale fournie aux électrons de la couronne, et la luminosité que j'ai déduite dans la bande 20–100 keV est de 6×10^{36} erg s^{-1} tandis que la luminosité bolométrique est autour de $3{,}3\times10^{37}$ erg s^{-1}.

6.6.3 Les évolutions spectrales ultérieures

J'ai séparé l'époque 3 en cinq sous-groupes distincts : *a)* avant l'époque 2 (MJD∼52710–52780) ; *b)* juste après l'époque 2 (MJD∼52801–52825) ; *c)* pour MJD=52990 quand la source transite à nouveau vers un état plus *Mou* ; *d)* quand un état plus *Dur* est alors observé (MJD∼53101–53165) ; *e)* observations pendant lesquelles le taux de comptage ASM augmente légèrement, pendant que le HR IBIS/ISGRI décroît (MJD∼53240–53260). Ce dernier, montré Figure 6.3 (à droite, panneau du bas), indique des évolutions spectrales de

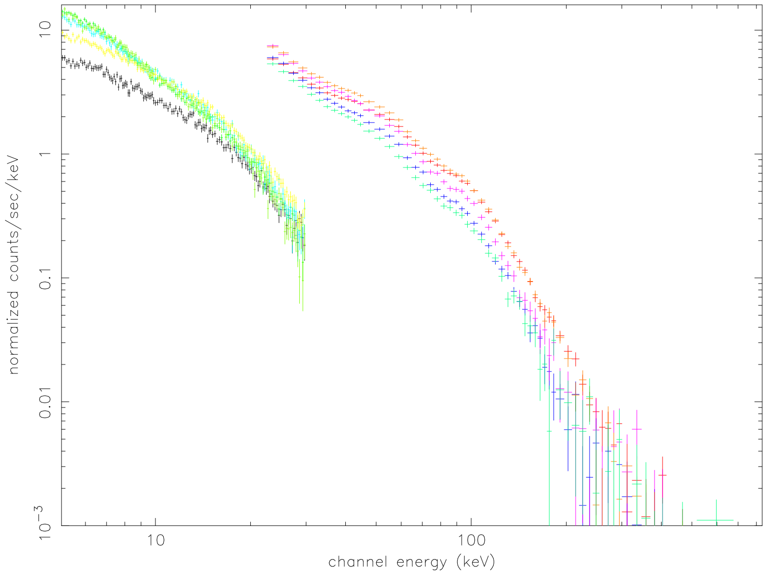


FIG. 6.9 – *Spectres en coups par seconde et par keV de Cygnus X −1 pendant les cinq sous-groupes du GPS (époques 3a à 3e avec JEM-X et IBIS/ISGRI).*

la source au cours du temps : des groupes a à e, la valeur moyenne du HR est de l'ordre de 1,55 ; 0,8 ; 1,1 ; 1,4 et 1,05. D'ailleurs, une simple loi de puissance modélise les données avec des indices Γ très différents : 1,9 ; 2,3 ; 2,2 ; 1,9 et 2,3 $\pm$ 0,1 des groupes a à e. La Figure 6.9 montre d'ailleurs de légères variations entre les composantes molles et dures, superposées pour chaque groupe spectral : l'amplitude des données JEM-X et IBIS/ISGRI change séparément au cours des diverses observations du GPS.

J'ai ajusté les données JEM-X et IBIS/ISGRI collectées pendant ces sous-groupes de 5 à 400 keV en utilisant le modèle courant de Comptonisation TT94 défini Table 6.2 pour le LHS et l'IS. J'ai fixé kT_0 à la température $kT_{\rm in}$ du disque multicouleurs (ou à 0,20 keV si l'émission du disque n'est pas détectée). Les meilleurs paramètres ajustés sont indiqués dans la Table 6.2. Les constantes de normalisation entre les deux instruments sont proches l'une de l'autre ($\sim$1–1,2 pour IBIS/ISGRI quand celle de JEM-X est fixée à 1). Des variations en amplitude et dans l'allure générale du spectre sont observées entre les sous-groupes de l'époque 3. Alors qu'aucune émission du disque n'est détectée pour les groupes a et d, elle est nécessaire pour les groupes b, c et e. Les EWs des raies du fer changent également : plus la source est molle, plus l'EW est large ($\sim$110 eV pour le groupe a contre $\sim$780 eV pour le e). Ces résultats et le HR IBIS/ISGRI (Figure 6.3, à droite, panneau du bas) indiquent que, pendant les époques 3a et d, Cygnus X−1 était dans le LHS (comme pendant l'époque 1) tandis que, pendant les époques 3b, c et e, la source était dans état plus *Mou*.

Pendant l'époque 4, une simple loi de puissance a pour pente $\Gamma = 2{,}2 \pm 0{,}1$ et la valeur moyenne du HR est autour de 1,1. Cela indique que la source était à nouveau dans un état plus *Mou* que le LHS de l'époque 1 par exemple. Le spectre en coups par seconde et par keV est représenté Figure 6.10 (à gauche) tandis que la même Figure (à droite) montre

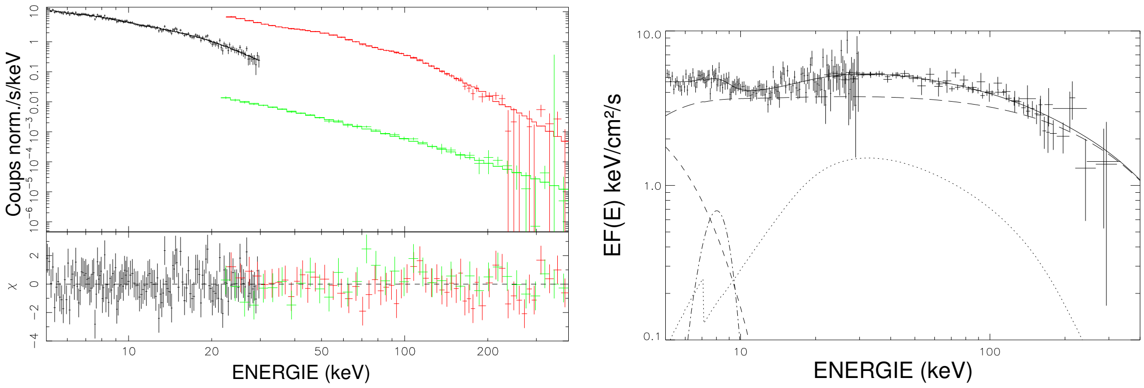


FIG. 6.10 – *Gauche : spectres de Cygnus X−1 pendant l'époque 4 avec JEM-X (noir), SPI (vert) et IBIS/ISGRI (rouge). Le meilleur modèle ajusté est un disque multicouleurs avec de la Comptonisation (TT94), de la réflexion et une raie gaussienne (voir Table 6.2). Les résidus en σ sont aussi montrés. Droite : spectres correspondants non absorbés en $EF(E)$ sur les mêmes données (tirets courts : disque ; tiret-points : raie gaussienne ; pointillés : réflexion ; tirets longs : Comptonisation ; trait épais : modèle total).*

le spectre en $EF(E)$ et son meilleur modèle ajusté sur les données JEM-X, IBIS/ISGRI et SPI. Les points à haute énergie d'IBIS ont été regroupés au niveau de 3σ au-dessus de 200 keV. Les constantes d'inter-étalonnage sont respectivement égales à 1 ; 1 et 1,3. En utilisant le modèle courant de Comptonisation simple défini ci-dessus pour l'époque 2, je présente dans la Table 6.2 les meilleurs paramètres obtenus. Ayant une solution proche de celle de l'époque 2, j'ai fixé, pour définir les erreurs des autres paramètres, la valeur de $kT_{\rm in}$ à celle de l'époque 2 (soit à 1,16 keV) et j'obtiens une température de plasma $kT_{\rm e}$=128 keV, une profondeur optique τ valant 0,74 et un angle solide de réflexion $\Omega/2\pi$ égal à $0{,}47^{+0{,}18}_{-0{,}14}$ (proche de la valeur de l'époque 2 qui était $0{,}57^{+0{,}09}_{-0{,}06}$). Le centroïde de la raie du fer se situe vers 7,78 keV. Bien que la température de plasma soit peu contrainte et que les erreurs soient larges, ces valeurs indiquent que la source était à nouveau dans un état *Mou*.

6.6.4 Variabilités rapides et corrélations avec la radio

Une étude plus précise sur la variabilité de la source à l'échelle de 2000 secondes lors de l'époque 2 est exposée dans Malzac et al. (2006), en particulier ses corrélations avec les flux radio obtenus avec le télescope Ryle. J'ai participé à ces analyses et contribué en tant que 4ème auteur à ce papier accepté dans A&A en 2006. Nous avons essentiellement montré deux choses, la première confirmant ce qui a déjà été présenté dans ce Chapitre :
• la source est bien dans un IS et montre la présence d'une composante non thermique dans les hautes énergies. Le spectre moyenné est correctement représenté par des modèles de Comptonisation hybrides, avec une distribution non thermique des électrons (voir Figure 6.11). Il apparaît, après plusieurs tests sur les nombreux paramètres et les distributions choisies, que le meilleur ajustement est le modèle hybride (Chapitre 1.3.3.2) avec une distribution mono-énergétique des électrons. De tels spectres sont montrés en keV cm^{-2} s^{-1}

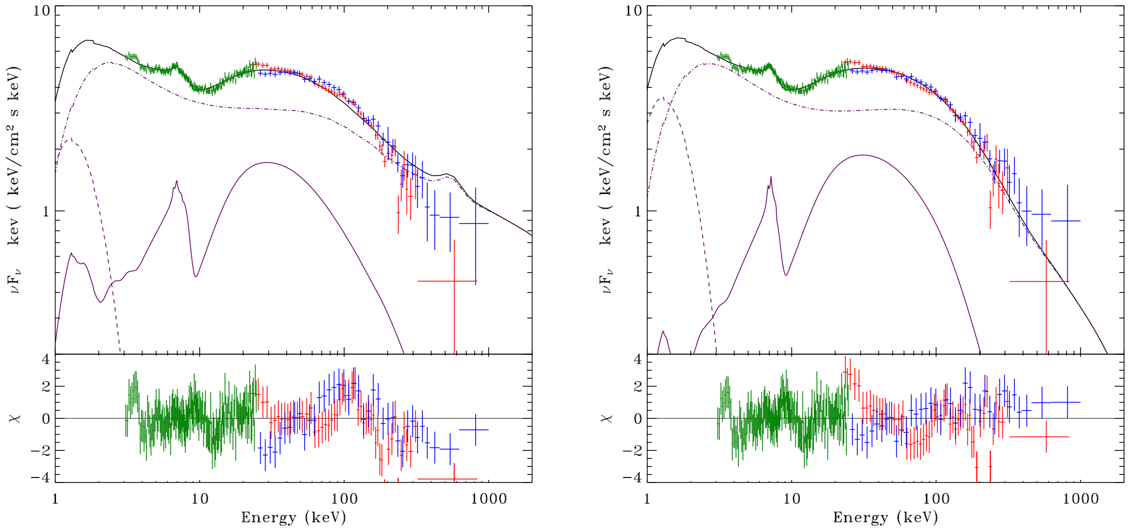


FIG. 6.11 – *Gauche : spectres de Cygnus X−1 pendant l'époque 2 avec JEM-X (vert), IBIS/ISGRI (rouge) et SPI (bleu). Le meilleur modèle ajusté hybride est celui de Coppi (1999) avec une injection d'électrons relativistes en loi de puissance (tirets : disque ; trait plein : réflexion ; tiret-points : Comptonisation ; trait épais : modèle total). Les résidus en σ sont aussi montrés. Droite : Même chose, avec cette fois-ci une injection mono-énergétique des électrons relativistes (facteur de Lorentz de 8,6). D'après Malzac et al. (2006).*

sur la Figure 6.11 ;

• pendant cette observation de 4 jours, la luminosité varie d'un facteur 2,6 et la source montre de légères variations spectrales, principalement à travers deux modes indépendants. Le premier est un changement global de la luminosité sur des échelles de l'ordre de quelques heures (responsable de 68% de la variance) avec un spectre à peu près constant, décorrélé de manière frappante du flux radio lui-même variable. Le deuxième mode consiste en un pivotement du spectre autour de 10 keV (représentant cette fois-ci 27% de la variance) et il agit sur une échelle plus longue : initialement plus *Mou*, le spectre se durcit dans la première partie de l'observation puis se ramollit à nouveau. Ce pivotement est fortement corrélé avec l'émission radio à 15 GHz : les flux radio sont plus forts quand le spectre *INTEGRAL* est plus *Dur*. À ce propos, la Figure 6.12 montre (à gauche) la forte corrélation qui existe entre le rapport de dureté (100–140 keV)/(4–5 keV) et le flux radio tandis qu'elle représente (à droite) l'anti-corrélation du flux radio avec les X (entre 3 et 7 keV) et sa corrélation avec les X durs/γ mous ($\geq$15 keV). La corrélation entre les données *INTEGRAL* et le flux radio lors de l'époque 2 confirme à la fois la présence du pivotement vers 10 keV et la dépendance de la luminosité radio avec le pivotement du spectre. Je discuterai cela davantage dans le Chapitre 10.2.1.

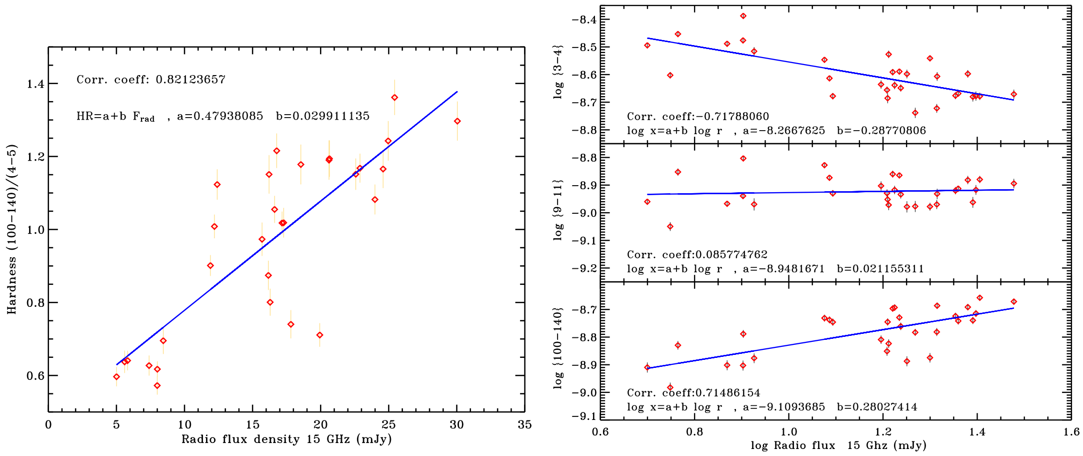


FIG. 6.12 – *Gauche : corrélation entre la densité (en mJy) de flux radio à 15 GHz et la dureté (100–140 keV)/(4–5 keV) lors de l'époque 2. Droite : flux (erg cm^{-2} s^{-1}) dans diverses bandes d'énergie (indiquées en keV) en fonction de cette même densité de flux radio au même moment (échelles logarithmiques). D'après Malzac et al. (2006).*

6.7 Bilan

En exploitant au maximum les capacités d'*INTEGRAL*, j'ai pu accumuler une grande quantité de données simultanées du trou noir Cygnus X$-$1 sur une large bande spectrale, entre 5 keV et 1 MeV. Cette source est intéressante pour plusieurs raisons : la distance et la masse sont bien connues, permettant de calculer entre autres les luminosités avec précision, et elle a présenté depuis le lancement de la mission *INTEGRAL* de nombreuses transitions spectrales. J'ai analysé et étudié son évolution de novembre 2002 à novembre 2004, périodes au cours desquelles elle est passée par au moins deux états spectraux distincts. Pendant l'époque 1 (partie de la *PV-Phase*) et le GPS (groupes 3*a* et 3*d*), la source était dans un état typique LHS, avec un spectre haute énergie s'étendant jusqu'à 800 keV bien caractérisé par un modèle de Comptonisation thermique. Les paramètres sont typiques de ceux des binaires X à trou noir et compatibles avec les observations précédentes de Cygnus X$-$1 dans le LHS comme discuté au cours de ce Chapitre. J'ai trouvé que la composante de Comptonisation doit être modifiée par de la réflexion, confirmant la physique générale attendue dans un système binaire X à trou noir (Chapitre 1.3.2 et Figure 1.5). L'angle solide que je déduis est compatible avec les valeurs précédemment trouvées pour cette source dans le LHS, aussi bien par *Ginga* que par *CGRO*/OSSE : en effet, Frontera et al. (2001) reportaient 100 keV comme valeur de la température de plasma kT_e, une profondeur optique $\tau \sim 1$–2 et un angle solide de réflexion $\Omega/2\pi = 0{,}25$. Di Salvo et al. (2001) ont même observé des températures plus élevées dans le LHS (entre 111 et 140 keV) et $\Omega/2\pi \sim 0{,}1$–$0{,}3$ (compatibles avec mes barres d'erreurs). Par ailleurs, mes résultats sont compatibles avec ceux que reportent Bazzano et al. (2003), Bouchet et al. (2003) et Pottschmidt et al. (2003b) en utilisant d'autres données *INTEGRAL* de la *PV-Phase* lorsque Cygnus X$-$1 était dans le LHS. Je n'ai détecté ni de raie du fer ni d'émission du disque pendant cette période.

En effet, j'ai pu déterminer une limite supérieure à 90% du niveau de confiance de 94 eV (EW) pour une raie étroite (par exemple σ=0,1 keV) à 6,7 keV et une limite de 172 eV pour une raie large (par exemple σ=1 keV). Ces limites sont compatibles avec les EWs typiques (∼150 eV) de raies larges observées dans le LHS de ce système binaire X ainsi que le reportent Frontera et al. (2001). L'absence d'une raie du fer forte et d'une émission du disque dans Cygnus X−1 n'est pas surprenante puisque, dans le LHS, le disque n'est pas censé être proche du trou noir (Figure 1.5 du Chapitre 1), sa température interne est relativement froide et sa contribution au-dessus de 5 keV est négligeable.

Cygnus X−1 a subi une claire évolution vers un état plus *Mou* entre l'époque 1 et 2. J'ai en effet observé en juin 2003 des variations dans la dureté des données *INTEGRAL* et des changements d'indice spectral en même temps que l'apparition d'une composante molle significative bien ajustée par un modèle de disque multicouleurs. Les changements dans la composante haute énergie sont évidents d'après les meilleurs paramètres ajustés par le modèle courant reportés Table 6.2. Le paramètre de Comptonisation y (défini Chapitre 1.3.2.1) est caractérisé par les deux valeurs ($kT_{\rm e}$,τ) : il vaut $0{,}51^{+0{,}10}_{-0{,}09}$ pour l'époque 1 alors qu'il diminue à la valeur de $0{,}19^{+0{,}07}_{-0{,}06}$ pour l'époque 2.

Comme je l'ai mentionné précédemment, ces changements sont corrélés avec les évolutions de la courbe de lumière *RXTE*/ASM (Figure 6.3, à gauche) qui indique la montée de la composante molle du disque. L'augmentation de l'émission du disque (∼26% de la luminosité bolométrique) combinée à l'augmentation de sa température interne à environ 1,16 keV suggèrent que le disque d'accrétion s'est rapproché de l'horizon du trou noir. Cependant, le rayon que je déduis (4,5 km) n'est pas compatible avec la taille de la dernière orbite stable circulaire, même pour un trou noir de Kerr de spin maximal (Chapitre 1.1.2.2). Les limites sur l'estimation du rayon interne de *couleur* (Chapitre 1.3.1) via la normalisation du disque multicouleurs seront données en Conclusions (Chapitre 10.1.1), de même que la discussion des variations de celui-ci suivant les états spectraux.

Le ramollissement de la composante dure et l'apparence de l'émission du disque furent accompagnés par une augmentation significative de la réflexion et par des changements importants dans la raie du fer. Pendant l'époque 2, elle est nécessaire pour ajuster les données (mais pas lors de l'époque 1) et l'angle de réflexion $\Omega/2\pi$ augmente (plus de deux fois la valeur trouvée lors de l'époque 1) : cela semble indiquer que le disque devient plus important et plus proche du trou noir, *voyant* sous un angle solide plus grand le rayonnement provenant du plasma d'électrons chaud. Les Figures 6.5 et 6.6 (à droite) montrent les spectres résultants non absorbés en $EF(E)$ pour les époques 1 et 2 : on y voit clairement des différences dans l'amplitude et dans les contributions relatives des diverses composantes, des X mous aux X durs/γ mous. Des transitions spectrales similaires sont observées lors des époques 3 et 4 : y, le paramètre de Comptonisation, est égal à $0{,}57^{+0{,}27}_{-0{,}34}$ pour le sous-groupe $3a$ alors qu'il diminue jusqu'à $0{,}14^{+0{,}16}_{-0{,}09}$ pour le $3b$ et vaut $0{,}18^{+0{,}24}_{-0{,}13}$ lors de l'époque 4. L'évolution de y, combinée aux changements dans le HR d'IBIS/ISGRI et dans la courbe de lumière ASM, montre des transitions de l'état canonique LHS (époques 1, $3a$ et $3d$) vers des états plus *Mous* (époques 2, $3b$, $3c$, $3e$ et 4).

Alors que les données commencent à 5 keV, menant à une possible sous-estimation de la luminosité bolométrique (dominée, pour un vrai HSS, par la composante molle), le fait que la luminosité entre les époques 1 et 2 soit presque constante et les valeurs intermédiaires trouvées pour ajuster les données de l'époque 2 prouvent que l'état *Mou* observé à ce moment-là n'était pas le typique HSS de Cygnus X−1. Mon analyse spectrale et mes comparaisons avec les résultats précédemment obtenus pour cette source me mènent à conclure qu'elle était dans l'IS (Chapitre 1.5.2). La nécessité d'une coupure dans le spectre haute énergie montre que la Comptonisation thermique est toujours un processus dominant, mais les modèles hybrides non thermiques (Chapitre 1.3.3.2) me permettent de mieux ajuster les données (Chapitre 6.6.2) que le TT94 ou que les modèles hybrides purement thermiques. Cependant, mes meilleurs paramètres ajustés (voir Table 6.3) sont parfois intermédiaires entre les valeurs du LHS et du HSS (comme les rapports $l_{\rm h}/l_{\rm s}$, $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$ ou encore le paramètre $\Gamma_{\rm p}$) : cela montre à nouveau que Cygnus X−1 était dans l'IS (ou le FST). Nous en venons à la même conclusion que celle reportée dans Malzac et al. (2004, 2006) où nous nous étions focalisés sur les corrélations observées entre la dureté spectrale et le flux radio lors de l'époque 2.

Alors que je n'ai pas observé de queue haute énergie significative dans les observations de la *PV-Phase* (époque 1), il s'avère que, dans le spectre des données SPI de juin 2003 (lorsque la source était dans l'IS), quelques points au-delà de 400 keV ne sont pas bien décrits par des modèles de Comptonisation thermiques (Figure 6.6). Tous les tests que j'ai effectués en utilisant divers modèles de fond pour SPI et en analysant le spectre de la nébuleuse du Crabe indiquent que cet excès provient bien de la Cygnus X−1. Un excès similaire à une loi de Comptonisation a été observé auparavant, en particulier avec *CGRO*/OSSE (McConnell et al. 2002) qui détecta une composante en loi de puissance s'étendant au-delà du MeV dans un état de Cygnus X−1 classifié de HSS, montré en rouge Figure 6.1 (à droite). Dans notre cas, les données SPI observées lors de l'IS de la source impliquent la présence d'une queue haute énergie plutôt brillante. La luminosité bolométrique de la source, extrapolée avec le modèle hybride incluant cette nouvelle composante, est 1,15 fois plus forte que celle obtenue avec le meilleur ajustement par le modèle courant thermique de Comptonisation (TT94).

Le type de loi de puissance dure, sans énergie de coupure (au moins jusqu'au MeV) observée pour Cygnus X−1 et pour d'autres binaires X à trou noir (voir Chapitre 1.7), fut modélisée dans le passé en incluant une composante non thermique pour le flot d'accrétion avec les modèles hybrides (décrits Chapitre 1.3.3.2). En utilisant les mêmes modèles, j'ai obtenu un meilleur ajustement de mes données, indiquant la nécessité d'inclure une distribution non thermique d'électrons, avec une loi de puissance d'indice compris entre 2,4 et 3,7 suivant le modèle employé. Une valeur $\Gamma_{\rm p}$ comprise entre 2 et 3 est attendue d'après les modèles d'accélération (avec chocs). Je trouve que la plupart des paramètres cruciaux comme la profondeur optique τ, l'angle solide de réflexion $\Omega/2\pi$, le centroïde de la raie du fer, la largeur associée et la température de la couronne $kT_{\rm e}$ sont compatibles avec les résultats précédents reportés par McConnell et al. (2002), Frontera et al. (2001) et Gierliński et al. (1999) commentés dans ce Chapitre. L'évolution de ces paramètres indique que la couronne d'électrons chauds se refroidit : la Comptonisation thermique est moins forte ($kT_{\rm e}$ et τ diminuent). Avec le modèle hybride non thermique de Coppi (décrit Chapitre 1.3.3.2), j'ai calculé une luminosité bolométrique non absorbée de $3{,}3\times10^{37}$ erg s^{-1}, plus grande que celle obtenue avec le modèle courant thermique de Comptonisation puisque l'excès haute énergie est mieux pris en compte. Cette valeur est environ 1,9 fois plus basse que celle observée par McConnell et al. (2002) dans ce qu'ils appelaient le HSS (ils avaient une composante de disque bien plus importante, voir Figure 6.1 à droite) : cela, ajouté aux différences vues dans les valeurs de $l_{\rm h}/l_{\rm s}$, $l_{\rm nth}/l_{\rm h}$ et $\Gamma_{\rm p}$ prouvent définitivement que les observations lors de l'époque 2 n'ont pas eu lieu dans le HSS mais dans l'IS, avec une luminosité intermédiaire.

Mes travaux de recherches sur Cygnus X−1 m'ont fourni de précieuses informations sur l'évolution des paramètres spectraux entre les états LHS, HSS et IS, sur les liens avec la radio et la nécessité des modèles hybrides pour ajuster des spectres *Mous*. J'ai pu caractériser l'évolution de la source et j'ai détecté la présence de variations significatives dans l'émission du disque et dans les hautes énergies, justifiant les transitions spectrales reportées entre les états *Durs* et *Mous*. En particulier, une composante dure, probablement non thermique, émerge de celle due à de la pure Comptonisation thermique entre 400 keV et 1 MeV. Une discussion comparative avec les autres sources (étudiées dans les Chapitres suivants) sera commentée dans le Chapitre 10, ainsi que les conséquences des évolutions des composantes émissives du spectre, les liens du comportement spectral de la source avec le flux radio et ce qu'implique l'excès haute énergie détecté pour les modélisations existantes.

XTE J1720−318, nova X vue dans deux états spectraux distincts

Sommaire

J'ai eu la chance d'observer deux phénomènes du type novae X au cours de ma thèse (et un troisième récemment), finalement moins que SIGMA n'en avait détectés : les statistiques prévoyaient l'observation de trois phénomènes de novae X par an, mais le ciel est ainsi, imprévisible ! Étudiant une toute autre catégorie d'objets que le trou noir persistant Cygnus X−1, j'ai observé des sources transitoires qui peuvent nous apporter des contraintes physiques intéressantes pendant leurs brefs états paroxysmiques. De telles sources sont idéales lorsqu'elles sont intenses comme Cygnus X−1 car elles fournissent les mêmes statistiques d'observations de phénomènes intéressants et variables en des temps beaucoup plus courts, et montrent potentiellement toute une panoplie de transitions spectrales. Comme mes objectifs sont d'analyser en détail et de mieux comprendre les phénomènes physiques

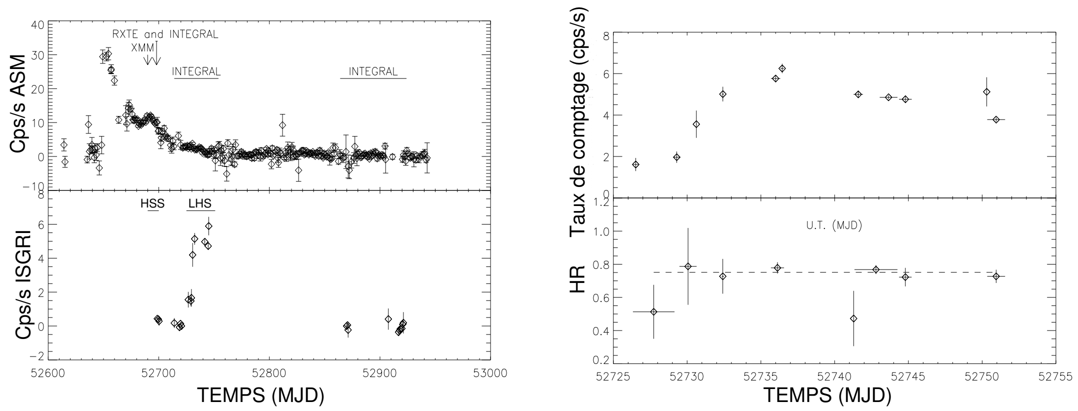


FIG. 7.1 – *Gauche : courbe de lumière* RXTE/*ASM (1,2–12 keV) de XTE J1720−318, de quelques jours avant son éruption à octobre 2003. Les flèches indiquent les dates des observations* XMM-Newton*,* RXTE *et* INTEGRAL*. Les périodes approximatives des observations ultérieures faites par* INTEGRAL *sont indiquées par des traits horizontaux (en haut). Courbe de lumière IBIS/ISGRI (20–120 keV) avec des pas en temps de 2 jours (orbites 46 à 122). Les données utilisées pour construire mes spectres HSS et LHS sont indiqués par des traits horizontaux (en bas). Droite : courbe de lumière IBIS/ISGRI (20–80 keV) avec des pas en temps de ∼1 jour pendant le sursaut dur de la source (en haut). HR correspondant entre les bandes 40–80 et 20–40 keV avec des pas en temps de 3 jours. Le trait pointillé représente le HR moyen (en bas).*

d'accrétion (stratégies du Chapitre 5) communs à toutes les binaires X à trou noir ainsi que leurs émissions aux hautes énergies, telles que celles parfois vues en excès dans Cygnus X−1 (Chapitre 6), je vais tenter de démontrer en quoi ces novae X me furent riches en nouvelles contraintes. Cela m'aidera à discuter, par exemple, si l'instabilité du disque et l'explication commune de ces phénomènes (présentés Chapitre 1.2.3) parviennent à reproduire et à expliquer les observations. Le présent Chapitre porte sur la première nova X que j'ai observée au début de ma thèse, XTE J1720−318, pour laquelle j'ai publié en tant que premier auteur en 2004 l'article A&A intitulé « *High energy observations of XTE J1720−318* » (Cadolle Bel et al. 2004).

7.1 Historique

Comme les novae X à trous noirs suivent la distribution stellaire galactique de type II (vieille), elles sont concentrées dans la direction du bulbe de notre galaxie, avec une plus forte densité vers le centre. SIGMA, et plus tard *RXTE* et *BeppoSAX* découvrirent et étudièrent plusieurs candidats trous noirs (environ 10) dans le bulbe. XTE J1720−318 a été découverte le 9 janvier 2003 par *RXTE*/ASM en tant que source transitoire en éruption (Remillard et al. 2003). Le flux 1,2–12 keV augmenta jusqu'à la valeur maximum de 430 milli-Crabes en deux jours (Figure 7.1 à gauche, en haut) ; puis son flux commença à décroître lentement. Des observations suivantes avec *RXTE*/PCA montrèrent la présence d'une composante thermique à 0,6 keV et d'une queue dure. Les paramètres spectraux et la luminosité de la source étaient typiques d'un trou noir (Markwardt 2003) dans l'état HSS. Peu après, une contrepartie radio fut identifiée avec les télescopes VLA et ATCA (Rupen et al. 2003 ; O'Brien et al. 2003 ; Brocksopp et al. 2005 pour une analyse ultérieure), amenant à estimer la position la plus précise $\alpha_{J2000} = 17^{\rm h}19^{\rm m}58^{\rm s},985$ et $\delta_{J2000} = -31°45'01'',109 \pm 0'',25$. La détection d'une contrepartie infrarouge (Nagata et al. 2003 et par la suite par Chaty et Bessolaz 2006) fournit une mesure de l'extinction compatible avec la localisation de XTE J1720−318 à de grandes distances (plusieurs kpc), probablement dans le centre galactique (compatible avec les étoiles de faible masse de cette région).

7.2 Campagnes d'observations déclenchées

XTE J1720−318 fut observée par *XMM-Newton*, *RXTE* et *INTEGRAL* en février 2003 pendant des observations (ToOs) dédiées, dont l'intérêt fut présenté Chapitre 1.8 et la description détaillée Chapitre 2.8. Elle fut ensuite observée par *INTEGRAL* pendant des balayages du centre galactique effectués en mai et en avril, puis à nouveau d'août à octobre 2003. *XMM-Newton* observa la source le 20 février 2003 pendant une ToO publique de 18,5 ks. Des analyses préliminaires de ces données apportèrent une position X plus précise (Gonzalez-Riestra et al. 2003), confirmant l'association d'une source X avec la source radio et infrarouge. Une semaine plus tard, nous avons déclenché notre ToO *INTEGRAL* prévue pour ce type de source transitoire dans le centre galactique. La ToO commença le 28 février 2003, dura 176 ks pendant lesquelles il fut facile de coordonner notre ToO *RXTE* pendant environ 2 ks (ce qui suffit pour la sensibilité des instruments de *RXTE* et le type d'études présentées ici). La source fut ensuite étudiée pendant le Programme Commun d'*INTEGRAL* (défini Chapitre 2.8.1.1) lors de séries de poses dédiées au centre galactique, du 25 mars au 19 avril pour une durée totale de 551 ks d'observations. Une autre série de poses de 275 ks fut accumulée sur la source pendant des ToOs sur H 1743−322 (Parmar et al. 2003) en avril 2003. Le champ contenant XTE J1720−318 fut aussi intensément observé (pendant environ 700 ks) lors de balayages du centre galactique la deuxième moitié de l'année 2003.

La Table 7.1 indique les observations et les données utilisées dans ce Chapitre. La Figure 7.1 (à gauche, en haut) montre la courbe de lumière *RXTE*/ASM de XTE J1720−318 et indique aussi les intervalles couverts par les observations *XMM-Newton*, *RXTE* et *INTEGRAL* discutées dans ce Chapitre.

7.3 Analyses spécifiques développées

7.3.1 Analyse des données *XMM-Newton*

Je présente les données enregistrées par la caméra EPIC-pn (voir Chapitre 2.8.2) dans un mode particulier (dit *Small Window*). Elles furent réduites en utilisant le système de logiciel standard disponible et les fichiers d'étalonnage mis à jour fin mars 2003. J'ai d'abord

Tab. 7.1 – *Échantillon des données de XTE J1720−318 réduites et analysées dans ce Chapitre.*

Mission	Dates d'observations jj/mm/2003 (# orbite)	Exposition (ks)	Instruments	Type d'observation
XMM-Newton	20/02	18,5	EPIC-pn	ToO
Rossi-XTE	28/02	2	PCA	ToO
INTEGRAL	28/02 - 02/03 (46)	176	JEM X-2, IBIS	ToO [a]
INTEGRAL	15/03 - 03/04 (51 - 57)	361	IBIS	GCDE
INTEGRAL	06/04 - 22/04 (58 - 63)	175	IBIS, SPI	ToO sur H 1743−322 [a]
INTEGRAL	12/04 - 19/04 (60 - 62)	191	IBIS, SPI	GCDE
INTEGRAL	02/08 - 16/10 (103 - 122)	700	IBIS	GCDE

Note : a) déplacement *dithering* 5×5 (défini Chapitre 2.3.3) autour de la cible.

filtré mes données du bruit de fond. Comme XTE J1720−318 était brillante à la date de nos observations, entraînant un important empilement (ou *pile-up*) dans la caméra pn, j'ai adopté la méthode suggérée par Guainazzi (2001) pour obtenir le spectre de la source. Autrement, si deux photons incidents arrivent trop rapprochés dans le temps, ils sont vus par le détecteur comme un seul photon d'énergie égale à la somme de celle des deux autres, ce qui provoque de fortes distorsions dans les courbes de lumière et dans les spectres. J'ai donc extrait les événements simples à l'intérieur d'un anneau de rayon interne 15″ et de rayon externe 29″ autour de la position de la nova X. Le temps d'exposition effectif du spectre extrait dans cette couronne est de 6 ks environ. J'ai obtenu le spectre du bruit de fond d'une région éloignée de la source et construit les matrices de réponse cohérentes avec mes sélections. Ajoutant 2,5% d'erreurs systématiques à cette époque (comme conseillé), j'ai ensuite ajusté le spectre résultant entre 0,7 et 11 keV.

7.3.2 Analyse des données *Rossi-XTE*

J'ai analysé les données *RXTE* avec l'ensemble des outils disponibles sur le site de la NASA (dont certains sont mentionnés Chapitre 4). Les données PCA (voir Chapitre 2.8.2) furent analysées en suivant les méthodes standard expliquées dans l'ABC de *RXTE* et le livre de *recettes*. Les intervalles corrects en temps sont définis quand l'élévation du satellite est supérieure à 10° au-dessus du limbe terrestre et quand la stabilité des pointés est meilleure que 0,02°. J'ai aussi choisi de conserver les données obtenues quand la plupart des PCUs étaient en marche (maximum 5). J'ai extrait les spectres des données (*standard 2*) de la couche supérieure de chaque PCU. Les spectres de bruit de fond furent produits en utilisant les fichiers récents d'étalonnage pour une source brillante. Les matrices de réponse furent générées avec l'outil usuel. À cause des incertitudes dans la matrice de réponse du PCA, j'ai inclus des erreurs systématiques dans le spectre. Afin d'en estimer le niveau, j'ai analysé une observation contemporaine de la nébuleuse du Crabe. Pour réduire le χ^2_r à 1 en ajustant le spectre du Crabe, j'ai mis le niveau des systématiques comme suit : 0,6% entre

2 et 8 keV et 0,4% au-dessus de 8 keV. J'ai ajusté le spectre entre 3 et 25 keV pour PCA. J'ai aussi analysé les données HEXTE (voir Chapitre 2.8.2) mais, à cause du manque de statistiques, je n'ai pas inclus les quelques points HEXTE obtenus dans mes résultats.

Pour l'analyse temporelle, j'ai extrait les courbes de lumière PCA avec une résolution de 16 s en utilisant toutes les données (type *standard 2*) de tous les PCUs et de toutes les couches entre 2 et 20 keV (correspondant aux canaux absolus 5–49) et je les ai corrigées du bruit de fond. J'ai extrait des courbes de lumière de haute résolution temporelle du mode *événements*, avec une résolution nominale de 2^{-13} s (c'est-à-dire $\sim$125μs), regroupées à 1 ms lors des processus d'extraction. Trois courbes de lumière furent ainsi générées entre les canaux absolus 5–49 (2–20 keV), 17–49 (7-20 keV) et 24–49 (10–20 keV).

7.3.3 Analyse des données *INTEGRAL*

Les temps des SCWs d'*INTEGRAL* variaient entre 1800 et 3600 s à l'époque de mes observations de déplacement 5×5 (ToO) ou lors des balayages du centre galactique. J'ai essentiellement obtenu des données avec IBIS de 20 à 800 keV. Pour ma première observation, lorsque la source était très molle, j'ai aussi analysé et je montre les données JEM-X. J'ai utilisé les procédures d'analyses usuelles (décrites Chapitre 3) en sélectionnant auparavant les SCWs pour lesquelles la source était à moins de 8° de l'axe du télescope. Pour l'analyse spectrale, j'ai créé ma propre matrice de réponse (ou RMF, Chapitre 2.6.3.1) à 12 canaux en regroupant linéairement les canaux de la matrice originale et je l'ai associée à la deuxième matrice de réponse (ARF) correspondante. Le spectre résultant a été ajusté entre 20 et 600 keV, mais au-dessus de 200 keV la source n'était pas toujours détectée de façon significative et en-deçà de 20 keV les incertitudes dues aux effets systématiques étaient encore fortes. J'ai mis leur niveau à 8% (diminué depuis !) afin de prendre en compte dans l'ajustement spectral les effets résiduels de la matrice de réponse (Chapitre 4.1.1.1 et Goldwurm et al. 2003). Pour l'imagerie, le bruit de fond déduit de champs vides fut soustrait avant la déconvolution. J'ai utilisé un catalogue de 41 sources pour le champ de vue des observations concernées afin d'analyser les images. La quantité totale de données analysées représente 1700 ks de temps d'exposition. Cependant, à cause de mes sélections et, en particulier, du fait que la source était souvent hors axe, le temps effectif d'exposition est réduit à 652 ks. Quant à JEM-X, seul le moniteur numéro 2 fonctionnait et les sélections usuelles furent réalisées : les sources (dans les SCWs) à plus de 3° de l'axe du télescope furent éliminées. Une fois toutes ces conditions remplies, j'ai extrait un spectre pour un total de 21 ks de temps d'exposition. Les canaux en énergie furent regroupés de manière à avoir une significativité σ>3. J'ai ajusté le spectre résultant moyen entre 3,5 et 26,5 keV avec les matrices de réponse standard, suivant les outils décrits Chapitre 4.1.2.3 (et 4.2.2). Enfin, j'ai analysé les données SPI en utilisant le programme écrit par Knödlseder (2004). Des images furent extraites entre 20 et 40 keV pour construire un catalogue de sources. Les spectres furent obtenus pour chaque jeu de données entre 20 et 1000 keV (avec 50 intervalles effectués de façon logarithmique). J'ai utilisé les résultats d'imagerie du télescope IBIS/ISGRI pour déterminer quelles sources étaient actives dans la région afin de prendre en compte leur contribution dans l'extraction spectrale SPI.

Une analyse particulière des données IBIS/ISGRI a été appliquée à cette source située dans un champ de vue peuplé d'autres sources autrement plus brillantes. Après la procédure standard d'imagerie décrite au Chapitre 3.1.3 pour laquelle j'ai utilisé un catalogue adapté et réalisé les sélections décrites ci-dessus, j'ai appliqué mes méthodes d'extraction des courbes de lumière (Chapitre 4.1) et spectres différentes de celles implantées dans la routine standard existante de l'époque. En effet, celle-ci ne convenait pas pour un objet faible situé dans un champ relativement dense, au centre de notre galaxie. J'ai donc utilisé le programme que j'ai écrit spécialement pour cela (décrit Chapitre 4.1.2.2). Cela m'a permis d'obtenir un spectre significatif de cette source lors de son état *Mou*, chose qui n'aurait pas été possible avec les logiciels standard de l'époque pour cette source faible située dans le champ de vue si peuplé qu'est le cøeur de la Voie Lactée.

7.4 Résultats des analyses spectrales et temporelles

7.4.1 *INTEGRAL* détecte une transition spectrale

La courbe de lumière IBIS/ISGRI de XTE J1720−318 pendant toute la période des données *INTEGRAL* 2003 est montrée Figure 7.1 (à gauche, panneau du bas) avec la même échelle que la courbe de lumière ASM. Lors de la ToO *INTEGRAL* du 28 février (orbite 46, MJD=52699), la source était détectée à un flux très bas au-dessus de 20 keV ; 10 jours plus tard (entre le 9 et le 20 mars), elle passa sous le niveau de détection. À partir du 25 mars, la source sembla briller à nouveau dans la bande d'énergie d'IBIS/ISGRI. Comme ce comportement n'était pas observé dans la courbe de lumière ASM (Figure 7.1, à gauche, panneau du haut), Goldoni et al. (2003) proposèrent l'idée que la source était en train de transiter vers l'état *Dur* (LHS). La Figure 7.1 (à droite) montre les détails de ce sursaut dur. Au début, le flux dans l'intervalle 20–80 keV était autour de 2 coups s^{-1} ($\sim$ 11 milli-Crabes) et augmenta jusqu'à la valeur maximale de 6,25 coups s^{-1} ($\sim$ 34,5 milli-Crabes) le 6 avril (orbite 58, MJD=52737). Ensuite, le flux se mit à décroître graduellement jusqu'à la valeur de 4 coups s^{-1} (orbite 63, MJD=52751). Quand le balayage du centre galactique par *INTEGRAL* comprit à nouveau la source dans son champ de vue mi-août 2003, la source ne fut plus détectée et elle resta sous le niveau de détection d'IBIS/ISGRI tout le reste de l'année 2003 (Figure 7.1 à gauche). La limite supérieure déduite à 3σ sur le flux de XTE J1720−318 pendant les observations de mi-août (MJD$\sim$52869 et 271 ks de temps d'exposition) est de 1,5 milli-Crabes entre 20 et 80 keV. La nova X n'est pas réapparue lors des balayages des régions centrales et du plan galactique (GPS et GCDE, décrits Chapitre 2.8.1.1) réalisés depuis que j'ai rendu et corrigé ce manuscript, ce qui n'est pas étonnant puisque Chen et al. (1997) estiment que le temps moyen de récurrence des sursauts des novae X à trou noir est de six ans (deux ans et demi seulement pour les sursauts supérieurs à 0,3 Crabe).

La Figure 7.1 (à droite) montre le HR IBIS/ISGRI mesuré lorsque le flux haute énergie de la source croît (sursaut dur). Il n'y a pas de variation significative dans le HR (qui reste autour de la valeur moyenne de 0,75) mais seulement une légère indication d'un HR plus mou (∼0,5) au début du sursaut. J'ai donc utilisé l'ensemble des données de ce sursaut dur pour construire un spectre moyenné (cf. 7.4.3.2). J'ai aussi analysé les données JEM-X prises pendant ce sursaut mais, du fait que la source était souvent à de grands angles (hors axes) et qu'elle était très faible en-dessous de 20 keV, les points obtenus n'étaient pas significatifs ; je ne les ai donc pas inclus dans l'analyse.

En supposant une forme exponentielle à la fois pour la montée et la décroissance du

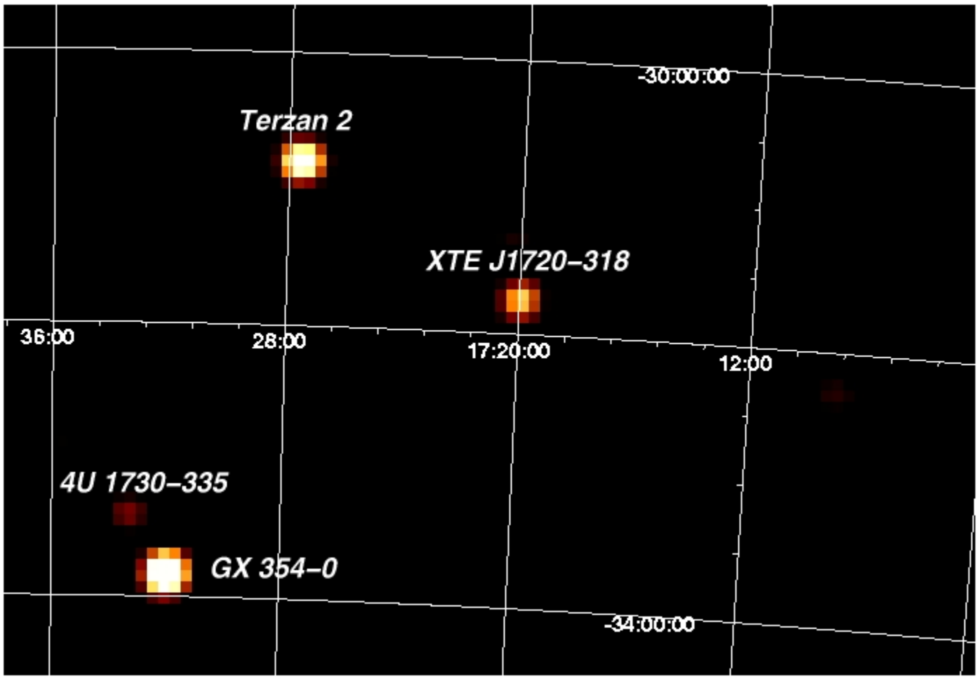


Fig. 7.2 – *Image du ciel reconstruite IBIS/ISGRI dans la région autour de XTE J1720−318 entre 20 et 60 keV (du 28 février au 25 avril 2003). La nova X apparaît avec une significativité de 94 σ par rapport au bruit de fond. Les autres sources visibles sont le burster X localisé dans l'amas globulaire Terzan 2, le burster rapide 4U 1730−335 et la source X dure GX 354−0.*

sursaut dur, j'ai obtenu avec les données IBIS/ISGRI de la Figure 7.1 (à gauche, en bas) des constantes de temps de 13 jours (montée) et de 48 jours (décroissance). Comme j'ai utilisé les limites supérieures d'août pour cette estimation, le temps caractéristique de décroissance que j'ai déduit n'est donc qu'une limite supérieure. Cependant, les échelles de temps de ce sursaut dur semblent comparables à l'éruption principale (le temps caractéristique de décroissance est de 60 jours) même si le pic de luminosité en X reste bien en-dessous de celui du sursaut principal. Ces temps sont tout à fait compatibles avec ceux reportés habituellement pour les novae X à trou noir telles que A 0620−00, GRS 1124−683 ou GRO J042+32 (qui ont aussi eu un maximum secondaire), comme le relatent Tanaka et Shibazaki (1996) et Chen et al. (1997). Je développerai ces questions intéressantes sur les sursauts secondaires dans le Chapitre 10.1.2 (Partie V).

Dans les images combinées IBIS/ISGRI obtenues pendant le sursaut dur (données des

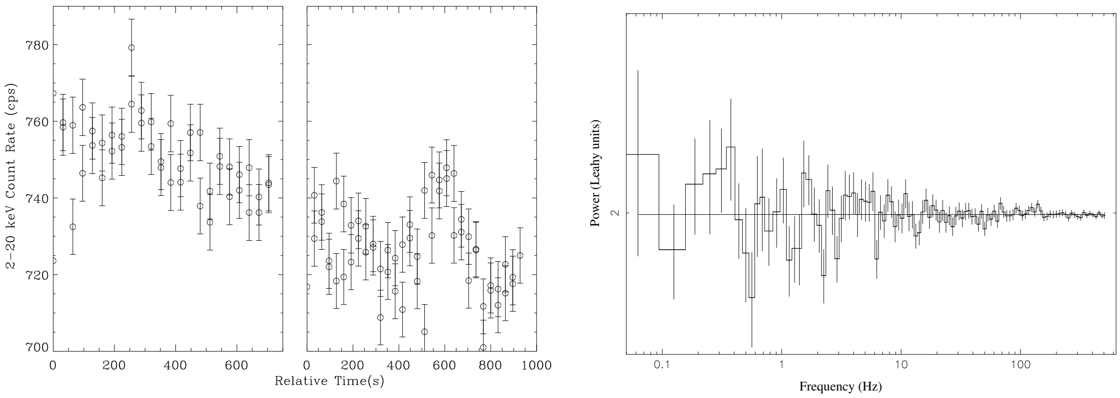


FIG. 7.3 – *Gauche : Courbes de lumière* RXTE*/PCA (2–20 keV) en coups par seconde, recouvrant les deux jeux de données. Pour chacun, le temps relatif 0 se réfère au début des GTIs : il correspond à MJD=52698,506(28) (à gauche) et à MJD=52699,487(31) à droite. Le regroupement est de 16 s. Droite : PSD entre 2 et 20 keV des jeux de données PCA combinés. Le meilleur ajustement (une constante) est superposé (trait continu droit).*

orbites 58 à 61), XTE J1720−318 est détectée à 94σ dans la bande d'énergie 20–60 keV (Figure 7.2). La meilleure position trouvée par IBIS dans cette image est $\alpha_{J2000} = 17^{\mathrm{h}}19^{\mathrm{m}}58^{\mathrm{s}},7$ et $\delta_{J2000} = -31°44'43'',7$ avec une précision de 27″ à 90% du niveau de confiance (Figure 2.4 à droite, Chapitre 2). Cette position est cohérente avec celle (plus précise) déduite des données radio car l'écart n'est que de 17″,7. Par conséquent, la source haute énergie peut être associée sans ambiguïté à la source transitoire.

7.4.2 Variabilités temporelles de l'état *Mou*

XMM-Newton et *INTEGRAL* observèrent la source en février 2003 dans un état HSS. Elle était très brillante dans les basses énergies, avec un flux moyen journalier entre 100 et 140 milli-Crabes dans la bande d'énergie 1,2–12 keV. PCA, JEM-X et IBIS/ISGRI détectèrent la source à un haut degré de significativité : j'ai pu en déduire un spectre significatif jusqu'à 80 keV au moins, ce qui n'était pas évident lors des phases initiales de la mission. Cependant, l'émission à haute énergie était très faible. IBIS détecta la source au flux de 0,40±0,07 coups s^{-1} (∼2,1 milli-Crabes) dans la bande 20–120 keV (signal de 6σ), fournissant seulement quelques points aux énergies supérieures à 50 keV. Comme *RXTE*/HEXTE ne fournit que des points peu significatifs pour des énergies supérieures à 20 keV, je ne les ai pas inclus dans le spectre (décrit au 7.4.3.1).

Les courbes de lumière PCA entre 2 et 20 keV sont montrées Figure 7.3 (à gauche). XTE J1720−318 montre quelques variations autour de la valeur moyenne de ∼750 coups s^{-1} dans le premier jeu de données et autour de 721 coups s^{-1} dans le deuxième. Une légère diminution est visible entre la première et la seconde observation (Figure 7.3, à gauche) qui montre une petite augmentation de flux jusqu'à 750 coups s^{-1} lors d'un sursaut discret de 200 s. J'ai produit le PSD (Chapitre 1.6.3) dans les trois bandes d'énergie décrites

Section 7.3.2. Ces PSD (dépendant de l'énergie) furent produits sur des intervalles de 16 s entre 62,5 mHz et 500 Hz. Tous les intervalles (des deux jeux de données) furent moyennés ensemble et un regroupement géométrique fut appliqué. Le PSD normalisé suivant Leahy et al. (1983) entre 2 et 20 keV est plat (Figure 7.3, à droite). Le meilleur modèle est une constante de valeur 1,993±0,004 (à 90% du niveau de confiance) avec un χ^2 de 87,6 (105 dl). Cette valeur est compatible avec celle attendue (égale à 2) par la normalisation de Leahy pour un pur bruit de Poisson (bruit blanc). Aux énergies plus élevées, les PSDs sont aussi plats. Les limites supérieures à 3σ du niveau fractionnel de variabilité entre 2 et 20 keV est ∼6,7%. Dans les intervalles d'énergie plus élevés, la limite supérieure est plutôt grande et n'a aucun sens à cause de la faible statistique du signal issu de la source.

7.4.3 Deux états spectraux distincts détectés

TAB. 7.2 – *Meilleurs paramètres spectraux de XTE J1720−318 ajustés et erreurs à 90 % du niveau de confiance sur les données ToOs (en février) de* XMM-Newton*,* RXTE *et* INTEGRAL*.*

Satellite	Dates (dd/mm/2003)	Γ	$kT_{\rm in}$ (keV)	N^a	χ^2_r (dl)	Flux ^{b}
XMM	20/02	$2{,}81\ ^{+0{,}60}_{-0{,}66}$	$0{,}67 \pm 0{,}01$	$1855\ ^{+37}_{-43}$	0,84 (1062)	2,36
RXTE et *INTEGRAL*	28/02-02/03	$2{,}72\ ^{+0{,}29}_{-0{,}34}$	$0{,}59 \pm 0{,}01$	$5647\ ^{+338}_{-404}$	0,97 (72)	3,25

Notes :
a) Normalisation du disque N donnée par $N = (R_{\rm in}/D)^2 \cos i$ où $R_{\rm in}$ est le rayon interne en km, D la distance de la source (en unités de 10 kpc) et i l'inclinaison du disque ;
b) Flux non absorbé 2–100 keV (unités : 10^{-9} erg cm^{-2} s^{-1}).

7.4.3.1 L'état *Mou*

J'ai ajusté les données *XMM-Newton*/EPIC-pn avec un disque multicouleurs absorbé (Chapitre 1.3.1) et une loi de puissance. Un disque absorbé seul ne parvenait pas à un bon ajustement (χ^2 =1349 pour 1064 dl), de même qu'une loi de puissance seule (χ^2 =14825 pour 1064 dl). Les meilleurs paramètres ajustés déduits de mon analyse sont donnés Table 7.2. J'ai obtenu pour $N_{\rm H}$ la valeur de 1,24±0,02 × 10^{22} cm^{-2}. Le flux non absorbé entre 0,7 et 10 keV vaut 6,43×10^{-9} erg cm^{-2} s^{-1}. En supposant une distance de 8 kpc (compatible avec les mesures infrarouge), j'ai obtenu une luminosité non absorbée entre 0,7 et 10 keV de 4,9×10^{37} erg s^{-1}. La composante issue du disque représente plus de 85% de la luminosité totale entre 2 et 100 keV. Si je suppose un angle d'inclinaison (i) de 60°, je trouve, à partir de la normalisation du disque, un rayon interne du disque de 48,7±0,5 km. Bien évidemment, ici comme dans toute la suite, les rayons et luminosités dépendent de

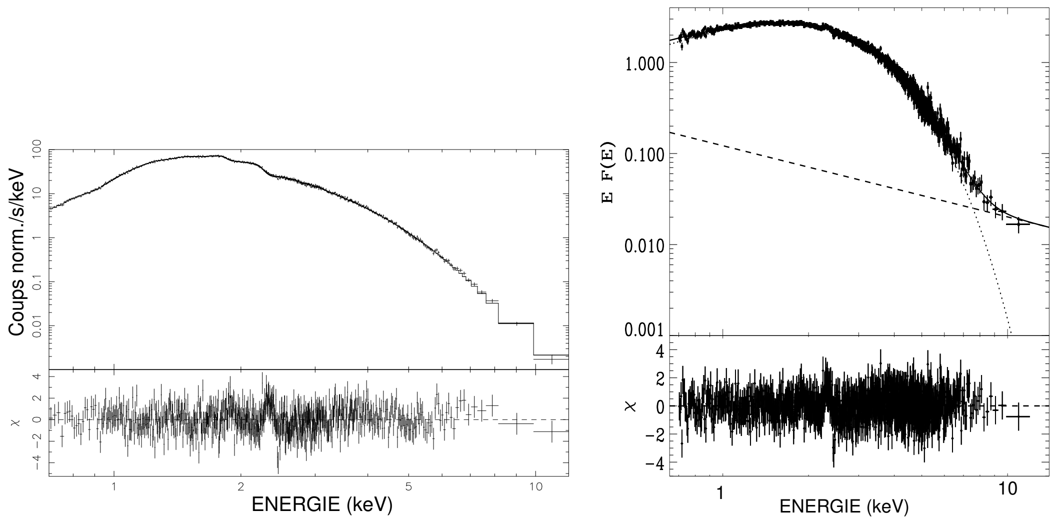


FIG. 7.4 – *Spectre du 20 février 2003 en coups normalisés par seconde et par keV (à gauche) et spectre non absorbé* XMM-Newton*/EPIC-pn de XTE J1720−318 en $EF(E)$ (à droite, unités keV cm^{-2} s^{-1}) avec le meilleur modèle ajusté (disque multicouleurs et loi de puissance). Pointillés : disque; tirets : loi de puissance ; trait épais : modèle total. Les résidus en σ sont aussi montrés.*

la distance ; les barres d'erreurs données sont statistiques mais les erreurs sont dominées par les erreurs systématiques. La Figure 7.4 montre le spectre résultant avec le meilleur ajustement en coups normalisés par seconde et par keV (à gauche) et en keV cm^{-2} s^{-1} ou $EF(E)$ (à droite).

J'ai appliqué le même modèle (disque absorbé + loi de puissance) aux données simultanées *RXTE*/PCA, *INTEGRAL*/JEM-X et IBIS/ISGRI, enregistrées environ 8 jours plus tard. J'ai obtenu les meilleurs paramètres ajustés indiqués Table 7.2 (deuxième ligne). Afin de prendre en compte les incertitudes dans l'étalonnage relatif entre les instruments, j'ai laissé une constante multiplicative libre de varier pour chaque jeu de données. Prenant PCA comme référence, je trouve des constantes proches de 1 pour chaque instrument. Comme ni PCA ni JEM-X ne sont bien adaptés pour déterminer l'absorption interstellaire (la limite à basse énergie étant ∼3 keV), j'ai fixé la valeur de $N_{\rm H}$ à celle trouvée par *XMM-Newton.* J'ai aussi ajouté une raie de profil gaussien aux énergies de fluorescence du fer pour tenir compte d'une structure dans les données *RXTE.* La meilleure position du centroïde de la raie est obtenue à $6{,}45^{+0{,}16}_{-0{,}35}$ keV avec une largeur équivalente (EW) de 572^{+307}_{-178} eV. Cependant, cette raie n'est pas présente dans les données obtenues avec *XMM-Newton.* Afin de vérifier l'existence réelle de cette raie, j'ai ré-ajusté les données EPIC-pn en ajoutant au meilleur modèle de continu une raie du fer et en fixant les valeurs de l'énergie et de la largeur à celles obtenues avec *RXTE* (FWHM=1,6 keV). J'ai obtenu une limite supérieure pour une telle raie égale à 250 eV (EW) à 90% du niveau de confiance. Pour une raie étroite à la même énergie, j'ai obtenu une limite supérieure de 75 eV, suggérant que la raie vue par *RXTE* est probablement due à une incorrecte soustraction du fond et n'est pas intrinsèque à XTE J1720−318. En effet, une contamination par l'émission du bord galactique telle que

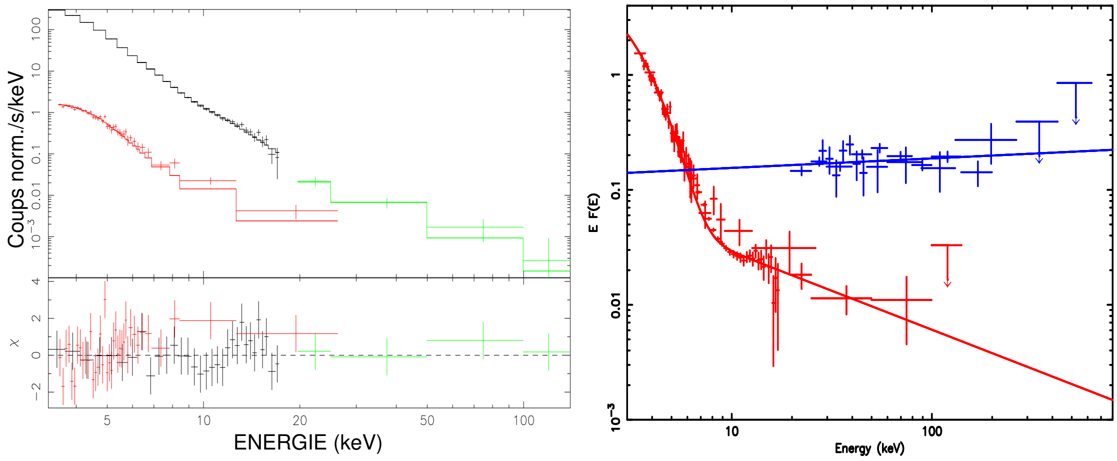


FIG. 7.5 – *Gauche : spectres joints* RXTE/*PCA,* INTEGRAL/*JEM-X2, et IBIS/ISGRI de XTE J1720−318 lors des observations de fin février 2003. Le meilleur modèle, un disque multicouleurs absorbé et une loi de puissance, est représenté sur les données par un trait solide. Les résidus en σ sont aussi montrés. Droite : spectres non absorbés en $EF(E)$ (keV cm^{-2} s^{-1}) de XTE J1720−318 avec le meilleur modèle ajusté : disque et loi de puissance pour le HSS (en rouge) et une loi de puissance seulement pour le LHS (en bleu) avec les données IBIS/ISGRI et SPI entre 20 et 600 keV (orbites 55 à 63). Les limites supérieures sont montrées à 3σ.*

l'indique Revnivtsev (2003) ne peut être exclue, même si la raie devrait plutôt être centrée à 6,7 keV avec une largeur plus étroite. Avec un centroïde de la raie fixée à 6,7 keV, j'ai obtenu dans le spectre de *RXTE*/PCA une largeur de $0{,}59^{+0{,}06}_{-0{,}21}$ keV et 456^{+117}_{-136} eV comme EW. Les résidus sont légèrement pire autour de 6,4–6,7 keV mais ils ne permettent pas d'exclure une contamination par cette raie. Puisque je n'observe ni dans *INTEGRAL* ni dans *XMM-Newton* de tels résidus, je n'ai pas inclus de raie dans l'ajustement des données *INTEGRAL*. En dépit de la faible significativité de détection, les données IBIS/ISGRI m'ont permis d'étudier la source jusqu'aux hautes énergies grâce à la grande sensibilité d'ISGRI et avec des temps d'exposition longs. Le spectre en coups par seconde et par keV entre 3 et 200 keV et le meilleur modèle ajusté que j'ai obtenus sont montrés Figure 7.5 (à gauche). La Figure 7.5 (à droite) montre le spectre en $EF(E)$ dans l'état *Mou* (en rouge) avec son meilleur modèle ajusté. On remarque qu'à partir de 100 keV, la source n'est plus détectée de façon significative.

Le rayon interne du disque (en supposant les mêmes valeurs pour la distance et pour i que précédemment) est 85^{+2}_{-4} km (d'après la formule du Chapitre 1.3.1) et la luminosité du disque représente 93% de la luminosité non absorbée 2–100 keV. Ainsi, il y a une légère évolution entre les paramètres déduits du disque (rayon et température) avec *XMM-Newton* et ceux que je trouve une semaine plus tard avec *RXTE* et *INTEGRAL*, alors que la pente de la loi de puissance ne change pas de façon significative. D'après la force de la composante molle et la valeur de l'indice de photons de la loi de puissance, je déduis que la source était clairement dans un état HSS, où la composante du disque d'accrétion domine et la queue à haute énergie est faible. J'ai également ajusté les données avec un modèle de Comp-

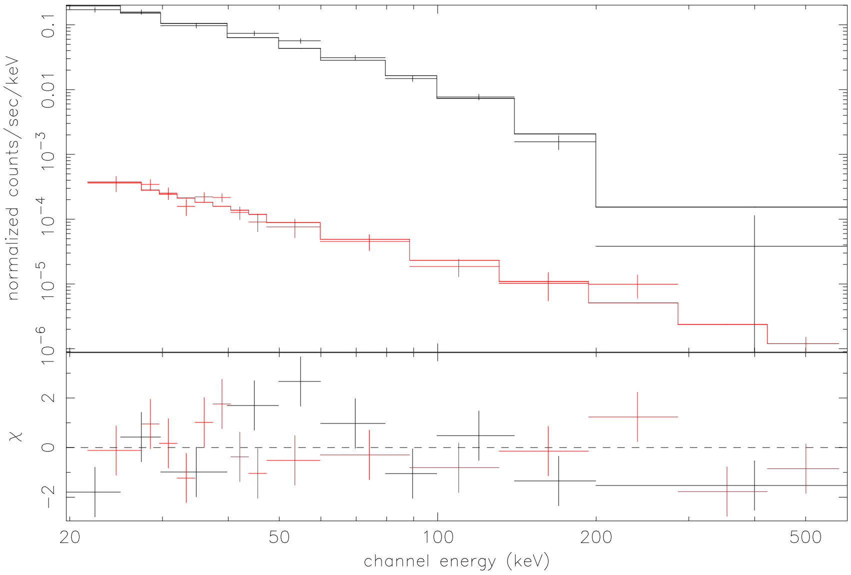


FIG. 7.6 – *Spectres en coups par seconde et par keV combinant les données IBIS/ISGRI (noir) et SPI (rouge) de XTE J1720−318 lors du LHS ajustées avec une loi de puissance. Les résidus en σ sont aussi montrés.*

tonisation BMC (défini Chapitre 1.3.3.1) souvent utilisé pour modéliser les spectres des trous noirs dans le HSS. J'ai obtenu un ajustement acceptable avec un χ^2_r égal à 1,36 pour 78 dl. La température déduite pour la source de photons thermiques est 0,52±0,01 keV avec un indice spectral d'énergie égal à $1{,}8^{+0{,}2}_{-0{,}4}$, tous deux compatibles avec les paramètres obtenus via l'ajustement par le disque multicouleurs et la loi de puissance. Les spectres pris durant la dernière semaine de février 2003 sont donc tous cohérents avec le fait que XTE J1720−318 est très probablement une binaire X à trou noir dans l'état HSS.

7.4.3.2 L'état *Dur*

Comme mentionné ci-dessus, les données IBIS (de l'orbite 55 à 63) pendant le sursaut dur sont compatibles entre elles (c'est-à-dire pas de variation significative dans le HR) et peuvent être sommées. J'obtiens alors le spectre moyen et le meilleur modèle ajusté en loi de puissance entre 20 et 600 keV représentés Figure 7.5 (à droite, en bleu). J'ai aussi utilisé le spectre en coups par seconde et par keV déduit des données SPI des orbites 58 à 61 afin d'effectuer un ajustement simultané. À cause de la présence de fortes structures de bruit de fond, les données SPI des orbites 62 et 63 ne furent pas incluses dans les spectres. Les points SPI furent regroupés au niveau de 3σ par intervalles d'énergie ou par groupes de quatre canaux minimum. Afin de prendre en compte les incertitudes dans l'étalonnage relatif entre chaque instrument, j'ai laissé une constante multiplicative libre de varier lors de l'ajustement spectral. En prenant le spectre IBIS comme référence (constante fixée égale à 1), le facteur de multiplication ajusté aux données SPI vaut 1,28. À 90% du niveau de confiance, le meilleur indice de photons (loi de puissance) ajusté est 1,9±0,1 avec χ^2_r=1,60 (dl=22), ce qui montre que le spectre de XTE J1720−318 pour cette période est bien plus dur que celui observé en février. Le spectre résultant, en coups normalisés par seconde et par keV, est montré Figure 7.6. En plus de la loi de puissance, j'ai ajusté les données avec le modèle de Comptonisation ST80 (Chapitre 1.3.2.1). Les paramètres que j'ai déduits valent 43^{+32}_{-11} keV pour la température de plasma et τ=2,7±0,9 pour la profondeur optique, avec un χ^2_r de 1,27 pour 21 dl. De façon similaire, j'ai ajusté le spectre avec le modèle de Comptonisation TT94 Chapitre (1.3.3.1). J'ai obtenu, avec la température kT_0 des photons mous fixée à 0,6 keV et une géométrie choisie sphérique, une température de plasma kT_e=57±29 keV et une profondeur optique τ=2±1 avec χ^2_r=1,19 (21 dl). J'ai également testé le modèle de Comptonisation hybride décrit Chapitre 1.3.3.2 (celui de Poutanen et Svensson 1996) censé être mieux adapté pour des plasmas très chauds : j'ai obtenu une température élevée kT_e=430±110 keV et τ=0,11±0,11 avec des photons mous à 0,45 keV et un χ^2_r égal à 1,33. Comme ces derniers modèles donnent des ajustements légèrement meilleurs qu'une simple loi de puissance, j'ai effectué un test additionnel afin de voir si une coupure dans le spectre serait statistiquement significative. J'ai ajusté les données avec une loi de puissance coupée et calculé la différence entre son χ^2 absolu et celui de la loi de puissance seule. J'ai réduit l'ajustement aux données en deçà de 300 keV afin d'éviter l'utilisation de limites supérieures et j'ai obtenu un $\Delta\chi^2$ de 5,8 : pour une distribution à 1 dl, cette valeur représente une probabilité de 95% que la nouvelle composante soit significative. Même si le test n'est pas totalement convaincant, une coupure dans le modèle d'énergie typique 120 keV améliore clairement l'ajustement et décrit mieux les données disponibles. Remarquons aussi que les paramètres thermiques de Comptonisation de XTE J1720−318 lors du sursaut dur (ou les meilleurs paramètres ajustés de la loi de puissance et de la coupure) sont tout à fait compatibles avec ceux habituellement trouvés dans les binaires X à trou noir dans le LHS.

7.5 Bilan

La densité de colonne d'absorption élevée déduite des données *XMM-Newton*, compatible avec les résultats infrarouge de Nagata et al. (2003) - puis de Chaty et Bessolaz (2006) - suggère que la source XTE J1720−318 réside au centre galactique ou même plus loin. Cela situerait la source dans le bulbe galactique : je supposerai donc une distance à la source de 8 kpc et prendrai cette valeur pour la suite.

Observée avec *XMM-Newton* environ 40 jours après le pic de son éruption, la source XTE J1720−318 était clairement dans le HSS caractérisé par une forte composante thermique molle bien modélisée par un disque multicouleurs de température $kT_\mathrm{in}\sim$0,7 keV et avec une faible queue haute énergie en loi de puissance (Figure 7.4). La source était également dans le HSS fin février (Figure 7.5, à gauche) quand j'ai pu déterminer, avec une plus haute précision en utilisant les données simultanées *RXTE* et *INTEGRAL*, un indice de photons de 2,7 pour la loi de puissance. Dans les deux observations, la composante de disque représentait plus de 85% de la luminosité non absorbée de la source entre 2 et 100 keV, estimée fin février à $2{,}5\times10^{37}$ erg s^{-1}. J'ai estimé la luminosité bolométrique (suivant la méthode décrite Chapitre 4.2.2) du meilleur ajustement en étendant le calcul à 0,01 keV. J'ai obtenu avec les observations *XMM-Newton* la valeur de $1{,}4\times10^{38}$ erg s^{-1}. Même pour un petit trou noir de 5 $M_\odot$, cette luminosité bolométrique est en-dessous de celle d'Eddington (définie Chapitre 1.1.4) qui vaut $6{,}5\times10^{38}$ erg s^{-1} pour une telle masse. Des résultats similaires sont obtenus une semaine plus tard avec les observations de *RXTE* et *INTEGRAL* : le taux d'accrétion est clairement en dessous du régime d'Eddington.

Par ailleurs, aucune émission de la raie du fer ne fut détectée avec *XMM-Newton* et j'ai pu déterminer une limite supérieure de 75 et 144 eV (EW) pour des raies étroites à 6,4 et 6,7 keV respectivement. Les limites supérieures des raies larges sont moins contraignantes. Comme je l'ai déjà discuté, j'estime que la raie du fer relativement forte ($\sim$570 eV) détectée par *RXTE* environ 10 jours plus tard a peu de chance d'être due à la source puisque j'obtiens une limite supérieure de 250 eV avec les données *XMM-Newton* et que je n'ai pas observé de larges changements spectraux entre les deux observations. La limite supérieure obtenue pour une raie étroite par *XMM-Newton* est inférieure aux fortes EWs ($>$150 eV) des raies observées dans certains systèmes à trou noir, comme je l'ai discuté pour Cygnus X−1 (Chapitre 6.7). Cependant, ces raies sont souvent élargies par des effets relativistes et, dans ce cas, nos données sont moins contraignantes. Pour les paramètres d'une raie en émission centrée à 6,2 keV (FWHM=2,4 keV) reportés par Markwardt (2003) lors d'une observation du pic principal de XTE J1720−318 avec *RXTE*, j'obtiens des limites supérieures de 290 eV seulement, pendant que *RXTE* mesurait 95 eV comme EW. Seules de légères différences dans les paramètres spectraux de la composante molle ont été mesurées entre les observations *XMM-Newton* et *INTEGRAL*/*RXTE*, c'est-à-dire une température plus basse et un rayon interne du disque plus grand. Ce dernier, déduit de la normalisation du disque multicouleurs, est compatible avec les valeurs du rayon de la dernière orbite circulaire stable autour d'un trou noir de Schwarzschild de 5 $M_\odot$ (Chapitre 1.1.2.2). Pendant la décroissance de l'éruption d'une nova X à trou noir, on observe que ce paramètre reste approximativement constant si la source reste dans le HSS comme l'ont fait remarquer Ebisawa et al. (1994) et McClintock et Remillard (2006). La variation observée du bord interne du disque de XTE J1720−318 pourrait indiquer qu'il s'éloignait du trou noir pendant la phase de décroissance, mais il est plus probable que ce soit lié à une variation spécifique de la normalisation pendant un deuxième sursaut. D'ailleurs, les observations *XMM-Newton* se sont déroulées au même moment que le maximum d'un pic secondaire faible ayant eu lieu lors de la phase de décroissance (Figure 7.1 à gauche, panneau du haut), pic également observé dans l'infrarouge (Nagata et al. 2003). Ces sursauts et leurs origines possibles seront discutés Chapitre 10.1.2. Dans tous les cas, les différences pourraient être aussi dues (au moins en partie) à des incertitudes dans l'étalonnage entre les instruments. L'absence de variabilité rapide significative dans le PSD des données *RXTE* étudiées est aussi compatible avec le fait que la source soit dans le HSS, pendant lequel elle est en général plus faible que 5–10% (Chapitre 1.6.3.2). D'après nos données, en considérant les résultats précédemment reportés par Markwardt (2003) et ma courbe de lumière

RXTE/ASM qui a diminué régulièrement en 2003, je peux conclure que la source n'a pas changé d'état spectral pendant la phase de décroissance, qui a commencé après le pic principal de l'éruption et qui a duré jusqu'à mi-mars environ.

Un changement dramatique dans le comportement de la source fut observé par *INTEGRAL* fin mars. Après que la source est passée sous le niveau de détection d'*INTEGRAL*, j'ai observé une augmentation de la composante haute énergie à peu près 75 jours après le pic principal, donnant naissance à un second sursaut que j'ai pu observer pendant 25 jours environ. Comme *RXTE*/ASM ne détecta pas de comportement similaire dans le taux de comptage, et comme je n'obtenais pas de signal significatif dans les données de JEM-X, j'ai conclu que la source transitait vers le LHS. La luminosité non absorbée entre 20 et 200 keV a augmenté d'un niveau trop faible pour être détecté à 7×10^{36} erg s^{-1} en 10 jours. Puis elle commença à décroître avec des échelles de temps entre 10 et 50 jours. Pendant ce sursaut dur secondaire, le spectre au-delà de 20 keV était dur et bien décrit par une loi de puissance d'indice 1,9 ou par de la Comptonisation thermique avec une température de plasma (faiblement contrainte) de 43 keV et une profondeur optique de 2,7. Une coupure dans le spectre semble probable, mais aucune conclusion ferme n'est possible à cause de la faible significativité du spectre déduit pour la source dans les hautes énergies. Les meilleurs paramètres ajustés (à la fois la pente de la loi de puissance, la coupure, la température et la profondeur optique du plasma de Comptonisation) sont cependant compatibles avec ceux typiquement observés pour les binaires X à trou noir dans le LHS, comme observés pour Cygnus X−1 au Chapitre 6 précédent. En supposant que la loi de puissance s'étende dans les basses énergies sans contribution additionnelle d'une composante molle, j'ai estimé une luminosité moyenne non absorbée de $9{,}4\times10^{36}$ erg s^{-1} entre 2 et 200 keV. La luminosité bolométrique vaut $4{,}3\times10^{37}$ erg s^{-1}, montrant que la source était encore dans un régime plus bas que celui d' Eddington, même pour une masse du trou noir petite. Alors que ce sursaut secondaire n'a pas atteint la luminosité du principal, il est clair que la transition n'est pas seulement due à un pivotement spectral comme dans Cygnus X−1.

Le pic élevé de luminosité, la montée rapide et la lente décroissance, le HSS puis l'éruption secondaire avec la transition vers le LHS, avec des paramètres spectraux typiquement observés dans d'autres sources transitoires à trou noir (dynamiquement confirmés) comme XTE J1550−564 (Sobczak et al. 2000 ; Rodriguez et al. 2003) ou GRO J1655−40 (Sobczak et al. 1999 ; McClintock et Remillard 2006) montrent que XTE J1720−318 est très probablement un nouveau candidat trou noir situé dans le bulbe galactique. Les modèles de Comptonisation thermique s'ajustent bien aux spectres LHS déduits pour ces observations de la nova X.

Grâce aux capacités d'imagerie et à la sensibilité d'*INTEGRAL* j'ai pu étudier la source transitoire XTE J1720−318. Elle fut intéressante dans le cadre de ma thèse pour tester plusieurs modèles (décrits Chapitre 1.3) dans deux états spectraux distincts et interpréter les changements de paramètres liés à la géométrie du système et aux températures différentes de deux milieux émetteurs, le *disque* et la *couronne*. La détection d'un second pic dans les rayons X durs est un phénomène assez typique des novae X ; je développerai cela au Chapitre 10.1.2. J'ai analysé mes résultats comme une transition spectrale claire observée entre le HSS et le LHS. Cela m'a fourni de précieuses contraintes sur l'évolution des paramètres spectraux. Même si la source est finalement restée faible, contrairement à ce que j'espérais en observant ce type de phénomènes supposés être très brillants à leur paroxysme comme l'était Nova Muscae 91, j'ai pu en tirer des conclusions intéressantes sur sa nature et j'ai obtenu un spectre significatif dans l'état *Dur* jusqu'à 200 keV.

La nova X SWIFT J1753.5−0127 récemment découverte

Sommaire

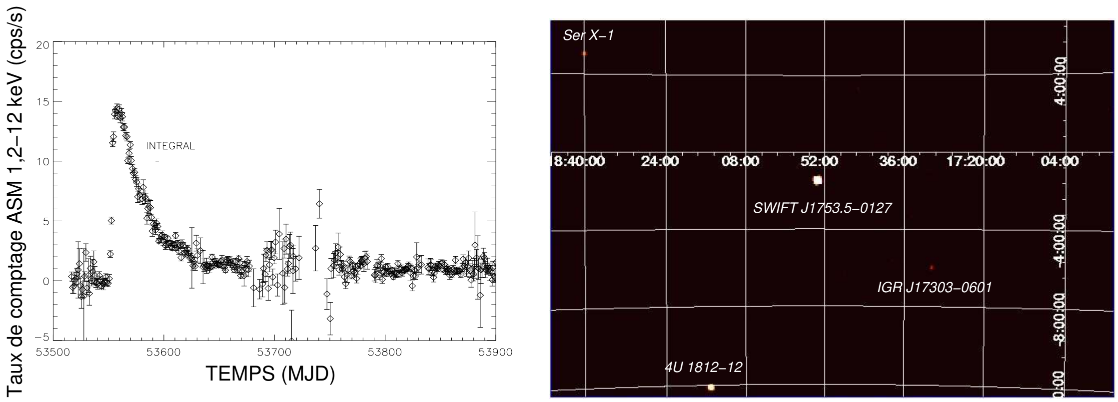


FIG. 8.1 – *Gauche : courbe de lumière journalière de SWIFT J1753.5−0127 avec* RXTE/*ASM (1,2–12 keV) de mi-mai 2005 à mi-juin 2006 (MJD=JD−2400000,5) avec la période des observations de ma ToO* INTEGRAL *indiquée. Les barres d'erreurs sont à 90 % du niveau de confiance. Droite : image reconstruite IBIS/ISGRI de la région autour de la nova X entre 20 et 40 keV. Sa significativité est de 440σ par rapport au fond. Les autres sources de l'image sont l'étoile à neutrons 4U 1812−12 (34 σ), le sursauteur X Ser X−1 (14 σ) et la source enfouie* INTEGRAL *IGR 17303−0601 (12 σ).*

8.1 Historique : description de l'éruption

Poursuivant la stratégie décrite au Chapitre 5, je relate dans le présent Chapitre la deuxième nova X que j'ai étudiée à la fin de ma thèse pour laquelle je viens de soumettre un article dans ApJ. J'ai dirigé moi-même la collaboration pour mener des observations simultanées de SWIFT J1753.5−0127 dans diverses longueurs d'onde, de la radio aux X durs/γ mous en passant par le visible et le proche infrarouge, performance qui n'avait pu être réalisée pour XTE J1720−318 (Chapitre 7) en raison de contraintes incompatibles entre les programmations des satellites et des observatoires au sol. La source transitoire SWIFT J1753.5−0127 a été découverte dans les X durs avec l'instrument BAT (*Burst Alert Telescope*) à bord du satellite *Swift* le 30 mai 2005 (Palmer et al. 2005). Les observations obtenues avec XRT (*X-Ray Telescope* à bord de *Swift*) ont révélé une source variable avec un spectre relativement bien ajusté le 30 juin 2005 par une loi de puissance d'indice Γ de l'ordre de 2,1 et une absorption N_{H} autour de 2,0 $\times 10^{21}$ cm^{-2} (Morris et al. 2005). L'absorption de SWIFT J1753.5−0127 est compatible avec le fait que la source est relativement éloignée de nous, probablement localisée à plusieurs kpc, sans nécessiter une absorption intrinsèque. De plus, SWIFT J1753.5−0127 a été clairement détectée dans l'UV avec UVOT (pour *UV/Optical Telescope*) à bord de *Swift* (Still et al. 2005). Au sol, la contrepartie visible trouvée par le télescope MDM de 2,4 m a révélé une nouvelle étoile à l'intérieur de la boîte d'erreur de *Swift* (Halpern et al. 2005). Début juillet 2005, Fender et al. (2005) ont observé la source transitoire en radio à la fréquence de 1,7 GHz (18 cm de longueur d'onde) avec MERLIN. Ils ont trouvé une contrepartie radio probablement ponctuelle (<350 milliarcsec) caractérisée par un flux de 2,1±0,2 mJy (le 3 juillet 2005) et localisée à $\alpha_{\mathrm{J2000}} = 17^{\mathrm{h}}\ 53^{\mathrm{m}}\ 28^{\mathrm{s}},29$, $\delta_{\mathrm{J2000}} = -01^{\circ}\ 27'\ 06'',22$ (0$''$,05 d'incertitude), ce qui est compatible avec la présence possible de jets compacts. Dans les rayons X, le flux de la source entre 1,2 et 12 keV augmenta en quelques jours jusqu'à la valeur maximale de 200 milli-Crabes (Figure 8.1 à gauche, MJD$\sim$53560) puis commença à diminuer lentement. Le spectre (loi de puissance d'indice dur) observé par *Swift*/XRT (Morris et al. 2005) et la détection d'un QPO de 0,6 Hz dans des observations pointées *RXTE* sont caractéristiques d'un état LHS (défini Chapitre 1.5.1) d'après les valeurs reportées par Morgan et al. (2005). Le type spectral du compagnon et les paramètres du système binaire (période orbitale, masses, inclinaison) ne sont pas encore connus mais je tenterai d'émettre certaines hypothèses sur leurs valeurs possibles. Enfin, la source a été observée (seulement jusqu'à 100 keV) fin mars 2006 par *XMM* et *RXTE* (Miller et al. 2006a) lors du déclin de l'éruption : le disque d'accrétion semblait très froid et proche de l'objet compact, ce qui est inhabituel. Je commenterai cela avec mes analyses personnelles réalisées peu après le pic de l'éruption et je la comparerai avec les autres sources dans ma synthèse (Chapitre 10).

8.2 Campagnes d'observations multi-longueurs d'onde

TAB. 8.1 – *Échantillon des données de SWIFT J1753.5−0127 analysées et interprétées dans ce Chapitre.*

Satellite	Instrument	Période d'observations (date jj/mm/05)	Temps d'exposition (ks)	Observations (type/mode)
-	VLA	11/08	16,2	ToO
-	NTT/EMMI	11/08	3,6	ToO
Rossi-XTE	PCA	11/08	10	Publiques
Rossi-XTE	HEXTE	11/08	10	Publiques
INTEGRAL	JEM-X	10/08-12/08	170	ToO, HEX[a]
INTEGRAL	IBIS	10/08–12/08	176	ToO, HEX[a]
INTEGRAL	SPI	10/08–12/08	134	ToO, HEX[a]

Note :
a) déplacement *dithering* hexagonal (défini Chapitre 2.3.2) autour de la cible.

D'après les caractéristiques mentionnées dans mon introduction (8.1), la source transitoire SWIFT J1753.5−0127 pourrait être un bon candidat trou noir et donc une excellente cible de choix pour la mission *INTEGRAL*. J'ai déclenché le type de programme d'observations simultanées (décrit Chapitre 2.8.1.2 et utilisé pour l'étude de XTE J1720−318 du Chapitre 7) avec la ToO que j'avais rédigée (comme chaque année) pour une source potentiellement localisée dans le halo galactique. En effet, cela semble être le cas de SWIFT J1753.5−0127 (d'après sa latitude et son absorption $N_{\rm H}$). Ayant de nouveau obtenu des observations dans le cadre du temps ouvert de l'AO3 d'*INTEGRAL* pour ces phénomènes transitoires, j'ai personnellement contacté l'ISOC à Vilspa dès que les ATELs *Swift* et *RXTE* furent publiées (montrant l'intérêt d'étudier la nova X en éruption) et j'ai justifié la pertinence scientifique d'observer cette source auprès des chercheurs et des scientifiques de l'ISOC. J'ai réussi à déclencher du 10 au 12 août 2005 des observations *INTEGRAL* de la nova X jumelées à des pointages radio avec le VLA (16,2 ks) et dans le visible avec EMMI sur le NTT (3,6 ks) grâce à la collaboration que j'ai tissée avec d'autres chercheurs experts de ces instruments. J'ai relaté les résultats préliminaires sur la nova X dans Cadolle Bel et al. (2005) et confirmé, avec une analyse rapide des données *INTEGRAL*, que la source était bien dans le LHS. De plus, des observations pointées *RXTE* étaient disponibles pendant ma ToO : je les ai donc ajoutées à mes analyses que je présente puis interprète ci-dessous. L'article soumis à ApJ en tant que premier auteur détaille cela.

8.3 Données exploitées et analyses spécifiques développées

La Table 8.1 indique les observations utilisées, donnant pour chacune d'elles les instruments disponibles, les dates, les temps d'exposition (par instrument) et les modes d'observations. Les périodes des observations *INTEGRAL* présentées Table 8.1 sont également indiquées sur la Figure 8.1 (à gauche) qui montre la courbe de lumière journalière *RXTE*/ASM (1,2–12 keV) de mi-mai 2005 (avant la découverte de la nova X) jusqu'à mi-janvier 2006. Lors de la ToO, le satellite *INTEGRAL* se déplaçait suivant un pointage hexagonal (défini Chapitre 2.3.2) autour de la source.

8.3.1 Analyse des données *INTEGRAL*

J'ai employé les analyses standard décrites dans le Chapitre 3 pour analyser les données de tous les instruments haute énergie à bord d'*INTEGRAL*. Parmi les deux moniteurs, seul JEM-X1 fonctionnait. Suivant les recommandations écrites pour l'utilisation des logiciels standard et de par ma propre expérience, les événements IBIS/ISGRI furent sélectionnées pour avoir des énergies corrigées au-dessus de 15 keV et un temps de montée entre les canaux 7 et 80. Les cartes de bruit de fond à 256 canaux, réalisées à partir de champs vides, furent employées pour obtenir courbes de lumière et spectres IBIS/ISGRI combinées à mes bandes d'énergie choisies (entre 15 et 500 keV). J'ai utilisé les cartes officielles pour les corrections hors axes ainsi que les matrices de réponse associées. J'ai adapté la matrice de réponse (ARF) la plus récente récemment renormalisée sur la nébuleuse du Crabe avec le même type de méthode décrite Chapitre 4.1.1.1. Dans l'analyse, j'ai considéré la présence d'autres sources actives situées dans la même région que SWIFT J1753.5−0127, dont l'image reconstruite IBIS/ISGRI est montrée Figure 8.1 (à droite). À part la nova découverte par *Swift*, aucune autre source n'est détectée au-dessus de 80 keV et seule l'étoile à neutrons 4U 1812−12 est active au-dessus de 40 keV. En ce qui concerne SPI, l'analyse standard fut employée pour extraire les spectres de la nova X avec les versions correctes des matrices de réponse (suite à la perte de deux détecteurs). Les temps d'exposition effectifs pour JEM-X1, IBIS/ISGRI et SPI valent de respectivement 170, 176 et 134 ks.

8.3.2 Analyse des données *Rossi-XTE*

J'ai effectué les mêmes analyses que celles réalisées pour XTE J1720−318, à ceci près que les GTI correspondaient - en dehors des sélections standard - au fonctionnement simultané des couches PCUs 0 et 2 du PCA (décrit Chapitre 2.8) pour une durée totale de 3,1 ks. Des courbes de lumière à 16 s furent extraites des données (*standard 2*) en générant le spectre de bruit de fond avec les outils habituels. Les matrices de réponse furent obtenues avec les procédures usuelles et j'ai ajouté 0,6% de systématiques dans tous les canaux spectraux. En ce qui concerne l'analyse temporelle, la seule différence avec XTE J1720−318 est la résolution choisie (environ 500μs), permettant d'étudier les variabilités de SWIFT J1753.5−0127 jusqu'à 1 kHz. J'ai restreint l'analyse entre 2 et 52 keV pour limiter les effets du bruit de fond dans les canaux en énergie trop bas ou trop élevés. J'ai extrait les spectres HEXTE (décrit Chapitre 2.8) de façon identique à celle décrite qu'ont utilisée Rodriguez et al. (2003) pour extraire le fond des pointés sur la source corrigé ensuite des temps morts. Les matrices de réponse furent générées par les outils usuels.

8.3.3 Analyse des données dans le visible avec EMMI/NTT

Les observations dans le visible (ToO) ont été menées le 11 août (vers 2h TU) avec Sylvain Chaty (Chercheur-Enseignant SAp/Paris 7) : nous avons obtenu la photométrie de la source dans le visible (filtres B, V, R et I) grâce au spectro-imageur EMMI (FOV 9,9′ × 9,0′) installé sur le NTT. Pour la photométrie, nous avons choisi un temps d'intégration de 60 s pour chaque pointé et observé quatre étoiles standard du catalogue de Landolt et al. (1992) : T Phe A, B, C et D. Nous avons utilisé les procédures standard de réductions d'images dans le visible incluant des champs plats. Les magnitudes instrumentales (mag_{inst}) furent ensuite transformées en magnitudes apparentes (mag_{app}) avec la relation : $mag_{\mathrm{app}} = mag_{\mathrm{inst}} - Z_{\mathrm{p}} - Ext * M_{\mathrm{air}}$, où Z_{p} est le point 0, Ext l'extinction et M_{air} la masse d'air (proche de 1 pendant nos observations). Enfin, nous avons obtenu et analysé douze spectres dans le visible avec EMMI (chacun de 300 s) couvrant la gamme de 4000 à 10000 Å avec une résolution comprise entre 200 et 500 Å (suivant la longueur d'onde), pour un total d'intégration de 1h. Pour extraire les spectres et réaliser les étalonnages en longueur d'ondes et en flux, l'outil standard du NRAO fut employé.

8.3.4 Analyse des données radio avec le VLA

Avec Marc Ribó (Chercheur à l'Université de Barcelone), nous avons observé la source en radio avec le VLA à 1,4 ; 4,9 ; 8,5 et 15 GHz correspondant respectivement à 21 ; 6 ; 3,5 et 2 cm en longueurs d'onde. Les données ont été obtenues le 11 août entre 4h20 et 8h50 TU (MJD moyen de l'ordre de 53593,28) dans la configuration C du VLA. Nous avons réalisé des pointés de 20 minutes chacun à 1,4 ; 4,9 et 15 GHz et produit une courbe de lumière d'environ 2,5 heures à 8,5 GHz. La procédure de pointés fonctionnait ainsi : des déplacements de 10 minutes sur la nova X, précédés et suivis de balayages de 1 minute sur une source étalon du VLA (J1743−038) localisée à 3,4° de SWIFT J1753.5−0127. La densité de flux a été étalonnée sur 3C 48. Les données ont été analysées en utilisant les procédures standard des outils NRAO.

8.4 Résultats simultanés multi-longueurs d'onde

8.4.1 Position X détectée par IBIS/ISGRI

Dès qu'il s'agit d'une nouvelle source, il est bien sûr intéressant de voir avec quelle précision de localisation les divers instruments détectent la source et, éventuellement, s'accordent sur les mêmes résultats. Dans l'image reconstruite IBIS/ISGRI obtenue pendant le sursaut dur, SWIFT J1753.5−0127 est détectée respectivement à 440, 320, 174 et 22σ dans les bandes 20–40, 40–80, 80–160 et 160–320 keV. La Figure 8.1 (à droite) montre l'image reconstruite obtenue entre 20 et 40 keV : trois autres sources sont détectées, l'étoile à neutrons 4U 1812−12 (34σ), le sursauteur X Ser X−1 (14σ) et la source enfouie *INTEGRAL* IGR J17303−0601 (12σ). En 176 ks d'exposition, la meilleure position ajustée de la nova X par IBIS/ISGRI entre 20 et 40 keV est $\alpha_{\mathrm{J2000}} = 17^{\mathrm{h}}\ 53^{\mathrm{m}}\ 28^{\mathrm{s}},4$, $\delta_{\mathrm{J2000}} = -01^{\circ}\ 27'\ 17''$ avec une précision de $14''$ à 90% du niveau de confiance (Figure 2.4 du Chapitre 2). Ce résultat est compatible avec celui de *Swift*/XRT (Burrows et al. , 2005) puisque la séparation angulaire n'est que de $7'',40$. Il est à noter également que la position IBIS/ISGRI est cohérente avec celle obtenue à bord de *Swift*/UVOT par Still et al. (2005) puisque l'écart entre les deux n'est que de $11''$ (dans la boîte d'erreur). Par conséquent, la source haute énergie et les contreparties UV/visible/radio peuvent être associées à la source X transitoire sans ambiguïté.

8.4.2 Courbes de lumière *Rossi-XTE* et *INTEGRAL*

La Figure 8.1 (à gauche) représente la courbe de lumière *RXTE*/ASM entre 1,2–12 keV de mi-mai 2005, peu avant sa découverte, à mi-juin 2006 lorsqu'elle redescend à un niveau de flux indétectable par ASM, en passant par le pic de son éruption. En effet, entre fin juin et le 9 juillet 2005, le taux de comptage moyen ASM (où 1 Crab=75 coups s^{-1}) de la nova X a fortement augmenté et son flux a atteint la valeur maximale de 200 milli-Crabes (MJD$\sim$53560). Puis il commença à diminuer et ne valait plus qu'environ 14 milli-Crabes le 10 octobre 2005 (MJD$\sim$53650). Si je suppose une allure exponentielle pour les phases de montée et de décroissance de l'éruption je trouve des temps caractéristiques de 4,5$\pm$0,1 jours et 37,5$\pm$0,1 jours respectivement. La constante de temps de la phase de décroissance de SWIFT J1753.5−0127 est compatible avec le comportement habituel des novae X en éruption comme l'ont reporté Tanaka et al. (1996) ; Chen et al. (1997). J'ai d'ailleurs déjà mentionné cela pour XTE J1720−318 (Chapitre 7 ; Cadolle Bel et al. 2004a, 2004d). Je détaillerai et discuterai les limites du modèle d'instabilité du disque (décrit au Chapitre

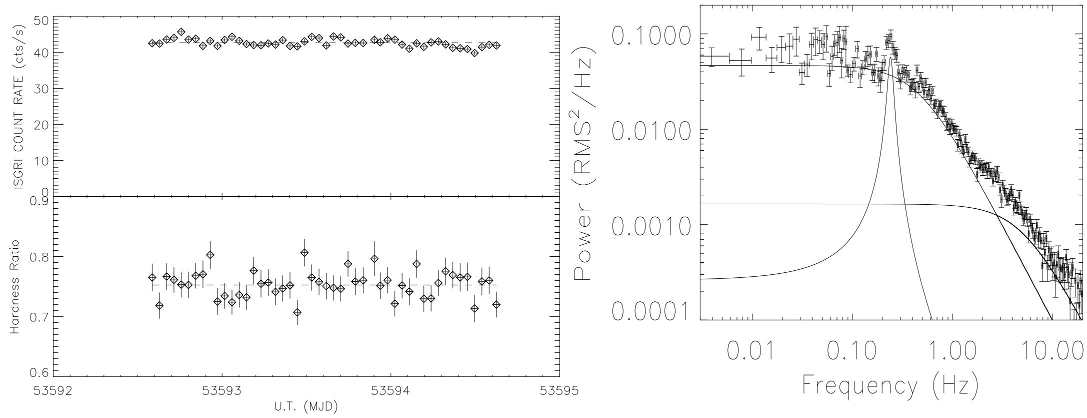


FIG. 8.2 – *Gauche : courbe de lumière IBIS/ISGRI entre 20 et 320 keV (haut) et HR entre les bandes 40–80 et 20–40 keV (bas) de SWIFT J1753.5−0127 lors de la ToO* INTEGRAL *(niveau moyen indiqué en pointillés). Le pas en temps est de ∼0,2 jour et les barres d'erreurs sont à 90% du niveau de confiance. Droite : PSD de la nova X obtenu avec* RXTE/*PCA le 11 août 2005. Un QPO à la fréquence de 0,24 Hz est trouvé ; les traits représentent les 3 lorentziennes nécessaires pour ajuster les données (voir Table 8.2).*

1.2.3) Chapitre 10.1.2.

La Figure 8.1 (à gauche) indique aussi les intervalles des observations dédiées *INTEGRAL* que je discute dans ce Chapitre, pour lesquelles j'ai déclenché simultanément (le 11 août) des observations dans le visible et la radio (voir Table 8.1). Entre les jours 53592 et 53594,4 (MJD) le taux de comptage moyen IBIS/ISGRI était presque constant autour de la valeur moyenne de 43 coups s^{-1} (Figure 8.2 à gauche, panneau du haut), ce qui correspond au flux significatif de ∼205 milli-Crabes entre 20 et 320 keV. La Figure 8.2 (à gauche, panneau du bas) indique aussi le HR moyen de la source entre 20–40 et 40–80 keV : il est compatible avec une valeur constante (autour de 0,75) tout au long de nos observations. Pendant celles-ci, la nova X fut observée dans la phase de décroissance du sursaut qui commença autour de 53560 (MJD) d'après la Figure 8.1 (à gauche). Cependant, la source était encore très forte dans les X durs, en particulier dans la bande d'énergie IBIS/ISGRI. Cela favorise le scénario suivant lequel la source est restée dans le LHS pendant et après le pic comme le reportent également Miller et al. (2006b) lors d'observations avec *XMM*/EPIC-pn, *RXTE*/PCA et HEXTE fin mars 2006. En particulier, SWIFT J1753.5−0127 ne semble pas avoir subi de transition spectrale vers un état *Mou*. C'est ce que j'analyse et je justifie ci-après avec les données proches du pic en ma possession.

8.4.3 Variabilités temporelles de SWIFT J1753.5−0127

J'ai réalisé le spectre de puissance (PSD, voir Chapitre 1.6.2) de SWIFT J1753.5−0127 en utilisant les outils décrits Chapitre 4.2.3 sur les courbes de lumière PCA de haute résolution temporelle. Le PSD fut généré sur plusieurs intervalles de 256 s entre 3,9×10^{-3}

Tab. 8.2 – *Meilleurs paramètres ajustés pour les composantes du PSD de SWIFT J1753.5−0127 (les erreurs sont données à 90 % du niveau de confiance : $\Delta\chi^2$ =2,7).*

Lorentzienne (#)	Fréquence du centroïde (Hz)	Largeur (Hz)	Amplitude (%rms)
n1	0 *(fixée)*	$0{,}92^{+0{,}05}_{-0{,}06}$	$26{,}8^{+1{,}6}_{-1{,}9}$
n2	0 *(fixée)*	$9{,}9^{+1{,}4}_{-1{,}3}$	$16{,}8^{+2{,}9}_{-2{,}6}$
QPO	0,241±0,006	$0{,}03^{+0{,}02}_{-0{,}01}$	$5{,}4^{+1{,}7}_{-1{,}9}$

et 1024 Hz, puis moyennés ensemble. Le PSD fut corrigé du bruit blanc avant l'ajustement (conformément à la méthode décrite Chapitre 1.6.2). Comme au-dessus de 20 Hz le PSD est compatible avec un bruit Poissonnien, j'ai restreint la procédure d'ajustement entre $3{,}9\times10^{-3}$ et 20 Hz. Le continu est bien représenté par la somme de deux lorentziennes larges centrées en 0 alors qu'une troisième est nécessaire pour prendre en compte un QPO (Chapitre 1.6.3.2) autour de 0,24 Hz. Même s'il est faible (5,4 %rms), un F-test nous informe que la composante du QPO est nécessaire avec un niveau de probabilité de plus de 99,95%. Il est à noter que, dans le cas d'une lorentzienne large, la fréquence à laquelle la composante atteint son maximum (dans une représentation en νP_ν qui permet de mettre en évidence la fréquence caractéristique et la coupure) est définie par $\nu_{\max} = \sqrt{{\nu_0}^2 + \Delta^2}$ (Chapitre 1.6) où Δ est la demi-largeur à mi-hauteur. Par conséquent, dans notre cas, nous avons $\nu_{\max} = \Delta$. Ce modèle constitué de trois lorentziennes fournit une bonne description du PSD avec χ^2_r=197,1 (pour 163 dl). Le PSD normalisé et les composantes individuelles sont représentés Figure 8.2 (à droite). Les paramètres de chacune des lorentziennes sont indiqués dans la Table 8.2. La valeur moyenne du QPO observée lors de la ToO *INTEGRAL* (0,24 Hz) est plus faible que le QPO de 0,6 Hz reporté juste après le pic de l'éruption (Morgan et al. 2005). Cette tendance (diminution de la fréquence du QPO pendant le déclin de l'éruption) a parfois été observée dans d'autres candidats trous noirs et a été associée à la contraction du disque d'accrétion (Kalemci et al. 2001, 2002 ; Rodriguez et al. 2002, 2004b ; Belloni et al. 2005). Toutefois, une autre interprétation est possible, comme le proposent Shaposhnikov et Titarchuk (2006) : ce QPO pourrait être lié à des modes de pulsation de la couronne. Ces auteurs estiment en effet que la fréquence du QPO est plutôt un indicateur de la compacité de la zone émissive dans les rayons X.

Je n'ai détecté de QPO ni dans les données JEM-X ni dans ISGRI, probablement à cause de leur surface de collection bien plus petite que PCA mais aussi en raison de la faiblesse du QPO pendant la ToO *INTEGRAL*. Pour cela, j'ai sélectionné les événements de chaque pose élémentaire (SCW) ayant une probabilité de provenir de la source comprise entre 0,6 et 1. J'ai aussi sélectionné les événements dans des intervalles d'énergies comprises entre 20 et 40 keV, où la source a un flux significatif. J'ai ensuite conservé dans un fichier de format FITS (facilement exploitable) les temps d'arrivée des photons et leur énergie (outils décrits Chapitre 4.2.3) afin de rechercher une période précise en sommant toutes les événements. Cependant, aucun temps caractéristique ne fut détecté. Dans tous les cas, le niveau de variabilité élevé du BLN (∼27 %rms, Table 8.2) observé est typique du LHS

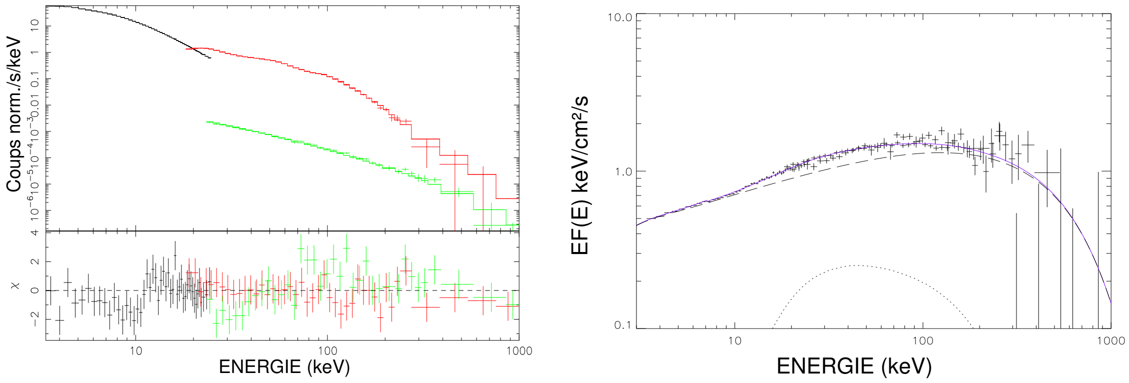


Fig. 8.3 – *Gauche : spectre non absorbé de SWIFT J1753.5−0127 lors de la ToO* INTEGRAL *avec* RXTE*/PCA (noir), IBIS/ISGRI (rouge) et SPI (vert). Le meilleur modèle ajusté est de la Comptonisation avec réflexion (voir texte). Les résidus en σ sont aussi montrés. Droite : idem en unités $EF(E)$ (keV cm^{-2} s^{-1}). Pointillés : réflexion ; tirets : Comptonisation ; trait épais violet : modèle total.*

des novae X.

8.4.4 Spectres issus des données hautes énergies X et γ

La Figure 8.2 (à gauche) montre le flux et le HR moyens mesurés lors de nos observations *INTEGRAL*. Pendant la ToO, le flux IBIS/ISGRI semblait constant, de même que le HR (autour de 0,75). J'ai donc décidé de moyenner toutes les données JEM-X, IBIS/ISGRI et SPI (suivant le programme que j'ai écrit détaillé Chapitre 4.1.2.3) obtenues lors de cette ToO pour construire un spectre global avec chaque instrument. J'ai ajouté les spectres PCA et HEXTE obtenus pendant la ToO. Ajoutant environ 3% de systématiques aux données JEM-X (entre 5–25 keV), IBIS/ISGRI (entre 18–320 keV) et SPI (entre 22–600 keV), j'ai ajusté les spectres simultanément avec PCA (entre 3–25 keV) et HEXTE (entre 20–100 keV). Pour prendre en compte les incertitudes relatives dans l'étalonnage entre chaque instrument, j'ai mis - comme pour les analyses précédentes Chapitres 6 et 7 - une constante multiplicative libre de varier dans chaque jeu de données, sauf pour la constante de PCA que j'ai fixée à 1.

Suivant la méthode présentée pour Cygnus X−1 (Chapitre 6 ; Cadolle Bel et al. 2006a) lors de la modélisation de son LHS, j'ai testé plusieurs modèles afin d'obtenir le meilleur sur mes données *RXTE* et *INTEGRAL*. J'ai ajouté chaque composante possible (disque, Comptonisation, réflexion, raie gaussienne) progressivement et regardé sa nécessité en testant l'éventuelle amélioration dans le χ^2_r. Pour SWIFT J1753.5−0127, j'ai toujours fixé l'absorption à la valeur trouvée avec EMMI Section 8.4.5, soit 2×10^{21} cm^{-2}, puisque je ne la contrains pas avec mes données X/γ. Tout d'abord, en essayant de modéliser simultanément toutes les données, le meilleur ajustement semble être de la Comptonisation thermique absorbée (TT94, Chapitre 1.3.3.1). J'obtiens une température de photons kT_0 de 0,51±0,08 keV, un plasma d'électrons à la température $kT_{\rm e}$ de 88±14 keV et une profondeur optique τ de 0,67±0,14. Cependant, ce modèle conduit à un ajustement inacceptable car le χ^2_r est égal à 2,14 (avec 322 dl). Même en ajoutant une composante de disque, de larges résidus sont visibles sous 20 keV entre PCA et JEM-X, disque de composante faible dans cet état (ainsi déjà discuté Chapitres 6.7 et 7.5). Il n'est donc pas étonnant que je ne sois pas en mesure de contraindre la composante issue du disque avec mes données qui commencent à 3 keV. En outre, de forts résidus sont visibles dans HEXTE entre 20–30 keV et au-dessus de 70 keV. Tentant d'ajouter une composante de réflexion (Chapitre 1.3.2.2) avec un angle d'inclinaison i du système pris égale à 63° (par défaut), j'obtiens une décroissance dans le χ^2_r significative (1,60) mais une très haute température de plasma. Avec l'ajout d'une composante de réflexion, ce modèle permet un meilleur ajustement des données mais reste cependant toujours inacceptable.

Par conséquent, comme ni JEM-X ni HEXTE n'ajoutent de contraintes dans d'autres gammes d'énergie que PCA, IBIS/ISGRI et SPI, je n'ai gardé que les données de ces trois derniers instruments supposés être les mieux étalonnés. J'obtiens un χ^2_r tout à fait correct égal à 1,12 (avec 121 dl) et les meilleurs paramètres ajustés suivants (avec leurs erreurs à 90%) : kT_0=$0{,}54^{+0{,}04}_{-0{,}07}$ keV, kT_e=150±26 keV, τ=1,06±0,02 et $\Omega/2\pi$=0,32±0,03. Les constantes de normalisation entre IBIS/ISGRI et SPI sont respectivement égales à 0,97 et à 1,20 quand celle de PCA est fixée à 1. Ces paramètres, excepté la température de plasma (légèrement supérieure) qui augmente quand une composante de réflexion est ajoutée, sont compatibles avec ceux obtenus lors de l'ajustement de toutes les données disponibles (quand il y avait JEM-X et HEXTE en plus) mais maintenant le χ^2_r est satisfaisant. La température de Comptonisation relativement élevée peut être interprétée par la présence d'un milieu (couronne) qui reste chaud. En effet, le refroidissement dû à un nombre réduit de photons mous est moins important. Le meilleur modèle ajusté aux données PCA, IBIS/ISGRI et SPI est représenté Figure 8.3 en coups normalisés par seconde et par keV (à gauche). Les points IBIS/ISGRI et SPI ont été regroupés au-delà de 300 keV et de 500 keV respectivement, afin d'avoir un signal minimum de 3σ par canal. Je montre aussi sur la Figure 8.3 (à droite) les spectres modélisés et leurs composantes en unités $EF(E)$, soit en keV cm^{-2} s^{-1}.

Les paramètres déduits de mes analyses, entre autres : les variabilités de la PSD ; les spectres durs, avec un paramètre de Comptonisation y (Chapitre 1.3.2.1) élevé (autour de 0,33) et la détection d'un jet compact sont compatibles avec le fait que la source était dans le LHS et y est restée pendant l'éruption. La Comptonisation thermique demeure le processus dominant ainsi que discuté dans Cadolle Bel et al. (2006b). Le comportement de la source et les paramètres spectraux de Comptonisation sont typiques d'un trou noir. La valeur de la température de plasma obtenue, légèrement plus importante que dans les autres LHS des sources étudiées (Chapitres 6 et 7), peut s'expliquer par le fait que la couronne était encore moins refroidie par les photons issus du disque, très froid. Mes résultats sont par ailleurs compatibles avec ceux que reportent Miller et al. (2006a) dans la gamme commune d'énergie que nous avons : ils ont observé la source avec *XMM* et *RXTE* bien plus tard (le 24 mars 2006) et la trouvent encore dans le LHS. Il est peu probable qu'elle ait

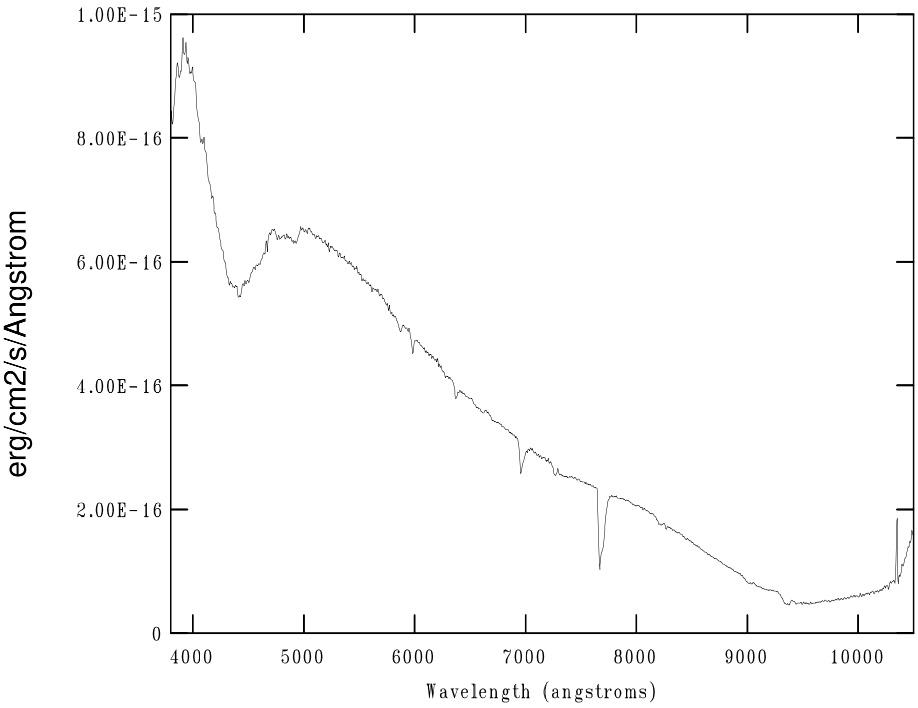


FIG. 8.4 – *Spectre étalonné de SWIFT J1753.5–0127 (en erg cm^{-2} s^{-1} Å^{-1}) dans le visible, obtenu le 11 août 2005 vers 2h (TU).*

transité dans un état *Mou* (depuis le début de son éruption) entre nos deux observations sans qu'on ne l'ait détecté. Mais, grâce aux données que je présente dans ce Chapitre, je suis en mesure de mieux contraindre les paramètres de Comptonisation thermique que Miller et al. (2006a) ne le peuvent avec leurs spectres qui s'arrêtent à 100 keV.

8.4.5 Résultats dans le visible

Concernant la photométrie dans le visible du 11 août conduite avec EMMI (autour de UT 02), les magnitudes apparentes déduites sont : $B = 16{,}73 \pm 0{,}02$, $V = 16{,}46 \pm 0{,}02$, $R = 16{,}15 \pm 0{,}02$ et $I = 15{,}64 \pm 0{,}03$. Elles sont 0,5 mag plus faibles que celles reportées par Still et al. (2005) et Torres et al. (2005a,b) entre le 1er et le 11 juillet, probablement parce que nos observations ont été obtenues plus tard au cours de l'éruption. Torres suggère un changement lent de 0,1 mag par semaine. C'est exactement le comportement que nous avons observé plus tard. Ils sont d'ailleurs compatibles avec l'évolution d'une nova X en éruption. La même tendance fut observée avec le télescope REM (signifiant *Rapid Eye Mount*, communication privée de P.D'Avanzo) : le flux moyen dans le filtre R était autour de $\sim$16,45$\pm$0,09 mag le 17 août.

La Figure 8.4 montre le spectre obtenu (unités en erg cm^{-2} s^{-1} Å^{-1}) étalonné avec l'étoile standard EG274 : le continu est bleu, suggérant l'émission d'un disque d'accrétion, et montre de nombreuses raies telluriques à 6300, 6900, 7200, 7700 et 8300 Å. Des raies interstellaires à 5800, 5900 (doublet du NaI) et 6300 Å sont présentes. Aucune raie en absorption ou en émission n'est clairement observée excepté les raies H_α (autour de 6500 Å) et HeI (autour de 5800, 6600 et 7200 Å) visibles en absorption mais très faibles. Elles proviennent probablement du disque d'accrétion comme le suggère le continu bleu. Ces derniers résultats sur les raies diffèrent de ceux reportés précédemment par Torres et al. (2005a) pendant le sursaut lors des observations du 3 juillet : le spectre montrait alors un continu bleu avec la raie H_α seule détectée en émission dans le spectre moyen, de largeur équivalente (EW) ∼3 Å et une largeur à mi-hauteur FWHM de 2000 km s^{-1}. Le doublet du sodium NaI à 5890/96 Å était aussi présent avec EW∼1,5 Å. Une semaine plus tard (Torres et al. 2005b), une émission H_α large et doublement piquée fut détectée chaque nuit (les 7, 10, 11 et 12 juillet) avec une EW moyenne de 3 Å, une séparation moyenne du double pic de 1200 km s^{-1} et une FWHM ∼2000 km s^{-1}. Ces résultats sont caractéristiques du bord externe d'un disque d'accrétion dans les binaires X de faible masse. La raie d'émission $HeII$ à 4684 Å était fortement variable à la fois en termes de force et de profil, entre 3 et 5 Å (EW). Le 11 août, la raie H_α a presque disparu et n'est plus du tout doublement-piquée : cette évolution est typique d'une LMXB en éruption. Les amplitudes faibles et les EWs des raies suggèrent que le disque a une faible contribution pendant nos observations simultanées EMMI/*INTEGRAL*, ce qui semble également confirmé par le fait que la valeur $B - V$ reste relativement constante (autour de 0,3 mag) pendant et après le sursaut. La comparaison de l'évolution du spectre entre début juillet et mi-août montre le comportement usuel des LMXBs en éruption : une contribution brillante du disque dans le visible suivie d'une diminution de celle-ci simultanée à un déclin dans le flux des rayons X mous.

Finalement, grâce aux observations dans le visible, j'ai pu déterminer la densité de colonne le long de la ligne de visée en utilisant l'EW du doublet NaI qui vaut 1,36±0,15 Å. D'après Munari et Zwitter (1997), on a $E_{\mathrm{B-V}} = 0{,}25\times\mathrm{EW}_{\mathrm{NaI}}$, j'obtiens donc $E_{\mathrm{B-V}} = 0{,}34 \pm 0{,}04$ mag. Ensuite, en utilisant la formule de Bohlin et al. (1978) où N_{H} vaut $\sim 5{,}8\times10^{21}\times E_{\mathrm{B-V}}$, j'ai calculé N_{H} et obtenu $1{,}97 \pm 0{,}23 \times 10^{21}$ atomes cm^{-2}. Cette valeur est tout à fait compatible avec l'absorption déterminée par *Swift*/XRT. Dépendant de quelle absorption totale galactique je prends ($\sim1{,}7\times10^{21}$ atomes cm^{-2} d'après Dickey et Lockman 1990, communément utilisée par la communauté X, ou $\sim2{,}7\times10^{21}$ atomes cm^{-2} d'après Schlegel et al. 1998), le N_{H} de la source est en-dessous ou comparable (avec les erreurs) avec la densité de colonne totale galactique dans cette direction. Par conséquent, la source ne peut être localisée à plus de 10 kpc. Par ailleurs, elle est située au moins à plus de 2–3 kpc afin d'être compatible avec son absorption et sa latitude galactique élevée (l=12,9°). Par conséquent, la distance de la source est probablement entre ∼4 et 8 kpc ; j'adopterai par la suite la valeur moyenne de 6 kpc (qui semble raisonnable).

8.4.6 Résultats dans les longueurs d'onde radio

TAB. 8.3 – *Résumé des observations radio de SWIFT J1753.5−0127. Pour chaque fréquence sont donnés la densité de flux et l'indice spectral ajusté (voir texte).*

$S_{1,4\ \mathrm{GHz}}$ (mJy)	$S_{4,9\ \mathrm{GHz}}$ (mJy)	$S_{8,5\ \mathrm{GHz}}$ (mJy)	$S_{15\ \mathrm{GHz}}$ (mJy)	$\alpha_{1,4-15\ \mathrm{GHz}}$	$\alpha_{1,4-4,9\ \mathrm{GHz}}$
$0{,}65 \pm 0{,}15$ (0,04)	$0{,}65 \pm 0{,}07$ (0,04)	$0{,}7 \pm 0{,}1$ (0,01)	$0{,}38 \pm 0{,}13$ (0,13)	$-0{,}17 \pm 0{,}16$	$+0{,}03 \pm 0{,}03$

Note : les erreurs sont données au niveau de 1σ. La sensibilité rms attendue est donnée entre parenthèses.

Nous avons produit des images radio de la source. En considérant la résolution angulaire du VLA (ou *synthesized beam*), nous avons détecté à toutes les fréquences observées une contrepartie radio ponctuelle ($< 4''$) de position compatible avec celle trouvée par MERLIN. La densité de flux obtenue pour chaque fréquence notée S_ν et l'indice spectral ajusté α (où $S_\nu \propto \nu^{+\alpha}$) sont donnés Table 8.3 pour les divers intervalles de fréquences. Toutes les erreurs sont calculées à 1σ et j'indique entre parenthèses la sensibilité rms attendue pour les temps d'observations correspondants. Le désaccord entre les valeurs attendues (0,04) et observées (0,15) à 1,4 GHz est dû au fait que je n'ai pu extraire d'image de la source correcte qu'après avoir exclu l'émission diffuse galactique détectée sur de courtes lignes de bases (augmentant donc le bruit). Le désaccord observé à 4,9 GHz est dû au fait que j'ai considéré la plus grande erreur donnée par une procédure d'ajustement gaussien. La source était légèrement variable pendant notre longue observation à 8,5 GHz (voir paragraphe ci-dessous) et plusieurs densités de flux furent obtenues suivant la méthode de mesure employée (dans une boîte ou pic et flux intégrés suite à un ajustement gaussien). Je donne donc la valeur moyenne de 0,7±0,1. Enfin, la détection à 15 GHz du VLA est marginale et a donc une grande incertitude.

Les densités de flux en fonction de la fréquence sont montrées sur la Figure 8.5 (à gauche) en échelle logarithmique. Les données sont compatibles avec un spectre plat puisque le meilleur ajustement mène à $\alpha = -0{,}17 \pm 0{,}16$. Un spectre plat, ou légèrement inversé (avec $\alpha = +0{,}03 \pm 0{,}03$) est obtenu si on exclut le point à 15 GHz. On peut interpréter cela comme du rayonnement synchrotron provenant d'un jet conique partiellement auto-absorbé. Je montre aussi sur la Figure 8.5 (à droite) la courbe de lumière radio obtenue à 8,5 GHz (unités MJD). Le trou correspond aux temps d'observations à d'autres fréquences. Chaque point a été obtenu après avoir mesuré la densité de flux dans l'image produite avec le temps de pose correspondant (10 minutes). Les deux points finaux ont été obtenus après avoir observé la source à de basses élévations (18 et 15°) et, bien que les corrections de gain pour de faibles élévations aient été appliquées, la densité de flux lors de la phase étalon diminue aussi lors de la dernière partie de l'observation. Je considère donc que les densités de flux mesurées et les incertitudes correspondantes de ces deux derniers points sont toutes

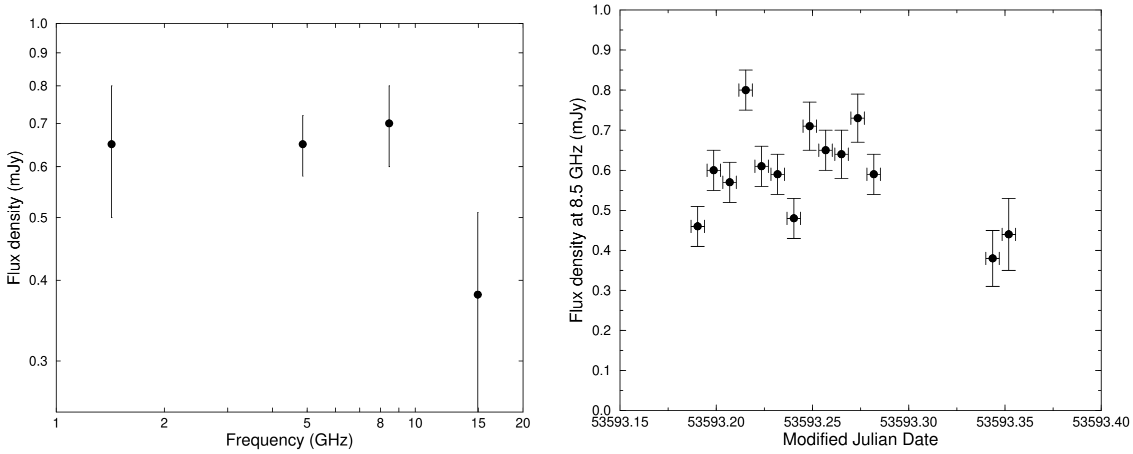


FIG. 8.5 – *Gauche : spectre radio de SWIFT J1753.5−0127 entre 1,4 et 15 GHz lors de la ToO* INTEGRAL. *La détection à 15 GHz est marginale. Les données sont compatibles avec un spectre radio plat interprété comme du rayonnement synchrotron provenant d'un jet conique partiellement auto-absorbé. Droite : courbe de lumière radio de la nova X avec le VLA à 8,5 GHz. Les deux derniers points ont été acquis à des élévations faibles et pourraient contenir des erreurs d'étalonnage plus grandes que celles indiquées. Même en les excluant, un test du χ^2 révèle que les données ne sont pas compatibles avec une densité de flux radio constante (à 99,5% du niveau de confiance).*

deux sous-estimées. La valeur moyenne de tous les points est autour de 0,60±0,11 mJy (0,61±0,09 mJy sans les deux derniers points). Cette valeur est plus faible mais compatible avec celle obtenue précédemment (indiquée Table 8.3) après avoir réalisé une seule image avec toutes les données. La différence peut être due au comportement légèrement variable montré Figure 8.5 (à droite). En effet, même en excluant les deux derniers points, un test du χ^2 révèle que les données ne sont pas compatibles avec une valeur constante à 99,5% du niveau de confiance : cela confirme bien que le flux radio de la source était variable. J'estime son degré de variabilité autour de 30% au moment du deuxième jour de la ToO *INTEGRAL*.

8.5 Bilan

8.5.1 Distribution spectrale en énergie

Avec les données radio, infrarouge (en ajoutant les filtres Johnson J, H et K obtenus simultanément avec le REM), dans le visible et dans les rayons X/γ mous, j'ai calculé le flux correspondant corrigé de l'absorption en unités νF_ν (soit en erg cm^{-2} s^{-1}). Pour déterminer dans toutes les bandes les absorptions et les erreurs associées, ma méthode fut la suivante : Predhel et Schmitt (1995) donnent $A_V \sim 3{,}1 \times E_{\mathrm{B-V}}$. Avec notre valeur mesurée pour $E_{\mathrm{B-V}}$ et son erreur donnée ci-dessus, j'ai obtenu A_V=1,05±0,12 mag. J'ai ensuite calculé les coefficients d'extinction A_λ pour chacun des filtres B, R et I (λ égale à 4400, 7100 et 9700 Å) et pour ceux du REM en utilisant les formules de Mathis et al. (1992) et de Cardelli et al. (1989) suivant les longueurs d'onde. J'ai obtenu A_B=1,54±0,18 mag ;

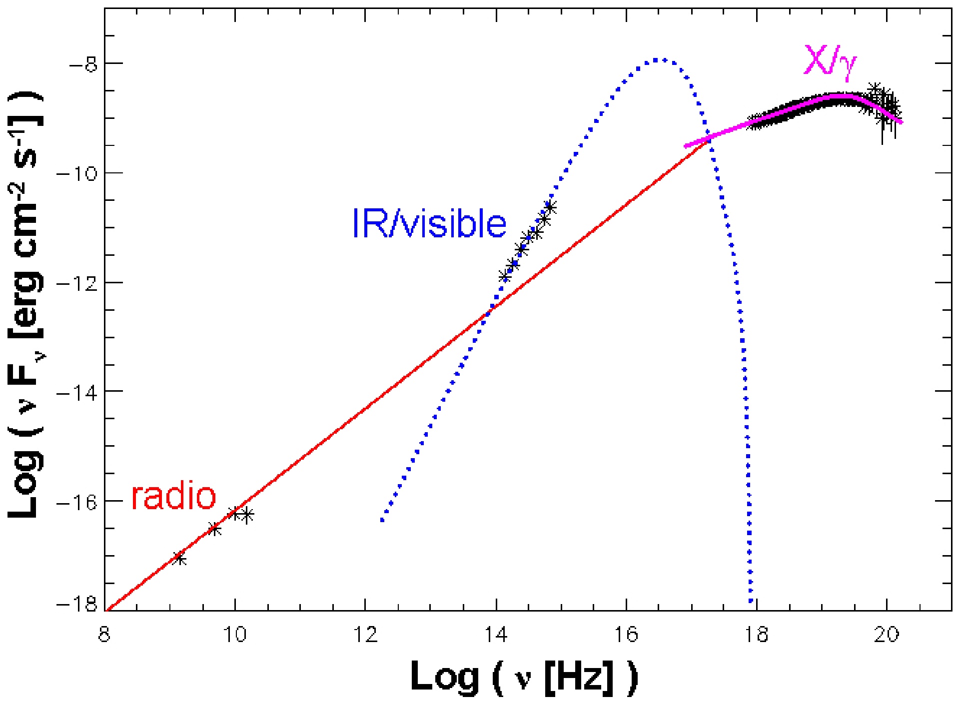


FIG. 8.6 – *Distribution spectrale en énergie (SED) de SWIFT J1753.5−0127 avec les données corrigées de l'absorption dans le domaine radio, IR, visible et X/γ mous pendant la ToO* INTEGRAL. *Les points ne peuvent être ajustés par une simple loi de puissance : une autre composante (disque, pointillés bleus) au moins est visible, en plus de l'émission synchrotron du jet (trait rouge). Une autre coupure est visible dans les X (Comptonisation, rose).*

A_R=0,68±0,08 mag ; A_I=0,40±0,05 mag ; A_J=0,30±0,12 mag ; A_H=0,20±0,12 mag et enfin A_K=0,12±0,12 mag. Puis les magnitudes furent corrigées de l'extinction (étape appelée *dérougissement*) en utilisant le fait que $mag_{\rm der} = mag_{\rm obs} - A_\lambda$. J'ai finalement estimé les flux et leurs erreurs correspondantes à ces magnitudes *dérougies* puis je les ai tous convertis dans les mêmes unités (erg cm^{-2} s^{-1}). J'ai fait de même pour les données *RXTE* et *INTEGRAL* entre 3 et 500 keV. La Figure 8.6 montre ces résultats avec une échelle logarithmique. Cette représentation sous la forme de Distribution Spectrale en Énergie (SED pour *Spectral Energy Distribution*) fut réalisée grâce aux outils que j'ai développés, décrits Chapitre 4.1.2.4 : l'axe des x indique *log* ν et celui des y indique *log* (νF_ν). L'intérêt de cette représentation est qu'elle indique l'énergie par décade et qu'un spectre en loi de puissance d'indice 2 a une allure plate, représenté graphiquement par une droite horizontale sur la SED.

En analysant la SED, je confirme que la source montre les signes habituels d'une nova X à trou noir dans le LHS. On remarque immédiatement qu'elle a un indice dur dans les hautes énergies et que le pic de puissance est produit vers $10^{19,5}$ Hz (soit vers 130 keV). Par ailleurs, une simple loi de puissance même suivie d'une coupure ne suffit pas à ajuster toutes les données ensemble, de la radio aux X et γ mous : deux coupures au moins sont nécessaires dans la SED. Ensuite, le spectre relativement plat en radio (auto-absorbé) pourrait s'expliquer par l'émission synchrotron optiquement épaisse provenant du jet compact (en rouge Figure 8.6). Ainsi, en analysant la SED, j'en déduis pour l'ensemble des données proche infrarouge/visible un indice α∼1,1 : cette valeur est compatible avec l'émission d'un disque multicouleurs (en bleu Figure 8.6) comme le décrivent Hynes et al. (2005) pour plusieurs systèmes binaires X. En effet, ils trouvent des pentes d'indice α compris entre 0,5 et 1,5 pour diverses sources transitoires à trou noir en éruption (A0620−00, GS 1124−684 ou GRO J0422+32). De même, Chaty et al. (2003) obtiennent pour XTE J1118+480 des valeurs similaires. Notre extrapolation du flux radio vers le domaine proche infrarouge/visible est significativement plus faible que le flux proche infrarouge/visible observé. Cela suggère fortement que l'émission synchrotron émanant du jet contribue peu, voire pas du tout, à cette émission. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus par Chaty et Bessolaz (2006) pour le LHS de la source transitoire XTE J1720−318 étudiée dans le Chapitre 7 précédent (et dans Cadolle Bel et al. 2004d). Enfin, une dernière coupure est nécessaire pour tenir compte de la forme de la SED observée dans les rayons X et γ (en rose Figure 8.6).

Ainsi, la SED montrée Figure 8.6 révèle qu'au moins trois composantes distinctes sont nécessaires pour ajuster les données dans diverses longueurs d'onde, de la radio aux X/γ mous en passant par les filtres infrarouge/visible (K, H, J, I, R, V et B) pour prendre en compte l'émission du jet, du disque et de la couronne. La nécessité d'une autre composante au jet peut être interprétée comme la contribution thermique du disque (0,1–2 keV) plutôt que du compagnon (faible car LMXB). Le disque est très froid et nous ne pouvons pas le contraindre avec nos données >3 keV. Puis une autre coupure est nécessaire entre le proche infrarouge/visible et les rayons X. L'allure de la SED est similaire à celle observée dans d'autres LMXBs transitoires, comme par exemple dans XTE J1118+480 ou XTE J1720−318, ce qui nous mène à penser que plusieurs composantes contribuent (jet, disque, Comptonisation). Dans le cas présent, il nous manque des informations cruciales pour modéliser la SED correctement ; j'ai superposé sur la SED une allure possible des trois composantes.

Il est étonnant de remarquer que la prolongation directe des points radio soit une droite qui ne passe pas loin des points X de basse énergie. Toutefois, il est difficile de penser que l'émission X soit de type synchrotron (optiquement mince) qui proviendrait du jet compact : dans ce cas, le régime devrait être optiquement épais jusqu'à la fréquence de $\sim 10^{17}$ Hz. En revanche, on pourrait imaginer que le dernier point radio légèrement plus bas que les autres points (même s'il n'est pas très significatif) corresponde à la cassure du spectre, où le régime optiquement épais devient optiquement mince. L'émission X serait alors produite par effet Compton inverse sur les photons de 15 GHz. En employant la même démarche que les modèles de S. Markoff (voir Chapitre 10.2.1), cela correspondrait alors à des photons énergisés jusque vers 10^{18}–10^{20} Hz par des électrons avec un facteur d'accélération γ entre 10^4 et 10^5 et donc une énergie de l'ordre de 5 à 50 GeV.

8.5.2 Contraintes apportées par les rayons X et γ

Grâce aux observations jumelées *RXTE*/*INTEGRAL* entre 3 keV et 1 MeV de la nova X SWIFT J1753.5−0127, j'ai observé la source dans un LHS lors de la décroissance de sa phase éruptive, de spectre bien caractérisé par de la Comptonisation thermique avec réflexion. Les meilleurs paramètres ajustés que j'obtiens avec les données des instruments à bord de *RXTE* et d'*INTEGRAL* sont compatibles avec ceux habituellement trouvés pour les binaires X à trou noir dans le LHS d'après les résultats de McClintock et Remillard (2006). D'ailleurs, la valeur du paramètre de Comptonisation que je trouve ($y\sim$0,33) est typique du LHS, ainsi que je l'ai déjà analysé pour le prototype trou noir Cygnus X−1 (Chapitre 6) lors de la *PV-Phase* ou pour XTE J1720−318 (Chapitre 7). Pour Cygnus X−1, je trouvais qu'y était élevé ($\sim$0,51) et qu'une composante de réflexion était nécessaire, marquée aussi par l'absence de la raie du fer. La réflexion ajustée aux données de SWIFT J1753.5−0127 est caractéristique des sources dans le LHS. Le pic élevé de luminosité, la montée rapide, la décroissance plus lente et la brillance du LHS avec des paramètres typiques observés dans d'autres binaires X à trou noir (confirmé) comme XTE J1550−564 (références Chapitre 7) ou Nova Persei 92 (Roques et al. 1992, Denis et al. 1994, Finoguenov et al. 1996) montrent clairement que SWIFT J1753.5−0127 est un nouveau candidat trou noir, probablement situé dans le halo galactique, à 6 kpc environ, dans un état spectral très *Dur*. L'absence d'une raie du fer forte n'est pas surprenante malgré la présence d'une composante de réflexion, comme je le discuterai Chapitre 10.1.3 à la lumière d'autres sources. Le fait que nous n'ayons pu contraindre l'émission du disque dans ce LHS peut être dû à sa température très basse, de contribution négligeable au-delà de 3 keV.

Alors que nos données commencent à 3 keV, menant à une sous-estimation possible de la luminosité bolométrique, le flux non absorbé de la binaire X entre 2 et 11 keV est de 1,5 $\times$ 10^{-9} erg cm^{-2} s^{-1} ; entre 20–500 keV, il vaut 8,3 $\times$ 10^{-9} erg cm^{-2} s^{-1} et la valeur du flux bolométrique (extrapolé de 0,01 keV à 10 MeV d'après la méthode du Chapitre 4.2.2) est de l'ordre de 1,3$\times 10^{-8}$ erg cm^{-2} s^{-1}. Cela correspond à une luminosité bolométrique non absorbée de 5,8 $\times$ 10^{37} erg s^{-1} (avec une distance fixée à 6 kpc) ce qui représente moins de 4% du régime d'Eddington (pour un trou noir de 10 M$_\odot$). Miller et al. (2006a) ont reporté plus de 7 mois après nos observations que le flux non absorbé entre 0,5–10 keV était de 3,9 $\times$ 10^{-10} erg cm^{-2} s^{-1} alors que, pendant nos observations, j'obtiens en extrapolant mon modèle dans la même bande d'énergie une valeur supérieure de 2,1 $\times$ 10^{-9} erg cm^{-2} s^{-1}. Ce résultat est compatible avec le LHS prévu par McClintock et Remillard (2006) lorsque la source accrète à moins de quelques %$L_{\rm Edd}$.

D'un autre côté, nous pouvons prendre le flux bolométrique entre 0,01 keV et 10 MeV, estimer la luminosité correspondante pour plusieurs distances de la source et en déduire la masse minimum de l'objet compact garantissant que cela représente moins de 5% de $L_{\rm Edd}$, donc un LHS, comme le reportent Maccarone et al. (2003) pour les trous noirs. Ces résultats sont montrés sur les deux panneaux du haut de la Figure 8.7 (à gauche).

Par ailleurs, la fréquence du QPO évolue entre le début de l'éruption et nos observations *INTEGRAL*, diminuant de la valeur moyenne de 0,6 à 0,24 Hz. Dans l'hypothèse où ce

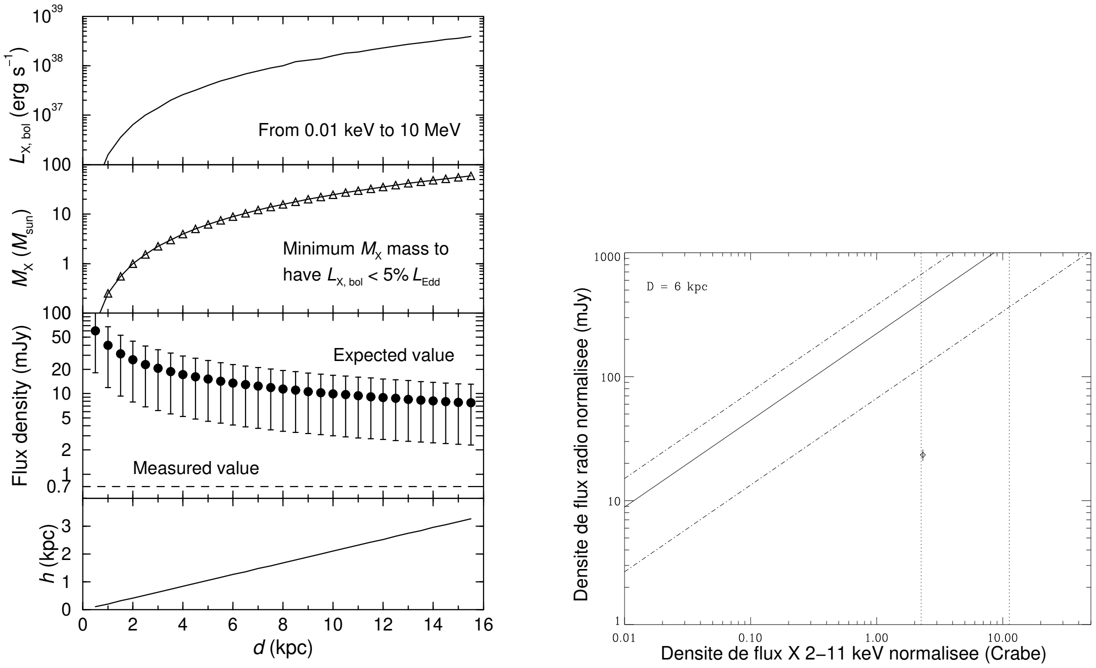


FIG. 8.7 – *Gauche (de haut en bas) : luminosité bolométrique non absorbée entre 0,01 keV et 10 MeV ; masse minimum de l'objet compact garantissant* $L_{\rm bol} < 5\%L_{\rm Edd}$ *; densités de flux radio prédites pour SWIFT J1753.5−0127 (erreurs à* 1σ*) en utilisant notre flux X mesuré et la corrélation de Gallo et al. (2003) dans le LHS ; distance/hauteur de la source par rapport au plan galactique. Les barres d'erreurs sont au niveau de* 1σ*. Le flux mesuré à 8,5 GHz, représenté par une ligne pointillée, montre un désaccord de plus d'un ordre de grandeur, même pour une source éloignée du Soleil. Droite : corrélation radio/X pour SWIFT J1753.5−0127 avec 6 kpc de distance et un trou noir de 9* $M_\odot$ *(Corbel et al. 2003) et erreurs associées (pointillés). La source, représentée par un cercle, ne suit clairement pas la corrélation (pointillés verticaux respectivement à* 2 *et à* $10\%L_{\rm Edd}$*).*

phénomène se produirait proche de la dernière orbite stable, on peut l'interpréter comme une période de récession du disque vers l'extérieur, déjà vue dans XTE J1550−564 (Rodriguez et al. 2004a). Cette tendance est cohérente avec la fin d'une LMXB en éruption ; cependant, d'autres explications ne sont pas exclues (Shaposhnikov et Titarchuk 2006) comme je le discuterai Chapitre 10.1.4.

8.5.3 Contraintes apportées par les données dans le visible

Le spectre continu bleu semble provenir de l'émission du disque d'accrétion alors que l'absence de raies d'émission fortes suggère une étoile compagnon de type spectral tardif. Si tel est le cas, on s'attendrait à une magnitude de *quiescence* plus grande que la valeur V=15,9±0,1 mag reportée par Still et al. (2005) pendant l'éruption. Lors des sursauts durs d'autres candidats trous noirs, la magnitude augmente d'environ 5 mag entre le pic et la *quiescence*, comme c'est le cas de GS 1354−64 (Brocksopp et al. 2001). Cette tendance est similaire à celle que nous observons même si nos magnitudes augmentent plus doucement. Par ailleurs, la source n'était pas visible dans les images d'archives. En comparant avec les étoiles proches faibles USNO-B1.0 (Monet et al. 2003), j'estime une magnitude visuelle de *quiescence* au-dessus de 19,5 mag (avec R >19,0±0,5 et B >20,0±0,5). En utilisant par exemple les magnitudes visuelles absolues de Ruelas-Mayorga (1991), même pour un compagnon géant peu lumineux de type intermédiaire (entre F8-G2III), j'estime que la distance de la source devrait être ∼15 kpc, impliquant d'après la Figure 8.7 (à gauche) une masse minimum du trou noir très grande (∼55 $M_\odot$). La situation pourrait être bien pire pour des types spectraux plus tardifs. Clairement, un donneur intrinsèquement plus faible est nécessaire. Pour avoir une masse du trou noir <10 $M_\odot$ et garantir $L_{\mathrm{bol}} < 5\% L_{\mathrm{Edd}}$, la distance doit être en-dessous de 6 kpc, nécessitant un type spectral plus tardif que G0V pour V=19,5 et que K0V si V=21,0 (c'est-à-dire environ 5 magnitudes plus faibles que V=15,9±0,1 mag lors de l'éruption). Par conséquent, les résultats dans le visible suggèrent un compagnon sur la séquence principale de type K ou M plutôt que des types plus précoces, rangeant SWIFT J1753.5−0127 parmi les LMXBs. Toutefois, comme l'émission est dominée par le disque et que je n'ai pas détecté de raies d'absorption claires, il est impossible d'en déduire le type spectral du compagnon (qu'on ne verra probablement jamais, le cas de Her X−1 en *quiescence* étant totalement atypique). De plus, il n'y a pas de changement dans la valeur de $E_{\mathrm{B-V}}$.

La valeur que nous avons déduite pour N_{H} est très similaire à celle obtenue par *Swift*/XRT. Il n'y a pas besoin d'invoquer une absorption intrinsèque autour de la source et 6 kpc est une distance raisonnable pour ce système LMXB localisé dans le halo galactique. Cela correspond à une hauteur galactique de 1,3 kpc (dernier panneau de la Figure 8.7 à gauche). Ce résultat est à comparer avec les LMXBs du halo XTE J1118+480, localisée à 1,72±0,10 kpc (Gelino et al. 2006) avec une hauteur au-dessus du plan galactique de 1,5±0,1 kpc et Scorpius X−1, localisée à 2,8±0,3 kpc (Bradshaw et al. 1999) avec une hauteur de 1,1±0,1 kpc. Par conséquent, une distance de 6 kpc pour SWIFT J1753.5−0127 la placerait à des hauteurs au-dessus du plan galactique similaires à celles de XTE J1118+480 et de Scorpius X−1.

8.5.4 Relation luminosités X et radio suivie ?

La structure ponctuelle observée par MERLIN donne une température de brillance T_{B} (Martí et al. 1998) de 10^4 K excluant de manière presque certaine les mécanismes d'émission thermiques. En effet, cette température est définie comme celle d'un corps noir produisant une intensité égale à celle de la source pour une fréquence donnée (Frank et al. 1992). Comme les corps noirs à de telles températures n'émettent pas de fraction significative de leur puissance en radio, cela nous informe que la source radio ne peut être thermique. D'un autre côté, le spectre plat de SWIFT J1753.5−0127 est similaire à celui du LHS observé dans les binaires X à trou noir, comme le reportent Fender et al. (2005b). Cela est compatible avec - et généralement interprété par - du rayonnement synchrotron produit dans les parties partiellement auto-absorbées d'un jet conique (voir Chapitre 10.2.1) qui n'est pas résolu dans notre cas à cause de sa faiblesse et de la résolution angulaire limitée, contrairement aux cas de GRS 1915+105 ou Cygnus X−1 (Ribó 2005).

Corbel et al. (2003) et Gallo et al. (2003) ont établi une corrélation entre le flux X et la densité de flux radio pour les trous noirs dans le LHS : $F_{\mathrm{rad}} = kF_{\mathrm{X}}^{0{,}7}$ (avec k=223±156) pour tous les flux rapportés à une distance de 1 kpc. J'ai utilisé la valeur mesurée du flux X non absorbé de notre ToO ($F_{2-11\ \mathrm{keV}} = 1{,}5 \times 10^{-9}$ erg cm^{-2} s^{-1}) pour calculer la densité de flux radio attendue avec cette corrélation (à comparer avec celle de nos observations radio) en utilisant différentes distances pour SWIFT J1753.5−0127. J'ai procédé ainsi : pour chaque distance considérée, j'ai rapporté notre flux X mesuré à celui que je devrais détecter à une distance de 1 kpc, j'ai ensuite calculé le flux radio attendu à 1 kpc avec cette relation et j'ai finalement déduit le flux radio que j'aurais dû détecter si la source était placée à la distance considérée. C'est ce que montre l'avant-dernier panneau de la Figure 8.7 (à gauche) : il y a une différence radio de plus d'un ordre de grandeur en magnitude même pour les plus grandes distances possibles.

À titre de comparaison, MERLIN a observé la source le 3 juillet vers 23h TU (correspondant à 53555 MJD) quand le flux *RXTE*/ASM était 2,9 fois plus fort (13±1 comparé à 4,5±0,5 coups s^{-1}) et pour lequel un facteur 2,15 fois plus grand est prévu pour l'émission radio alors que la densité de flux radio était trois fois plus élevée. Par conséquent, des incompatibilités similaires (bien que plus faibles) sont obtenues dans ce cas. La source ne suit clairement pas la corrélation de Corbel et al. (2003) présentée Figure 8.7 (à droite). Pour cela, il faudrait qu'elle soit beaucoup trop loin (et au-delà du halo) ou qu'elle rayonne plus que la limite d'Eddington, ce qui n'a jamais été observé pour le LHS d'une binaire X à trou noir. La Figure 8.7 indique que, quelles que soient la masse et la distance choisies, la source ne semble pas suivre les corrélations entre les luminosités X et radio de S. Corbel et E. Gallo. Je développerai ce point très intéressant dans mon Chapitre 10.2.1 sur les liens entre les luminosités X et radio.

Ces observations simultanées avec le VLA, le REM, le NTT, *RXTE* et *INTEGRAL* m'ont permis de conclure sur la nature probable de l'objet compact associé dans ce système binaire, un trou noir, et sur la classe à laquelle il appartiendrait (LMXB) tout en observant les paramètres temporels et spectraux de Comptonisation. Comme XTE J1118+480 et GS1354−644 (Kalemci et al. 2002), SWIFT J1753.5−0127 n'a pas montré de transition spectrale lors de son éruption dure, contrairement à la nova XTE J1720−318 présentée dans le Chapitre précédent qui a d'abord été détectée dans le HSS avant de transiter dans le LHS. J'ai aussi pu déduire quelques paramètres fondamentaux du spectre (Comptonisation, réflexion) de la source restée dans le LHS. Les résultats des données du domaine visible suggèrent la présence d'un compagnon de type K ou M plutôt que d'un type précoce. Cette source est intéressante car, de par sa latitude élevée, l'absorption sur la ligne de visée est faible, comme le confirme notre mesure de N_{H} : cela rend possible des études dans le visible (et l'UV). De même que pour GX 339−4, sa faible absorption en fait une cible idéale pour étudier l'émission du disque en-dessous de 1–2 keV comme l'ont réalisée plus tard Miller et al. (2006a) pour SWIFT J1753.5−0127. La présence du disque qu'ils reportent est compatible avec notre valeur relativement élevée de l'angle solide de réflexion (autour de 0,32) même si la contribution du disque a pu changer entre les observations présentées ici et les leurs. J'ai pu, pour la première fois, réaliser une distribution spectrale en énergie pendant le sursaut dur, incluant les données radio, infrarouge, visible, X et γ, intéressante en elle-même pour prouver l'existence de plusieurs milieux émetteurs même s'il me manque les paramètres orbitaux du système pour aller plus avant. Pour approfondir l'étude de ce nouvel objet, il serait utile d'observer :

• la source en *quiescence* dans le domaine visible pour éventuellement mieux caractériser le flux du compagnon ;

• la vitesse radiale du système binaire pour obtenir, si possible, les paramètres orbitaux et la fonction de masse du système (Chapitre 1.2.1).

Les caractéristiques spectrales et temporelles principales de cette nova X à trou noir enrichissent mon échantillon de novae X et montrent des similitudes, mais aussi des différences, avec les objets précédemment étudiés. Je comparerai les paramètres obtenus avec les autres sources étudiées au Chapitre 10.

9 Quatre microquasars riches en enseignements

Sommaire

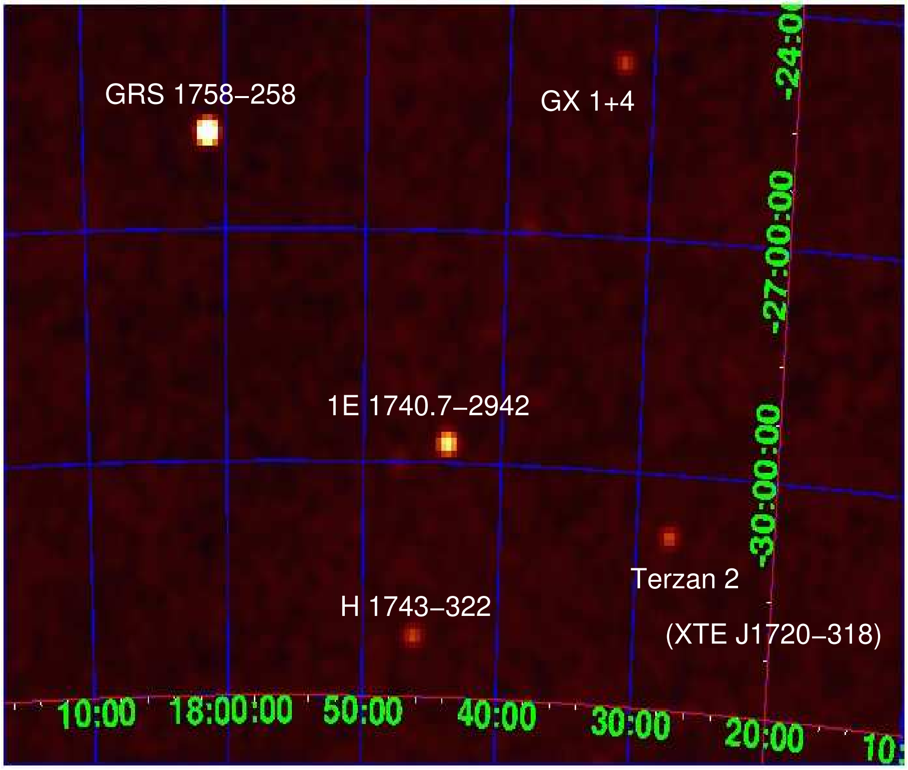


Fig. 9.1 – *Image reconstruite IBIS/ISGRI entre 50 et 140 keV obtenue entre septembre et octobre 2003 où apparaissent les trois premières sources analysées dans ce Chapitre (avec la position approximative de la nova X du Chapitre 7 indiquée). GX 1+4 est un pulsar accrétant et Terzan 2 le burster X dans l'amas globulaire du même nom.*

Maintenant que nous avons vu les caractéristiques et les transitions spectrales du trou noir confirmé persistant Cygnus X−1 (Chapitre 6) et de deux novae X (candidats trous noirs) indétectables depuis la fin de leur éruption, l'une située au centre de notre galaxie (Chapitre 7), l'autre située dans le halo galactique (Chapitre 8), il est tout naturel de se tourner vers d'autres binaires X suivant ma démarche présentée au Chapitre 5, ce afin d'élargir mes résultats et d'obtenir des conclusions généralisables - donc davantage convaincantes - à un échantillon d'objets plus large. Certaines sources découvertes en tant que novae X deviennent parfois moins transitoires que prévu ; comment expliquer alors ces périodes plus ou moins grandes de *quiescence* ? Présentent-elles les mêmes comportements spectraux que ceux précédemment étudiés et apportent-elles de nouvelles contraintes ? Enfin, une dernière interrogation peut provenir de la présence de jets davantage étendus en plus des jets compacts. Assisterait-on à un problème de sélection quant aux observations des jets ? Toutes les binaires X à trou noir, régies par les mêmes processus physiques d'accrétion/éjection, sont-elles capables d'émettre un jet, et sont-elles donc toutes potentiellement un microquasar ? Les études présentées dans ce Chapitre pourraient nous aider à mieux comprendre ces points fondamentaux. Me focalisant sur des novae X précises indiquées Figure 9.1, souvent présentées dans mon Chapitre 1 comme historiquement intéressantes (pour leurs jets ou pour leurs excès hautes énergies), je vais présenter les résultats que j'ai obtenus et publiés en collaboration avec d'autres chercheurs étrangers ou que j'ai présentés lors de conférences. Enfin, dans le but de trouver une origine possible aux transitions spectrales et aux QPOs (Chapitres 1.5 et 1.6), je terminerai par un aspect intéressant à approfondir concernant une explication possible des variations de GRS 1915+105 par le modèle théorique d'accrétion et d'éjection que développe M. Tagger (théoricien au SAp). Les quatre binaires X que je vais présente élargissent mon échantillon de données et me permettent de trouver des conclusions pertinentes.

9.1 La source *INTEGRAL* IGR J17464−3213 ou H 1743−322

9.1.1 Historique d'une source ancienne

Lors de balayages intensifs du centre de notre galaxie, *INTEGRAL* détecta le 21 mars 2003 une source brillante ($\sim$60 milli-Crabes entre 15 et 40 keV) appelée IGR J1746−3213 (Revnivtsev et al. 2003). Pourtant, cette source identifiée a priori comme une nova X n'était pas si nouvelle : sa position $\alpha_{J2000} = 17^{\mathrm{h}}46^{\mathrm{m}},3$; $\delta_{J2000} = -32°14',4$ (dans une boîte d'erreur de 1,6′ à 90% du niveau de confiance) amena Markwardt et al. (2003) à l'associer au candidat trou noir H 1743−322 observé par *HEAO 1* en 1977. Son flux était alors de 700 milli-Crabes entre 2 et 10 keV et elle fut localisée à deux positions possibles (Doxsey et al. 1977). La précision de localisation d'IBIS/ISGRI (Figure 2.4 à droite, Chapitre 2) permit de lever cette ambiguïté qui durait depuis plus d'un quart de siècle car la boîte d'erreurs n'était compatible qu'avec une seule de ces deux positions. Des observations ultérieures à l'éruption de 2003 faites avec *RXTE* et *INTEGRAL* suggérèrent que la source présentait des flux importants et des variations spectrales possibles comme reportées par Parmar et al. (2003). *RXTE* observa la source pour la première fois le 29 mars 2003 : les flux moyens du PCA étaient de 50, 200 et 220 milli-Crabes respectivement dans les bandes 2–10, 15–40 et 40–100 keV. Le spectre était bien représenté par une loi de puissance absorbée avec Γ valant 1,49 $\pm$ 0,02 et N_{H} à $2{,}4\times10^{22}$ cm^{-2} d'après les analyses de Markwardt et al. (2003). Je me suis donc concentrée sur ces données simultanées avec *INTEGRAL* et sur celles couvrant l'éruption, de début mars 2003 à fin octobre 2003. Je résume les résultats principaux de l'article écrit par F. Capitanio et al. (2005) avec qui j'ai collaboré pour publier les évolutions spectrales de cette source dans ApJ.

9.1.2 Données exploitées et analyses spécifiques développées

J'ai utilisé les données du Programme Commun (défini Chapitre 2.8.1.1) pour lesquelles la source était située dans le champ de vue (défini Chapitre 2.5.2). Je distinguerai essentiellement trois périodes indiquées en MJD sur la Figure 9.2 : du 21 mars au 16 avril 2003

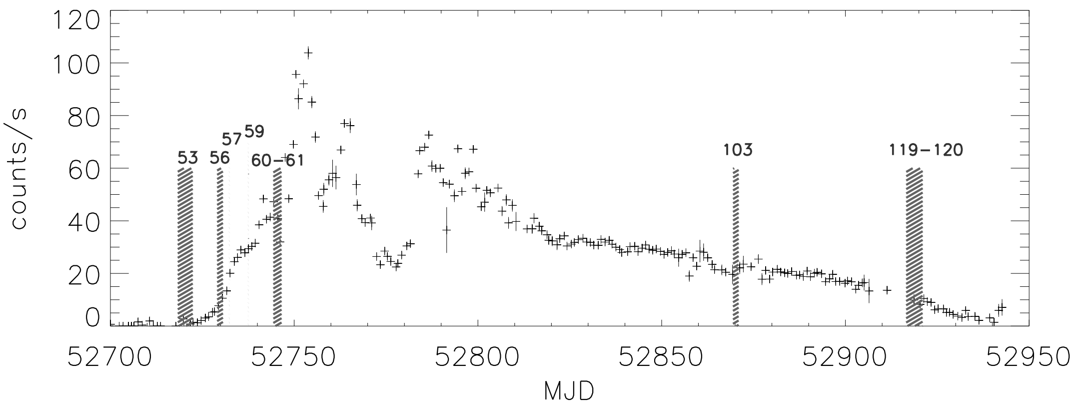


FIG. 9.2 – *Courbe de lumière journalière* RXTE/*ASM de H 1743−322. Les zones hachurées représentent les observations simultanées* INTEGRAL *pour lesquelles divers spectres sont présentés (temps indiqué en MJD).*

(orbites 53, 56, 57, 60 et 61 d'*INTEGRAL*) couvrant la partie précédent l'éruption de la source ; du 17 au 20 août (orbite 103) et du 4 au 9 octobre (orbites 119 et 120), périodes se produisant à la fin de la phase éruptive. Celle-ci est analysée dans Parmar et al. (2003). L'analyse standard décrite Chapitre 3 fut utilisée pour l'exploitation des données JEM-X, IBIS et SPI avec les corrections standard hors axes appliquées (déjà explicitées dans mes Chapitres précédents). Pour les spectres, seules les données du champ totalement codé furent utilisées. Dans l'orbite 53, la source étant faible à basse énergie, seuls quelques points JEM-X furent extraits entre 15 et 22 keV (limite supérieure à 2σ). Comme la source était en dehors du champ de vue de JEM-X lors de l'orbite 56, aucun point en dessous de 20 keV ne fut obtenu. Par ailleurs, les données SPI ne furent significatives que dans les orbites 56, 60 et 61. Dans les conditions optimales où les données des trois instruments ont pu être analysées, les spectres furent ajustés (avec une constante multiplicative entre les instruments pour tenir compte des différences relatives d'étalonnage) entre 3 et 200 keV suivant les méthodes décrites Chapitre 4.2.2.

9.1.3 Courbes de lumière IBIS

La Figure 9.2 montre la courbe de lumière *RXTE*/ASM et les périodes simultanées d'observations *INTEGRAL* pour lesquelles je présenterai des spectres. Avec la même approche que dans les Chapitres précédents, j'ai extrait les courbes de lumière IBIS/ISGRI de la source et analysé l'indice de dureté HR, défini cette fois-ci par le rapport entre les flux 20–30 keV (F_{20}) et 40–80 keV (F_{40}), soit HR=$(F_{40} - F_{20})/(F_{40} + F_{20})$. La Figure 9.3 (à gauche) montre les courbes de lumière IBIS/ISGRI moyennées par poses élémentaires entre 20–80 keV et le HR correspondant pendant la première partie de l'éruption. Le flux

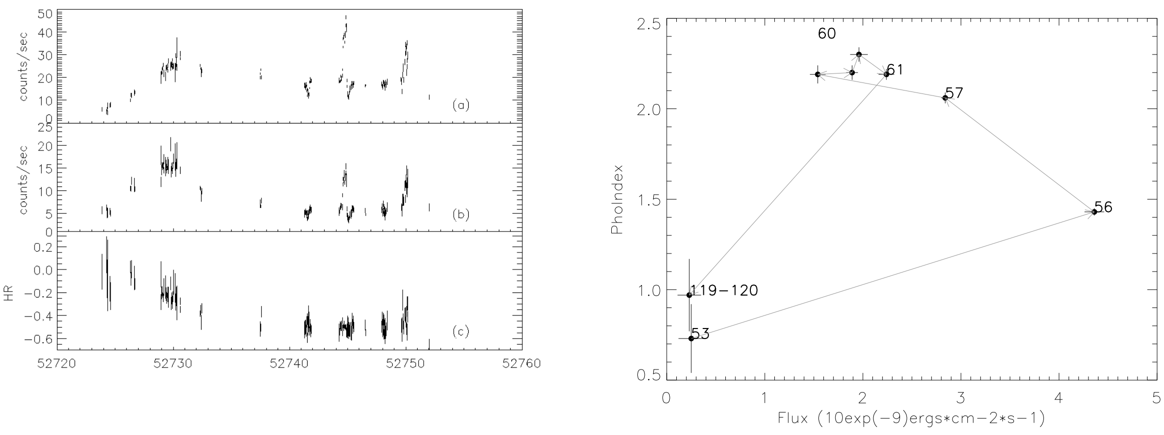


FIG. 9.3 – *Gauche : courbes de lumière IBIS/ISGRI de H 1743−322 dans les bandes d'énergie 20–30 keV (a) et 40–80 keV (b), des orbites 53 à 61 (avant et début de l'éruption). Le panneau c montre le HR correspondant défini dans le texte (temps en MJD). Droite : corrélations entre le flux et l'indice* Γ *de la loi de puissance coupée ajustée aux spectres IBIS/ISGRI, des orbites 53 à 120.*

ISGRI est variable et montre des pics nombreux et courts. Entre MJD=52729 et 52731, le taux de comptage moyen de la source croît de façon monotone entre 20 et 30 keV, tandis qu'il reste presque constant entre 40 et 80 keV : cela se répercute dans le HR qui décroît continuellement lors de la même période (Figure 9.3 à gauche, panneau *c*). Vers ∼52744 (MJD), les flux de la source augmentent respectivement d'un facteur 2,6 et 3,2 dans les mêmes bandes, sans changement significatif dans le HR correspondant. Après le pic, l'émission entre 20 et 30 keV de la source diminue d'un facteur 4,5 en quelques heures, avec une légère décroissance dans le HR ; à ce moment, la partie molle du spectre devient importante et un creux de quelques heures est visible autour de MJD=52745,1, date à laquelle le HR atteint sa valeur la plus basse jamais observée. Enfin, l'émission de la composante haute énergie et le HR augmentent à nouveau autour de MJD=52745,5 et la source montre le même comportement (pics) vers 52750 (MJD).

9.1.4 Évolutions spectrales observées

Afin de vérifier une corrélation possible entre l'indice spectral Γ et le flux, nous avons ajusté les spectres disponibles IBIS/ISGRI par un modèle de loi de puissance avec coupure (exponentielle) pendant les orbites 53, 56 à 61 et 119–120 (groupées). Comme la valeur de la coupure est similaire entre chaque orbite, je l'ai fixée autour d'une moyenne de 53,3 keV. Les χ_r^2 qui en résultent sont tous entre 0,8 et 1,3. La Figure 9.3 (à droite) met ces résultats en évidence ; en particulier, il est clair que Γ suit une sorte de cycle ou d'hystérésis au cours du temps de l'orbite 53 (avant la phase éruptive) à la fin du sursaut. La source retourne alors presque à son état initial (orbite 120), formant une sorte de triangle sur la Figure 9.3

(à droite) au cours des successifs états *Mous* et *Durs* (définis temporairement d'après Γ). D'ailleurs, à la fin du sursaut (orbites 103, 119–120), il semble que la source soit à nouveau dans un état LHS (Chapitre 1.5.1) très similaire à celui de l'orbite 53, excepté qu'il présente une composante de disque multicouleurs. Je discuterai cela en détail ci-après. Ce comportement n'est pas habituel pour les candidats trous noirs pour lesquels on s'attend à un disque relativement loin et froid (Figure 1.5 du Chapitre 1.3).

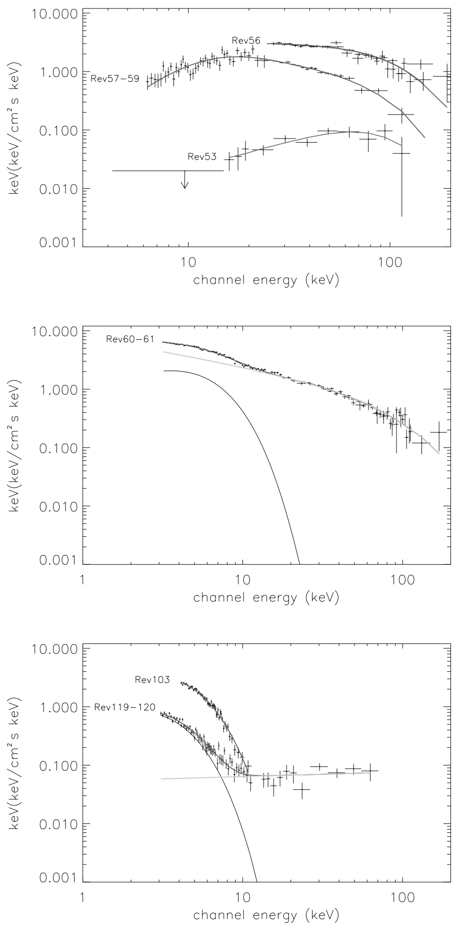


Fig. 9.4 – *Spectres de H 1743−322 en keV cm^{-2} s^{-1} obtenus avec JEM-X, IBIS/ISGRI et SPI avant, pendant et après la phase éruptive lors de divers états spectraux. Les orbites des observations INTEGRAL sont indiquées en haut de chaque spectre.*

J'ai obtenu les meilleurs modèles avec les usuelles composantes de disque multicouleurs et de Comptonisation TT94 (décrites respectivement Chapitres 1.3.1 et 1.3.3.1) pour décrire le comportement dans les X mous et durs. La Figure 9.4 présente les spectres (en keV cm^{-2} s^{-1}) de H 1743−322 lors des orbites 53, 56, 57 à 59, 60 à 61, 103 et 119 à 120. La Table 9.1 présente les meilleurs paramètres spectraux ajustés. Avant l'éruption (orbite 53), la Comptonisation seule suffit à modéliser correctement le spectre entre 15 et 150 keV (vu que je n'ai que des limites supérieures à 2 σ entre 15 et 22 keV pour JEM-X) avec $kT_e \sim 20$ keV et $\tau \sim 3$ (voir Table 9.1). Le point de corrélation flux-Γ correspondant à l'orbite 53 sur la Figure 9.3 (à droite) indique très probablement un état LHS (Chapitre 1.5.1). En quelques jours, le flux de la source augmente, ce qui permet d'extraire les spectres SPI des orbites 56 à 61 pendant lesquelles la source transite vers un état *Mou* (ainsi que le confirme le HR Figure 9.3 *c*). Plus précisément, la source était encore très lumineuse dans les X durs et aucune composante de disque ne fut nécessaire pour ajuster les données des orbites 57–59 : la source était probablement encore dans le LHS comme le montre l'allure des spectres Figure 9.4. Un net changement est visible lors des orbites 60–61 (Figure 9.4, panneau central), où une composante de disque multicouleurs devient désormais indispensable pour ajuster correctement les données : la contribution de cette émission représente environ 45% de la luminosité totale. Les caractéristiques de la source sont typiques de l'IS tel que décrit Chapitre 1.5.2 et détecté dans Cygnus X−1 (Chapitre

6). Ensuite, pendant la phase de décroissance de l'éruption (orbite 103), la source ne présente pas de queue à haute énergie détectable par IBIS/ISGRI puisque j'obtiens une limite supérieure à 2σ de $0{,}2\times10^{-9}$ erg cm^{-2} s^{-1} entre 20 et 250 keV, tandis que JEM-X (voir Figure 9.4) détecte clairement la source. Les données sont d'ailleurs correctement ajustées avec un disque multicouleurs (normalisation $N\sim357$ indiquée Table 9.1) dont la nécessité est confirmée quelques semaines plus tôt par les observations *RXTE* du 28 mai 2003 (MJD=52787) : Homan et al. (2003) qualifient alors le spectre de la source de *Mou*. Enfin, presque deux mois plus tard, vers la fin du sursaut (orbites 119–120), une émission à haute énergie interprétée comme de la Comptonisation thermique est détectée par IBIS/ISGRI. Les spectres sont compatibles avec les paramètres de l'orbite 53, excepté qu'une composante de disque semble nécessaire cette fois-ci, comme le confirment les observations *RXTE* du 26 août au 23 septembre 2003 menées par Lutovinov et al. (2005).

TAB. 9.1 – *Meilleur ajustement des paramètres pour les données de H 1743−322 au cours des diverses périodes avec le modèle courant de Comptonisation thermique (TT94).*

Orbite	kT_{in} ou kT_0 (keV)	N^a	kT_{e} (keV)	τ	χ^2_r (dl)	Flux^b
53	-	-	20^{+15}_{-5}	3^{+4}_{-2}	0,7 (7)	0,3 (15–250)
56	-	-	24^{+3}_{-3}	$1{,}5^{+0{,}2}_{-0{,}3}$	0,96 (14)	7 (20–250)
57–59	-	-	19^{+5}_{-3}	$1{,}3^{+0{,}2}_{-0{,}4}$	1,03 (57)	6 (3–250)
60–61	$1{,}5^{+0{,}1}_{-0{,}1}$	77^{+16}_{-18}	33^{+14}_{-8}	$0{,}4^{+0{,}2}_{-0{,}2}$	1,01 (106)	20 (3–250)
103	$1{,}09^{+0{,}02}_{-0{,}02}$	357^{-26}_{+39}	-	-	1,09 (57)	3 (3–20)
119–120	$0{,}87^{+0{,}02}_{-0{,}02}$	402^{+344}_{-214}	>13	<3	1,10 (68)	1 (3–250)

Notes:
a) Normalisation du disque N donnée par $N = (R_{\mathrm{in}}/D)^2 \cos\theta$ où R_{in} est le rayon interne du disque en km, D la distance de la source (en unités de 10 kpc) et θ l'inclinaison du disque ;
b) Flux en unités de 10^{-9} erg cm^{-2} s^{-1} dans la bande d'énergie précisée entre parenthèses (en keV). Les erreurs sont données à 90% du niveau de confiance ($\Delta\chi^2$ =2,7).

9.1.5 Bilan

L'étude de cette source située dans le centre galactique a été enrichissante pour diverses raisons : elle a enfin pu être identifiée à la source découverte par *HEAO 1* en 1977 et, surtout, elle a présenté plusieurs transitions spectrales que j'ai analysées et interprétées. J'ai pu observer l'évolution des paramètres spectraux. La Figure 9.4 montre les spectres analysés au cours de 2003 et la situation peut se résumer comme suit. Avant (orbite 53) et au début de son éruption (orbites 56–59), la source était dans l'état LHS, sans émission évidente du disque, avec une luminosité croissante (faible au début) ; en quelques jours (orbite 56), l'énergie totale émise augmente d'un facteur 30 et, alors que la température de plasma kT_e ne change pas de façon significative, la profondeur optique τ diminue, passant de 3 à 1,3 (orbites 57–59) d'après la Table 9.1. Il n'y a toujours pas d'émission du disque, probablement tronqué loin de la région chaude proche du trou noir (voir Chapitre 10.1.1). Graduellement, le pic de l'émission (Figure 9.4 panneau supérieur) se déplace de 70 keV (orbite 53) à 40 keV (orbite 56) puis à 20 keV (orbites 57–59). Ensuite, la source passe dans l'état IS (orbites 60–61, Figure 9.4 panneau du milieu) : la fraction d'énergie émise augmente d'un facteur 3,3 et la température de Comptonisation kT_e passe de $\sim$19 keV à $\sim$33 keV. La profondeur optique τ diminue d'un facteur 3,2 tandis que la présence d'une composante molle (disque) devient claire, responsable d'une grande partie de l'énergie déposée. Sa température est bien ajustée autour de 1,5 keV et le disque semble proche de la dernière orbite stable (définie Chapitre 1.1.2.2). La composante de Comptonisation est forte dans les données *INTEGRAL*, comme le reportent d'ailleurs quelques jours plus tard Parmar et al. (2003) : la source y atteint son maximum avec un flux doublé mais reste inchangée dans les hautes énergies. Enfin, la source entre dans le HSS et la source l'est probablement toujours lors de l'orbite 103. Nos observations obtenues quelques mois après l'éruption principale (orbites 119–120) montrent une diminution de flux (facteur 3), un disque devenu plus froid (0,8 keV contre 1,5 keV au début), tout à fait cohérent avec l'interprétation usuelle (Chapitre 1.3) et une composante de Comptonisation légèrement diminuée. Le pic d'émission est autour de 70 keV, comme lors de l'orbite 53 avant le sursaut. Le disque est probablement loin de la dernière orbite stable. Peu après, la source est devenue indétectable par IBIS/ISGRI puis (un mois plus tard) par *RXTE*/ASM : elle entra à nouveau sous la limite de détection d'ASM. Il est très important de noter qu'on a observé l'éruption de la source d'abord dans les X durs, puis qu'une deuxième est arrivée dans les X mous. Cela nous a fourni deux constantes de temps caractéristiques et un autre critère possible pour déclencher dans le futur une ToO à partir du (véritable ?) premier sursaut dans les rayons X durs des binaires X à trou noir.

9.2 1E 1740.7−2942, microquasar au centre galactique

9.2.1 Historique

La source 1E 1740.7−2942, déjà introduite Chapitres 1.2.4 et 1.7, fut découverte par l'observatoire Einstein (Hertz et al. 1984) en 1984. Puis Skinner et al. (1987) reportèrent son émission X dure. À partir de l'allure spectrale dans les X durs/γ mous et par similarités avec Cygnus X−1, cette source persistante, la plus dure dans la région du centre galactique comme l'indiquèrent Sunyaev et al. (1991a), fut classifiée en tant que candidat trou noir. Après la découverte de deux lobes radio, Mirabel et al. (1992) la qualifièrent de microquasar. Ainsi que mentionné Chapitre 1.7, Bouchet et al. (1991) et Sunyaev et al. (1991b) suggérèrent que 1E 1740.7−2942 pourrait être le siège d'une raie d'annihilation électron/positron, en interprétant les données hautes énergies de *GRANAT*/SIGMA, mais sa confirmation définitive n'a jamais été reportée depuis. À ce propos, des observations simultanées par *CGRO*/OSSE (Jung et al. 1995) ont sévèrement contraint l'intensité de cette caractéristique à haute énergie avec une limite supérieure fortement en-dessous du flux mesuré par SIGMA. La plupart du temps, ce candidat trou noir demeure dans le LHS (Chapitre 1.5.1). La forte valeur de $N_{\rm H}$ autour de $1{,}05\times10^{23}$ cm^{-2} (Gallo et Fender 2002) ne permet aucune identification de sa contrepartie dans le domaine visible. Pendant les observations *RXTE* de 1E 1740.7−2942, une corrélation intéressante fut trouvée entre la variation temporelle du flux et la dureté de la source alors qu'aucune corrélation de la sorte ne fut observée dans Cygnus X−1 (Smith et al. 2002a ; Chapitre 6). Fut mesurée une modulation périodique de 3–4% d'amplitude en 12,73 ± 0,05 jours interprétée comme la période orbitale du système (Chapitre 1.2.1), ce qui suggéra que l'étoile compagnon pouvait être une géante rouge (Smith et al. 2002b). Cependant, Martí et al. (2000) avaient exclu cela par des observations VLT dans l'infrarouge. Je résume les résultats principaux de l'article écrit par M. Del Santo et al. (2005) auquel j'ai participé. Notre article accepté dans A&A porte sur les analyses simultanées des données *RXTE* et *INTEGRAL* en 2003 et sur celles du GCDE *INTEGRAL* (défini Chapitre 2.8.1.1) de 2004. Les analyses préliminaires reportées en 2004 (Del Santo et al. 2004) montraient que la source avait un flux variable d'un facteur 2,4 et qu'il n'y avait aucune corrélation entre l'indice de la loi de puissance Γ et le flux 20–80 keV dans le LHS (défini Chapitre 1.5.1). J'approfondis ici l'analyse spectrale de la source qui a montré entre autres une transition vers l'état IS (Chapitre 1.5.2).

9.2.2 Données exploitées et analyses spécifiques développées

J'ai analysé les données *INTEGRAL* de 1E 1740.7−2942 obtenues lors du Programme Commun (défini Chapitre 2.8.1.1) comprenant environ 800 poses élémentaires collectées lors de la première année du balayage des régions centrales de la galaxie (GCDE) pour un temps d'exposition total de $1{,}4\times10^{6}$ s séparés en deux parties de 4 mois environ. La seconde année du GCDE a aussi été analysée pour un total de 930 ks. J'ai également ajouté les pointés obtenus lors de ma ToO sur XTE J1720−318 et ceux de la ToO sur H 1743−322 (Parmar et al. 2003) respectivement analysés et interprétés dans les Chapitres 7 et Section 9.1. En effet, 1E 1740.7−2942 était incluse dans le champ de vue. La Table 9.2 résume les données *INTEGRAL* analysées et interprétées pour 1E 1740.7−2942. Comme *RXTE* observe la source régulièrement depuis 1996 lors de pointages mensuels d'environ 1000–1500 s, devenus au fil du temps de plus en plus fréquents (désormais il y en a deux par semaine), les observations *RXTE* simultanées avec *INTEGRAL* ont été ajoutées aux analyses. Elles couvrent les trois périodes suivantes : du 13 mars au 26 avril 2003 pour un temps d'exposition de 19 ks environ ; du 12 au 24 août (environ 19 ks) et deux pointés (début octobre 2003).

Les données *INTEGRAL* ont été analysées avec les procédures (Chapitre 3) et les sélections standard décrites dans le Chapitre 5.3, déjà appliquées dans les Chapitres 6, 7 et 8. Les spectres ont été extraits et regroupés en 16 canaux logarithmiques suivant la

TAB. 9.2 – *Échantillon des données* INTEGRAL *de 1E 1740.7−2942 analysées et interprétées dans ma thèse, simultanément à* RXTE.

Type de données	Période (jj/mm/aa)	MJD correspondant	Orbites	Exposition (ks)
GCDE 1\a	13/03/03–25/04/03	52710,4–52751,5	50–64	690
GCDE 1\b	08/08/2003–16/10/03	52861,7–52926,2	100–122	720
ToO XTE J1720−318	28/02/03–02/03/03	52698,2–52700,3	46	168
ToO H 1743−322	06/04/03–22/04/03	52735,6–52749,6	58, 61, 63	280
GCDE 2\a	16/02/04–21/04/04	53051,7–53115,5	164–185	930

méthode décrite Chapitre 5.3. Les données PCA (Chapitre 2.8.2) ont été analysées avec les outils standard. La contribution des sources proches dans le champ (si) dense qu'est le centre galactique a été exclue, en décalant le champ de vue (valant 1°) de $\geq$0,5° par rapport à 1E 1740.7−2942. Par ailleurs, afin d'éviter autant que possible la contribution spectrale de l'émission diffuse de la galaxie, un champ de bruit de fond vide fut extrait dans une zone symétrique à celle de la source (par rapport au centre galactique). Fixant $N_{\rm H}$ à $1{,}05\times10^{23}$ cm^{-2}, j'ai ajusté les spectres sommés IBIS et PCA (ajoutant respectivement 2 et 1% d'erreurs systématiques) avec plusieurs modèles (décrits Chapitre 1), suivant mes outils décrits Chapitre 4.2.2. Les incertitudes sur les paramètres sont calculées et données dans la Table 9.3 à 90% du niveau de confiance.

9.2.3 Courbes de lumière IBIS et PCA

J'ai extrait les courbes de lumière PCA entre 8 et 25 keV, et IBIS/ISGRI dans les bandes 30–50 et 50–80 keV, comme l'indique la Figure 9.5. Pendant le GCDE 1\a (dates indiquées Table 9.2), le taux de comptage IBIS/ISGRI dans la bande 30–50 keV augmente de 50%. Début mars 2003, il vaut 2,4±0,1 coups s^{-1} (ou 37 milli-Crabes) contre 3,6±0,3 coups s^{-1} (ou 56 milli-Crabes) un mois plus tard. Quatre mois plus tard (orbite 103 en août), une autre augmentation, jusqu'à 70 milli-Crabes dans la même bande d'énergie, se manifeste. En septembre, le flux commence à décroître et atteint le niveau de 25 milli-Crabes vers la fin du GCDE 2003. Observant la Figure 9.5 pour la courbe de lumière *RXTE*/PCA, on s'aperçoit que le même comportement temporel (pics, variations) est observé dans les bandes d'énergie d'IBIS/ISGRI. Quand *INTEGRAL* pointa de nouveau le centre galactique en 2004, le flux de 1E 1740.7−2942 était dramatiquement plus bas, autour de 10 milli-Crabes lors de l'orbite 164 et de seulement 3 milli-Crabes trois jours plus tard (orbite 165 en février 2004, MJD=53044). Peu après, la source ne fut plus détectée, ni par IBIS (comme le confirment Grebenev et al. 2004), ni par PCA (communication privée de Smith). Un tel comportement n'est pas inhabituel, bien que rare : cela se produisit pour la dernière fois au printemps 1991. Cordier et al. (1994) reportèrent en effet que le flux de la source passa sous le niveau de détection de SIGMA, entre 40 et 150 keV.

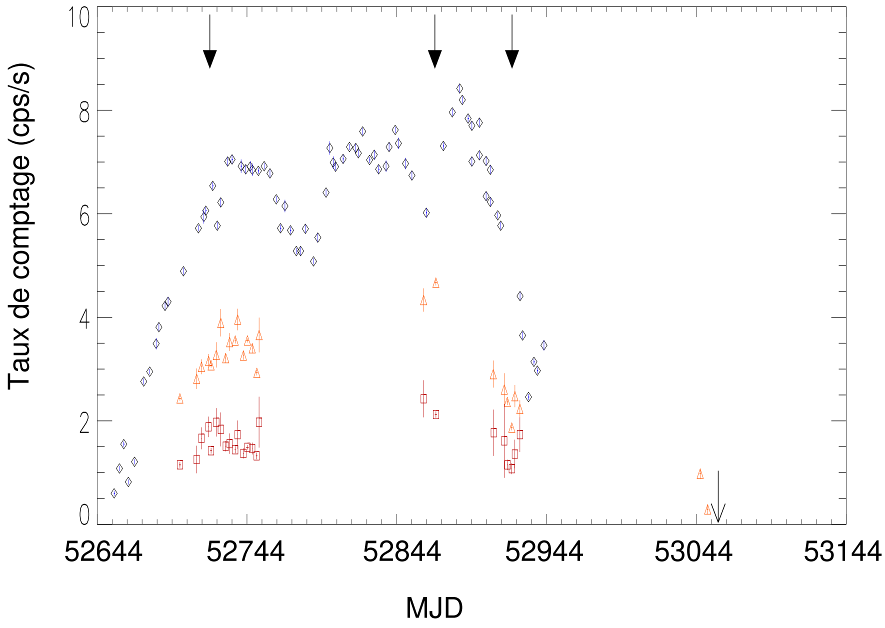


FIG. 9.5 – *Courbes de lumière PCA (bleu : 8–25 keV) et IBIS/ISGRI (orange : 30–50 keV ; rouge : 50–80 keV) de 1E 1740.7−2942. Les flèches épaisses indiquent les périodes utilisées pour l'analyse spectrale (la flèche simple indique le moment où la source n'était plus visible par ISGRI). Les différences de taille dans les barres d'erreurs ISGRI sont dues aux temps d'exposition divers. Pour plus de clarté, la courbe de lumière entre 50 et 80 keV a été multipliée par 0,6 (temps est indiqué en MJD).*

9.2.4 Évolutions spectrales observées

Poursuivant toujours mes objectifs décrits Chapitre 5, j'ai choisi de présenter les périodes où le comportement de la source est le plus intéressant. Ces temps d'observations, pour lesquels les niveaux de flux sont différents et significatifs, correspondent aux orbites 53, 103 puis 119–120 (indiquées par des flèches épaisses Figure 9.5). J'ai d'abord ajusté les données (méthode décrite Chapitre 4.2.2) avec une loi de puissance coupée exponentiellement : j'ai obtenu pour l'orbite 53 une valeur de Γ égale à 1,6±0,1 avec une coupure à 146^{+53}_{-32} keV (χ^2_r=1,16 pour 54 dl) ; pour l'orbite 103, Γ=1,3±0,1 et une coupure à 90^{+18}_{-13} keV (χ^2_r=1,16 pour 54 dl) et enfin, pour les orbites 119–120, Γ=2,2±0,1 et χ^2_r=1,61 pour 51 dl (loi de puissance seule). Puis les modèles de Comptonisation thermique seule (TT94, décrit Chapitre 1.3.3.1) et hybride (au Chapitre 1.3.3.2, Poutanen et Svensson 1996) furent utilisés. J'ai autorisé N_{H} à varier au-delà de $1{\times}10^{23}$ cm^{-2}. J'ai obtenu des températures électroniques relativement basses et des profondeurs optiques élevées pour les deux premières périodes : $kT_{\mathrm{e}} = 26^{+6}_{-3}$ keV, $\tau = 1{,}9^{+0{,}3}_{-0{,}2}$ (χ^2_r=1,09 pour 54 dl) et $kT_{\mathrm{e}} = 20 \pm 2$ keV, $\tau = 2{,}9 \pm 0{,}1$ (χ^2_r=1,04 pour 53 dl). La température de plasma du spectre de la troisième période n'a pu être contrainte.

TAB. 9.3 – *Meilleur ajustement des paramètres pour les données de 1E 1740.7−2942 au cours des diverses orbites avec le modèle de Comptonisation thermique hybride de Poutanen et Svensson (1996).*

Orbite	N_{H}^{a} (10^{22} cm^{-2})	kT_{in} (keV)	kT_{e} (keV)	τ	$\Omega/2\pi$	Flux^{b} (erg cm^{-2} s^{-1})	χ_r^2 (dl)
53	12^{+2}_{-2}	$0{,}50^{+0{,}06}_{-0{,}11}$	110^{+20}_{-30}	$1{,}1^{+0{,}6}_{-0{,}3}$	$0{,}3^{+0{,}2}_{-0{,}2}$	$3{,}6\times10^{-9}$	1,37 (51)
103	11^{+2}_{-1}	$0{,}41^{+0{,}09}_{-0{,}10}$	150^{+60}_{-50}	$0{,}9^{+0{,}4}_{-0{,}4}$	$0{,}9^{+0{,}3}_{-0{,}2}$	$4{,}8\times10^{-9}$	0,98 (51)
119–120	10^{+1}	$0{,}68^{+0{,}06}_{-0{,}05}$	70^{+11}_{-8}	$1{,}0^{+0{,}2}_{-0{,}2}$	$0{,}0^{+0{,}1}$	$2{,}1\times10^{-9}$	0,94 (47)

Notes :
a) Absorption contrainte à rester supérieure ou égale à 10^{23} cm^{-2} ;
b) Flux bolométrique non absorbé issu du meilleur modèle ajusté.

Les paramètres (et leurs erreurs) résultant du meilleur ajustement des spectres avec le modèle hybride thermique (incluant de la réflexion) sont donnés Table 9.3. Le paramètre de réflexion a une valeur importante dans l'orbite 103 ; un F-test (voir Chapitre 6.6.2) nous donne une probabilité de 10^{-7} que cette composante soit due à des fluctuations. La Figure 9.6 montre (à gauche) les trois spectres absorbés (en keV cm^{-2} s^{-1}) lors des orbites 53, 103 et 119–120 avec le meilleur modèle thermique ajusté et leurs résidus (à droite). La Figure 9.7 présente les meilleurs modèles non absorbés ajustés aux données des orbites 53 et 119–120 (en keV cm^{-2} s^{-1}). Les données PCA ont été soustraites du bruit de fond de manière non-standard ; cette procédure est censée retirer l'émission de la raie du fer K_{α} du plan galactique. Même si aucune raie du fer ne semble présente dans les données PCA, ceci peut également être dû à des imprécisions résiduelles dans la soustraction du bruit de fond.

Les paramètres de la Table 9.3 et l'allure des spectres présentés Figures 9.6 (à gauche) et 9.7 montrent que la source a transité vers un état *Mou* entre les orbites 103 et 119–120. Tandis que les données prises lors des orbites 53 et 103 sont typiques de celles d'une binaire X à trou noir dans le LHS, celles prises plus tard (orbites 119–120) correspondent plutôt à un état HSS ou IS (Zdziarski et al. 2004). Étonnamment, la composante de réflexion semble la plus faible dans ce dernier jeu de données, ce qui n'est pas typique des binaires X à trou noir dans cet état comme le reportent par exemple Gierliński et al. (1999) si on suppose que la Comptonisation est un processus dominant. Je commenterai cela ci-dessous et au Chapitre 10 en comparant 1E 1740.7−2942 aux autres sources étudiées.

9.2.5 Bilan

Au cours des observations jumelées *RXTE*/*INTEGRAL* entre 2003 et 2004, le microquasar 1E 1740.7−2942 a présenté des variabilités spectrales importantes. Entre février

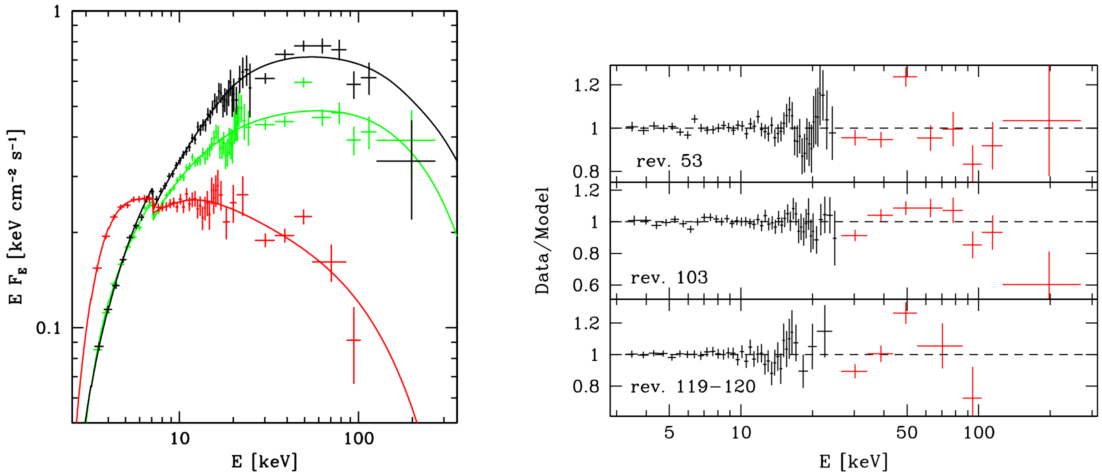


FIG. 9.6 – *Gauche : spectres de 1E 1740.7−2942 lors des orbites 53 (vert) et 103 (noir), correspondant au LHS, et 119–120 (rouge) dans un état HSS ou IS. Le meilleur modèle ajusté thermique de Poutanen et Svensson (1996) est aussi représenté. Droite : résidus des trois jeux de données PCA sous 25 keV (noir) et IBIS/ISGRI au-dessus de 25 keV (rouge) avec ce même modèle.*

et août 2003, le flux bolométrique augmenta au moins d'un facteur 1,5 en six mois tout en présentant une allure spectrale à peu près constante, typique du LHS des binaires X à trou noir comme observé pour Cygnus X−1 (Cadolle Bel et al. 2006a) ou pour GX 339−4 (Wardziński et al. 2002). 1E 1740.7−2942 présentait alors des valeurs de l'indice spectral Γ et des paramètres de Comptonisation typiques de l'état *Dur*. Cependant, une transition spectrale se produisit dès octobre 2003 : le flux dans les rayons X de basses énergies augmenta et la température du disque aussi, passant de 0,4–0,5 keV environ dans le LHS à 0,7 keV ensuite. De plus, la loi de puissance ramollit, Γ augmentant de $\sim$1,4 à 2,2. Ces valeurs sont typiques de l'état *Mou* (ou IS) comme je l'ai déjà démontré dans l'étude de Cygnus X−1 (Chapitre 6) et dans XTE J1720−318 (Chapitre 7). Une caractéristique intéressante du spectre *Mou* observé est sa composante de réflexion faible : il est possible que le disque de 1E 1740.7−0127 ait subit une précession (due aux phénomènes de viscosité) et que je l'aie observé par la tranche, rendant inobservable la composante de réflexion.

Curieusement, le flux de cet état *Mou* est plus bas que celui du LHS. Bien que le contraire soit habituellement observé dans les binaires X à trou noir, ce comportement fut aussi détecté dans d'autres LMXBs comme GX 339−4. Smith et al. (2002) ont souvent observé GRS 1758−258 (que j'analyse ci-après) dans des états typiquement *Mous* avec de faibles luminosités. Ceci peut être dû à l'existence pour un taux donné de deux solutions d'accrétion, permettant le type d'hystérésis commenté en 9.1.4 pour H 1743−322 mais aussi reporté par, entre autres, Maccarone et al. (2003) ; Homan et al. (2001) ; Rodriguez et al. (2005) et Zdziarski et al. (2004). Le comportement de cette source transitoire est d'ailleurs compatible avec l'absence occasionnelle de l'émission X de 1E 1740.7−0127 telle que présentée ici, phénomène assez particulier de cette source et de GRS 1758−258 : elles ne présentent pas de pivotement dans leur spectre comme Cygnus X−1.

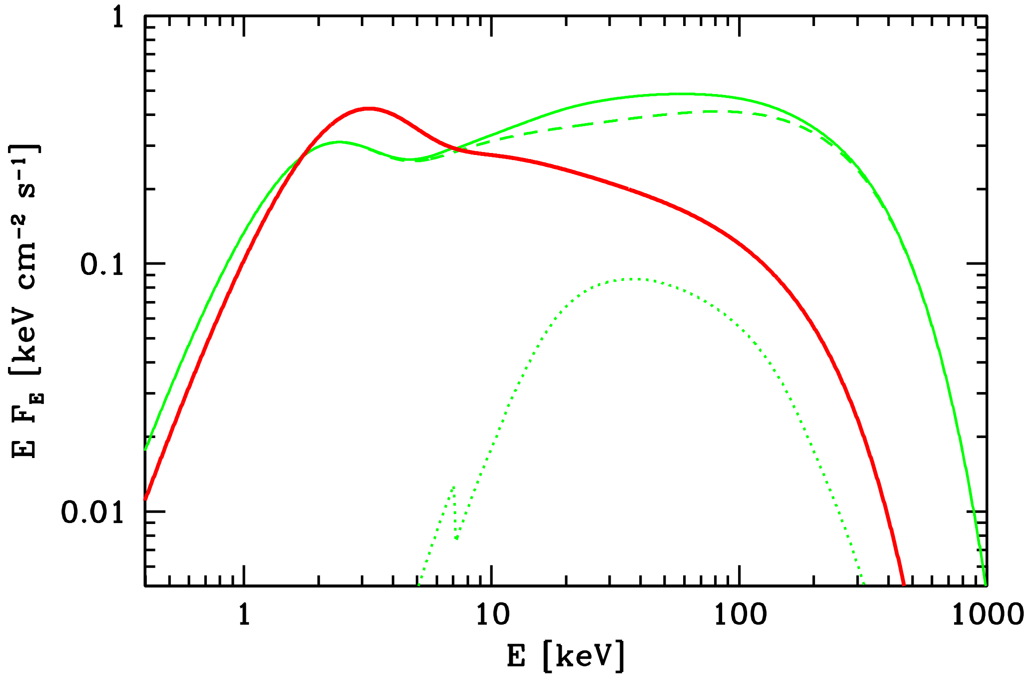


FIG. 9.7 – *Meilleurs modèles non absorbés des orbites 53 (vert) et 119–120 (rouge) ajustés avec le modèle hybride thermique de Poutanen et Svensson (1996). Pour l'orbite 53 sont montrées en vert les composantes de Comptonisation (tirets) et de réflexion (pointillés).*

En supposant pour 1E 1740.7−2942 une distance de 8,5 kpc environ et un objet compact autour de 10 $M_\odot$, j'ai respectivement estimé les luminosités bolométriques à 1 ; 3 et 2% de la luminosité d'Eddington lors des observations des orbites 53, 103 et 119–120. Ces résultats sont compatibles avec ceux de Maccarone et al. (2003) discutés au Chapitre 8 pour la source SWIFT J1753.5−0127 : ces auteurs montrent qu'une transition spectrale se produit autour de 1–5% du taux d'Eddington pour la plupart des binaires X.

L'étude de cette source m'a été bénéfique tant du point de vue d'observations nouvelles d'évolutions des paramètres spectraux que du fait de sa nature historique de microquasar au centre de notre galaxie. Par ailleurs, il est intéressant de s'interroger sur la question de la raie d'annihilation autrefois détectée (décrite Chapitres 1.7 et 9.2.1). Dans le spectre intégré présenté ici, sur une durée de plus de 20 et 100 ks, il n'y a pas de structure évidente à haute énergie. Dans la gamme d'énergie 485–535 keV, De Cesare et al. (2004) puis Bélanger et al. (2006) reportent une limite supérieure à 2σ pour 1,4 Ms d'intégration (respectivement à 3σ pour 4,7 Ms) de $\sim$2 (respectivement 1,9) 10^{-4} photons cm^{-2} s^{-1} en incluant les effets systématiques. À partir de ces résultats, les limites supérieures à 2σ pour les temps d'intégration de 20 et 100 ks sont de l'ordre de 1,7 $\times 10^{-3}$ photons cm^{-2} s^{-1} et 7,4 $\times 10^{-4}$ photons cm^{-2} s^{-1}, ce qui rend caduque la détection d'une raie d'annihilation dans nos observations.

9.3 GRS 1758−258, une source particulière

9.3.1 Historique

GRS 1758−258 a été découverte en 1990 avec *GRANAT*/SIGMA (Mandrou 1990). Avec 1E 1740.7−2942 (analysée précédemment), c'est la source persistante la plus brillante au-dessus de 50 keV dans le centre galactique. À partir de ses caractéristiques spectrales, le système binaire X GRS 1758−258 est un bon candidat trou noir comme l'ont justifié Sunyaev et al. (1991). Le spectre large bande de la source présente une émission dans les rayons X durs/γ mous très forte et variable d'après les travaux de Kuznetsov et al. (1999), entrant dans le droit fil de mes objectifs décrits Chapitre 5. Le spectre est généralement bien décrit par une loi de puissance d'indice Γ entre 1,4 et 1,9 avec une coupure exponentielle commençant autour de 100 keV ainsi qu'analysée (entre autres) par Main et al. (1999) ou Smith et al. (2001). Elle est souvent observée dans l'état *Dur* (Chapitre 1.5.1) avec des paramètres typiques des binaires X à trou noir galactiques (reportés par Kuznetsov et al. 1999 ; Sidoli et al. 2002) et ce microquasar montre des variabilités fortes et courtes (Chapitre 1.6) jusqu'à 10 Hz (Smith et al. 1997). Une composante thermique faible est présente occasionnellement et la source peut disparaître, même si cela se produit rarement, comme pour 1E 1740.7−2942 (Chapitre 9.2.3) : elle a été observée trois fois dans l'état HSS d'après les articles de Goldwurm et al. (2001), Miller et al. (2002) et Pottschmidt et al. (2006), souvent caractérisée par de faibles luminosités. Sa contrepartie dans le visible est inconnue à cause de la forte extinction dans cette direction mais Smith et al. (2002) ont suggéré que l'étoile compagnon (Chapitre 1.2.2) pouvait être une géante rouge de type K, avec comme période orbitale 18,45 ± 0,10 jours. Ce système LMXB accrèterait de la matière du compagnon par débordement du lobe de Roche, phénomène que j'ai présenté Chapitre 1.2.2. GRS 1758−258 montre aussi deux jets relativistes émettant en radio, d'une taille de l'ordre d'une arcminute, rangeant définitivement la source au rang des microquasars (Rodríguez et al. 1992).

9.3.2 Données exploitées et analyses spécifiques développées

La source a été observée intensément entre 2003 et 2004 lors des GCDE successifs d'*INTEGRAL* (déjà détaillés pour les deux précédentes sources) et ce pour un temps total d'exposition de plus de 10^6 s. Je me suis penchée plus particulièrement sur les périodes entre le 22 mars 2003 et le 21 avril 2004 pendant lesquelles *INTEGRAL* détecta une transition spectrale de la source, phénomène hautement intéressant pour la problématique de ma thèse (Chapitre 5). Comme Sunyaev et al. (2003) le reportent entre le 24 et le 29 août 2003, le flux de la source augmenta respectivement à 65, 80 et 115 milli-Crabes dans les bandes 25–50, 50–100 et 100–150 keV. J'ai sélectionné trois périodes d'observations illustrant cette transition spectrale vers un état plus *Dur* : période 1, du 22 mars au 21 avril 2003 (état *Mou* de faible luminosité) ; période 2, du 22 septembre au 18 octobre 2003 et période 3, du 16 février au 21 avril 2004. Je montre l'évolution spectrale de la source, résultats que

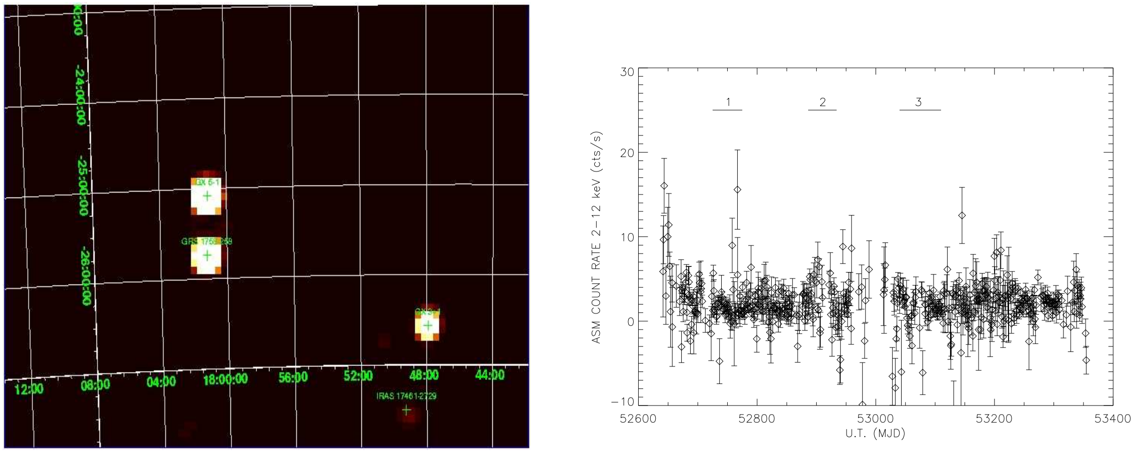


FIG. 9.8 – *Gauche : image du ciel reconstruite IBIS/ISGRI dans la région autour de GRS 1758−258 entre 20 et 30 keV (7×10⁶ s). La source apparaît avec une significativité de 295 σ par rapport au bruit de fond. GX 5−1 est une source Z et GX 3+1 une LMXB. Droite : courbe de lumière* RXTE*/ASM entre 2 et 12 keV de 2003 à fin 2004. Les périodes de mes trois groupes d'observations* INTEGRAL *analysées sont indiquées.*

j'ai présentés sous la forme d'un poster lors d'une conférence à Dublin en août 2005. Les données JEM-X, IBIS/ISGRI et SPI furent sélectionnées et analysées de manière standard (Chapitre 3) en tenant compte du fait que la source se situe dans une région relativement peuplée et en prenant donc les précautions habituelles.

La Figure 9.8 (à gauche) montre la position de la source sur la voûte céleste avec sa significativité. Entre 20 et 30 keV, IBIS/ISGRI détecte GRS 1758−258 à 295σ par rapport au bruit de fond pour un total de $7{\times}10^6$ s. La Figure 9.8 (à droite) représente la courbe de lumière *RXTE*/ASM dans la bande 2–12 keV de 2003 à fin 2004 et indique les périodes (1, 2 et 3) des observations *INTEGRAL* pour lesquelles j'ai étudié les courbes de lumière, indice de dureté (HR) les spectres avec les mêmes approches que dans mes Chapitres 6, 7 et 8 précédents. Le flux ASM est relativement bas et similaire pour les trois périodes, excepté peut-être un court sursaut (très léger) se produisant pendant l'époque 1 (relativement marginal cependant).

9.3.3 Courbes de lumière IBIS et spectres *INTEGRAL*

Contrairement à la Figure 9.8 (à droite) qui ne permet pas de trancher clairement sur d'éventuelles différences spectrales entre les époques 1, 2 et 3, la Figure 9.9 fournit de ce point de vue des informations intéressantes. À gauche est montrée la courbe de lumière IBIS/ISGRI entre 20 et 140 keV avec mes périodes d'analyses 1 à 3 indiquées. Alors que la source était presque indétectable lors de l'époque 1, le taux de comptage moyen IBIS/ISGRI augmenta jusqu'à 16 coups s^{-1} lors de l'époque 2 et diminua légèrement dans l'époque 3 autour de 12 coups s^{-1}. Le flux correspondant de la période 2 est d'environ 80 milli-

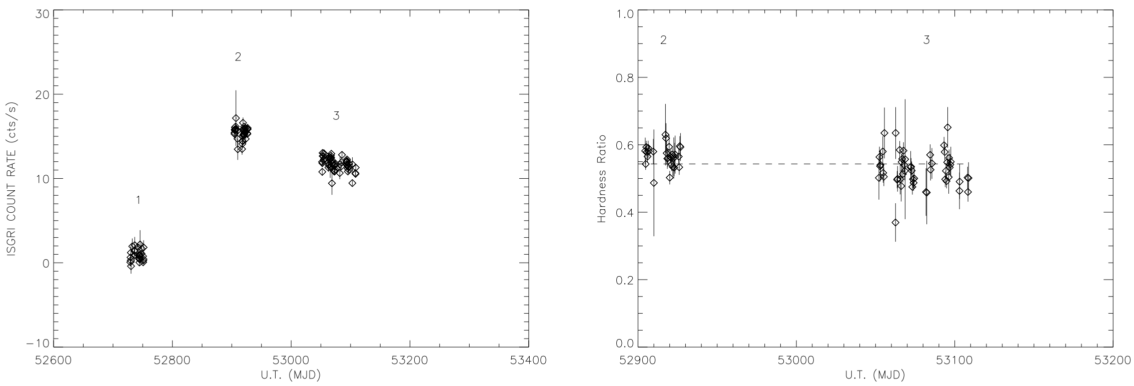


Fig. 9.9 – *Gauche : Courbe de lumière IBIS/ISGRI de GRS 1758−258 entre 20 et 140 keV, du 22 mars 2003 au 21 avril 2004, avec les 3 périodes analysées indiquées. Droite : HR IBIS/ISGRI du 22 septembre 2003 au 21 avril 2004 pour les époques 2 et 3. Le trait pointillé représente le HR moyen.*

Crabes, montrant un net durcissement de la source dans les hautes énergies par rapport à son comportement lors de l'époque 1. Le HR, défini comme le rapport entre les bandes d'énergie 20–30 et 30–40 keV, est montré Figure 9.9 (à droite) : il est très similaire entre l'époque 2 et 3, autour de la valeur moyenne de 0,54. Le HR n'a pas de statistique suffisante dans l'époque 1 pour avoir un sens, ce qui est compatible avec un état de faible luminosité dans les rayons X durs (également marginal dans les X mous d'après ASM). La source est donc devenue plus intense dans les X durs lors des périodes 2 et 3 qu'elle ne l'était auparavant (époque 1).

Afin de déterminer l'état spectral de la source et de vérifier la transition reportée par Sunyaev et al. (2003), j'ai d'abord ajusté les spectres des époques 1 à 3 avec une simple loi de puissance : j'obtins un indice spectral Γ de 2,55 $\pm$ 0,36 pour l'époque 1 et de 1,90 $\pm$ 0,08 pour les époques suivantes (2 et 3). La source était donc dans un état *Mou* (période 1) relativement particulier, puisque de faible luminosité dans les X mous (Figure 9.8, à droite). Ce type de comportement a déjà été détecté pour cette source (mentionné Chapitre 9.3.1). Puis elle a transité vers le LHS tel que canoniquement décrit (Chapitre 1.5.1) dès le 22 septembre 2003 et elle y est restée , au moins jusqu'au 21 avril 2004 (périodes 2 et 3). Employant la même démarche que dans mes Chapitres précédents, j'ai voulu confirmer cela avec des modèles davantage physiques qu'une simple loi de puissance. Les spectres des époques 2 et 3 sont compatibles : la tendance constante du HR Figure 9.9 (à droite) confirme cela. J'ai modélisé les données obtenues (suivant les outils décrits Chapitre 4.2.2) au début de la période 2 (du 22 au 25 septembre 2003) pour laquelle les spectres JEM-X, IBIS/ISGRI et SPI étaient simultanément disponibles. Avec une absorption $N_{\rm H}$ fixée à $1{,}5\times10^{22}$ cm^{-2} d'après les valeurs de Mereghetti et al. (1997) et en égalisant la température des photons mous kT_0 du modèle de Comptonisation TT94 à celle du disque $kT_{\rm in}$ (égales à 0,30 keV), le meilleur modèle ajusté de 5 à 900 keV est un disque multicouleurs absorbé avec de la Comptonisation thermique. J'obtiens une température de Comptonisation $kT_{\rm e}$

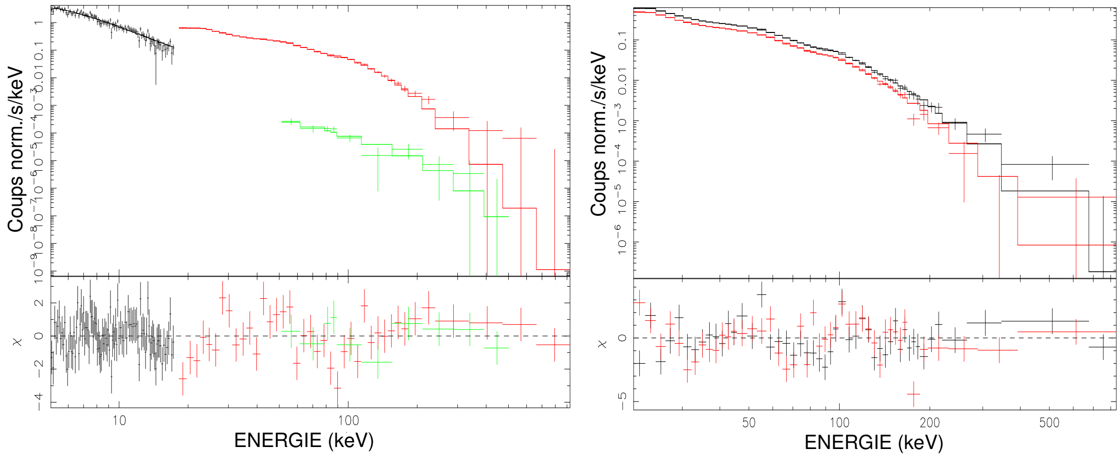


FIG. 9.10 – *Gauche : spectres de GRS 1758−258 lors de l'époque 2 (du 22 au 25 septembre 2003) avec JEM-X (noir), IBIS/ISGRI (rouge) et SPI (vert) avec le meilleur modèle (disque et Comptonisation) représenté (résidus en σ indiqués). Droite : spectres IBIS/ISGRI lors des époques 2 (noir) et 3 (rouge) avec le modèle de Comptonisation TT94 ajusté (résidus en σ indiqués).*

de 40^{+33}_{-3} keV et une profondeur optique τ de $1{,}30^{+0{,}13}_{-0{,}62}$ avec χ^2_r=1,10 (187 dl), compatibles avec le fait que la source était dans le LHS. La Figure 9.10 montre (à gauche) ce spectre et son meilleur ajustement ainsi que ceux obtenus avec IBIS/ISGRI (à droite) pour la totalité des époques 2 (en noir) et 3 (rouge). Les paramètres intégrés sur ces périodes sont tout à fait compatibles avec les précédents : j'ai obtenu une température de plasma $kT_{\rm e} = 50 \pm 10$ keV et une profondeur optique $\tau = 2{,}3 \pm 0{,}5$. Ces valeurs permettent de déduire que GRS 1758−258 était dans le LHS lors des périodes 2 et 3.

9.3.4 Bilan

Il est clair qu'entre l'époque 1 et 2 (puis 3), GRS 1758−258 a transité d'un état faible dans les X durs (état *Mou* particulier) vers le LHS dans lequel elle passe la plupart de son temps (confirmant ce qui a été mentionné au 9.3.1) avec presque la même allure dans les X mous (courbe de lumière ASM) entre les 3 époques. La température électronique de Comptonisation thermique augmente légèrement, compatible avec un durcissement du spectre et une récession du disque relativement froid d'après les données. La composante thermique molle a rarement été observée dans GRS 1758−258 ; dans le cas présent, lors de l'époque 1, le fait que le flux ASM soit bas montre que la source n'était pas dominée par une brillante émission du disque, contrairement au classique HSS des binaires X à trou noir. GRS 1758−258 est en effet connue pour ce type de transition vers un état *Mou* de faible luminosité et pour ne montrer aucune anti-corrélation entre la dureté et le flux dans les X mous, ainsi que l'ont remarqué Smith et al. (2002). Le LHS observé lors des époques 2 et 3, très similaires du point de vue des paramètres spectraux de Comptonisation thermique, est typique des états vus en 1990 et en 1997 avec *GRANAT*/SIGMA, *CGRO* et *BeppoSAX* ; la composante issue du disque y est relativement faible. Entre 5 et 200 keV, le flux est de

$2{,}74\times10^{-9}$ erg cm^{-2} s^{-1}. En supposant une distance de 8 kpc, la luminosité bolométrique (calculée suivant la méthode décrite Chapitre 4.2.2) non absorbée est de 2,7 (respectivement 2,1) 10^{37} erg s^{-1} pour la période 2 (respectivement 3). Ces valeurs sont tout à fait compatibles avec celles obtenues dans le LHS par des missions hautes énergies précédentes comme *BeppoSAX* (Sidoli et al. 2002). Mes résultats sont aussi cohérents avec les études reportées ultérieurement par Pottschmidt et al. (2006) avec les données *RXTE*/PCA et *INTEGRAL*/IBIS/ISGRI obtenues lors de périodes différentes. Elles témoignant aussi de cette curieuse transition spectrale d'un état *Mou* particulier vers un état *Dur* classique. Étudier cette autre source située dans le centre galactique m'a permis de trouver des points de comparaison, mais aussi des différences, avec les comportements spectraux des autres systèmes binaires X précédemment étudiés : GRS 1758−258 est assez particulier lors de ses périodes quasiment absentes dans les rayons X durs. Je commenterai cela Chapitre 10.1.6 mais avant cela je souhaiterais présenter mes derniers résultats sur GRS 1915+105.

9.4 Le spectaculaire microquasar GRS 1915+105

9.4.1 Avant-propos

Je me permets de faire allusion dans cette fin de Chapitre à un travail de longue haleine encore en cours. Comme je le montrerai, GRS 1915+105 peut nous apprendre beaucoup sur les processus d'instabilité à l'origine des variations spectrales des binaires X à trou noir. Pour cela, je me suis rapprochée de l'École de pensée du théoricien M. Tagger (SAp), P. Varnière (LAOG) et J. Rodriguez (SAp). Nous avons mené ces études en collaboration avec R. Remillard au MIT (Boston). M'incluant dans cette mouvance locale, j'ai collaboré sur un aspect plus théorique que le reste de ma thèse, en lien avec mes recherches et fondé essentiellement sur une interprétation possible des observations *RXTE*/*INTEGRAL* de la source au cours des dix dernières années. Ces résultats ne sont pas autant approfondis que ceux présentés précédemment ; cependant, ils pourraient mener à des conclusions scientifiques importantes. J'en présente les prémices dont l'étude plus approfondie avec M. Tagger, P. Varnière et J. Rodriguez mènera sans aucun doute à une publication importante : nous nous déplacerons à Boston mi-octobre prochain pour en discuter au MIT avec R. Remillard, expert de la source et du traitement de données RXTE.

9.4.2 Historique

D'après mon introduction Chapitre 1.2.4, le système binaire GRS 1915+105 a d'abord été découvert en tant que source de rayons γ en 1992 (Castro-Tirado et al. 1992) grâce aux observations de l'instrument WATCH à bord de *GRANAT*. En tant que première source galactique avec des déplacements de matière apparemment superluminiques détectés en radio (Mirabel et al. 1994), elle présente des jets à des vitesses relativistes de l'ordre de 92–98% de celle de la lumière (Rees 1966 ; Mirabel et al. 1994). La distance de GRS 1915+105 est estimée à 9 ± 3 kpc (Chapuis et al. 2004) et la masse de l'objet compact proche de 14,0 ± 4,4 $M_\odot$ (Harlaftis et al. 2004). Ce n'est que très récemment que l'incertitude liée au type spectral du compagnon a été levée : il s'agit d'une étoile de type K ou MIII de masse comprise entre 1 et 1,5 $M_\odot$ (Greiner et al. 2001). De plus, GRS 1915+105 est aussi une source de jets compacts résolus à des échelles de l'ordre de la milli-arcseconde, correspondant à une longueur de quelques dizaines d'unités astronomiques (Dhawan et al. 2000 ; Fuchs et al. 2003). D'ailleurs, le comportement radio et X (dur) de la source sont intimement liés : une forte corrélation entre l'accrétion et l'éjection de matière existe. En particulier, le jet compact se produit pendant l'état *Dur* (Klein-Wolt et al. 2002) alors que des éjections discrètes de bulles de plasma sont associées à des changements spectraux et à une haute variabilité (Mirabel et al. 1999).

La source a été intensément observée depuis sa découverte dans toutes les longueurs d'onde, de la radio aux X. Les observations hautes énergies avec BATSE et WATCH (Harmon et al. 1992) avaient déjà révélé la variabilité extrême de cette source dans les rayons X durs et dans les γ mous. Dans les rayons X de moindres énergies, la source est très brillante et se manifeste par une forte variabilité sur des échelles pouvant aller de la minute à l'année. D'ailleurs, un suivi systématique de la source avec *RXTE* a révélé un comportement très riche dans les variabilités à toutes les échelles. GRS 1915+105 est le premier candidat trou noir dans lequel un QPO (défini Chapitre 1.5) de haute fréquence a été détecté à la valeur de 67 Hz (Morgan et al. 1997). Des QPOs de basse comme de haute fréquence sont observés et leurs propriétés (fréquence, amplitude en %rms) sont intimement liées aux paramètres spectraux comme relaté dans Morgan et al. (1997) ; Muno et al. (1999) ; Markwardt et al. (1999) ; Rodriguez et al. (2002a, 2002b) et Vignarca et al. (2002) entre autres. Il est intéressant de remarquer que les QPOs de basse fréquence pourraient avoir un lien avec le comportement radio (Muno et al. 2001 ; Rodriguez et al. 2002a, 2002b et 2004 ; Varnière 2005). Les variabilités de l'ordre de la journée peuvent prendre plusieurs formes. La source présente alors des périodes d'activité assez chaotiques avec un flux ASM oscillant rapidement (en quelques jours) autour de 1 Crabe et de nombreux pics de luminosité, atteignant parfois 2 Crabes ($\sim 10^{39}$ erg s^{-1} entre 1,2 et 12 keV). Les rayons X durs subissent les mêmes variations, grandes et rapides, sans pour autant être corrélées à celles des rayons X mous. Un autre comportement se caractérise par des émissions radio intenses qui se répètent. Puis la source peut subitement entrer dans des périodes de calme relatif pendant lequel son spectre dans les hautes énergies est assez dur : le flux ASM est dit typique de l'état *plateau* lors que le flux BATSE (20–100 keV) peut présenter des flambées fortes comme en 1998 (MJD autour de 50400–50600).

Lorsque la source est observée entre 0,1 et 20 keV avec des instruments permettant de réaliser des courbes de lumière à des temps d'échantillonnage plus courts (1 s) comme *ASCA*, *BeppoSAX* ou *RXTE*, le caractère singulier de GRS 1915+105 apparaît sans aucun doute possible. En analysant 163 observations *RXTE*, Belloni et al. (2000a) ont décrit douze types de comportements récurrents appelés classes (sur des échelles de $\sim$3000 s) suivant leurs courbes de lumière (2–60 keV) et rapports de dureté (représentés Figures 9.11

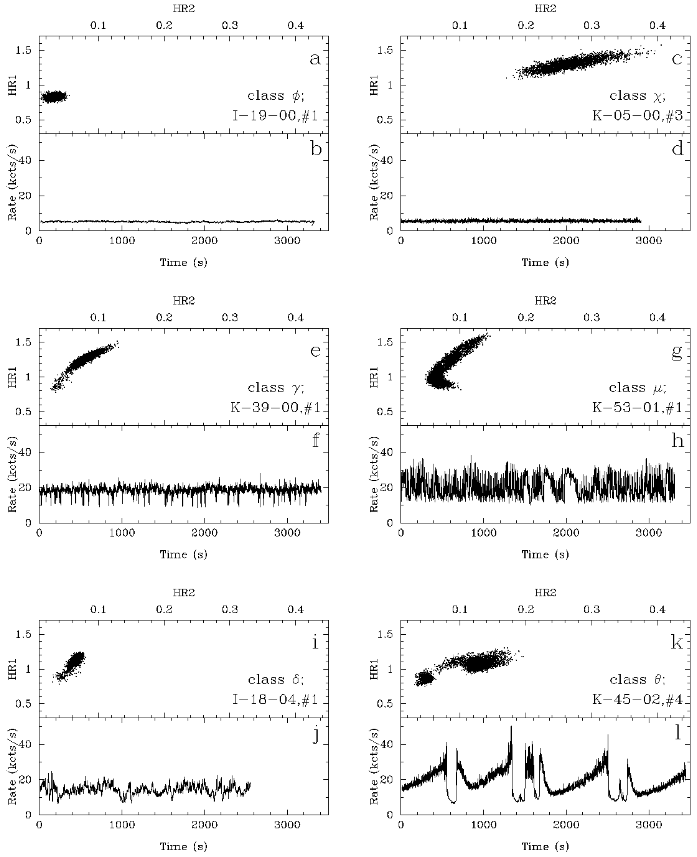


FIG. 9.11 – *Exemples de courbes de lumière (pas temporel 1 s) et diagrammes couleur-couleur pour 6 des 12 classes observées de GRS 1915+105, écrites sur chaque panneau (ϕ, χ, γ, μ, δ, θ) ; d'après Belloni et al. (2000a).*

et 9.12), encore appelés diagrammes *couleur-couleur*. Ils sont définis comme suit : HR1 correspond au rapport 5–13 keV sur 2–5 keV et HR2 à celui de 13–60 keV sur 2–5 keV. GRS 1915+105 passe la plupart de son temps dans la classe χ (quatre fois plus souvent que dans les autres classes) qui correspond à un état spectral plutôt *Dur* avec un flux constant. Il n'est pas question ici de décrire à nouveau les particularités des douze classes mais d'essayer d'y trouver un enchaînement logique, permettant de comprendre la physique d'accrétion du système et l'origine du déclenchement des transitions spectrales.

Pour résumer, je signalerai que Belloni et al. (2000a) ont montré que, malgré sa complexité, les variations spectrales de GRS 1915+105 peuvent être expliquées comme des transitions entre trois états spectraux basiques A ; B et C pour toutes les classes. Au-delà de cette zoologie, toutes les variations observées peuvent s'expliquer comme la transition

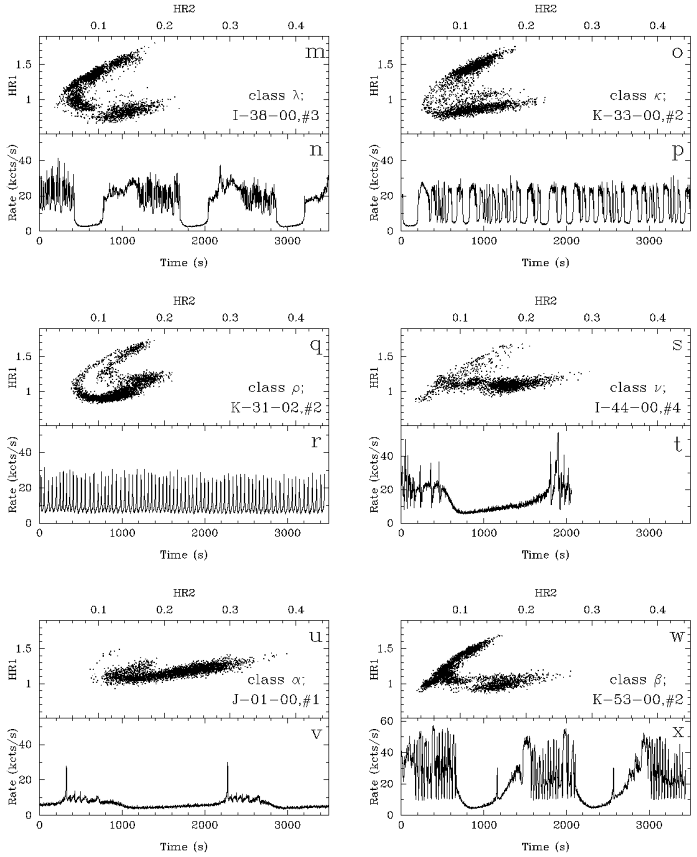


FIG. 9.12 – *Exemples de courbes de lumière (pas temporel 1 s) et diagrammes couleur-couleur pour 6 des 12 classes observées de GRS 1915+105, écrites sur chaque panneau (λ, κ, ρ, ν, α, β) ; d'après Belloni et al. (2000a).*

entre ces trois états spectraux, d'abord déterminés par les rapports de dureté puis, si on se place dans le cadre du modèle de disque avec la présence d'une couronne, interprétés comme les divers états *Durs*/*Mous* décrits Chapitre 1.5. La description spectrale complétée si nécessaire de l'étude des évolutions des diagrammes *couleur-couleur* permet d'identifier les états selon la classification canonique de la façon suivante :

• État A, assimilable à l'état *Mou* (HSS) : d'après Belloni et al. (2000b), la majeure partie de la contribution provient du disque d'accrétion. La source y montre peu de variabilités rapides ;

• État B, ressemblant davantage à l'état *Très Intense* (VHS) ou *Intermédiaire* (IS) : la luminosité est plus forte que dans l'état A, la composante de basse énergie domine et une queue haute énergie est présente. La source y montre de la variabilité temporelle rapide ;

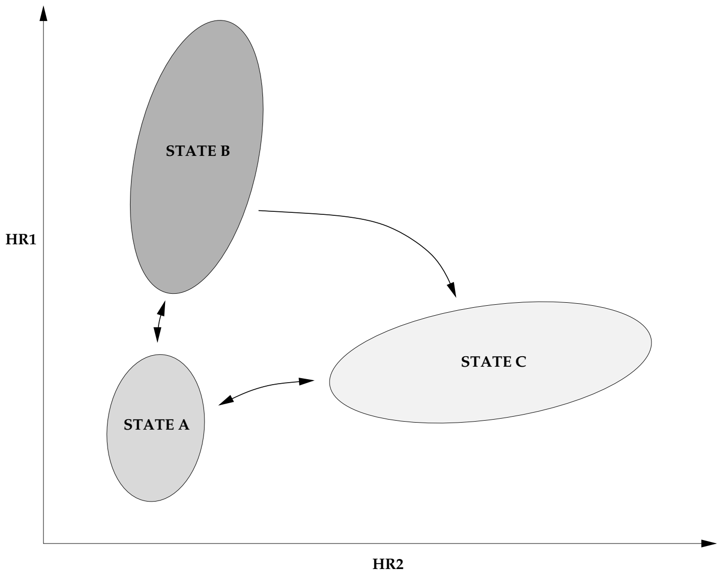


FIG. 9.13 – *Diagramme couleur-couleur montrant les états basiques A, B et C de GRS 1915+105 et les transitions observées ; d'après Belloni et al. (2000a).*

• État C, typique du LHS.
Il semble que la source puisse transiter différemment dans chacun de ces états excepté de l'état C vers B qui est une transition interdite (du moins, jamais observée jusqu'alors). La Figure 9.13 schématise les propriétés décrites succintement ci-dessus. Que peut-on déduire ou tenter d'apporter dans la compréhension de cette source spectaculaire déjà longuement étudiée ? La transition interdite (état C vers B) s'explique naturellement par le scénario des crues magnétiques de M. Tagger, nous incitant à continuer les études dans ce sens. Aussi, le travail que je présente en cette fin de Chapitre 9 est encore très préliminaire et nécessite encore l'approfondissement de certains points ; néanmoins, la démarche que nous avons menée est intéressante et prolonge les travaux déjà commencés par l'équipe consituée de M. Tagger, P. Varnière, J. Rodriguez et R. Remillard. Nous avons beaucoup travaillé à cette tentative d'explications de dix années d'observations de la source et commencé à y détecter des informations séduisantes.

9.4.3 Analyses développées sur dix années de données *Rossi-XTE*

En collaboration avec J. Rodriguez, nous avons analysé toutes les données publiques *RXTE*/PCA depuis une dizaine d'années ainsi que quelques-unes des données privées issues d'une large campagne d'observations *RXTE* simultanées avec *INTEGRAL*, menées par notre groupe (Hannikainen et al. 2005 ; Rodriguez et al. 2006). En effet, les observations très fréquentes de cette source par *RXTE* (une par semaine) nous fournissent une base de données inégalée, nous donnant une occasion unique de mener des études intéressantes sur cette source qui présente des variabilités importantes. Or, le seul changement

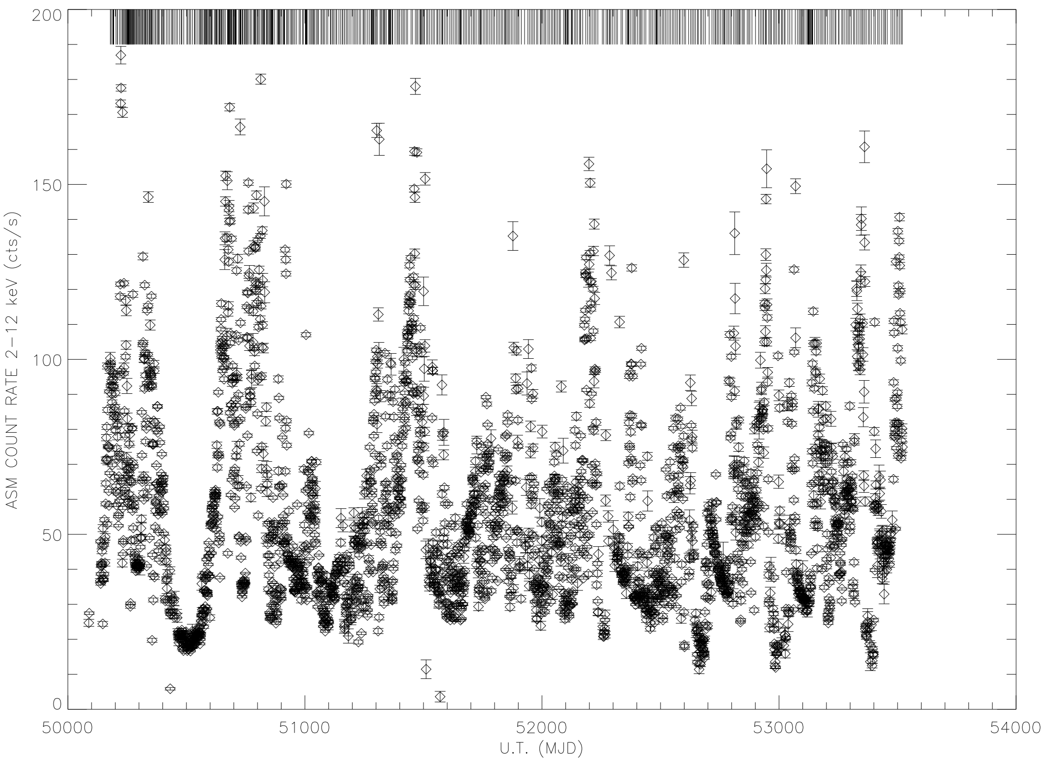


FIG. 9.14 – *Courbe de lumière journalière* RXTE/*ASM de GRS 1915+105 entre avril 1996 et mai 2005 avec les périodes de nos observations PCA analysées indiquées par des traits verticaux.*

du taux d'accrétion ne suffit pas à les expliquer comme je le discuterai Chapitre 10.1.7. De même que l'étudiant de R. Remillard, M. Fitzgibbon, l'avait déjà noté dans son Master (1997), la source semble présenter un comportement cyclique à long terme inexplicable par un simple changement du taux d'accrétion. Si on comprend comment et pourquoi les classes s'enchaînent, on estime qu'on sera à même de comprendre la physique originaire des transitions. C'est pourquoi nous nous sommes proposé d'étudier la succession des classes sur un large échantillon d'observations, à la lumière des définitions récentes de Belloni et al. (2002a). Possédant une masse d'informations (presque toutes publiques) sur dix années d'observations de la source, j'ai voulu regarder l'évolution à long terme de la source spectaculairement variable. Pourtant, elle demeure régulière dans ses changements. Par exemple, elle présente un *creux* toutes les trente minutes dans certaines classes, probablement originaire du comportement local des régions internes (à la fréquence caractéristique du phénomène). En revanche, les oscillations de la classe ρ sont trop rapides pour correspondre à un temps visqueux (défini Chapitre 1.3.1) mais seraient plutôt caractéristiques du temps de chute libre. Ce que GRS 1915+105 présente comme comportements divers en un mois, d'autres sources (comme celles de mes Chapitres 7, 8, et en début de celui-ci) mettent des années à le reproduire : il s'agit pourtant de la même physique d'accrétion/éjection des

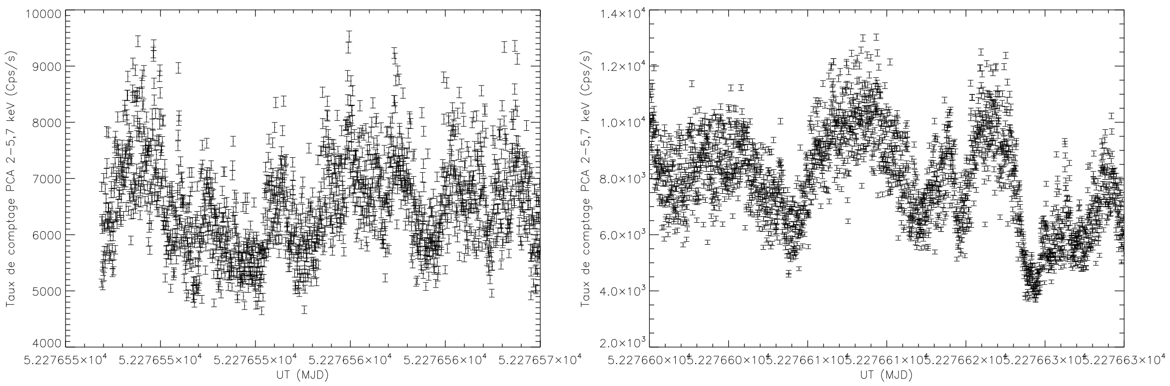


FIG. 9.15 – *Gauche : classe ϕ de GRS 1915+105 observée autour de MJD=52276,5. Droite : classe δ observée juste après la précédente.*

systèmes binaires X. Or, on ne la comprend pas de manière profonde. GRS 1915+105 n'est pas différente des autres sources, sa particularité réside dans son taux d'accrétion et son disque très grands, de flux très lumineux. Du fait que la source est active depuis plus de dix années, elle peut être étudiée en détail.

La Figure 9.14 montre la courbe de lumière ASM du 6 avril 1996 au 30 mai 2005, avec nos observations analysées dans le présent Chapitre indiquées (en haut) par des traits verticaux très rapprochés. Nous avons extrait les courbes de lumière et les rapports de dureté PCA (Chapitre 2.8.2) équivalents à ceux définis dans Belloni et al. (2000a) afin d'identifier les classes de variabilité de chaque observation de la même façon (permettant les comparaisons). Les données PCA de types *événements* et *groupées* furent analysées de manière standard en restreignant l'analyse à un seul PCU (comme ils n'étaient pas tous systématiquement en opération) pour mieux comparer nos résultats à Belloni et al. (2000a). Cela réduit le signal sur bruit du microquasar mais a peu d'effets pour une source aussi brillante que l'est GRS 1915+105. Une précaution a dû être prise concernant l'évolution du gain au cours du temps : l'actuel gain (époque 5) ne correspond pas à la même conversion entre canal et énergie et est donc différent de celui de l'époque 3 de l'article de Belloni et al. (2000a). Des courbes de lumière entre 2–5,7 keV (canaux 0–13) ; 5,7–14,8 keV (canaux 14–35) et 14,8–60 keV (canaux 35–255) ont été extraites, par la suite corrigées du bruit de fond. Ces légères variations (taux de comptage, bandes du HR) ne m'ont pas empêchée d'identifier chaque classe de mes observations suivant la classification de Belloni et al. (2000a). Bien que notre dernière bande d'énergie ait une limite supérieure à 118 keV, cela a peu d'effet sur notre taux de comptage car le fond devient dominant au-dessus de 40 keV. Nous avons vérifié cela en restreignant dans quelques cas pris au hasard l'énergie en dessous de 40 keV. Sélectionnant 683 observations presque continues entre le 6 avril 1996 et le 30 mai 2005, je montre sur les Figures 9.15, 9.16, 9.17 et 9.18 quelques-unes des transitions de la source - spectaculairement rapides - observées.

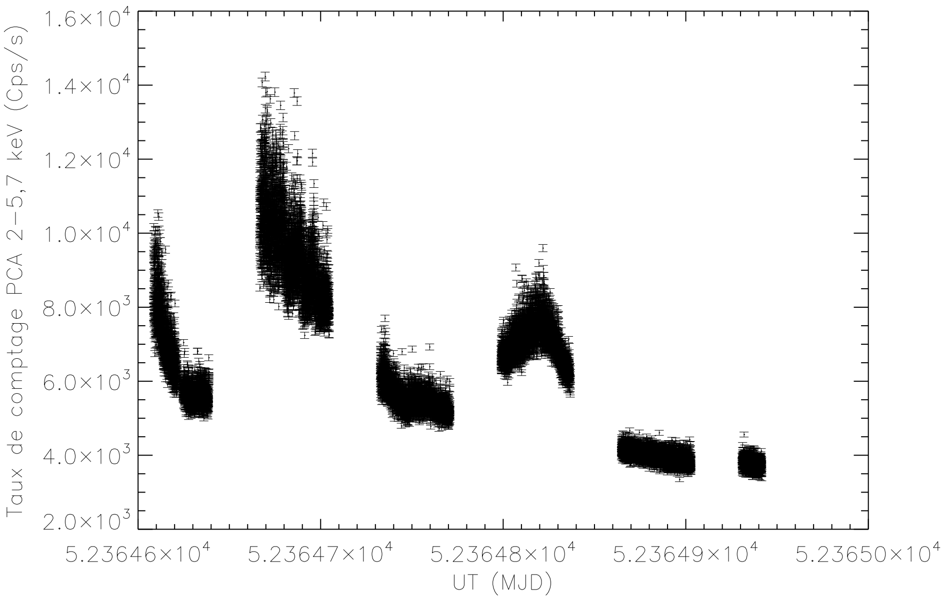


FIG. 9.16 – *Transitions directes observées entre les classes γ et ϕ de GRS 1915+105 autour de MJD=52364,8.*

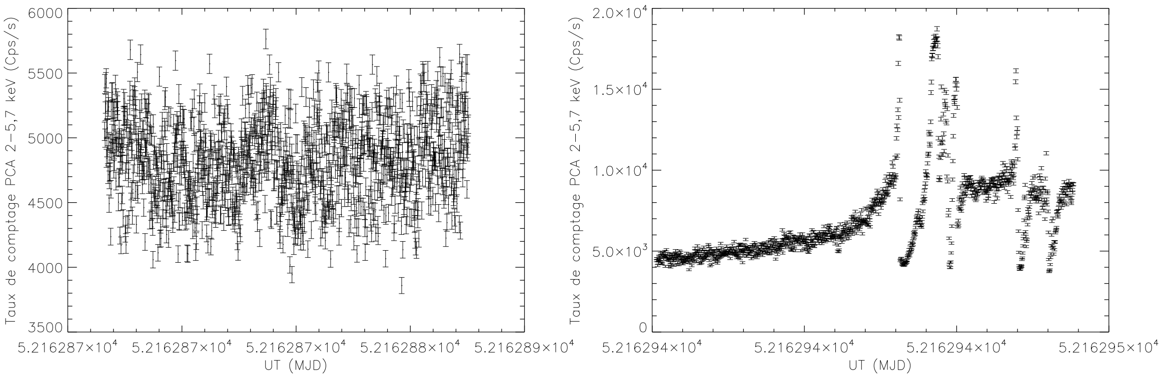


FIG. 9.17 – *Gauche : classe χ de GRS 1915+105 observée autour de MJD=52162,9. Droite : classe ν observée juste après la précédente.*

9.4.4 Concepts de ma démarche

Le comportement de GRS 1915+105 m'a semblé encore plus frappant lorsque des années d'observations sont examinées de façon systématique. Alors que des observations séparées sont suffisamment longues pour capturer les changements courts dans le disque d'accrétion et la couronne autour du trou noir, une quantité de données bien plus grande est nécessaire pour examiner le comportement à long terme des paramètres Γ, $R_{\rm in}$ et $T_{\rm in}$ par exemple. A priori, ces paramètres devraient être partiellement déterminés par le taux

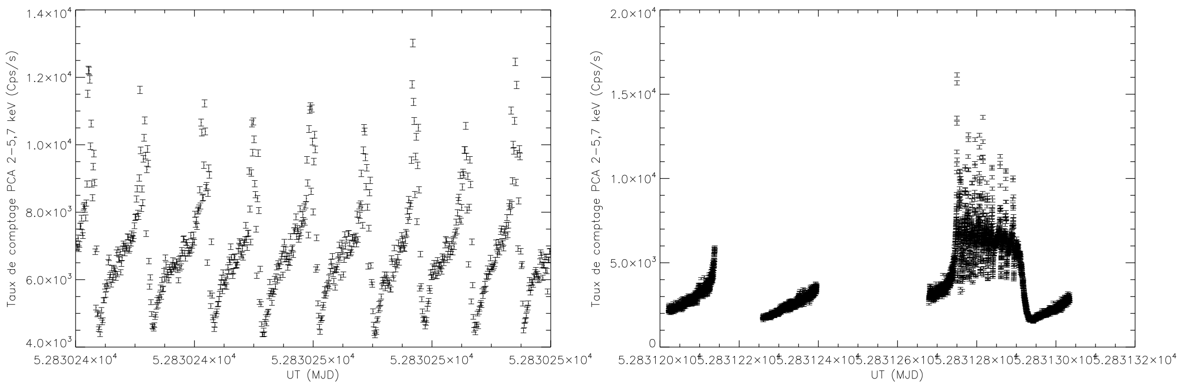


FIG. 9.18 – *Gauche : classe ρ de GRS 1915+105 observée autour de MJD=52830–52831. Droite : classe ν observée juste après la précédente.*

d'accrétion supposé changer doucement sur une période de quelques mois. Il est clair que ce taux d'accrétion est lié d'une manière ou d'une autre à la succession des variabilités (classes) observées. J'en montre les exemples les plus flagrants que nous avons analysés Figures 9.15, 9.16, 9.17 et 9.18. L'idée a été d'établir un enchaînement des douze classes de Belloni et al. (2000a) de manière temporelle sur dix ans d'observations récentes de la source, travail commencé en Master par M. Fitzgibbon (1997) sur quatre années d'observations avec 9 classes (seulement) qu'il avait lui-même commencé à définir, de façon pas toujours très claire ni cohérente (et qui ne tenaient donc pas compte des travaux récents réalisés sur la source). J'ai donc cherché d'après l'idée originale de M. Tagger à trouver des critères pertinents sur une base de données plus large pour trouver un ordre possible de transitions entre les classes, pour mieux comprendre la physique qui régit les variations spectrales. Ce long travail d'analyses et d'interprétation des données inclut les résultats récents sur la source.

Afin de comprendre le mécanisme sous-jacent des procédés d'accrétion et d'éjection dans GRS 1915+105, il est d'abord nécessaire d'analyser comment la source évolue entre ses différents états et classes, et étudier leurs éventuels liens avec les jets émettant en radio. Étudier les instabilités à l'origine des nombreux changements d'états de GRS 1915+105 permettra de comprendre le fonctionnement complexe général de toutes les binaires X à trou noir. Dans ce cadre, j'ai tenté avec l'aide de M. Tagger, J. Rodriguez et P. Varnière d'utiliser le scénario *à la main* de flot magnétique (Tagger et al. 2004) fondé sur l'advection de flux magnétique dans les régions les plus internes du disque d'accrétion. Ces études ne prétendent pas être les uniques possibilités d'interprétation ni de compréhension de la source mais peuvent servir de points de départ vers une approche différente de son étude, permettant peut-être de mieux comprendre la physique au sein des autres binaires X à trou noir.

9.4.5 Introduction au modèle d'AEI

Le modèle du disque α (présenté Chapitre 1.3.1) est fondé sur l'hypothèse qu'une forme de viscosité agit entre les anneaux du disque, permettant d'extraire de l'impulsion angulaire et de transporter la matière vers des régions internes du disque (accrétion). Dès le début, on comprit que la viscosité ne pouvait pas être due à de simples collisions entre particules et sa nature resta un mystère. C'est au début des années 1990 que S. Balbus et J. Hawley (1991) ont montré l'existence d'une instabilité de type magnéto-hydrodynamique dans les disques d'accrétion, source de turbulence de grande échelle capable d'exercer un couple entre les anneaux du disque. Cette instabilité se développe lorsque le rapport des pressions thermique et magnétique (β=$8\pi p/B^2$) est grand devant 1. La pression magnétique ($B^2/8\pi$) est alors faible devant la pression thermique (p=$\rho kT/M$) : le régime est en dehors de l'équipartition. On appelle ce type d'instabilité l'*Instabilité Magnéto-Rotationnelle* (MRI) puisqu'elle est originaire du couplage entre le champ magnétique et la rotation différentielle dans le disque. Le problème principal de ce type de modèle est que le transport du moment de la vitesse ne se fait que de manière radiale. Or, dans le cas des sources de rayons X galactiques, les phénomènes d'accrétion s'accompagnent d'éjections directes de matière (microquasars, Chapitre 1.2.4), emportant vers la couronne une partie substantielle de l'énergie et du moment de la vitesse d'accrétion. De plus, depuis qu'une association disque-jets (comme dans GRS 1915+105) semble exister dans le cas des quasars (Marsher et al. 2002), il apparaît nécessaire d'inclure les phénomènes d'éjection dans toute modélisation de la physique des trous noirs accrétants. Autrement, il est difficile de reproduire tous les états spectraux et les transitions observés.

M. Tagger et R. Pellat (1999) ont présenté une instabilité différente, localisée dans la partie la plus interne du disque d'accrétion. Elle est capable d'extraire le moment de la vitesse et l'énergie du disque de manière à former et à énergiser un jet de matière. Sans entrer dans les détails mathématiques (décrits également dans la thèse de P. Varnière 2002 et dans Tagger et al. 2004), l'*Instabilité d'Accrétion Éjection* (AEI) se développe dans les régions les plus internes du disque d'accrétion (à quelques fois le rayon interne, qui est à une dizaine de $R_{\rm g}$ tout au plus) lorsque le paramètre β est de l'ordre de 1 (ou légèrement inférieur). Ainsi, avec un champ magnétique moyennement fort, la physique régissant l'évolution du plasma s'explique par la dynamique des fluides magnétisés. La composante verticale du champ magnétique (de direction perpendiculaire au disque) est celle qui est importante. L'instabilité se manifeste par la formation d'une onde de densité spirale très similaire à celle des bras spiraux galactiques mais soutenue par le magnétisme plutôt que par l'auto-gravité du disque. La rotation différentielle va alors coupler cette spirale à un vortex (tourbillon) dit de *Rossby* au rayon de corotation, c'est-à-dire à l'endroit où la spirale tourne à la même vitesse angulaire que le plasma en rotation keplerienne. La région interne comprise entre le bord interne du disque et le vortex agit un peu comme une cavité de résonance où seuls des modes discrets dans la structure radiale pourront être sélectionnés. À chaque réflexion sur le vortex, un peu d'énergie et de moment de la vitesse sont extraits et emmagasinés dans le vortex. P. Varnière et M. Tagger (2002) ont montré

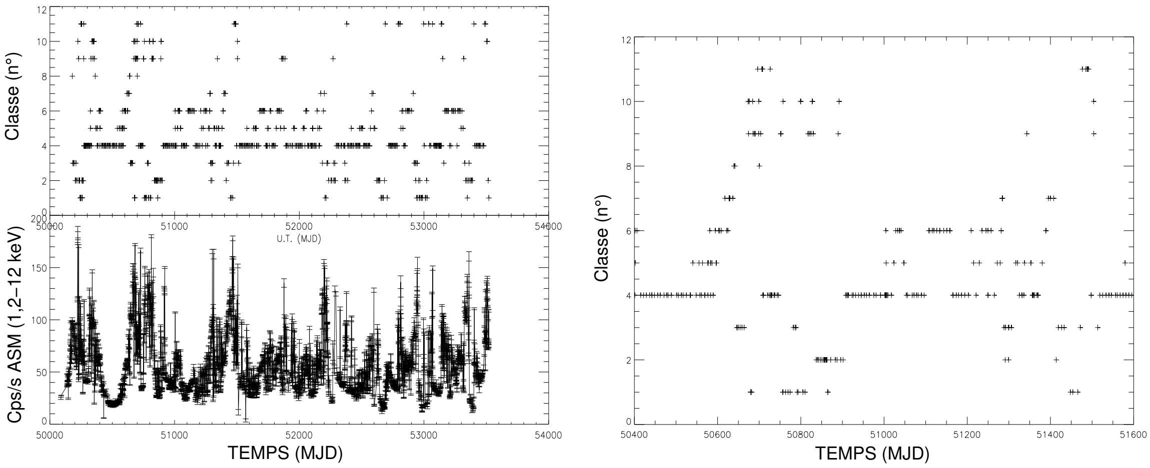


FIG. 9.19 – *Gauche : cycle de transitions établi entre les douze classes de GRS 1915+105 (panneau du haut) avec la courbe de lumière ASM simultanée (panneau du bas) lors des dix années d'observations. Droite : agrandissement du cycle entre le 13 novembre 1996 et le 26 février 2000.*

que sous certaines conditions raisonnables dans les rapports de densité entre la couronne et le disque, l'énergie et l'impulsion angulaire pouvaient être émises perpendiculairement au disque (sous la forme d'ondes d'Alfven), apportant ainsi une source d'énergie possible pour les jets. Outre ce lien extrêmement intéressant établi entre les jets et l'accrétion, l'AEI permet aussi d'expliquer une origine possible pour les QPOs de basse fréquence. Il est à mentionner un autre modèle de Ferreira et al. (2005) fondé sur une configuration à quatre flots dans les régions centrales : un disque d'accrétion standard externe, une région interne magnétisée, un jet collimaté électrons/protons non relativiste (si les conditions sont réunies) et un rayonnement ultra-relativiste d'électrons/positrons. Il expliquerait les états spectraux principaux (LHS, HSS, IS et état de *quiescence*), les phénomènes d'hystérésis et la présence de QPOs, caractéristiques importantes des binaires X que j'ai détaillées tout au long de ma thèse.

9.4.6 Justifications du cycle observé

Espérant trouver un comportement logique à long terme de la source, je justifie dans la présente Section l'ordre choisi pour la numérotation (de 1 à 11) des classes de Belloni et al. (2000a) par i) des observations directes ; ii) des similarités observées entre les classes. Des critères tels que des transitions directes entre deux classes observées plusieurs fois pour le même jeu de données (voir Figures 9.15 à 9.18), deux classes consécutives à moins d'une journée observées plusieurs fois ou la superposition de types de comportements similaires d'une classe à l'autre ont été pris en compte pour établir cet enchaînement. Le temps passé dans chaque classe peut aussi nous éclairer sur la succession de deux classes. Certaines ont des QPOs, d'autres pas ; les caractéristiques du HR et les spectres sont différents (et probablement le taux d'accrétion également). J'ai pris des précautions pour ordonner les classes : l'utilisation seule du taux de comptage ou du HR ne suffit pas toujours ; les deux doivent être analysés.

Pendant les dix années d'observations pointées de GRS 1915+105 (chacune de quelques ks), j'ai observé et analysé la classe δ environ 53 fois, ϕ 60, γ 41, χ 283, α et ν 71, ρ 84, κ 20, λ 5, β 32, μ 19 et θ 40. Sur nos 683 observations, plus de 5% peuvent être corrélées clairement (même intervalle d'observations ou MJD), c'est-à-dire qu'un passage direct d'une classe à une autre est observé. En plus de cela, j'ai observé les successions claires suivantes : ϕ vers χ, χ vers ν et β vers μ. J'observe également, avec une occurrence moindre, les transitions entre les classes δ et ϕ et des oscillations entre ν, χ et α. J'ai enfin observé un peu moins souvent encore des transitions entre 1) γ, ϕ et δ, menant parfois vers des états χ ; 2) ρ, χ et ν ; 3) β et θ (avant que la source ne retourne vers χ). Finalement, seules les classes κ et θ sont légèrement problématiques de par leur faible occurrence et le manque de transitions claires observées. *INTEGRAL* nous a alors confortés dans nos classements pour trouver nos enchaînements : des transitions κ vers β et δ vers β (en passant probablement par μ) ont eu lieu (Rodriguez et al. 2006, en préparation). J'ai décidé de placer λ avant β car la seule différence entre les deux classes semble être que, dans la phase entre le pic et le retour au HSS, λ ne retourne pas dans l'état A. La classe κ a été placée avant λ et après ρ d'après les quelques observations que j'ai vues, bien qu'un lien temporel clair ne puisse être établi. Pourtant cela prend du sens si on compare le temps passé dans les creux : il augmente entre κ, λ et β ; ces trois classes semblent d'ailleurs assez similaires. Par conséquent, seules peu de classes ont une position ambigue, même si le détail des ordres au-dessus et en-dessous du χ sont moins certains que la séparation et le rôle central joué par χ. Comme les classes α et ν se ressemblent, je les ai rassemblées. Je n'ai pas inclus les récentes classes ξ (Hannikainen et al. 2005, classe proche d'un ρ) et ω (Klein-Wolt et al. 2002, classe ressemblant à γ) car elles ne sont apparues que très rarement dans mon échantillon de données.

Par conséquent, un ordre de succession possible pour les classes de variabilité de GRS 1915+105 qui se répète plusieurs fois sur dix ans pourrait être le suivant : δ, ϕ, γ, χ, ν et α, ρ, κ, λ, β, μ et finalement θ (numérotés de 1 à 11). Quelques transitions directes (saut de classes) que je tenterai d'expliquer par la suite dérogent à cet ordre : ρ vers β (ou θ) et μ vers δ puis à nouveau vers μ, de même que les quelques transitions (citées plus haut) vues par *INTEGRAL*. La Figure 9.19 (à gauche) montre l'ordre que j'ai choisi observé entre les classes pendant les dix années analysées, avec la courbe de lumière simultanée ASM, tandis que la même Figure 9.19 (à droite) est un agrandissement de l'ordre observé au début de notre échantillon (les 5 premières années soit du 13 novembre 1996 au 26 février 2000 environ). Il est remarquable de voir que la tendance de la source à évoluer d'une classe de numéro bas (1) à élevé (11) en passant par les numéros intermédiaires de façon croissante, et que cet ordre semble se répéter au cours du temps, avec des moments de stagnation. Cela forme presque un cycle de transitions répété des classes basses aux classes élevées de manière ordonnée, puis revenant au point initial. Ce cycle se produit environ neuf fois sur les dix années.

9.4.7 Discussions de l'ordre et limites de notre interprétation

L'enchaînement des classes trouvé, menant au cycle décrit, peut être commenté de la manière suivante, nous menant finalement à un sens physique réel. Pour résumer la situation, les classes situées au-dessus de χ se rangent dans un ordre de complexité et d'oscillations croissantes, montrant des creux de plus en plus grands et/ou des combinaisons de variabilités vues dans des classes précédentes (HR et courbes de lumière). L'évolution cyclique de la source qui semble se produire au cours du temps passe de classes basiques à des classes de plus en plus compliquées. Les classes δ, ϕ et γ ne montrent pas de cycle et ont parfois des courbes de lumière d'allure erratique. Le HR2 est bas et le HR1 parfois bas, parfois assez élevé (mais sous 1,5 d'après la Figure 9.11, panneau de gauche) suivant l'état spectral. Ces trois classes ne peuvent d'ailleurs être que dans l'état A ou B. χ joue en rôle central (cf. ci-après) ; HR1 et HR2 sont élevés et répartis diagonalement (Figure 9.11) ; seul l'état C est observé. Enfin, les dernières classes, bien que diverses en creux, pics et constantes de temps, ont des similarités. Le HR1 est relativement élevé et le HR2 toujours inférieur à celui du χ. Toutes ces classes montrent les états A, B et C avec la séquence B–C–A–B observée (sauf pour θ qui n'oscille qu'entre C et A). Par exemple, ν et α sont à peu de choses près identiques ; seul le temps passé entre chaque pic diffère (Figure 9.12) et le creux α (proche d'un χ typique brillant) est plus dur que celui du ν. D'ailleurs, des oscillations radio ont lieu dans la classe ν mais pas dans la classe α. ρ a un comportement très régulier avec des pics ressemblant fortement à ceux des classes précédentes et suivantes. κ ressemble à λ (Figure 9.12) mais avec des creux plus courts. Puis β ressemble à λ à l'exception du pic observé lorsque le taux de comptage augmente à nouveau. Enfin, μ est très oscillant parmi toutes les classes et θ semble la plus compliquée, combinant probablement le comportement des quatre classes précédentes et leurs constantes de temps (Figure 9.11).

L'ordre général que j'ai présenté montre (comme l'étude préliminaire de M. Fitzgibbon) une tendance de la source à évoluer cycliquement : elle présente le même enchaînement dans l'ordre croissant des classes de 1 à 12, de numéro bas vers un numéro élevé, avec toutefois quelques oscillations. Cette allure semble se répéter au cours du temps environ neuf fois sur les dix années (MJD=50200, 50700, 51300, 51500, 51800, 52400, 52700, 53000 et 53400) ce qui est remarquable. D'ailleurs, Belloni et al. (2000b) affirment que la source répète à quelques mois d'intervalle exactement le même comportement.

Premièrement, il est important de remarquer que les classes au-dessus de χ ont des cycles, celles situées en-dessous n'en ont pas. Alors que les classes 1 à 3 sont moins variables et oscillent seulement entre les états A et B, les classes 5 à 11 peuvent aussi être dans l'état C et ont des courbes de lumière et HRs de formes plus complexes, dessinant un boomerang dans le diagramme *couleur-couleur*. L'ordre choisi correspond aussi à un HR1 croissant entre les classes, donc peut-être à une queue à haute énergie plus dure. Deuxièmement, il semble qu'au cours de ces dix années, lorsque la source est dans une classe au-dessus de χ, elle peut transiter soit vers χ, soit en-dessous de χ, mais, si elle a transité entre une classe au-dessus de χ et χ, alors elle retourne toujours au-dessus de χ, et jamais directement à une classe sous χ (la seule exception à cela étant autour de MJD=52400)

comme l'atteste la courbe bleue reliant les classes de la Figure 9.20. Est-il possible alors de donner un sens théorique à cela ? Une interprétation, en gardant en tête que des maillons me manquent, des données aussi et que mon ordre peut ne pas être le seul possible est de suivre l'esprit de l'article de M. Tagger et al. (2004) sur le flot magnétique (décrit en 9.4.5). Si on suppose que :
• un rôle important est joué par le signe relatif et la force du flux magnétique poloïdal apporté par la matière accrétée dans les régions internes du disque ainsi que par le flux (issu de l'histoire de la source) coincé entre le disque et le trou noir (par analogie avec le champ magnétique parallèle/anti-parallèle de la magnétosphère terrestre dans le vent solaire) ;
• les classes cycliques (au-dessus de χ) correspondent à des états pour lesquels les flux sont anti-parallèles, permettant des éjections par des phénomènes de reconnexions se produisant vers le bord interne du disque.

Alors, si la source est dans l'une de ces classes, avec des flux magnétiques anti-parallèles, deux choses peuvent se produire :
i) soit le flux apporté dans le disque se tarit et s'annule avec le flux resté entre le disque et le trou noir et reste coincé (car continuellement apporté) puis il change le signe. Les flux deviennent alors tous parallèles et mènent à un état χ prolongé jusqu'à ce que le flux advecté de plus loin change à nouveau de signe. Après quelque temps, on revient alors à une configuration anti-parallèle : la source était au-dessus de la classe χ, a transité vers χ et est retournée dans une classe au-dessus de χ. Ce comportement est marqué par une éjection, détectée en radio : les pics supérieurs à 150 mJy sont d'ailleurs indiqués, en plus de notre ordre, sur la courbe de lumière ASM Figure 9.20 (triangles roses) ;
ii) soit le flux advecté change de signe avant que le flux coincé ne s'annule : le flux coincé était par exemple de signe positif, le disque interne de signe négatif, et le flux apporté du bord externe était négatif, mais est devenu positif ; cela mènerait donc à une phase avec des champs moins structurés et possiblement plus faibles dans le disque. Cela prendrait du temps avant que le flux des régions internes ne se reconstruise. Par conséquent, un peu plus tard, une configuration plus structurée pourrait revenir avec des flux parallèles ou non au bord interne (ceci dépendant de quel flux est le plus fort).

Même si ce ne sont que des arguments à la main, il est encourageant de s'apercevoir à partir des Figures 9.19 et 9.20 que :
- en suivant les classes de la source sur dix années et en faisant de notre mieux, nous sommes amenés à observer cette dichotomie entre au-dessus/en-dessous de χ, ce qui correspond aussi à une dichotomie entre avec/sans cycles et éjections. Cela semble relativement robuste ;
- il semble que des signes d'un sens physique réel à ce désordre puissent être donnés, pour plus de cohérence dans la succession des classes de variabilités. Cet ordre et son interprétation possible par des crues du champ magnétique expliquent également bien les quelques exceptions mentionnées.

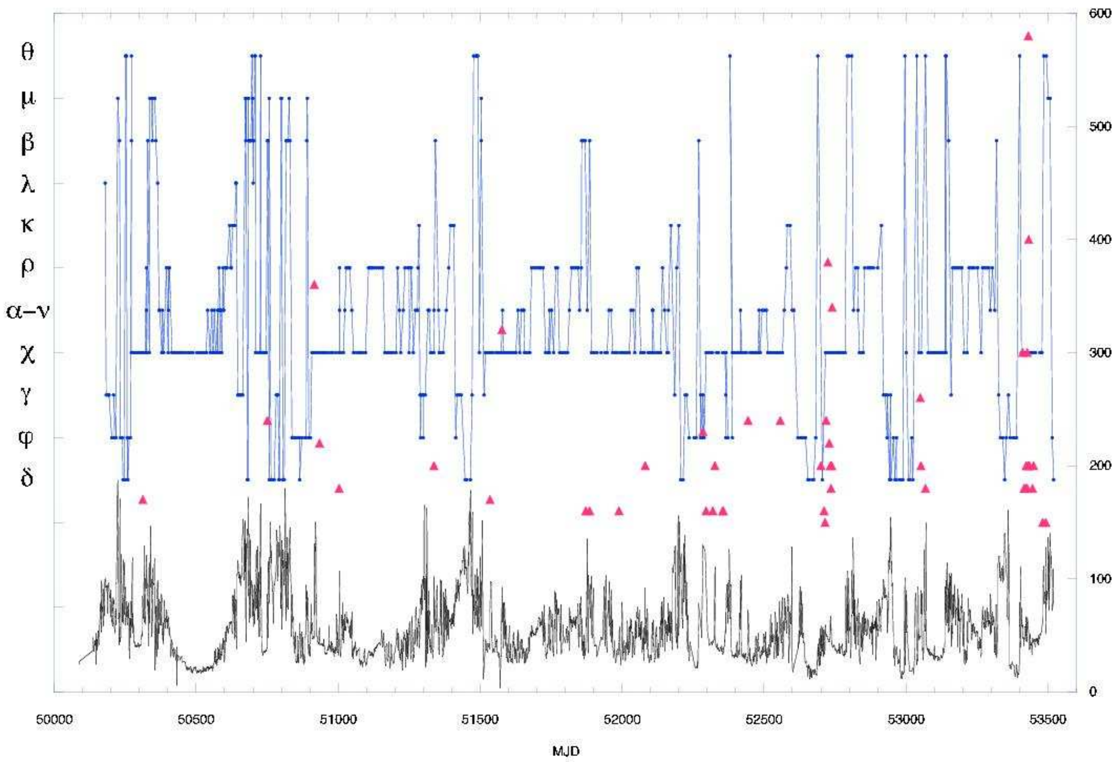


FIG. 9.20 – *Cycle de transitions établi entre les douze classes de GRS 1915+105 (en bleu, axe vertical de gauche) superposé à la courbe de lumière ASM simultanée (en noir) aux dix années d'observations montrées. Les pics radio supérieurs à 150 mJy sont indiqués par des triangles roses (axe vertical de droite gradué de 0 à 600 mJy).*

La Figure 9.20 montre, en plus du cycle et de la courbe de lumière ASM simultanée à nos analyses présenté Figure 9.19, les valeurs des pics radio supérieurs à 150 mJy (triangles roses) obtenus avec le télescope Ryle par G. Pooley. Dans l'état C, une instabilité se produit et semble être liée à des jets superluminiques comme déjà reporté par, entre autres, Pooley et al. (1997) et Mirabel et al. (1998). La courbe de lumière radio montre que les pics les plus forts se passent temporellement proches du début et de la fin des périodes étendues de la classe χ. Cela pourrait être interprété de façon heureuse par une reconfiguration globale du champ magnétique entre le disque et le trou noir quand le flux change de signe. Cependant, les pics semblent parfois se produire pendant, plutôt qu'au début, des périodes étendues de χ ; nous devons donc être prudents avant de faire une conclusion solide sur l'origine des processus d'accrétion/éjection au sein de ce système binaire X. Par ailleurs, Eikenberry et al. (1998) ont aussi reporté la présence de creux après la classe β, ce qui rentre dans le cadre de notre interprétation. Enfin, Fender et al. (2000) ont aussi trouvé des éjections au début et à la fin des états *plateaux*, phénomènes que nous devrons interpréter dans la prochaine étape de notre travail.

Toutefois, la tendance cyclique décrite peut toutefois se discuter et nous n'avons pas l'intention de surinterpréter un phénomène dont l'ordre n'est pas certain. Ceci est bien entendu un travail préliminaire commencé avec M. Tagger, J. Rodriguez et P. Varnière que je suis en train de vérifier en détails et d'approfondir. Cette étude légèrement différente de mes travaux de recherches précédents est une première étape pour essayer de comprendre et d'interpréter en profondeur le comportement de GRS 1915+105, en particulier l'origine des transitions spectrales. Á long terme, cela nous permettra de comprendre également celui des autres binaires X accrétantes à trou noir. Les observations précédentes de la source dans les rayons X et aussi dans le domaine radio nous donnent des pistes ouvertes et nous encouragent à creuser dans la direction de la démarche que nous avons entamée. L'ordre global correspond à des changements à long terme dans les paramètres (spectraux et temporels) du système binaire accrétant. Analyser cette source montrant beaucoup de variabilités sur des échelles de temps courtes pourrait nous aider à comprendre la physique générale d'accrétion/éjection de tous les systèmes binaires X à trou noir. Cette approche montre une voie possible d'interprétation théorique qui peut se déduire des observations radio-X, permettant de mieux comprendre la physique de l'accrétion et donc les phénomènes de novae X que j'ai étudiés. En cela, GRS 1915+105 est intéressante car elle montre sur des échelles de temps beaucoup plus courtes ce que font les autres sources transitoires sur plusieurs années.

Cinquième partie

CONCLUSIONS

Apport des observations Conclusions et Perspectives

Sommaire

10.1 Synthèse des observations spectrales et temporelles

La majeure partie de mes recherches présentées dans cette thèse consiste en un suivi méthodique des propriétés spectrales et temporelles de six trous noirs stellaires accrétants :

Source (Chap.)	État spectral	$kT_{\rm in}$ et kT_0 (keV)	$kT_{\rm e}$ (keV)	Γ	τ	$E_{\rm Fe}$ (keV)	$\Omega/2\pi$	QPO (Hz) (% rms)	PSD (% rms)	$L_{\rm bol.}{}^a$ 10^{37} erg s^{-1}	Radio
Cygnus	LHS	0,20 (fixé)	67^{+8}_{-6}	1,9±0,1	$1{,}98^{+0{,}21}_{-0{,}23}$		$0{,}25^{+0{,}03}_{-0{,}04}$			2,2	oui
X−1	IS	1,16±0,07	$^b100^{+29}_{-17}$	2,2±0,1	$0{,}98^{+0{,}25}_{-0{,}28}$	$7{,}07^{+0{,}12}_{-0{,}11}$	$0{,}57^{+0{,}09}_{-0{,}06}$			2 (3,3)	oui
(6)	LHS	0,20 (fixé)	68^{+22}_{-12}	1,9±0,1	$2{,}08^{+0{,}51}_{-0{,}84}$	6,48±0,13	$0{,}32^{+0{,}05}_{-0{,}07}$				
	HSS/IS	1,15±0,03	93±42	2,3±0,1	$0{,}80^{+0{,}86}_{-0{,}40}$	6,40±0,73	$0{,}58^{+0{,}20}_{-0{,}18}$				
	HSS/IS	0,99±0,08	58^{+54}_{-15}	2,2±0,1	$1{,}60^{+0{,}64}_{-0{,}80}$	6,96±0,19	$0{,}23^{+0{,}17}_{-0{,}09}$				
	LHS	0,20 (fixé)	56^{+12}_{-7}	1,9±0,1	$2{,}28^{+0{,}30}_{-0{,}41}$	6,11±0,26	0,27±0,06				
	HSS/IS	1,39±0,77	48^{+20}_{-6}	2,3±0,1	$1{,}85^{+0{,}40}_{-0{,}07}$	6,49±0,38	$0{,}49^{+0{,}37}_{-0{,}32}$				
	HSS/IS	1,16 (fixé)	128^{+84}_{-63}	2,2±0,1	$0{,}74^{+0{,}88}_{-0{,}38}$	$7{,}78^{+0{,}44}_{-0{,}42}$	$0{,}47^{+0{,}18}_{-0{,}14}$				
XTE	HSS	0,67±0,01		$2{,}81^{+0{,}60}_{-0{,}66}$							
J1720	HSS	0,59±0,01		$2{,}72^{+0{,}29}_{-0{,}34}$		$6{,}45^{+0{,}16}_{-0{,}35}$			≤6,7 (plat)	14	
(7)	LHS		57±29	1,9±0,1	2±1					4,3	oui
SWIFT	LHS	$0{,}54^{+0{,}04}_{-0{,}07}$	150±26	1,6±0,1	1,06±0,02		0,32±0,03	0,24	27	5,8	oui
J1753 (8)								(5,4)			
H 1743	LHS		20^{+15}_{-5}	0,75±0,15	3^{+4}_{-2}						
(9.1)	LHS		24±3	1,45±0,05	$1{,}5^{+0{,}2}_{-0{,}3}$						
	LHS		19^{+5}_{-3}	2,05±0,05	$1{,}3^{+0{,}2}_{-0{,}4}$						
	IS	1,5±0,1	33^{+14}_{-8}	2,25±0,05	0,4±0,2						
	LHS	1,09±0,02									
	LHS	0,87±0,02	>13	0,98±0,20	<3						
1E 1740^c	LHS	$0{,}50^{+0{,}06}_{-0{,}11}$	110^{+20}_{-30}	1,6±0,1	$1{,}1^{+0{,}6}_{-0{,}3}$		0,3±0,2			1,3	
(9.2)	LHS	$0{,}41^{+0{,}09}_{-0{,}10}$	150^{+60}_{-50}	1,3±0,1	0,9±0,4		$0{,}9^{+0{,}3}_{-0{,}2}$			3,9	
	HSS/IS	$0{,}68^{+0{,}06}_{-0{,}05}$	70^{+11}_{-8}	2,2±0,1	1,0±0,2		$0{,}0^{+0{,}1}$			2,6	
GRS 1758	HSS			2,55±0,36							
(9.3)	LHS	0,30 (fixé)	50±10	1,9±0,1	2,3±0,5					2,7	

TAB. 10.1 – *Récapitulatif des meilleurs paramètres spectraux (Comptonisation thermique TT94) des sources présentées dans ma thèse.*

Notes: a) Luminosité bolométrique : extrapolation du modèle de 0,01 keV à 10 MeV ;
b) Pour le modèle hybride non thermique de Coppi (1996) : $kT_{\rm e}$=42 keV (luminosité correspondante indiquée entre parenthèses) ;
c) Seuls résultats avec le modèle de Comptonisation thermique de Poutanen et Svensson (1996) incluant la réflexion.

Cygnus X−1, XTE J1720−318, SWIFT J1753.5−0127, H 1743−322, 1E 1740.7−2942 et enfin GRS 1758−258 (je discuterai séparément l'étude de GRS 1915+105). J'ai analysé et ajusté les données avec des modèles d'émission similaires entre les sources mais adaptés tout de même à la diversité des objets célestes. J'ai utilisé une composante de disque multicouleurs avec des modèles de Comptonisation (thermiques ou non) pour tenir compte de la haute énergie, représentant davantage la physique de l'accrétion au sein des systèmes binaires X que ne le fait une simple loi de puissance. Celle-ci m'a servi à déterminer dans un premier temps l'état spectral possible de la source et à déduire des corrélations intéressantes entre les paramètres spectraux suivant ces états. J'ai aussi employé d'autres composantes pour tenir compte de la fluorescence du fer et de la réflexion. Pour certaines sources, les variabilités temporelles et les QPOs ont été étudiées et pour d'autres un suivi multi-longueurs d'onde a pu être réalisé. J'ai essayé de résumer les résultats de mes Chapitres 6 à 9 dans la Table 10.1. Elle contient les paramètres spectraux et temporels essentiels obtenus lors des meilleurs ajustements des données disponibles ; les états spectraux (Chapitre 1.5) correspondants sont indiqués. J'ai en effet observé que des transitions spectrales se déroulaient dans presque tous ces systèmes binaires X à trou noir, combinant des valeurs différentes de chacun des paramètres. D'après la Table 10.1, on constate que ces transitions sont liées aux variations d'importance relative de deux milieux émetteurs : le disque froid multicouleurs et le milieu Compton chaud, source de la Comptonisation des photons mous du disque que j'ai nommée *couronne* par simplicité.

À première vue, la description qualitative des liens usuels entre l'évolution du disque, le milieu chaud comptonisé et les transitions spectrales est cohérente avec les idées générales (présentées Chapitre 1.3) : le flot de matière accrété s'enroule en un disque d'accrétion produisant un spectre relativement bien modélisé par des composantes de corps noir (disque multicouleurs). Le milieu proche du trou noir (la couronne) produit, par Comptonisation des photons du disque, une composante à haute énergie. Plus la couronne est chaude et épaisse (au sens des diffusions), plus la Comptonisation est efficace (états *Durs*), tandis que lorsque celle-ci est froide et ténue, la Comptonisation est moins importante (états *Mous*). Par exemple, entre octobre et décembre 2002, Cygnus X−1 était dans un état *Dur* alors qu'il évolua en juin 2003 vers un état *Intermédiaire.* L'évolution du paramètre de Comptonisation y (Chapitre 1.3.2.1) est flagrante : alors qu'il était relativement élevé pour l'état *Dur* (0,51±0,10), il diminua fortement lors de l'état *Intermédiaire* (0,19±0,07). Les mêmes évolutions sont observées pour les autres sources : y est élevé dans les états *Durs* de XTE J1720−318 (∼0,45) et de SWIFT J1743.5−0127 (∼0,33) ; pour H 1743−322, il diminue de 0,35 à 0,02 entre les états *Durs* et *Mous* ; de même pour les autres sources. Cela montre que la Comptonisation thermique est un processus important pour expliquer les émissions et les spectres correspondants aux hautes énergies dans les états *Durs.* Avant de discuter les variations des composantes une par une et d'approfondir les liens qui existent entre elles, je peux établir un premier bilan comparatif des sources fondé sur les valeurs de la Table 10.1 :

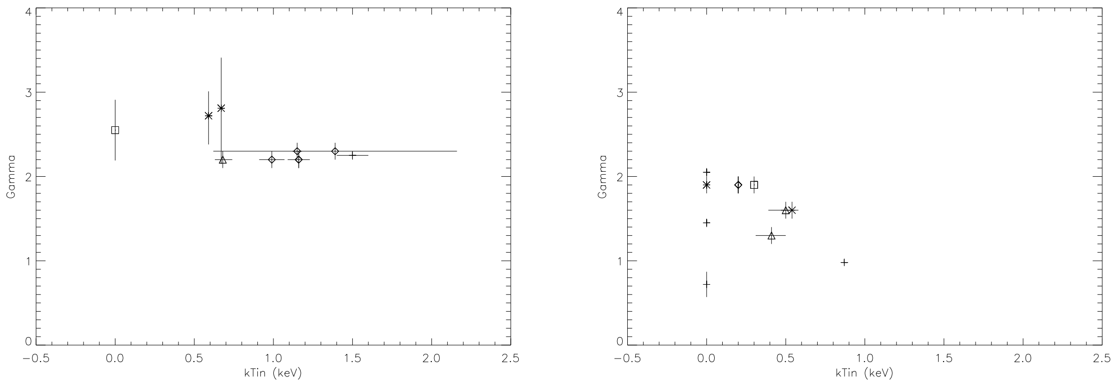


FIG. 10.1 – *Gauche : évolution de l'indice de photon avec la température interne du disque (ou kT_0, voir texte) pour tous les états* Mous *observés. Droite : idem pour les états* Durs. *Cygnus X−1 est symbolisée par un losange, XTE J1720−318 est en étoile, SWIFT J1753.5−0127 en croix diagonale, H 1743−322 en croix droite, 1E 1740.7−2942 en triangle et GRS 1758−258 en carré.*

• Cygnus X−1 semble présenter le plus d'amplitude dans les variations de ses paramètres spectraux (mais c'est aussi la source observée le plus longtemps) ; c'est le seul trou noir confirmé et persistant. Il présente un excès à haute énergie par rapport à de la pure Comptonisation thermique dans l'état *Intermédiaire* (Chapitre 6.6.2) ;
• les transitions spectrales de certains objets célestes étudiés ne peuvent s'expliquer simplement en terme de variations du taux d'accrétion. Un autre paramètre doit être invoqué pour déclencher les transitions spectrales à luminosité constante ;
• La composante de réflexion est plus importante quand le disque est plus chaud (état *Mou* ou *Intermédiaire*), sauf une fois dans un état *Mou* de Cygnus X−1 et dans un état *Dur* de 1E 1740.7−2942 ;
• Les variabilités obtenues pour les deux novae X sont compatibles avec les valeurs attendues (Chapitre 1.6.3) des PSDs dans les états observés, *Mous* pour XTE J1720−318 et *Durs* pour SWIFT J1753.5−0127. Le QPO de la nova X du halo a aussi une valeur compatible avec l'état spectral *Dur* que j'ai déduit.

Possédant un certain de nombre de paramètres spectraux comparables (loi de puissance, paramètres de Comptonisation et de réflexion) entre plusieurs sources dans différents états spectraux, je me suis appliquée à trouver des corrélations possibles entre ces paramètres ou à comprendre leurs variations simultanées. C'est ce que montrent les Figures 10.1 et 10.2 où sont indiqués les meilleurs paramètres ajustés (ou fixés quand tel était le cas dans mes analyses) et leurs erreurs (voir Table 10.1) chaque fois qu'ils existent. $kT_{\rm in}$ a été mise à 0 seulement pour les états *Durs* de H 1743−322 et de XTE J1720−318, et pour l'état *Mou* de GRS 1758−258 (où la composante molle ne fut pas détectée). En particulier, gardant à l'esprit qu'il me manque parfois des paramètres pour certaines sources, je propose les discussions suivantes à partir de mes résultats :
i) la Figure 10.1 indique que la majorité des sources montre un lien entre la température

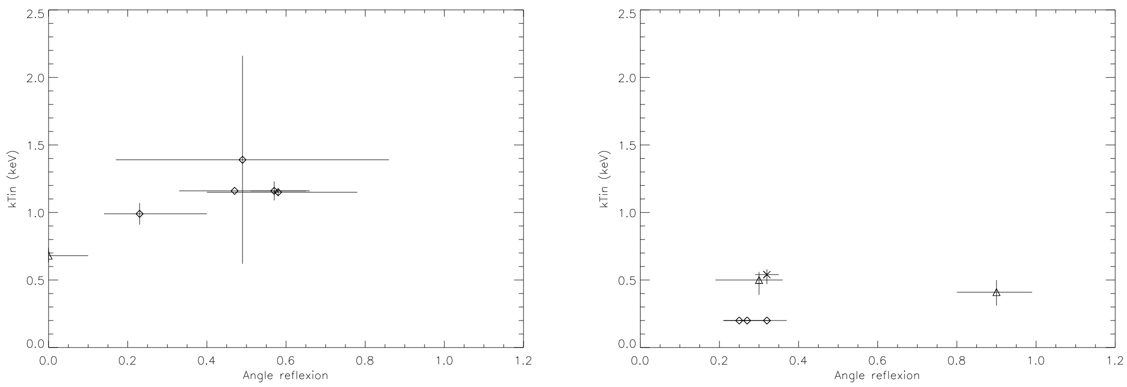


FIG. 10.2 – *Gauche : évolution de la température du disque avec l'angle solide de réflexion pour les états* Mous *des sources étudiées (mêmes symboles que la Figure 10.1). Droite : idem pour les états* Durs.

du disque $kT_{\rm in}$ (Chapitre 1.3.1) et l'indice de photons Γ caractérisant l'état spectral. Cela peut s'expliquer par l'image standard de l'interaction entre le disque d'accrétion (froid) et le milieu de Comptonisation (couronne) chaud. Par des simulations Monte-Carlo, Dove et al. (1997a, 1997b) ont montré que ces systèmes sont thermiquement stables dans un certain intervalle de température interne du disque et d'indice de photons déterminé par la géométrie. Quand la température interne du disque augmente (état *Mou*), le refroidissement du milieu Compton (couronne) dû aux photons mous est plus important : l'indice spectral Γ augmente donc en valeur absolue, la température aussi et le spectre se ramollit. Cela explique la répartition des états *Durs* dans le coin en bas à gauche de la Figure 10.1 (à droite) avec une température toujours inférieure à $\sim$0,9 keV et des indices de photon inférieurs à $\sim$2 alors que les états *Mous* sont à l'opposé, avec des températures pouvant atteindre plus de 1,5 keV et un indice Γ pouvant dépasser 3 (Figure 10.1, à gauche). Il est intéressant de noter que les valeurs de Γ semblent plus regroupées autour de $\sim$2,5 (saturant à $\sim$3) dans les états *Mous* tandis que les indices spectraux ajustés aux états *Durs* montrent plus d'amplitude ;

ii) j'ai aussi voulu analyser les liens existants entre la température du disque et l'angle solide issu de la réflexion (Chapitre 1.3.2.2) lorsque cette composante est détectée. Si $\Omega/2\pi$ est important (>0,4), la température interne du disque l'est également. L'exception de 1E 1740.7$-$2942 dans l'état *Dur* a déjà été discutée en terme d'orientation changeante (précession) du disque ; c'est la seule source qui montre une composante de réflexion importante dans l'état *Dur*. Dans les autres états *Durs*, l'angle de réflexion ne dépasse pas $\sim$0,32 pour des températures de disque en-dessous de $\sim$0,54 keV comme le montre la Figure 10.2 (à droite). La tendance vers des valeurs d'angles solides de réflexion supérieures à 0,4 lorsque la température du disque dépasse 1,15 keV peut être interprétée comme un disque plus chaud, plus important (état *Mou*) et plus proche du trou noir, *voyant* sous un angle plus grand les photons qui proviennent de la couronne. Ces analyses m'ont permis d'approfondir les liens étroits qui existent entre le disque d'accrétion et la couronne, surtout lorsqu'ils se chevauchent : la réflexion (et le refroidissement) est plus importante quand le disque d'accrétion est chaud, donc potentiellement proche du trou noir. Cependant, si le disque reste parfois relativement proche du trou noir dans l'état *Dur*, alors, suivant la position variable de la couronne (au-dessus, en *sandwich* ou en *blobs*), l'angle solide depuis lequel le disque *voit* les photons de la couronne peut aussi être relativement important. Comme je n'ai pas détecté très souvent de raie du fer dans mes observations, la Table 10.1 suffit pour affirmer que les quelques sources présentant cette composante semblent avoir une raie du fer de centroïde plus élevé dans les états *Mous* (Γ et $kT_{\rm in}$ élevés) que *Durs* pour lesquels la température interne du disque (ou la valeur absolue de Γ) est plus faible. Mais je manque d'observations et de statistiques pour établir des liens précis entre la raie du fer et la composante de réflexion.

Toutefois, alors que l'image standard décrite Chapitre 1.3 rend relativement bien compte des observations, elle mérite d'être détaillée et commentée. En particulier, si j'utilise des modèles thermiques de Comptonisation purs, j'observe des températures de plasma relativement élevées pour les états *Mous* parce que la composante non thermique est mal estimée. En effet, la Comptonisation thermique peine à rendre compte d'une *coupure* dans le spectre, qui se prolonge en fait avec un indice de photons plus grand (en valeur absolue) que dans un état *Dur*. La statistique étant suffisante uniquement pour Cygnus X$-$1, l'utilisation des modèles hybrides pour cette source dans l'état *Intermédiaire* mène alors à une température de plasma bien plus faible que celle de l'état *Dur* : $kT_{\rm e}$ passe de 100 keV (avec de la pure Comptonisation thermique) à 42 keV (avec le modèle hybride incluant une contribution non thermique) pour l'état *Intermédiaire*, inférieure à la température de 67 keV de l'état *Dur*.

Par ailleurs, on pensait que les transitions d'un état spectral à l'autre étaient uniquement dues aux variations du taux d'accrétion. Il était donc admis qu'une nette différence de luminosité bolométrique existait entre les états *Durs* et *Mous* ; la frontière semble désormais moins nette avec les valeurs présentées dans ma thèse. Je vais maintenant commenter les variations des composantes émissives du spectre une par une.

10.1.1 Évolutions du disque d'accrétion et du rayon interne

La Table 10.1 montre clairement l'évolution de la température interne du disque avec l'état spectral : plus ce dernier est *Dur*, plus la température du disque ajustée est basse. La composante de disque peut même ne pas être détectée. La température peut varier entre 0,2 keV (état *Dur*) et 1,5 keV (état *Mou*). Ce résultat est cohérent avec l'interprétation classique des états spectraux des binaires X à trou noir en fonction des variations de leurs composantes molles et dures (présentées Chapitre 1.3) puisque le disque est supposé moins important dans l'état *Dur*. Le modèle de disque multicouleurs (Chapitre 1.3.1) est efficace pour ajuster les données que j'ai analysées. Les autres résultats exposés dans ma thèse confirment cela, avec parfois quelques limitations à l'estimation directe de paramètres physiques réels.

Concernant XTE J1720−318, une augmentation du rayon interne lors de l'état *Mou* fut observée entre la ToO *XMM* puis *RXTE*/*INTEGRAL* à une semaine d'écart (Table 7.2 du Chapitre 7). Plusieurs explications sont possibles : soit le disque était en train de s'éloigner du trou noir, soit l'observation *XMM* a eu lieu en même temps qu'un maximum secondaire de la source dans sa phase de décroissance, observé d'ailleurs également en infrarouge par Nagata et al. (2003). Les résultats relatés Chapitre 9 pour 1E 1740.7−2942 montrent une augmentation de la température du disque lorsqu'elle transite dans l'état *Mou* (ou *Intermédiaire*). Par ailleurs, le fait que je n'ai pu contraindre l'émission du disque dans les états *Durs* de Cygnus X−1, XTE J1720−318, SWIFT J1753.5−0127, H 1743−322 et GRS 1758−258, est probablement dû à une température interne basse du disque et donc à une contribution négligeable au-delà de 3 keV.

Curieusement, l'ajustement réalisé par Miller et al. (2006a) sept mois après nos observations de SWIFT J1753.5−0127 implique, par la normalisation du disque qu'ils ont obtenue, que celui-ci est proche de la dernière orbite stable (notons que la situation a pu changer entre leur ToO et la nôtre). Cela dit, la température interne du disque qu'ils ont trouvée est autour de 0,2 keV (donc relativement froide). Par ailleurs, comme expliqué ensuite, le rayon interne du disque d'accrétion est généralement sous-estimé. Même si le contraire est généralement attendu dans l'état *Dur*, de plus en plus d'évidences émergent, avec les observations de GX 339−4 et de Cygnus X−1 (Miller et al. 2006b) par exemple pour affirmer que le disque peut rester proche de la dernière orbite circulaire stable, même dans un état spectral *Dur*, et ce aussi bien dans la phase de montée que de décroissance du sursaut éventuellement observé. Ces résultats sont d'ailleurs compatibles avec des composantes de réflexion fortes détectées parfois dans les états *Durs* interprétées comme une interaction disque/couronne importante qui dépend de la géométrie relative de ces deux milieux (voir 10.1.3).

Cependant, certains de mes résultats montrent des limites à l'application du modèle de disque α (et aux paramètres qui en découlent) pour tous les systèmes binaires. Dans le cas de Cygnus X−1 (Chapitre 6), le rayon interne que j'ai déduit de la normalisation de la composante du disque multicouleurs, soit 4,5 km pour l'état *Intermédiaire*, n'est pas du tout compatible avec le rayon de la dernière orbite circulaire stable même si celui-ci est de Kerr et qu'il a un spin maximal (Chapitre 1.1.2.2). Outre les incertitudes sur l'angle d'inclinaison du système et sur la normalisation du modèle, de nombreux effets peuvent mener à de telles estimations non physiques. Comme mentionné au Chapitre 6, les interactions entre les électrons peuvent entraîner une dilution de la composante de corps noir (Shimura et al. 1995) ce qui entraîne une température observée $kT_{\rm in}$ plus grande et une normalisation N du disque plus faible. Par conséquent, le rayon interne du disque pourrait être sous-estimé d'un facteur 5 ou plus d'après les calculs de Merloni et al. (2000).

Une autre explication possible pour une température élevée serait que l'émission du disque est comptonisée par un milieu chaud différent de la couronne à une température de quelques keV, comme cela a parfois été suggéré par Frontera et al. (2001) ou Malzac et al. (2006) : en effet, il peut sembler arbitraire de supposer que la couronne ait une température uniforme en tout point. Par ailleurs, les résultats obtenus pour les états *Durs* de H 1743−322 peuvent s'interpréter, lors de la phase de montée de l'éruption, par un disque tronqué et loin du trou noir. Pourtant, lors de son retour dans l'état *Dur* pendant la phase de décroissance de l'éruption, un disque est nécessaire pour ajuster les données, de température inférieure aux états *Mous* mais plus élevée que l'état *Dur* de Cygnus X−1 ou 1E 1740.7−2942. L'interprétation du comportement spectral des sources par une succession d'approches et de récessions du bord interne du disque ne semble donc pas toujours la plus appropriée. En revanche, on pourrait interpréter les transitions spectrales par le fait que la luminosité du disque varie. Si le taux d'accrétion change peu, cela implique que l'énergie d'accrétion est dépensée ailleurs que dans le disque, par exemple pour énergiser un jet comme le propose le modèle de l'AEI (voir 10.3): celui-ci a pour effet de redistribuer une partie de l'énergie d'accrétion à la couronne, pouvant éventuellement donner naissance à un jet.

10.1.2 Éruptions et pics secondaires

À la lumière du modèle d'instabilité du disque d'accrétion (Chapitre 1.2.3), commentons l'évolution de la source transitoire XTE 1720−318 au cours de son éruption. Elle présente des sursauts secondaires, observés aussi en infrarouge dans la phase de décroissance. Cette contrepartie infrarouge a été découverte pour cette nova X le 18 janvier 2003 neuf jours après un sursaut dans les rayons X et la courbe de lumière infrarouge fut analysée cent trente jours après le sursaut (Nagata et al. 2003) : elle montre un maximum secondaire environ quarante jours après le premier, puis un sursaut secondaire vingt jours après, détectés aussi dans les rayons X. Les magnitudes sont alors compatibles avec un disque d'accrétion irradié par les rayons X et subissant de l'extinction (A_{V}∼8). Plus précisément, pendant les cinquante-cinq premiers jours depuis le 18 janvier, les brillances dans le proche infrarouge ont diminué d'une magnitude environ pendant que le flux dans les rayons X a diminué d'un facteur 8. On peut expliquer cela comme une conséquence du modèle d'instabilité du disque d'accrétion : le flux dans le visible et l'infrarouge est dû à l'irradiation par les rayons X du disque d'accrétion dont la région externe peut rester suffisamment chaude pour émettre le flux important dans le visible, jusqu'à ce que le front de refroidissement interne atteigne les zones externes comme l'explique J.-P. Lasota (2001). Originalement développé pour les naines blanches en éruption, ce modèle fut appliqué pour le comportement des novae X par, entre autres, Mineshige et Wheeler (1989) ; Ichiwaka et al. (1994) ; King et Ritter (1998) et Truss et al. (2002). Ensuite, Dubus et al. (2001) ont montré que l'explication de King et Ritter (1998), avec un disque irradié à deux phases, ne peut expliquer les maxima secondaires tels que ceux vus dans XTE J1720−318 par exemple. Canizzo (2000) a remarqué que le temps de montée rapide des sursauts secondaires indique une origine visqueuse du phénomène et ne peut par conséquent être dû à des fluctuations du taux d'accrétion. Il a proposé que le maximum secondaire soit dû à une évaporation du disque induite par l'irradiation et au remplissement du disque interne pendant la décroissance du sursaut. Cependant, Dubus (2000) a aussi montré que, dans les modèles où l'irradiation est directement liée au taux d'accrétion au bord interne du disque, les maxima secondaires devraient avoir des formes différentes de celles couramment observées.

Par conséquent, la nature des sursauts secondaires dans le domaine infrarouge observés dans le système binaire XTE J1720−318 les 29 janvier et 17 février (et dans les rayons X, respectivement cinq jours après et en même temps) est toujours une question ouverte. Augusteijn et al. (1993), Chen et al. (1993, 1997) puis McClintock et Remillard (2006) avaient déjà remarqué cela dans d'autres sources. Bien qu'aucun modèle ne soit totalement convaincant, ces sursauts pourraient être interprétés comme une augmentation du flot de masse provenant de l'étoile compagnon en réponse (linéaire) au chauffage par les rayons X de l'étoile primaire. Le processus continue régulièrement comme un *écho* au sursaut initial. De tels sursauts secondaires ne sont habituellement pas observés dans les novae X en des temps si courts, bien qu'un maximum tertiaire fut détecté dans A0620−00 dans le visible (Kuulkers 1998). Actuellement, aucune explication n'est satisfaisante pour ces multiples sursauts observés.

Les observations simultanées des binaires X dans les rayons X, le visible et l'infrarouge sont importantes car elles pourraient donner des indices sur la nature de la source d'émission, le mécanisme d'éruption et la propagation des régions chaudes dans le disque d'accrétion telle que développée par Hameury et al. (1999, 2005) ou Wu et al. (2002). Le disque est supposé tronqué à un rayon externe qui joue un rôle important pour la structure et l'évolution du disque d'accrétion. Par comparaison, des observations de GRO 1655−40 et de XTE J1550−564 ont montré que les phases d'éruption débutaient par des sursauts dans le visible et dans l'infrarouge (témoignant d'un phénomène thermique dans le disque) une semaine avant le sursaut dans les rayons X. Les délais entre les pics de luminosité dans chaque domaine ne sont pas compatibles avec la propagation simple (et rapide) de la perturbation le long du disque. Ils impliquent plutôt une propagation du disque même vers l'intérieur, sur des échelles de temps longues (temps visqueux, voir Chapitre 1.3.1), indiquant donc que le disque est tronqué loin du trou noir (Hameury et al. 1997, Jain et al. 2001) avec un disque externe froid et un flot interne chaud (de type ADAF). Cependant, cela ne semble pas expliquer le comportement de toutes les sources ; je discuterai cela dans l'apport des modèles (10.2).

10.1.3 Composantes de réflexion et raies de fluorescence

Les raies du fer de largeurs équivalentes fortes, observées dans certains systèmes binaires X à trou noir sont attribuées à de la fluorescence produite par de la réflexion des photons X durs sur le disque d'accrétion (Chapitre 1.3.2.2). Pour XTE J1720−318, la raie du fer est détectée dans l'état *Mou* par *RXTE*, mais pas par *XMM* : j'ai donc considéré qu'elle n'était pas intrinsèque à la source. En revanche, elle était évidente dans certaines observations de Cygnus X−1 (toujours présente dans les états *Mous*, absente ou indétectable dans l'état *Dur*). Il semblerait que plus Cygnus X−1 a un spectre mou, plus l'angle solide de la réflexion est important (voir Figure 10.2), et plus la raie du fer est décalée vers un centroïde d'énergie plus élevée (Table 10.1) : indétectable ou autour de 6,4 keV dans l'état *Dur*, elle est à plus de 7 keV dans les états *Mous*/*Intermédiaires*. C'est bien ce qu'on attend pour les positions de ces raies, entre 6,4 keV (état *Dur*) et 6,9 keV (état *Mou*), valeurs qui peuvent varier à cause des effets relativistes ou Doppler (Chapitre 1.3.2.2). Le disque est en général davantage étendu et chaud dans les états *Mous*, donc de niveau supérieur à celui permettant l'ionisation du fer.

Mais curieusement, dans un état *Dur* de Cygnus X−1 ou de SWIFT J1753.5−0127 et 1E 1740.7−2942, une composante de réflexion relativement forte pour un tel état spectral, de valeur plutôt attendue dans un état *Mou*, est présente alors qu'aucune raie du fer significative n'est détectée. Cela implique que le disque est parfois plus proche du trou noir qu'on ne le croit pour certains états *Durs*. D'ailleurs, la raie du fer fut indétectable dans les autres sources étudiées, dont deux dans l'état *Dur*, SWIFT J1753.5−0127 et 1E 1740.7−2942, présentent pourtant des composantes de réflexion.

Ces dernières sont corrélées avec l'état *Mou* : la valeur de l'angle solide augmente lorsque le disque est plus proche du trou noir, donc plus chaud et plus important. Il n'est pas exclu que la validité des ajustements sur les données soit parfois discutable, selon la qualité des données et la sensibilité des instruments. Cependant, des limites à notre compréhension des systèmes binaires X accrétants apparaissent quant à l'origine de la raie du fer, de ses variations et de ses liens avec la réflexion et donc le disque : mes analyses ne font qu'aller dans le sens des observations actuelles.

10.1.4 Variabilités rapides et oscillations quasi-périodiques

D'après la Table 10.1, XTE J1720−318 ne présente pas de variabilité rapide importante : cela est compatible avec l'état *Mou* de la source (critères du Chapitre 1.6.3.1), tandis que SWIFT J1753.5−0127 montre un haut niveau de variabilité (27% rms), cohérent avec l'état *Dur* détecté.

La fréquence du QPO peut évoluer pendant les éruptions des novae X : dans le cas de SWIFT J1753.5−0127, elle semble avoir diminué lors de la phase décroissante de l'éruption de 0,60 Hz (en valeur moyenne) à 0,24 Hz un mois plus tard. Puis le QPO a totalement disparu environ sept mois après nos observations *INTEGRAL*. Si le QPO de basse fréquence est lié au rayon interne du disque, la période keplerienne associée dans le cas présent ($\sim$4 s) pour un trou noir de 10 $M_\odot$ conduit à un bord interne du disque relativement éloigné de la dernière orbite stable (de fréquence caractéristique plutôt autour du kHz), situé vers 277 R_S. Ce résultat pourrait indiquer une augmentation de ce rayon pendant la décroissance de l'éruption, phénomène déjà observé dans GRS 1915+105 (Rodriguez et al. 2002b) ou dans XTE J1550−564 (Rodriguez et al. 2004b). Cela est compatible avec les dernières phases d'une LMXB en éruption dont le disque se serait déversé et s'éloignerait. D'un autre côté, ces QPOs pourraient être interprétés différemment par des modes de pulsation de la couronne plutôt qu'ayant un lien direct avec le disque d'accrétion (Chapitre 8.5.2). C'est ce qu'ont proposé Shaposhnikov et Titarchuk (2006).

La première interprétation a ses limites car le sens d'évolution de la fréquence du QPO avec le rayon interne du disque peut s'inverser, comme l'analyse J. Rodriguez (2002) dans l'étude détaillée de trois microquasars. Bien que le QPO soit lié à l'évolution du disque, une anti-corrélation entre la luminosité de la composante thermique et la puissance des QPOs est observée. Les liens entre QPOs et flux du disque d'accrétion/des rayons X mous posent la question du rôle de cette composante lors de l'accrétion de matière. Les fréquences observées pourraient traduire des phénomènes kepleriens ou des oscillations mécaniques du milieu émetteur. Par exemple, dans le modèle CENBOL (pour *CENtrifugal BOundary Layer*), le QPO est produit par l'oscillation de la région de transition entre le bord interne du disque et la région intérieure du flot d'accrétion (Chakrabarti et Manickam 2000). La fréquence du QPO ne fait que croître lorsque le rayon interne diminue, ce qui est cohérent avec ce que j'ai observé pour SWIFT J1753.5−0127. Mais la variation de fréquence du QPO n'est pas toujours observée (GRO 1655−40). Les QPOs pourraient aussi avoir pour origine une oscillation de type sismique ainsi que le proposent Nowak et Wagoner dans leur article de 1991. Cependant, leurs développements théoriques ne sont valables que pour un disque ayant atteint la dernière orbite stable. Par ailleurs, les observations de la répartition spectrale de l'amplitude des QPOs pourraient traduire une influence de la couronne, comme par exemple l'effet d'un gradient de température dans ce milieu (Lehr et al. 2000) ou bien un effet de sélection d'une région de transition (Psaltis et Norman 2000). Ces auteurs montrent que si une région de transition existe, elle peut agir comme un filtre passe bande. Cependant, aucun de ces deux mécanismes ne peut expliquer l'origine des QPOs ni leur forte amplitude ; les oscillations sont présentes avant de subir l'influence de la couronne ou de la région de transition. Cela nous met donc en garde contre toute interprétation hâtive des relations entre QPOs et disque. Cette question restera en suspens, mes données ne permettant pas d'aller plus avant.

10.1.5 Émissions aux hautes énergies

Les spectres de XTE J1720−318 et de GRS 1758−258 (dans l'état *Dur* uniquement), de H 1743−322 et de 1E 1740.7−2942 sont bien ajustés par des modèles de Comptonisation thermique, confirmant la prépondérance de ce modèle de rayonnement qui interprète relativement bien l'émission de rayons X aux hautes énergies. Les observations apportées par les instruments haute énergie d'*INTEGRAL* confirment en général ce qu'ont vu SIGMA et *CGRO*/OSSE en ce qui concerne les composantes standard du spectre, témoignant de la présence d'un disque d'accrétion et d'un milieu chaud de Comptonisation. Mais, ainsi que je l'ai montré tout au long de mon travail de thèse, *INTEGRAL*, couplé à *RXTE* et parfois à *XMM-Newton*, m'a permis en outre de préciser les paramètres représentant les composantes molles et dures, la haute énergie et les spectres durs issus de la Comptonisation, thermique ou non. C'est un résultat nouveau en lui-même puisque les données que j'ai présentées dans ma thèse sont originales et récentes.

Toutefois, un résultat peu commun se dégage, entre autres, du reste de mes résultats : lors de l'état *Intermédiaire* (Chapitre 1.5.2) observé dans Cygnus X−1, la source présente un excès important à haute énergie rarement observé et même plus fort que celui mentionné par McConnell et al. (2002). En effet, à 1 MeV, le flux du continu au cours de leurs observations vaut 0,4 keV cm^{-2} s^{-1} contre plus de 1,5 keV cm^{-2} s^{-1} dans mes observations (Chapitre 6, Figures 6.1 et 6.6 à droite). Cet excès n'est pas correctement modélisé par de la Comptonisation thermique pure ; il se trouve au-dessus de ce modèle (barres d'erreurs incompatibles). Cet état spectral *Intermédiaire* est couplé à une queue dure au-delà de 300 keV, probablement d'origine non thermique. Ainsi que je l'ai discutée au Chapitre 6, la contribution non thermique représenterait ∼16% de la puissance totale fournie aux électrons de la couronne pour expliquer l'excès relativement important observé entre 300 keV et 1 MeV. Dans ce cas, la température de plasma diminue par rapport à celle obtenue dans le cas purement thermique et la queue haute énergie est mieux prise en compte (voir introduction du 10.1). La luminosité bolométrique augmente d'un facteur 1,15 par rapport à de la pure Comptonisation et ce sans que le disque ne soit aussi important que celui observé par McConnell : une telle observation est assurément importante et son interprétation aussi, bien que délicate.

En effet, elle pose la question toujours actuelle de connaître l'origine et la distribution exacte de la population d'électrons chauds dans les divers états spectraux observés ainsi que de comprendre la façon dont ils sont accélérés. La contribution du jet pourrait être non négligeable (voir 10.2.1). La queue haute énergie plus ou moins forte observée dans les états *Mous*/*Intermédiaires* n'est pas totalement comprise à ce jour. Les lois de puissance de pentes raides (indice ∼2,7) sans coupure significative pourraient être liées à la présence d'une composante non thermique dans le flot d'accrétion : cela a été proposé par les modèles hybrides que j'ai utilisés quand cela était possible. Alternativement, la Comptonisation d'une population d'électrons thermalisés en mouvement d'ensemble (BMC, Chapitre 1.3.3.1) pourrait être responsable de cette composante. L'ajustement du spectre mou de XTE J1720−318 avec le BMC fournit des paramètres similaires à ceux observés dans d'autres binaires X à trou noir comme le reportent Borozdin et al. (1999). Cependant, le spectre de cette source n'est significatif que jusqu'à 80 keV : je n'ai pas pu tester la présence d'une coupure haute énergie (attendue aux énergies supérieures à ∼200 keV). La coupure n'est pas claire non plus dans son état *Dur*. La modélisation des composantes hautes énergies est un sujet discuté et loin d'être communément admis comme l'est le modèle du disque α (malgré les quelques limitations déjà discutées). C'est un véritable enjeu qui ne peut progresser que par un nombre accru d'observations dans les hautes énergies.

Enfin, je n'ai pas vu dans les spectres s'étendant au-delà de 600 keV (Cygnus X−1, SWIFT J1753.5−0127 et GRS 1758−258) de composantes autour de 400–500 keV, comme observée par exemple dans 1E 1740.7−2942 et dans Nova Muscae 91 avec SIGMA (Chapitre 1.7). Ces raies, jamais observées depuis (peut-être parce que le balayage des binaires X à trou noir dans le VHS proche du pic d'activité est incomplet) ont été interprétées comme des raies d'annihilation décalées vers le rouge ou comme issues de la décroissance du ^{7}Li excité pendant l'éruption d'une source transitoire. La recherche et l'étude de ces raies demeurent un des thèmes majeurs d'*INTEGRAL* puisqu'elles pourraient nous donner des informations cruciales sur la nature (annihilation de paires, dé-excitation nucléaire, diffusion Compton), l'origine (disque, étoile compagnon, jet) et les conditions physiques (distorsions relativistes, rotationnelles, thermiques) des processus proches du trou noir.

10.1.6 Luminosités et états spectraux des binaires X observées

Je rappellerai tout d'abord que mes résultats doivent être pris avec précaution car, lorsque mes données commencent au-delà de 3 keV, mes calculs peuvent mener à une sous-estimation de la luminosité bolométrique dominée dans un vrai état *Mou* par la composante molle. Cela étant dit, je peux tout de même comparer mes résultats de façon générale car je les ai obtenus avec les mêmes instruments, dans les mêmes bandes d'énergie et par la même procédure d'ajustement des données puis d'extension des matrices de réponse sur une gamme d'énergie plus large (Chapitre 4.2.2). Les trous noirs stellaires qui accrètent en dessous de $10^{-2} L_{\mathrm{Edd}}$ (ou à ce taux) sont souvent trouvés dans l'état *Dur* d'après les études de McClintock et Remillard (2006) sur plusieurs sources. Récemment, une observation profonde de GX 339−4 dans l'état *Dur*, avec *XMM* et *RXTE* (Miller et al. 2006b) indique que la source accrétait à 5% du taux d'Eddington. Ces valeurs sont compatibles avec les luminosités que j'ai déduites des états spectraux de binaires X à trou noir étudiées, tendant à confirmer, avec les données nouvelles *INTEGRAL* aux hautes énergies, cette inégalité.

La luminosité 20–100 keV de XTE J1720−318 augmente en seulement 10 jours de sous le seuil de détection à 7×10^{36} erg s^{-1} dans l'état *Dur*. Elle n'atteint cependant pas celle de l'état *Mou* et les deux luminosités restent de toute façon en dessous du taux d'Eddington, qui vaut $6{,}5\times10^{38}$ erg s^{-1} pour un trou noir de 5 $M_{\odot}$. En effet, la luminosité bolométrique de la source vaut 20% L_{Edd} dans l'état *Mou* contre 6% L_{Edd} dans l'état *Dur*, très différentes l'une de l'autre contrairement à celles de Cygnus X−1 (en comparant le même modèle de Comptonisation thermique) où les transitions semblent se dérouler à luminosité presque constante, même en prenant en compte la contribution de l'excès. La nova XTE 1720−318 est bien plus brillante à son paroxysme que ne l'est le trou noir persistant Cygnus X−1 (au maximum $3{,}3\times10^{37}$ erg s^{-1} avec le modèle hybride), ce qui justifie l'intérêt d'étudier de telles sources pour comprendre en profondeur les phénomènes aux hautes énergies et ce qui génère les transitions spectrales.

Les transitions spectrales de 1E 1740.7−2942 sont, dans le cas présent, détectées avec de faibles changements dans les luminosités bolométriques, entre 1 et 3% L_{Edd} pour les états *Durs* et *Mous* (*Intermédiaires*) contrairement à XTE J1720−318, ou à H 1743−322 (voir Table 10.1). GRS 1758−258 est aussi une source particulière car elle peut présenter une très faible luminosité lors de son état *Mou*, parfois indétectable à la fois par ASM, JEM-X et IBIS (donc aussi bien dans les rayons X mous, durs et γ mous). La discussion de ces deux sources est cependant délicate car elles ne présentent pas de pivotement : leur état *Dur* est standard tandis que leur état *Mou* est étrange, leur composante molle pouvant disparaître totalement.

Enfin, lors de ses transitions spectrales, H 1743−322 montre un intéressant phénomène d'hystérésis : entrant en éruption dans un état *Dur*, la source est passée par des états *Mous* (de luminosités inférieures) avant de revenir dans un état *Dur* proche de celui initial, avec cependant une différence notable : la présence incontestable d'un disque et donc une luminosité plus grande qu'au début de son éruption. Ainsi, les transitions spectrales de toutes les sources étudiées, qui ont parfois lieu sans changement significatif dans les luminosités estimées, convergent vers l'existence très probable d'un paramètre additionnel au taux d'accrétion pour déclencher les changements d'états comme commenté ci-après.

10.1.7 Nécessité d'un paramètre additionnel

La transition vers un état *Mou* est généralement attribuée à une augmentation du taux d'accrétion. Dans ce cas, la luminosité totale devrait augmenter de façon significative. Par exemple, dans le cas de Cygnus X−1, la luminosité totale mesurée par Frontera et al. (2001) dans l'état *Mou* était supérieure d'un facteur 3 à celle mesurée dans l'état *Dur*, avec une contribution de l'émission du disque représentant plus de 50% de la luminosité totale. Avec mes analyses (Chapitre 6), la transition spectrale semble au contraire se produire avec un léger changement seulement dans la luminosité bolométrique. Une queue haute énergie apparaît, qui représente moins de 2% de la luminosité d'Eddington ($\sim$1,5$\times10^{39}$ erg s^{-1} pour un trou noir de 10 $M_\odot$). Quand la luminosité totale ne change pas beaucoup, l'évolution spectrale ne peut simplement être expliquée par une grande variation du taux d'accrétion. Un paramètre physique additionnel, par exemple lié à la température et à la géométrie du nuage de plasma, ou au champ magnétique, doit probablement varier dans le système binaire pour provoquer des changements spectraux de l'état *Dur* vers des états *Mous*, tout en conservant une luminosité similaire. D'ailleurs, le microquasar XTE J1550−564 étudié par, entre autres, Rodriguez et al. (2003), change d'état sur des échelles temporelles de l'ordre de quelques jours à quelques semaines, sans corrélation avec le taux d'accrétion (Homan et al. 2001). Pour abonder dans ce sens, je mentionnerai le phénomène d'hystérésis qu'illustre très bien le comportement de H 1743−322, déjà observé pour d'autres sources (Nowak et al. 2002). Là encore, une variation dans le taux d'accrétion ne suffit pas à elle seule pour déclencher une transition spectrale : parfois le bord interne du disque peut s'approcher et le disque devenir plus important, parfois moins, sans que cela ne soit corrélé avec une transition spectrale automatique, comme le suggère également le comportement de GRS 1758−258.

Alors qu'on pensait que la séquence des états spectraux était pilotée par la variation du taux effectif d'accrétion, mes données semblent confirmer la nécessité d'un paramètre additionnel pour déclencher les transitions spectrales observées. Comment expliquer alors autrement le fait que des états spectraux différents se produisent à des luminosités semblables ? Le schéma classique des transitions spectrales n'est pas toujours suivi.

10.2 De nouvelles contraintes pour les modèles ?

Maintenant que la synthèse de mes observations spectrales a été réalisée, montrant des relations intéressantes entre les paramètres, les luminosités estimées et les interprétations potentielles de la géométrie et des composantes du système, je vais tenter de discuter les modèles d'émission que j'ai utilisés et l'apport des autres.

10.2.1 Corrélations flux X et propriétés radio

Depuis quelques années, il est devenu de plus en plus évident que les binaires X à trou noir dans l'état *Dur* sont brillantes en radio : elles montrent des corrélations claires entre le rayonnement dans les X et les luminosités radio comme les ont analysées, entre autres, Corbel et al. (2003) ; Gallo et al. (2003). Brocksopp et al. (1999) ont par exemple estimé que Cygnus X−1 était faible en radio dans l'état *Mou*, alors que la présence d'un jet compact fut confirmée par Stirling et al. (2001) dans l'état *Dur*. Ils montrèrent la présence évidente de structures radio étendues et collimatées sur des échelles de l'ordre de la milli-arcseconde (Gleissner et al. 2004b ; Nowak et al. 2005). Par ailleurs, les observations de XTE J1720−318 avec le télescope ATCA ont révélé qu'elle était brillante dans les longueurs d'onde radio (Brocksopp et al. 2005) pendant lesquelles je la détectais clairement dans l'état *Dur*.

Les modèles d'ADAF (Chapitre 1.4) purement thermiques peinent à expliquer de telles corrélations (voir 10.2.2). Des modèles où la base d'un jet compact joue un rôle majeur dans les processus physiques autour de systèmes binaires X à trou noir ont été proposés par entre autres par Fender et al. (2001) ; Falcke et al. (2001) ; Markoff et al. (2001) ou encore Nowak et al. (2002). Dans de tels scénarii, l'émission haute énergie observée pendant l'état *Dur* est interprétée comme de l'émission synchrotron provenant du jet qui s'étend de la radio aux X durs, expliquant de façon naturelle les corrélations observées dans l'état spectral *Dur*. Ces modèles expliquent les éjections observées (ou déduites) : l'émission radio est proportionnelle à la puissance du jet, corrélée au taux d'accrétion et à l'émission dans les rayons X entre 3 et 25 keV (Heinz et al. 2003 ; Merloni et al. 2003), comme discuté pour GX 339−4 (Zdziarski et al. 2004). La région émissive de rayons X et le jet semblent intimement liés puis le scénario augmente en complexité (Fender et al. 2005 pour une revue complète) avec notamment l'observation d'un jet pour un trou noir en *quiescence* et l'incorporation dans les modèles de plusieurs processus physiques non thermiques. Le jet peut aussi devenir moins efficace pour emporter de l'énergie suivant les états spectraux et être donc moins lumineux. Plus récemment, Markoff et al. (2005) ont proposé des modèles de jets où le rayonnement synchro-self Compton, avec de la Comptonisation externe et de la réflexion, sont les processus dominants qui génèrent les spectres X des binaires à trou noir. Cela mène donc à l'idée maintenant largement répandue que la couronne (ou le disque chaud et épais) de l'état *Dur* pourrait constituer la base du jet. Ces modèles semblent s'ajuster aux données aussi bien que les modèles de Comptonisation thermique. De façon plus réaliste, la contribution des X durs peut provenir d'une sorte de compétition entre diffusion Compton et effet synchrotron, ces émissions pouvant toutes deux provenir du jet et compatibles avec la corrélation observée entre l'état spectral *Dur* et l'émission radio.

Cependant, si je détaille les observations de Cygnus X−1 dans le domaine radio lors de l'état *Intermédiaire* (Chapitre 6.6.4), le premier mode de variabilité de la source (changement de luminosité à spectre constant sans corrélation avec le flux radio) peut s'interpréter autrement comme nous le décrivons dans notre article (Malzac et al. 2006) : le taux de dissipation dans la couronne varierait, associé possiblement à des sursauts ou à des reconnections magnétiques. Étonnamment, l'activité de la couronne ne semble pas reliée à l'évolution du jet, ni à la luminosité du disque. Quant au deuxième mode de variabilité sur le pivotement du spectre, fortement corrélé avec l'émission radio, il peut s'expliquer par des *mini* transitions lors de l'état *Intermédiaire*, d'un état plus *Mou* vers un état plus *Dur*, suivi d'un retour à l'état initial. Ces *mini* transitions seraient causées par des changements dans le flux des photons qui refroidissent le plasma chaud Comptonisé, associés à une augmentation de la température du disque d'accrétion. La puissance du jet apparaîtrait alors comme anti-corrélée de la luminosité du disque (expansion du jet lorsque le disque s'éloigne) et ne serait pas reliée à la puissance de la couronne. Puis le disque se rapprocherait et il y aurait une relation directe entre son flux et la puissance du jet. Parce que le changement de luminosité se produit rapidement (en un jour environ), il est peu probable que cela soit provoqué par des changements du taux d'accrétion, mais il est plus vraisemblable qu'un changement dans l'efficacité du rayonnement du flot ait lieu (moindre dans l'état *Dur*). Ce résultat est en contraste avec les résultats précédemment obtenus dans l'état *Dur*, suggérant un couplage différent entre le jet, le disque froid et la couronne dans l'état *Intermédiaire* que celui existant dans celui de l'état *Dur*. Cependant, le conflit n'est pas si grand avec les observations précédentes (paragraphe ci-avant) puisque Cygnus X−1 était dans un état *Intermédiaire*. D'ailleurs, une analyse récente des données radio (Ryle) et X (*RXTE*) de Cygnus X−1 (Gleissner et al. 2004b) montre de manière intéressante les mêmes tendances dans les corrélations (positive entre Ryle et *RXTE*/HEXTE, modérément négative pour Ryle et *RXTE*/PCA) pendant des transitions manquées (FST) bien que cela se passe sur des échelles de temps plus longues (semaines/années) que les nôtres. La contribution de la puissance du jet dans l'énergie totale émise autour des candidats trous noirs fait toujours l'objet de débats virulents. Le jet pourrait être fort et même dominant : Gallo et al. (2005) affirment que la puissance du jet dans Cygnus X−1 représente entre 6 et 100% de la luminosité X totale au pic de l'état *Dur*.

Ensuite, SWIFT J1753.5−0127 (Chapitre 8.4.4) fournit une indication majeure, représentant la deuxième information importante présentée dans ma thèse, la première étant l'excès à haute énergie, par rapport à de la pure Comptonisation thermique, vu dans Cygnus X−1. En effet, il est intéressant de s'apercevoir qu'elle ne suit pas la corrélation de Corbel et Gallo et al. (2003), comme le montre la Figure 8.7 (à droite) obtenue pour une distance de 6 kpc et un trou noir de 9 $M_\odot$ (estimations raisonnables). En réalité, cette corrélation est valable essentiellement pour GX 339−4 et pour V404 Cyg (Gallo et al. 2003) ; de plus en plus de binaires X à trou noir semblent ne pas la suivre. Y'aurait-il un problème dans l'estimation de la norme k de cette relation (Chapitre 8.5.4) ? Pour suivre cette corrélation, il faudrait que la source ait un excès dans les rayons X durs. Cette loi est donc loin d'être universelle et nécessite d'être raffinée par l'observation de plusieurs autres sources par exemple. Mes observations ajoutées aux autres déjà existantes impliquent qu'on a sûrement mal compris les liens entre les jets (qu'ils soient larges, compacts ou superluminiques) et leur contribution dans l'émission de rayons X. L'absence de transition spectrale serait-elle liée d'une certaine manière à ces caractéristiques ? La physique fondamentale d'accrétion/éjection et la géométrie au sein de ces systèmes est loin d'être élucidée ; je n'apporte que des contraintes qui semblent compliquer la physique d'accrétion/éjection au voisinage des trous noirs plutôt que l'expliquer.

J'ouvrirai la question en mentionnant que la corrélation non linéaire entre l'émission radio de spectre plat et la composante dure du spectre X des binaires à trou noir a été généralisée et étendue aux Noyaux Actifs de Galaxie (NAG) qui abritent des trous noir supermassifs (Chapitre 1.1.2.2). Cette corrélation ($L_{\rm radio} \propto L_{\rm X}^{0,7}$) est assez bien expliquée par un modèle de jet compact où une émission synchrotron optiquement épaisse rend compte du spectre (plat) radio tandis qu'une émission du même type, mais optiquement fine, explique le spectre X. La puissance du jet dépendant de la masse du trou noir, une fois la luminosité normalisée à la même masse, on retrouve la même corrélation pour les NAG (dans le régime sub-Eddington) que celle valable pour certains systèmes binaires X à trou noir dans l'état *Dur*. Tel est d'ailleurs le cas de Sgr A* (Falcke et al. 2004) mais la corrélation n'est valable que pendant les sursauts X. Par conséquent, il nous reste de nombreuses questions à élucider par l'étude conjointe de ces deux populations, comme la nature de la matière éjectée (électrons, positons, baryons?), les limites de l'analogie entre les sources à jets (quasars/microquasars), le temps de vie des phénomènes d'accrétion/éjection et les silences radio de certaines sources. Ces phénomènes sont-ils dus à l'orientation ou à la nature intrinsèque de l'objet ? Tous les systèmes binaires X à trous noirs sont-ils aptes à émettre des jets (larges, compacts ou superluminiques) donc potentiellement des microquasars ?

10.2.2 Apports des modèles hybrides de Comptonisation et géométrie

Bien qu'il y ait peu de doutes à propos de l'origine de la composante thermique molle et de sa modélisation, l'interprétation de la queue haute énergie et de ses liens avec les états spectraux demeurent assez controversée. Dans l'état *Mou*, la plupart du rayonnement X est produit par le disque d'accrétion, supposé s'étendre jusqu'à la dernière orbite stable. Le disque α standard (Chapitre 1.3.1) ne peut reproduire le rayonnement dur dans aucun des états spectraux. Dans l'état *Dur*, la composante de disque est faible ou absente et, quand elle est observée, la température ajustée est souvent très basse et le rayon interne très grand. Dans cet état, le disque d'accrétion est supposé tronqué à de grandes distances. La composante dure est généralement attribuée à de la Comptonisation thermique des photons du disque par la couronne (Chapitre 1.3.3.1). Avec mes résultats (synthétisés Table 10.1), j'ai conclu que ce modèle s'ajuste relativement bien aux données : je l'ai utilisé quasiment systématiquement pour les différentes sources étudiées (Chapitres 6 à 9). J'ai montré son efficacité et ses limites pour modéliser l'état *Intermédiaire* de Cygnus X$-$1, présentant une contribution non thermique à haute énergie relativement conséquente. Cependant, les détails sur la géométrie du système et sur les mécanismes de rayonnement à l'œuvre ne sont pas encore compris comme j'ai tenté de le démontrer ; les processus qui mènent aux transitions spectrales et le rôle possible du rayonnement non thermique sont encore très incertains. Cette thèse ne prétend pas répondre à toutes les interrogations posées mais propose, à travers des observations nouvelles, des pistes à creuser pour discuter ou améliorer les modèles.

Par exemple, un jeu de modèles qui expliquent la géométrie de la couronne et l'origine de l'émission dure à haute énergie de l'état *Dur* par Comptonisation sont ceux fondés sur des flots d'accrétion dominés par l'advection (ADAF décrit au Chapitre 1.4). Ces flots sont chauds et inefficaces pour rayonner : la plupart de l'énergie est advectée par le trou noir (Esin et al. 1998). Pendant l'état *Dur*, l'ADAF prendrait place entre le disque interne tronqué et l'horizon du trou noir, ce qui donnerait naissance à un plasma chaud optiquement mince responsable de la Comptonisation thermique des photons du disque. Cependant, depuis quelques années, il est devenu évident que les sources dans l'état *Dur* montrent des corrélations entre les rayons X et les luminosités radio qui ne sont pas incluses dans les modèles d'ADAF. Aussi la compréhension de tels systèmes et leurs modélisations augmentent en complexité. Les spectres de GRO 1655$-$40 durant la *quiescence* semblent favoriser la présence d'un ADAF au centre du système (Hameury et al. 1997). Jain et al. (2001) favorisent la même interprétation, fondée uniquement sur les délais entre les pics de luminosité. Il est difficile, à partir des observations X seules que j'ai présentées, de tester la validité du modèle d'ADAF, mais lorsqu'on tente d'appliquer le scénario de transition spectrale d'Esin et al. (1997), on se heurte à l'interprétation unique en terme de taux d'accrétion alors que le scénario d'advection est plausible. Les informations présentées dans ma synthèse semblent abonder dans ce sens : le disque peut pénétrer dans la couronne (ou dans un milieu de type ADAF, par définition inefficace pour rayonner) et le rayon interne de transition serait remplacé par la taille de la couronne. Si le taux d'accrétion est supposé demeurer constant, les transitions entre les états *Durs* et *Intermédiaires* pourraient s'interpréter comme des variations dans la répartition des émissions lumineuses de chaque milieu, chaud et froid.

En ce qui concerne la géométrie de l'accrétion, deux modèles de base sont, à mon sens, en compétition : celui où la couronne est de part et d'autre du disque, créée par des sursauts magnétiques, et celui du flot d'accrétion interne, où le disque est tronqué à un certain rayon et se transforme en un flot interne chaud qui serait la couronne. Plusieurs variantes de ces deux modèles existent pour expliquer les propriétés spectrales et temporelles des systèmes. Il est accepté que le modèle *sandwich*, qui recouvre le disque d'accrétion, ne peut pas soutenir une température élevée, à cause de l'important refroidissement des processus Compton et ne peut expliquer le spectre de l'état *Dur*. Cependant, plusieurs solutions existent pour contourner cela, comme une couronne en plusieurs morceaux ou loin au-dessus du disque, de manière à ce que le temps de refroidissement soit plus grand. De plus, la création d'une telle couronne avec des sursauts magnétiques et des reconnections (avec des paramètres raisonnables) peut expliquer la création de la variabilité large bande et de ses caractéristiques (Poutanen et Fabian 1999). Il y a d'ailleurs eu de nombreux efforts pour tenter de comprendre les corrélations spectrales observées avec cette géométrie, par exemple entre la réflexion et l'indice spectral, et aussi de nombreuses discussions sur le fait de savoir si la variabilité est due aux sursauts de la composante dure ou aux sursauts dans le disque, modifiée par la composante dure comme le proposent, entre autres, Malzac et al. (2001, 2004). Cependant, ces modèles reproduisent la plupart du temps uniquement le comportement temporel de Cygnus X−1 et peinent à expliquer l'évolution des fréquences caractéristiques du PSD (Chapitre 1.6.2) : une amélioration des modélisations est nécessaire pour inclure cela. D'un autre côté, la géométrie avec un flot interne d'accrétion représente bien l'évolution de la PSD. Le disque d'accrétion interne s'évapore et est remplacé par la couronne, lors de la progression de la source vers l'état *Dur* : les fréquences caractéristiques diminuent, et le spectre se durcit. Dans cette géométrie, il est difficile d'obtenir la variabilité large bande ainsi que l'a montré Zycki (2002). Une modification de ces modèles a alors été proposée : le flot d'accrétion interne serait en fait la base d'un jet, observé dans les états *Durs* des binaires X à trou noir comme je l'ai commenté Chapitre 10.2.1. D'après S. Markoff, ces modèles semblent tout aussi efficaces que la Comptonisation pour ajuster les données.

Par ailleurs, les études des spectres qui se durcissent éventuellement en approchant 1 MeV sont de véritables défis théoriques pour modéliser les processus d'accrétion et les mécanismes de rayonnement des binaires X à trou noir. Les données de SPI et d'IBIS m'ont offert la meilleur opportunité pour étudier plus précisément les spectres aux hautes énergies des binaires X à trou noir. L'exploitation des modèles hybrides par rapport aux modèles de Comptonisation pure est utile quant à la modélisation de la queue à haute énergie de Cygnus X−1 par exemple. Aux Chapitres 6.2.2 et 6.7, j'ai déduit que la queue haute énergie détectée ne peut en effet pas s'expliquer par un pur milieu thermique, c'est-à-dire par des électrons chauds distribués thermiquement (de façon Maxwellienne) sur lesquels les photons mous du disque sont comptonisés. Une autre composante est nécessaire, probablement due au fait que les électrons ne sont pas bien représentés par une distribution thermique dans ce cas ; j'obtiens d'ailleurs de meilleurs ajustements avec un modèle hybride incluant une distribution non thermique pour les électrons. Celle-ci contribue d'ailleurs à $\sim$16% de la puissance totale fournie aux particules électroniques. La luminosité bolométrique augmente d'un facteur $\sim$1,15 par rapport à de la Comptonisation thermique pure (3,3 contre 2×10^{37} erg s^{-1}) en même temps que la température de plasma diminue comme prévu. Pour les autres sources, moins fortes et n'ayant pas montré d'excès à haute énergie, l'utilisation de ces modèles relativement complexes n'apportent pas d'informations supplémentaires et se justifie moins. Il me faudrait pour cela étudier des novae X à leur paroxysme, plus brillantes et plus proches que celles que j'ai étudiées, situées au centre galactique ou dans le halo.

Alternativement, la Comptonisation par une population d'électrons se déplaçant en mouvement d'ensemble par grumeaux (Chapitre 1.3.3.1) est parfois évoquée pour expliquer le type de composante haute énergie en loi de puissance observée. Cela pourrait décrire l'émission haute énergie observée dans Cygnus X$-$1 lors de l'état *Intermédiaire* puisque ce modèle prédit un indice de photons plus grand que 2 ou même encore plus mou, même si la coupure basse énergie devrait être autour de 100 keV. En plus des modèles hybrides thermiques/non-thermiques déjà présentés, une région de Comptonisation stratifiée (fournissant une large gamme de températures électroniques et de profondeurs optiques) pourrait modéliser le spectre. Ling et al. (1997) ont atteint les mêmes conclusions fondées sur des modélisations Monte-Carlo des spectres *CGRO*/BATSE combinés avec des données (non contemporaines) *CGRO*/*COMPTEL* obtenues par McConnell et al. (1994). Des gradients thermiques ont aussi été incorporés dans plusieurs autres modèles qui génèrent ensuite une queue à haute énergie comme le proposent Skibo et al. (1995), Chakrabarti et al. (2000) et Misra et al. (1996). Le processus de Comptonisation thermique semble tout de même dominant dans la plupart des observations. Les données *INTEGRAL* confirment les résultats déjà obtenus quant à la complexité des modélisations possibles. Cependant, un doute plane assurément sur la modélisation en détail de toutes les transitions spectrales et finalement sur la compréhension de leur origine, dont je propose une explication dans la Section suivante. En effet, quoi de plus naturel que de se tourner vers GRS1915+105 qui montre une foule de transitions spectrales en des temps records ?

10.3 Vers l'identification d'une origine possible aux transitions

L'AEI (Tagger et al. 2004 et références s'y trouvant) est un modèle d'instabilité permettant de reproduire les variations de grande amplitude, les QPOs (Chapitre 1.6.3) et les répartitions d'énergie entre le disque et la couronne (donc les transitions spectrales). Les comportements observés, tant au niveau de la fréquence que de la répartition d'énergie des oscillations, sont compatibles avec ce modèle (Rodriguez 2002) à travers les études spectrales et temporelles à haute résolution réalisées entre autres sur GRO J1655−40, GRS 1915+105 et XTE J1550−564. Des observations d'autres microquasars sont nécessaires mais il semblerait que la piste à suivre, c'est-à-dire l'interprétation des phénomènes d'accrétion/éjection par des crues du champ magnétique, soit déjà tracée et en bonne voie.

Comme je l'ai expliqué à la fin du Chapitre 9 qui est, je le rappelle, un travail inachevé, l'apport de l'AEI pourrait être très important. Il pourrait expliquer les évolutions temporelles rapides de GRS 1915+105 et la physique sous-jacente des transitions entre les classes, qui s'expliquent bien qualitativement par le modèle de flot magnétique : une inversion de celui-ci dans les zones internes proches du trou noir pourrait expliquer les transitions entre classes observées et l'ordre établi sur une dizaine d'années qu'elles semblent suivre, se succédant l'une à l'autre dans un sens précis et répété environ neuf fois. L'AEI propose également une interprétation intéressante pour la transition spectrale interdite. GRS 1915+105 n'est pas si particulière, mais possède un disque grand et lumineux, rendant possible des observations en un temps court ($\sim$1 s) de ce qu'une nova X classique ferait en plusieurs jours ou mois. Par conséquent, si on arrive à comprendre son évolution, on pourra la généraliser potentiellement à toutes les sources transitoires, unifier les scénarii de transitions spectrales et en comprendre la (ou les) origine(s).

Le travail en cours présenté sur cette source est une première étape que je propose de suivre car il semble que le scénario reproduit *à la main* en utilisant le modèle de M. Tagger sur les flots magnétiques puisse relativement bien rendre compte de la physique de ce système binaire X accrétant, et potentiellement de tous les autres. Dans l'interprétation de l'AEI, un lien existerait entre la couronne et le jet compact, lien qui semble être confirmé par les observations multi-longueurs d'onde (Corbel et al. 2003). L'AEI va également dans le sens d'interprétation usuel : le milieu Compton et le jet pourraient être identiques, du moins à proximité du trou noir. Ainsi, les transitions spectrales pourraient s'expliquer en termes d'allumage et d'extinction du jet couplés à des variations du taux d'accrétion et du champ magnétique accrété. Espérons juste que l'extinction prévue de la source ne sera pas définitive une fois son (énorme) disque épuisé, comme certains astrophysiciens le disent, et que j'aurai le temps d'approfondir l'étude de ses variabilités étonnantes, pour lesquelles nous avons plusieurs programmes en cours que je détaille dans mes Perspectives (10.5).

10.4 Conclusions générales

10.4.1 Bilan

Toutes les observations des trous noirs stellaires accrétants menant aux résultats présentés dans ma thèse montrent une cohérence interne. Bien que les systèmes binaires X concernés soient de natures différentes et présentent des comportements divers (*quiescence*, persistance, brillance), une unité se dégage dans l'interprétation systématique de leur comportement spectral et temporel. J'ai analysé un large échantillon de données nouvelles avec

INTEGRAL auxquelles j'ai ajouté les données issues de missions dans des domaines d'énergie complémentaires, *RXTE* et *XMM*. J'ai aussi suivi une source du domaine radio aux rayons X/γ, en passant par des observations dans le proche infrarouge et dans le visible. Les conclusions issues de l'étude de ces trous noirs galactiques, du brillant et persistant (Cygnus X$-$1) aux transitoires, situés à des distances variées (entre 2,4 et 8 kpc environ), sont donc dénuées de tout effet systématique.

Les analyses spectrales présentées m'ont permis de sonder les régions proches des trous noirs et les processus à l'œuvre à leur proximité. Ils mettent en évidence la présence de deux milieux émetteurs, l'un thermique attribué au disque d'accrétion, l'autre responsable d'une queue haute énergie dans les spectres issue de processus de Comptonisation. Parmi les résultats essentiels qui confirment la compréhension et les interprétations de la physique d'accrétion au sein de ces systèmes binaires X se démarquent les points suivants :

- j'ai pu surprendre les binaires X à tour noir dans de nombreux états : les études que j'ai présentées renforcent bien l'existence d'états spectraux canoniques et de transitions qui se déroulent entre eux ;
- ces transitions sont interprétées avec succès comme des évolutions relatives des composantes molles et dures, c'est-à-dire par des changements dans le disque d'accrétion et le milieu Compton. L'importance et la géométrie de ces deux milieux évoluent dans le sens attendu : plus la couronne est chaude, plus la Comptonisation est grande (état *Dur*) alors que plus le disque est important, plus il se rapproche du trou noir et refroidit efficacement la couronne (état *Mou*) ;
- la réflexion est plus grande quand le disque est proche du trou noir et chaud (donc ionisé). Les raies du fer sont alors décalées vers des centroïdes d'énergie plus élevées (états *Mous/Intermédiaires*) ;
- les luminosités observées dans les sources lors d'états spectraux distincts impliquent l'existence d'un paramètre additionnel au taux d'accrétion pour déclencher les transitions entre états.

En revanche, mes travaux de recherches effectués en thèse ont apporté deux nouvelles contraintes concernant des phénomènes peu (ou pas) observés auparavant et que j'ai interprétés :

i) un *excès à haute énergie non thermique* fut observé dans le spectre de Cygnus X$-$1 lors d'un état *Intermédiaire*. Il fut bien interprété dans le cadre des modèles hybrides, en incluant une distribution non thermique pour les électrons de la couronne (le milieu Compton) ;

ii) la nova SWIFT J1753.5$-$0127 *ne suit pas la corrélation* de Corbel et al. (2003) entre le rayonnement X et le flux radio, ce dernier attestant de la présence probable d'un jet compact auto-absorbé émettant par rayonnement synchrotron et donc de l'appartenance de la source au rang de microquasar.

Ainsi, certaines questions restent en suspens. Par exemple, on explique mal comment la couronne est chauffée : une piste pourrait être celle proposée par l'AEI. Cependant les premiers calculs restent infructueux (Belmont 2005). La compréhension de l'origine des transitions spectrales souffre de notre méconnaissance des relations exactes sur l'origine des émissions dans les rayons X durs/γ mous : quelle est la distribution exacte des électrons responsables de ce rayonnement ? Quels sont les liens et la géométrie exacte entre disque, couronne et jets ?

10.4.2 Renforcement des critères généraux *trou noir*

Avec l'amélioration des instruments à notre disposition - et de ceux à venir - on verra de plus en plus de systèmes binaires X de faible masse jusqu'alors indétectables. Le suivi dans le visible de binaires X à trou noir découvertes dans d'autres galaxies sera illusoire et le cas sera encore plus extrême pour des sources persistantes trop brillantes : il est donc indispensable de définir d'autres critères de classification *trou noir*.

Quand la fonction de masse du système (Chapitre 1.2.1) ne peut être déterminée, comme c'est par exemple le cas pour GRS 1758−258 et pour 1E 1740.7−2942, sources pourtant connues depuis plus de 20 ans, j'ai proposé d'identifier les sources X en tant que candidats trous noirs sur la base de leurs propriétés spectrales et de leurs variabilités dans le rayonnement X et γ. En particulier, l'absence de marques distinctives de variabilité (Chapitre 1.6) dans les systèmes avec étoiles à neutrons, la combinaison de la présence d'une forte composante dure qui s'étend au-delà de 80–100 keV, d'une composante très molle et des critères de variabilités rapides sont utilisés pour la recherche de candidats trous noirs. Ainsi, j'ai justifié la présence très probable de trous noirs par deux fois suivant leur spectre haute énergie et leur PSD (justifiés Chapitres 7 et 8), comme je le conclus dans mes articles (Cadolle Bel et al. 2004c, 2006b). En effet, les systèmes avec étoiles à neutrons sont généralement beaucoup plus mous, particulièrement quand ils sont lumineux (présence d'une surface) et de luminosités de toute façon plus faibles que dans les systèmes à trous noirs.

10.5 Perspectives et collaborations

10.5.1 Le futur d'*INTEGRAL*

La prolongation de la mission *INTEGRAL* est désormais décidée tous les 4 ans, avec révision tous les 2 ans, ce qui correspond actuellement à un maintien du satellite au minimum jusqu'à fin 2010. La répartition et les droits des temps d'observations se feront comme suit : le Programme Commun (Chapitre 2.8.1.1) verra son temps alloué diminuer en proportion chaque année (de 25 à 5% entre 2006 et 2010), au profit du temps ouvert et de programmes dédiés à des sources ou à des régions du ciel particulières (ToO), comme ceux que j'ai écrits et qui m'ont permis de réaliser le présent travail. Toutes les questions auxquelles *INTEGRAL* est censé répondre ne sont pas encore résolues notamment en ce qui concerne les processus émissifs aux hautes énergies. Les enjeux sont donc multiples, et bien qu'on commence peu à peu à élucider certains points, la route à parcourir est encore longue. Des prémices ont cependant pu être avancées sur les modèles et sur leur interprétation, comme je l'ai montré dans la présente thèse. Mais *INTEGRAL* n'en est qu'à son début, et le ciel a été avare de sources transitoires fortes à trou noir ces trois dernières années. Aussi je pense qu'*INTEGRAL* est loin d'avoir été exploité au mieux de ses possibilités dans le domaine des trous noirs galactiques. Je pense continuer le travail systématique commencé dans ma thèse et m'ouvrir à d'autres instruments complémentaires comme *Swift*, *Suzaku*, tout en continuant d'utiliser les données *XMM* et *RXTE* (récemment prolongé pour deux années de plus), afin de mieux comprendre la physique d'accrétion et d'éjection au sein des systèmes binaires X.

Pour cela, les observations multi-longueurs d'onde représentent un véritable enjeu : elles permettent d'accéder à des régions différentes du flot d'accrétion. Le jeu de données que j'ai obtenu pour SWIFT J1753.5−0127 m'a permis de déduire plusieurs informations importantes. Même si je n'ai pas étudié autant de phénomènes transitoires que prévus (aléas du ciel) dans diverses longueurs d'onde, l'intérêt de telles études d'approche large bande réside, entre autres, dans la possibilité de cerner les mécanismes physiques à l'origine des différentes composantes émissives observées, des zones proches (potentiellement éjectées) à celles plus éloignées du trou noir. Des sources à jet compact, comme GX 339−4 et Cygnus X−1, font opposition à celles montrant des jets étendus ; l'étude des apparitions/disparitions successives de ces jets avec les états spectraux est primordiale. Ils pourraient provenir de la puissance disponible dans les régions internes du disque d'accrétion ; dans GRS 1915+105, le bilan énergétique du jet compact est bien supérieur aux deux sources citées précédemment. Ainsi, la continuation d'observations telles que menées dans cette thèse, ou prévues dans mes ToOs acceptées *INTEGRAL* et *RXTE* jusque fin 2007, devraient lever un voile sur le couplage accrétion/éjection. S'ensuivront des tests possibles des modèles d'ADAF, par exemple pour savoir si le disque pénètre dans la couronne (ou dans un milieu de type ADAF inefficace pour rayonner).

Je suis responsable de - ou je collabore étroitement sur - plusieurs programmes pour continuer l'analyse spectro-temporelle plus précise des excès éventuels aux hautes énergies avec les données *INTEGRAL*, recherches que je continuerai de développer :
• j'ai rédigé pour l'appel d'offres *INTEGRAL* du mois d'avril dernier (qui a commencé mi-août 2006) une proposition d'observations de 400 ks de toute nova X de notre galaxie en éruption puis après une transition spectrale, programme valable jusque fin 2007. Celle-ci est jumelée à du temps que j'ai obtenu avec le satellite *RXTE*. J'ai par ailleurs participé à l'écriture avec J. Rodriguez d'une autre ToO pour analyser, via de courtes observations, une nova X au cours de toute sa phase éruptive (montée et décroissance suivies par paquets de 10 ks) ;
• je suis également incluse dans le programme d'observations de GRS 1915+105 avec *RXTE*

et *INTEGRAL*. Je compte bien entendu continuer et approfondir le travail commencé avec M. Tagger, P. Varnière et J. Rodriguez pour lequel nous collaborons avec R. Remillard au MIT (Boston). Il est prévu que nous nous y déplacions fin octobre 2006 pour approfondir l'analyse des données et ses liens avec l'AEI grâce à un financement que nous avons demandé et obtenu. Toutes nos ToOs *INTEGRAL* ont été acceptées : nous pourrons alors analyser temporellement et spectralement de nombreuses novae X se produisant jusque fin 2007, des X mous aux γ mous, tout en couvrant également un large domaine énergétique grâce à nos programmes complémentaires au sol.

Dans un avenir plus lointain, il serait judicieux d'observer à nouveau Cygnus X$-$1 pour cet excès haute énergie non thermique détecté dans l'état *Intermédiaire* et, éventuellement, mieux en comprendre l'origine. Il est nécessaire d'avoir plus de statistiques dans les états *Mous* et *Intermédiaires*. Et si je parviens à observer d'autres binaires X à trou noir brillantes lors de transitions spectrales de type Nova Muscae 91 ou XTE J1550$-$564 avec des flux plus élevés que ceux de Cygnus X$-$1, je pourrai ainsi rechercher plus aisément les composantes spectrales non thermiques dans les bandes d'énergie supérieures à 300 keV, les mettre en relation avec les QPOs et, éventuellement, détecter des raies aux hautes énergies (annihilation électron/positon).

Par ailleurs, je n'ai malheureusement pas observé de QPOs en assez grand nombre pour contraindre leur relation avec les changements spectraux, oscillations censées être caractéristiques de la physique interne proche du trou noir. Autant d'interrogations à peine effleurées qui suscitent en moi une volonté d'axer mes futures recherches post-doctorales à l'ESAC à Madrid (dès novembre prochain) sur ces points. La détection et l'étude d'un large échantillon de novae X en éruption (plus proches et brillantes) et pendant leur phase de décroissance nous permettront d'améliorer notre compréhension de la physique d'accrétion et d'éjection des binaires X ainsi que les mécanismes de rayonnement (thermiques et non thermiques, excès aux hautes énergies) qui existent dans le voisinage de ces objets célestes compacts accrétants.

10.5.2 Les autres missions hautes énergies

Outre les programmes *RXTE* et *INTEGRAL* dont je suis responsable, je prévois de demander du temps pour l'étude de sources en *quiescence* avec *XMM* comme nous l'avions déjà fait pour les novae X en éruption, afin de mieux contraindre l'émission du disque d'accrétion et d'observer éventuellement des raies de fluorescence. *Suzaku*, le satellite japonais mis en orbite en 2005 (ouvert aux ToOs depuis peu), pourrait nous aider à compléter les analyses spectrales dans les rayons X.

Par ailleurs, je suis incluse dans différents groupes de travail du CEA/SAp et d'APC mais aussi au LAOG à Grenoble et au CESR à Toulouse. Je compte poursuivre le programme d'observations des trous noirs galactiques avec les satellites et les observatoires au sol actuellement en opération. Je tenterai d'élargir ce domaine à l'étude des étoiles à neutrons et à celle des noyaux actifs de galaxie, dont les similitudes semblent de plus en plus nombreuses (Chapitre 10.2.1) avec les systèmes binaires X à trou noir ou microquasars. L'expérience acquise au cours de ma thèse devrait me permettre d'atteindre ces objectifs.

Un autre défi que je voudrais développer lors de mon post-doc à l'ESAC est de coupler ces analyses spectrales fines à des études de variabilités temporelles hautes fréquences (0,1–1000 Hz) achevées jusqu'alors seulement en-dessous de 30 keV. Cette analyse systématique, aujourd'hui possible en utilisant les données X et γ (archivées et nouvelles) des satellites cités ci-dessus, permettra d'étudier les liens - et de contraindre les modèles - entre les amplitudes, fréquences, QPOs, diagrammes *couleur-couleur* et les évolutions spectrales des paramètres (tels que la température, la profondeur optique du gaz chaud, l'amplitude de la réflexion et les composantes non-thermiques).

Enfin, je souhaiterais - dans un avenir encore plus lointain et incertain - exploiter les nouveaux observatoires qui seront prochainement mis en service, en particulier dans la bande des hautes et des très hautes énergies (GeV, TeV). L'observation de photons au-delà du GeV provenant de ces sources est délicate car elle doit être effectuée très rapidement après leur sursaut. Cependant, une telle observation permettrait une avancée, d'une part dans l'analogie entre les microquasars et les quasars, d'autre part dans la compréhension des phénomènes de haute énergie créés dans l'environnement des trous noirs.

10.5.3 Les potentialités de *GLAST* et de *Simbol-X*

Les futurs projets tels *GLAST* (pour *Gamma-Ray Large Area Space Telescope*, PI P. Michelson) prévu en 2007 et *Simbol-X* (PI P. Ferrando) prévu en 2013 assurent un bel horizon pour l'astrophysique des hautes énergies. *GLAST* pourrait avoir une contribution importante pour l'étude des trous noirs stellaires dans les binaires X car, avec sa sensibilité au-delà de 20 MeV, il pourra détecter ou poser des limites supérieures contraignantes à l'émission haute énergie vue par *CGRO* et *INTEGRAL* pour Cygnus X$-$1 par exemple. En effet, si son spectre s'étend à quelques dizaines de MeV, il pourra être détecté par *GLAST* en 4×10^5 s d'observations environ.

Le projet *Simbol-X*, succintement décrit Chapitre 2.2, affichera un gain de deux à trois ordres de grandeur en sensibilité et en résolution angulaire par rapport aux instruments actuels dans la bande des rayons X durs. On pourra obtenir une image avec la même finesse que *XMM* dans le domaine d'énergie entre 1 keV et 100 keV. Avec une telle sensibilité, il sera possible de mesurer les formes des spectres au-delà de 10 keV et d'étudier les novae X en *quiescence* dans notre galaxie ou les binaires X à trou noir brillantes dans d'autres galaxies ayant l'énorme avantage d'être toutes situées à la même distance. Dans tous les cas, les raies du fer couplées à la composante de réflexion pourront être étudiées en détail avec une résolution relativement bonne. La mesure des QPOs sur des échelles de temps caractéristiques de la dernière orbite stable sera possible et permettra, si les QPOs sont liés aux fréquences d'oscillations d'un trou noir, de mesurer éventuellement le spin et la masse du trou noir. *Simbol-X* opérera une nouvelle révolution dans l'astronomie des rayons X durs et nous ouvrira la porte de la compréhension des phénomènes non thermiques de l'univers.

Sixième partie

ANNEXES

Publications en premier auteur dans des revues à comité de lecture

A.1 Article publié en 2004 dans A&A : « *High-energy observations of the state transition of the X-ray nova and black hole candidate XTE J1720−318* »

A.2 Article publié en 2006 dans A&A : « *The broad-band spectrum of Cygnus X−1 measured by INTEGRAL* »

A&A 426, 659–667 (2004)
DOI: 10.1051/0004-6361:20041292

Astronomy & Astrophysics

High-energy observations of the state transition of the X-ray nova and black hole candidate XTE J1720-318

M. Cadolle Bel[1], J. Rodriguez[1,2,3], P. Sizun[1], R. Farinelli[4], M. Del Santo[5], A. Goldwurm[1,6], P. Goldoni[1,6], S. Corbel[1,7], A. N. Parmar[8], E. Kuulkers[8], P. Ubertini[5], F. Capitanio[5], J.-P. Roques[9], F. Frontera[4,10], L. Amati[10], and N. J. Westergaard[11]

[1] Service d'Astrophysique, DAPNIA/DSM/CEA - Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
e-mail: mcadolle@cea.fr
[2] Integral Science Data Center, Chemin d'Ecogia, 16, 1290 Versoix, Switzerland
[3] CNRS FRE 2591, France
[4] Physics Department, University of Ferrara, 44100 Ferrara, Italy
[5] IASF-CNR, Via del Fosso del Cavaliere 100, 00133 Roma, Italy
[6] Fédération de Recherche APC, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France
[7] Université Paris VII, France
[8] Research and Scientific Support Department, ESA, ESTEC, Keperlaan 1, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands
[9] Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, CNRS, Toulouse Cedex 4, France
[10] IASF-CNR Section of Bologna, Via P. Gobetti 101, 40129 Bologna, Italy
[11] Danish Space Research Institute, Juliane Maries Vej 30, Copenhagen 02100, Denmark

Received 14 May 2004 / Accepted 7 July 2004

Abstract. We report the results of extensive high-energy observations of the X-ray transient and black hole candidate XTE J1720-318 performed with INTEGRAL, XMM-Newton and RXTE. The source, which underwent an X-ray outburst in 2003 January, was observed in February in a spectral state dominated by a soft component with a weak high-energy tail. The XMM-Newton data provided a high column density $N_{\rm H}$ of 1.2×10^{22} cm^{-2} which suggests that the source lies at the Galactic Centre distance. The simultaneous RXTE and INTEGRAL Target of Opportunity observations allowed us to measure the weak and steep tail, typical of a black-hole binary in the so-called High/Soft State. We then followed the evolution of the source outburst over several months using the INTEGRAL Galactic Centre survey observations. The source became active again at the end of March: it showed a clear transition towards a much harder state, and then decayed to a quiescent state after April. In the hard state, the source was detected up to 200 keV with a power law index of $\sim$1.9 and a peak luminosity of $\sim 7 \times 10^{36}$ erg s^{-1} in the 20–200 keV band, for an assumed distance of 8 kpc. We conclude that XTE J1720-318 is indeed a new member of the black hole X-ray novae class which populate our galactic bulge and we discuss its properties in the frame of the spectral models used for transient black hole binaries.

Key words. black hole physics – accretion, accretion disks – X-rays: binaries – gamma-rays: observations – stars: individual: XTE J1720-318

1. Introduction

X-ray Novae (XN), also called soft X-ray transients, are low mass X-ray binaries where a compact object accretes at a very low rate from a late type companion star (Tanaka & Shibazaki 1996). Although they are usually in a quiescent state (and therefore nearly undetectable), they undergo bright X-ray outbursts, with typical recurrence periods of many years, which last several weeks or even months before the source returns to quiescence. Most of the XN are associated to dynamically proven Black Holes (BH) and indeed the great majority of the known 18 Black Hole Binaries (BHB) as well as of the 22 binary Black Hole Candidates (BHC) are transients (McClintock & Remillard 2003). Because of large changes in the effective accretion rates that occur during the XN outbursts and the very hard spectra they usually display, these sources provide powerful probes of the accretion phenomena and radiation processes at work in BH, and are primary targets for high-energy instruments. Indeed, during their outbursts, these sources often undergo changes in their spectral and temporal characteristics; they may pass through the different *spectral states* observed in BHB (Tanaka & Lewin 1975; McClintock & Remillard 2003). The two principal states of BHB are the Low/Hard State (LHS) and the High/Soft State (HSS). In the latter, the emission is dominated by a very soft ($kT \sim 1$ keV) component generally interpreted as the thermal radiation from an optically thick and geometrically thin accretion disc (Shakura & Sunyaev 1973). A weak and steep power law may also be present and little variability is observed. In the LHS, the spectrum is rather described by a hard power law with photon index in the range 1.5–2.0 and a break around 100 keV. The LHS is also characterized by large timing variability. Intermediate states (namely the intermediate state and the very high soft state) are also observed, where both the soft and hard components are present; the source displays a complicated pattern of timing properties. In spite of the recent advances in the characterization of BHB spectral states and modelling of the emission components, the basic mechanisms which generate the state transitions and in particular the origin of the hard component are not yet understood. Detection and broad band studies of new BH systems is therefore essential to acquire better statistics on the phenomenology of the BHB spectral states and on the relations between their emission components.

Since XN probably follow the galactic stellar distribution, they are concentrated in the direction of the bulge of our Galaxy (with a higher density towards the centre). The SIGMA gamma-ray telescope on board the GRANAT satellite, and later the hard X-ray instruments on board Rossi XTE and Beppo SAX discovered and studied several (about 10) BHC XN in the bulge. INTEGRAL, the INTErnational Gamma-Ray Astronomy Laboratory (Winkler et al. 2003) is a European Space Agency observatory launched on 2002 October 17, carrying four instruments: two main gamma-ray instruments, IBIS (Ubertini et al. 2003) and SPI (Vedrenne et al. 2003), and two monitors, JEM-X (Lund et al. 2003) and OMC (Mas-Hesse et al. 2003). The IBIS coded mask instrument is characterised by a wide Field of View (FOV) of $29° \times 29°$ ($9° \times 9°$ fully coded), a point spread function of $12'$ *FWHM* and it covers the energy range between 20 keV and 8 MeV. The SPI telescope works in the range from 20 keV to 8 MeV with a FOV of 31° diameter (16° fully coded), an angular resolution of 2.5° (*FWHM*) and a typical energy resolution of 2.5 keV at 1.3 MeV. The JEM-X monitor provides spectra and images with arcminute angular resolution in the 3 to 35 keV band, with a FOV of about 10° diameter. Thanks to its instruments performances and to the survey program specifically dedicated to the Galactic Centre (GC) region, INTEGRAL allows the detection and study of the hard X-ray emission from BH XN at large distances and at weaker flux levels than before.

XTE J1720-318 was discovered on 2003 January 9 with the All Sky Monitor (ASM) on board RXTE as a transient source undergoing an X-ray nova like outburst (Remillard et al. 2003). The source 1.2–12 keV flux increased to the maximum value of ~430 mCrab in 2 days (see Fig. 1); then its flux started to decay slowly. Follow up observations with the Proportional Counter Array (PCA) on board RXTE showed the presence of a 0.6 keV thermal component and a hard tail. The spectral parameters and the source luminosity were typical of a BH (Markwardt 2003) in the so-called HSS. Soon after, a radio counterpart was identified with the VLA and ATCA radio telescopes (Rupen et al. 2003; O'Brien et al. 2003), leading to the estimate of the most precise position $\alpha_{J2000} = 17^{\rm h}19^{\rm m}58\overset{\rm s}{.}985$, $\delta_{J2000} = -31°45'01\overset{\prime\prime}{.}109 \pm 0\overset{\prime\prime}{.}25$. The detection of its infrared counterpart (Nagata et al. 2003) provided a measure of the extinction which is compatible with a location of XTE J1720-318 at large distance, probably several kpc.

XTE J1720-318 was observed by XMM-Newton, RXTE and INTEGRAL in 2003 February during dedicated Target of Opportunity (ToO) observations. It was then observed by INTEGRAL during the surveys of the GC region performed in March and April and again from 2003 August to October. We report here the results based from these observations, starting with the description of the available data and of the analysis procedures employed (Sect. 2). We then report the results in Sect. 3 before discussing them in Sect. 4.

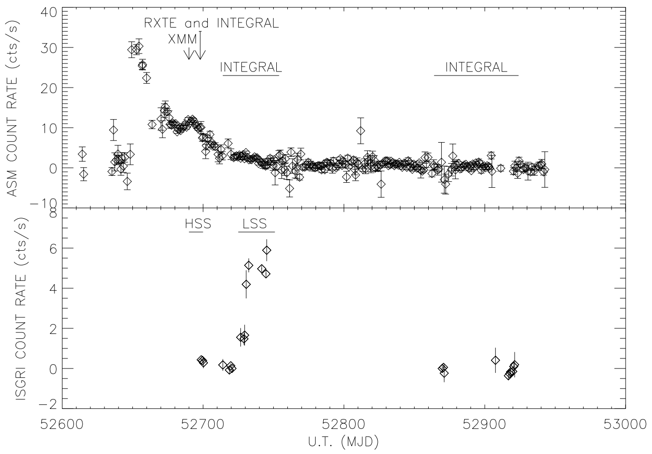


Fig. 1. *Top*: the RXTE/ASM daily average 1.2–12 keV light curve of XTE J1720-318 from few days before the outburst to 2003 October. The arrows show the dates of the XMM-Newton, RXTE and INTEGRAL observations. The approximate periods of later INTEGRAL observations are indicated by horizontal lines. Universal time is reported in units of MJD. *Bottom*: the 20–120 keV IBIS/ISGRI light curve of XTE J1720-318 with time bins of 2 days (rev. 46 to 122). The data used to build spectra for HSS and LHS are indicated by horizontal lines.

2. Observations and data reduction

XTE J1720-318 was observed by XMM-Newton on 2003 February 20, during a public 18.5 ks ToO. Preliminary analysis of these data provided an improved X-ray position of the source (Gonzalez-Riestra et al. 2003), confirming the association with the radio and IR source. One week after, we performed an INTEGRAL ToO observation of XTE J1720-318 which started on 2003 February 28 with a 176 ks exposure. The latter was conducted in coordination with a RXTE ToO observation which lasted about 2 ks. The source was further observed during the INTEGRAL Core Program during a series of exposures dedicated to the GC survey, from March 25 to April 19 for a total of 551 ks observing time. Another 275 ks exposure on the source has been accumulated during ToOs on H 1743-322 (Parmar et al. 2003) in 2003 April. The field containing XTE J1720-318 has also been extensively monitored (about 700 ks exposure time) during the second part of the 2003 INTEGRAL GC survey.

The log of the observations and data used in this work is summarized in Table 1. Figure 1 (top panel) shows the 1.2–12 keV RXTE/ASM light curve of XTE J1720-318 and also indicates the intervals covered by the dedicated XMM-Newton, RXTE and INTEGRAL observations discussed here.

Table 1. Log of the XTE J1720-318 observations analysed in this paper.

Spacecraft	Observation period Dates (2003) (# revolution)	Exposure (ks)	Instruments	Observation type /Mode
XMM-Newton	02/20	18.5	EPIC-PN	ToO/Small Window
Rossi-XTE	02/28	2 ks	PCA	ToO
INTEGRAL	02/28–03/02 (46)	176	JEM X-2 + IBIS	ToO[a]
INTEGRAL	03/15–04/03 (51–57)	361	IBIS	GCDE
INTEGRAL	04/06–04/22 (58–63)	175	IBIS + SPI	ToO on H 1743-322[a]
INTEGRAL	04/12–04/19 (60–62)	191	IBIS + SPI	GCDE
INTEGRAL	08/02–10/16 (103–122)	700	IBIS	GCDE

Notes: [a] 5×5 dithering pattern around the target.

2.1. XMM-Newton data analysis

We present here the data taken with the EPIC-PN camera on board XMM-Newton. The PN camera was operating in Small Window mode. We processed the data using the `Scientific Analysis System` v5.4.1 and the calibration files updated at the end of 2003 March. We first filtered our data for background flares. Since XTE J1720-318 was bright at the date of the observation (resulting in a strong pile up in the PN camera), we adopted the selection criteria suggested by Guainazzi (2001) to obtain the source spectrum. We extracted the single events from an annulus with an internal radius of 15″, and an outer radius of 29″ around the position of XTE J1720-318. As we only used single events in this corona, the effective exposure time of the extracted spectrum was about 6 ks.

We obtained the background spectrum from a sky region far from the source and we built the response matrix (RMF) and ancillary response (ARF) files consistent with the selections. Adding 2.5% systematics, the resultant spectrum was then fitted with `XSPEC` v11.3.0 (Arnaud 1996) between 0.7 and 11 keV.

2.2. Rossi XTE data analysis

We reduced and analysed the RXTE data with the `LHEASOFT` package v5.3. We reduced the data from the PCA following the standard methods explained in the ABC of RXTE and the cook book. The good time intervals (GTI) were defined when the satellite elevation was >10° above the Earth's limb, and the offset pointing <0.02°. We also chose to retain the data taken when most of the Proportional Counter Units (PCU) were turned on (a maximum of 5 here). We extracted the spectra from the standard 2 data, from the top layer of each PCU. Background spectra were produced with `pcabackest` v3.0, using the latest calibration files available for bright sources. The RMF and ARF were generated with `pcarsp` v8.0. Due to uncertainties in the PCA RMF, we included some systematic errors in the spectra. To estimate the level of those systematics, we reduced and analysed a contemporary Crab observation. To obtain a reduced χ^2 of 1 when fitting the Crab spectra, we set the level of systematics as follows: 0.6% between 2 and 8 keV and 0.4% above 8 keV. We fitted the spectra between 3–25 keV for the PCA. We also processed HEXTE data but, due to the poor statistics, we did not include the few HEXTE data points in the analysis.

For the timing analysis, we extracted 16 s resolution PCA light curves from standard 2 data, using all PCUs and all layers, between 2 and 20 keV (absolute channels 5–49), and corrected them for background. We extracted high temporal resolution light curves from the event mode data with a nominal resolution of 2^{-13} s (i.e. ~125 μs) rebinned to 1 ms during the extraction processes. Three such light curves were extracted between absolute channels 5–49 (2–20 keV epoch 5), 17–49 (7–20 keV) and 24–49 (10–20 keV).

2.3. INTEGRAL data analysis

An INTEGRAL observation is made of several pointings (science windows, hereafter SCW) each having exposure time lasting from 1800 to 3600 s and following a special pattern on the plane of the sky (Courvoisier et al. 2003). Except for the 5×5 dithering mode for ToOs, the entire GC region was observed in the framework of the Galactic Centre Deep Exposure (GCDE) program (Winkler 2001). Deep exposures in the GC radian (±30 deg in longitude, ±20 deg in latitude centred at $l = 0$, $b = 0$) are obtained with a set of individual pointings lasting 30 min each on a regular pointing grid.

All the INTEGRAL instruments were operating simultaneously. We describe here mainly results obtained from the data recorded with the ISGRI detector (Lebrun et al. 2003) of the IBIS telescope covering the spectral range from 20 to 800 keV. For the first observation set, when the source was very soft, we also present data from the JEM-X instrument. The IBIS data have been reduced with the `Offline Scientific Analysis (OSA)` v3.0 delivered in December 2003 to produce images and extract spectra for each SCW (Goldwurm et al. 2003). We selected SCW for which the source was within 8° from the telescope axis. For the spectral analysis, we used a 12 linearly rebinned channel RMF and the associated recently corrected ARF (P. Laurent, 2003 December, private communication). The resultant spectrum was fitted between 20 and 600 keV, but above 200 keV the source is not always significantly detected and below 20 keV systematic uncertainties are still very high. Systematics errors at level of 8% (see Sect. 3.3) were applied in the spectral fits to account for the residual effects of the response matrix (Goldwurm et al. 2003). For the image analysis, the background derived from empty fields was subtracted before deconvolution and we used a catalog of about 41 sources to analyse the images. The total amount of IBIS data we processed was equivalent to about 1700 ks of exposure time, however due to selections performed and the fact that the source was very often off-axis, the effective exposure time is reduced to 652 ks.

We reduced the JEM-X data with `OSA` v3.0. Only the JEM-X2 monitor was operated during our observation. Because of uncertainties in the RMF for high off-axis angles, we selected only SCW where the source was closest to the centre of the field of view (i.e. <3° from the telescope axis). The energy channels were also rebinned so as to have a $\sigma > 3$. When all these conditions hold, we extracted the spectra for an effective exposure time of 21 ks. We fitted the resultant averaged spectrum between 3.5 and 26.5 keV, with the standard RMF and ARF.

Concerning SPI, the data obtained during revolutions (hereafter, rev.) 58 and 60 to 63 were reduced using the *Spi_science_analysis_2* script (Knödlseder 2004) available in `OSA` v3.0 (February 2004). Images were then extracted between 20 and 40 keV to build a catalogue of sources. Spectra were finally extracted for each data set with 50 logarithmic bins in the 20–1000 keV energy range, using `Spiros` (Skinner & Connell 2003). We used the imaging results from the IBIS/ISGRI telescope to determine the active sources of the region in order to account for their contribution in the SPI spectral extraction. The latter was performed with a background model derived from the evolution of the saturated count rates in the Ge detectors while the ratios between detectors were left free in the analysis. A few SCW with a bad χ^2 were excluded. Extracted with `Image Response Files` v15, the resulting spectra were fitted with the RMF delivered in 2004 February.

3. Results of the analysis

3.1. The INTEGRAL detection of the XTE J1720-318 state transition

The 20–120 keV IBIS/ISGRI light curve of XTE J1720-318 from the whole set of the 2003 INTEGRAL data is shown in Fig. 1 (lower panel) on the same scale of the ASM light curve. During the INTEGRAL ToO observation of February 28 (rev. 46, MJD 52699), the source was detected at a very low flux level above 20 keV and 10 days later (i.e. between March 9 and 20), it had decreased below the detection level. Starting from March 25 (MJD 52724, rev. 54), the source appeared to brighten in the INTEGRAL/IBIS energy band. Since a similar behaviour was not seen in the ASM light curve (see Fig. 1, top panel), Goldoni et al. (2003) proposed that the source was entering a hard state. Figure 2 shows the details of this hard flare. The 20–80 keV flux was at the beginning around 2 cts s^{-1} (~11 mCrab) and increased to a maximum level of 6.25 cts s^{-1} (~34.5 mCrab) on April 6 (rev. 58, MJD 52737). After this, the flux gradually decreased to the value of 4 cts s^{-1} (rev. 63, MJD 52751). When the INTEGRAL GC survey included the source again in the IBIS FOV in mid August 2003, the transient was not detected and remained below the IBIS/ISGRI detection level for the rest of 2003 (Fig. 1). The derived 3σ upper limit on XTE J1720-318 flux during the mid-August

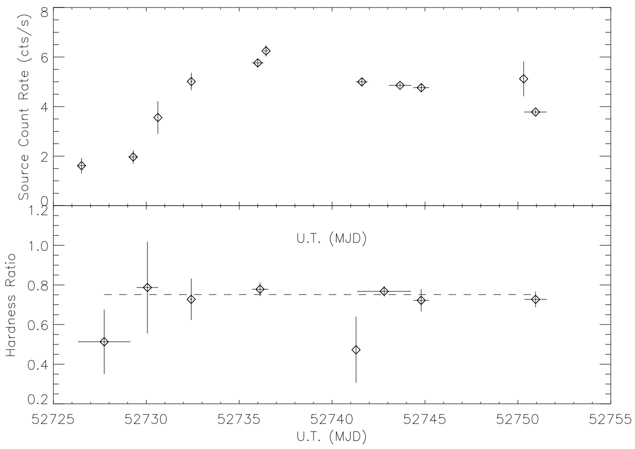


Fig. 2. *Top*: IBIS/ISGRI 20–80 keV light curve with time bins ~1 day during the XTE J1720-318 hard flare (rev. 55 to 63). *Bottom*: corresponding hardness ratio, defined as the ratio between the source count rate in the 40–80 keV band and in the 20–40 keV band with time bins of 3 days. The dashed line represents the average HR.

observations (~MJD 52869, exposure of 271 ks) is 1.5 mCrab between 20–80 keV.

Figure 2 shows the hardness ratio (HR) measured during the observed increase of the source high energy flux. There is no significant variation in the HR around its mean value of 0.75, only a slight indication of a softer HR (~0.5) at the beginning of the flare. We therefore used the whole data of this hard flare to build up an average spectrum (see Sect. 3.3.2). Moreover, we could add the data taken with SPI, which provide us significant points during this period at high energies. We also analysed JEM-X data taken during the hard flare, but due to the fact that the source was often at large off-axis angles and very faint below 20 keV, the derived data points were not significant; therefore, we did not use them in the analysis.

Assuming an exponential shape for both the rise and the decay phases of the hard flare we obtained, using the IBIS/ISGRI data points of Fig. 1 (lower panel), time constants of 13 days (rise) and 48 days (decay) respectively. Since we used the August upper limits for this estimate, the characteristic decay time we derived is therefore only an upper limit. However, the hard flare timescales appear comparable to the main outburst (the characteristic decay time is 60 days) even if the peak broad-band X-ray luminosity remains well below the peak luminosity of the main outburst (see Sect. 3.3).

In the combined IBIS/ISGRI images obtained during the hard outburst (data from rev. 58 to 61), XTE J1720-318 is detected at 94σ in the 20–60 keV range (Fig. 3). The best position found with IBIS from the 20–60 keV image is $\alpha_{J2000} = 17^{h}19^{m}58\overset{s}{.}7$, $\delta_{J2000} = -31°44'43\overset{''}{.}7$ with an accuracy of $0\overset{'}{.}45$ at 90% confidence level (Gros et al. 2003). This position is consistent with the most precise position of XTE J1720-318 derived from radio data since the offset is only $17\overset{''}{.}7$. The high-energy source is therefore unambiguously associated to the transient.

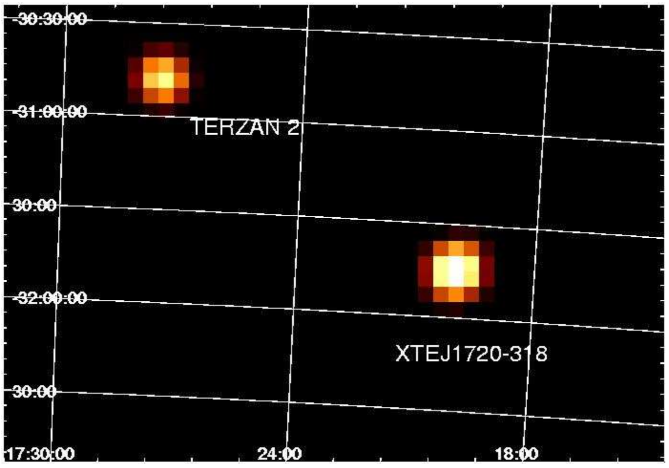


Fig. 3. The IBIS/ISGRI reconstructed sky image of the region around XTE J1720-318 in the 20–60 keV band (rev. 58 to 61). XTE J1720-318 appears at a significance level of 94σ over the background. The other source in the image is the hard X-ray burster located in the globular cluster Terzan 2.

3.2. XTE J1720-318 timing variability during the high/soft state

The XMM-Newton and the INTEGRAL/RXTE observations of February 2003 caught the source in a very soft state (HSS). The source appeared bright at low energies, with a daily-averaged flux between 100 and 140 mCrab in the 1.2–12 keV band. The JEM-X and PCA instruments detected the source at very high significance and we could derive significant spectra up to 20 keV (Fig. 6). However, the high-energy emission was quite weak. IBIS detected the source at a level of 0.4 ± 0.07 cts s^{-1} (~2.1 mCrab) in the 20–120 keV band with a signal of 6σ, providing only few data points at energies higher than 50 keV. As RXTE/HEXTE provided low significant data points at energy ≥20 keV, we did not include them in the spectra (described in Sect. 3.3.1).

The PCA 2–20 keV light curves are shown in Fig. 4. XTE J1720-318 shows some variations around a mean value of ~750 cts s^{-1} in the first set, and 721 cts s^{-1} in the second set. A slight decrease is visible from the first observation to the second (Fig. 4). The light curve of the latter is characterised by an increase of the flux to ~750 cts s^{-1}, during a ~200 s small flare. We produced Power Density Spectra in the 3 energy ranges described in Sect. 2.2 with `POWSPEC` v1.0. These energy dependant PDS were produced on interval length of 16 s between 62.5 mHz and 500 Hz. All the intervals (from the 2 data sets) were averaged in a single frame, and a geometrical rebinning has been applied. The 2–20 keV Leahy normalised PDS is flat (Fig. 4, lower panel). The best-fit model is a constant value of 1.993 ± 0.004 (at the 90% confidence level) with a χ^2 of 87.6 (105 degrees of freedom, hereafter d.o.f.). This value is compatible with the expected Leahy normalised value of 2 for purely Poisson noise (white noise). At higher energy the PDSs are also flat. The 3σ upper limits on the 2–20 keV fractional level of variability is ~6.7%. In the higher energy ranges, the upper limit is rather high and meaningless due to the low statistics of the source.

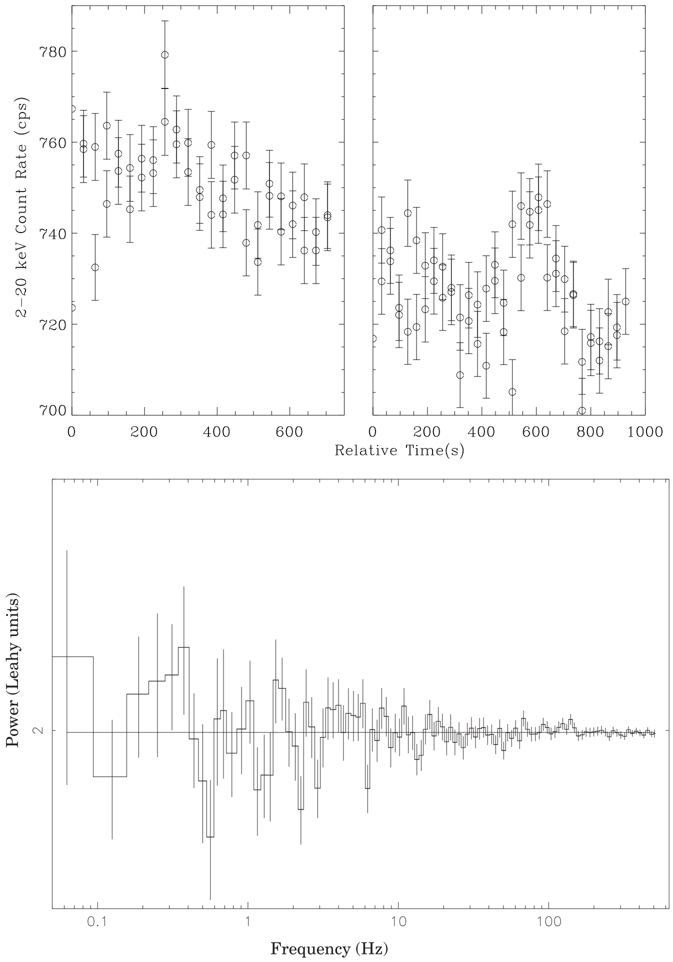


Fig. 4. *Top*: 2–20 keV RXTE/PCA light curves in counts per second, covering the two data sets. For both, relative time 0 refers to the beginning of the GTIs: time 0 corresponds to MJD = 52 698.506(28) (*left panel*) and to MJD = 52 699.487(31) (*right pannel*). The time sampling is 16 s. *Bottom*: 2–20 keV PDS of the combined RXTE/PCA data sets. The best-fit (constant) is superimposed as a line.

3.3. Spectral results

3.3.1. The high/soft state spectrum

We have fitted the XMM-Newton EPIC-PN data with a model composed of an absorbed multi-colour black-body disc (MCD, Mitsuda et al. 1984) plus a power law. A single absorbed MCD alone leads to a poor fit (χ^2 = 1349 for 1064 d.o.f.), as does a single absorbed power law (χ^2 = 14 825 for 1064 d.o.f.). The best-fit parameters derived from our analysis are given in Table 2. We obtained for N_H = (1.24 ± 0.02) × 10^{22} cm^{-2}. The unabsorbed flux in the 0.7–10 keV range is 6.43 × 10^{-9} erg cm^{-2} s^{-1}. Assuming a distance of 8 kpc (see discussion), we derive a 0.7–10 keV unabsorbed) luminosity of 4.9 × 10^{37} erg s^{-1}. The disc component accounts for more than 85% of the total 2–100 keV luminosity. If we assume a line of sight inclination angle (θ) of 60°, we find, from the disc normalisation, an inner disc radius of 48.7 ± 0.5 km. Figure 5 shows the resultant EF(E) spectrum and its best-fit.

We have applied the same absorbed MCD plus a power law model to a simultaneous fit of the RXTE/PCA,

Table 2. XTE J1720-318 best-fit spectral parameters (with 90% confidence level errors) for the XMM-Newton and the RXTE/INTEGRAL ToOs of February.

Satellite	Date (2003)	Photon index	Disc temperature (keV)	Disc normalisation[a]	$\chi^2_{\rm red}$ (d.o.f.)	Flux[b] ($\times 10^{-9}$ erg cm^{-2} s^{-1})
XMM-Newton	02/20	$2.81^{+0.60}_{-0.66}$	0.67 ± 0.01	1855^{+37}_{-43}	0.84 (1062)	2.36
RXTE+INTEGRAL	02/28–03/02	$2.72^{+0.29}_{-0.34}$	0.59 ± 0.01	5647^{+338}_{-404}	0.97 (72)	3.25

Notes: [a] Disc normalisation K is given by $K = (\frac{R}{D})^2 \times \cos\theta$ where R is the inner disc radius in units of km, D is the distance to the source in units of 10 kpc and θ the inclination angle of the disc.
[b] Unabsorbed 2–100 keV flux.

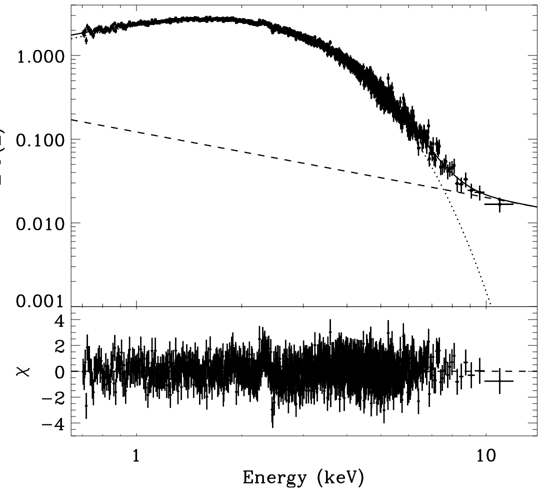


Fig. 5. XMM-Newton/EPIC-PN unabsorbed EF(E) spectrum of XTE J1720-318 (units keV cm^{-2} s^{-1}) along with the best-fit model MCD plus power law. *Dotted*: MCD. *Dashed*: power law. *Thick*: total model. Residuals (in σ units) are also shown.

INTEGRAL/JEM-X and INTEGRAL/IBIS data taken about 8 days later. We obtained the best-fit parameters reported in Table 2. To account for uncertainties in relative instruments calibrations, we let a multiplicative constant free to vary in the fit of the different data sets. Taking the RXTE/PCA spectrum as the reference, the derived constants are all found very close to 1 for each instrument. As RXTE and JEM-X are not suited to determine interstellar absorption (energy lower boundary is ~3 keV), we fixed $N_{\rm H}$ to the value obtained from the XMM-Newton fits. We also added a gaussian function at the iron fluorescent line energies to account for a feature present in the RXTE data. The line centroid was found to be $6.45^{+0.16}_{-0.35}$ keV with an equivalent width (*EW*) of 572^{+307}_{-178} eV. However, this line was not present in the data obtained with XMM-Newton. To check the reality of this line, we reperformed the fit of the EPIC PN spectrum by adding to the best fit continuum model an iron line at a fixed energy and width equal to the ones found from the RXTE data (*FWHM* = 1.6 keV). We obtained an upper limit for such a line of 250 eV *EW* at the 90% confidence level. For a narrow line at the same energy, we obtained an upper limit of 75 eV *EW*. This upper limit suggests that the line seen with RXTE is probably due to an incorrect background subtraction and not to XTE J1720-318. Indeed a contamination by the galactic ridge emission (Revnivtsev 2003) cannot be excluded even if the line should be rather centered at 6.7 with a narrower width. With a line centroid fixed to this energy, we obtained from the RXTE spectrum a line width of $0.59^{+0.06}_{-0.21}$ keV and EW of 456^{+117}_{-136} eV. The residuals are slightly worse around the 6.4–6.7 range but they do not exclude such a line contamination. Detailed analysis of other RXTE/PCA data of XTE J1720-318 during the outburst will probably clarify this issue. For this reason, we did not included the line for the fit of the INTEGRAL data. In spite of the low significance level of the detection, the IBIS/ISGRI data allow us to study the source up to higher energies because of the higher sensitivity of ISGRI and the longer exposure time. The 3–200 keV count spectrum and the derived best-fit model are shown in Fig. 6. Figure 7 (red) shows the unfolded EF(E) spectrum with its best-fit model. Note that above ~100 keV, the source is not significantly detected.

The disc inner radius (with the same assumptions on distance and viewing angle as above) is 85^{+2}_{-4} km and the disc flux luminosity contributes to 93% of the unabsorbed 2–100 keV luminosity. Indeed, there is a slight evolution between the XMM-Newton derived disc parameters (radius and temperature) and the same parameters found one week later by RXTE and INTEGRAL while the power law slope did not change. According to the strengths of the soft component and the value of the power law photon index, we found that the source was clearly in a HSS, where the thermal component from the accretion disc dominates and the high energy tail is very weak. We have also fitted the data with a bulk motion comptonisation model (Shrader & Titarchuk 1999), often used to model the spectra of BH in HSS. The test gave us an acceptable fit with χ^2_ν of 1.36 for 78 d.o.f. The derived temperature of thermal photon source is 0.52 ± 0.01 keV, the energy spectral index $1.8^{+0.2}_{-0.4}$ and the log A parameter $-1.6^{+0.1}_{-0.2}$, compatible with the parameters obtained from the MCD plus power law fit. The spectra taken during the last week of 2003 February are therefore all consistent with the hypothesis that XTE J1720-318 is a BH XN in HSS.

3.3.2. The low/hard state spectrum

As discussed above, IBIS data from rev. 55 to 63, during the hard flare, are consistent with one another (i.e. no variation of HR) and can be summed to derive the average spectrum and its best-fit model reported in Fig. 7 (blue). We fitted this spectrum with a simple power law model between 20 and 600 keV. We also used the count spectrum derived from SPI data of rev. 58 to 61 in order to make a simultaneous fit. Due to the

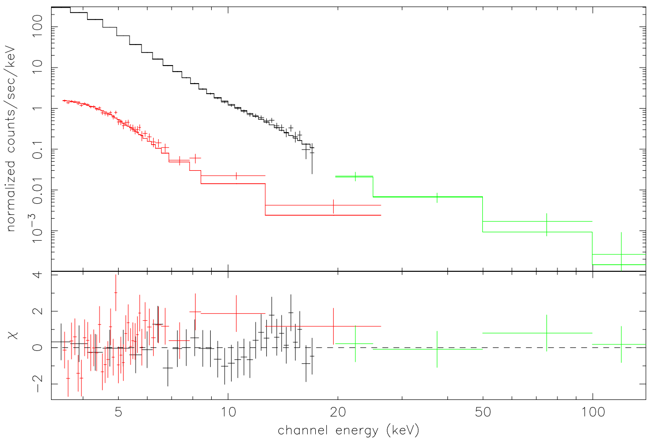


Fig. 6. Joint RXTE/PCA (black), INTEGRAL/JEMX-2 (red) and INTEGRAL/IBIS (green) spectra of XTE J1720-318 during the observations of end 2003 February. The best-fit model, an absorbed MCD plus a power law, is over plotted as a solid line to the data. Residuals (in σ units) are also shown.

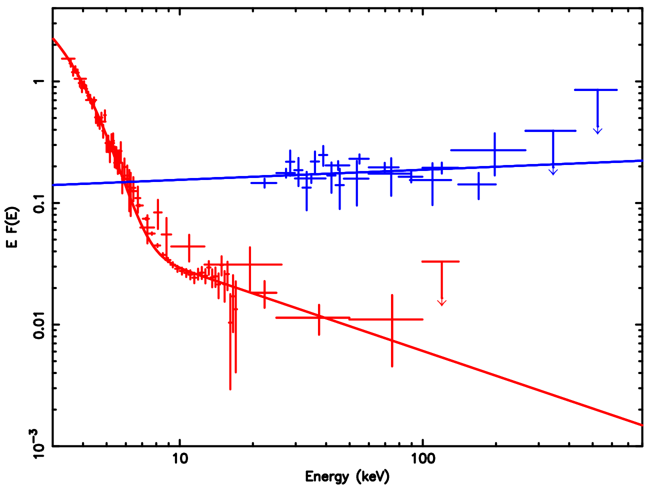


Fig. 7. Unabsorbed EF(E) spectrum of XTE J1720-318 (units of keV cm^{-2} s^{-1}) along with the best-fit model: MCD plus power law for the HSS (red) and a power law for the LHS (blue) with IBIS/ISGRI and SPI 20–600 keV data (rev. 55 to 63). Upper limits are shown at 3σ.

presence of high background structures, SPI data from rev. 62 to 63 were not included in the spectra. The SPI data points were binned so as to have a level of 3σ per bin or 4 bins together at least. To account for uncertainties in relative instruments calibrations, we let a multiplicative constant vary in the fit. Taking the IBIS spectrum as the reference (constant equal to 1), the multiplication factor returned for SPI during the fit is 1.28. At 90% confidence level, the best-fit photon index returned from the fits is 1.9 ± 0.1 with a reduced χ^2 of 1.60 (22 d.o.f.), which reveals that the spectrum of XTE J1720-318 is much harder than observed in February. In addition to the power law model, we fitted the data set with a comptonisation model (Sunyaev & Titarchuck 1980): the XSPEC *compst* model. The derived parameters are 43 $^{+32}_{-11}$ keV for the temperature and 2.7 ± 0.9 for the optical depth, with a reduced χ^2 of 1.27 (21 d.o.f.). Similarly we fitted the spectrum with a comptonisation model (the XSPEC *comptt* model) which includes relativistic effects, estimates a larger range of parameters and includes the seed soft photon energy (Titarchuk 1994). We obtained, with a seed photon temperature frozen to $kT_{\rm bb}$ = 0.6 keV and a spherical geometry, a plasma temperature of kT = 57 ± 29 keV and an optical depth τ = 2 ± 1 with a reduced χ^2 of 1.19 (21 d.o.f.). We also tested the Putanen & Svensson (1996) comptonisation model (the XSPEC *compps* model) proper for very hot plasmas: we obtained kT = 430 ± 110 keV and τ equal to 0.11 ± 0.11, for a fixed seed photon $kT_{\rm bb}$ = 0.45, with a reduced χ^2 of 1.33. Since the latter models gave slightly better fit than the single power law, we have performed an additional test to see if a break in the power law would be statistically significant. We fitted a cut-off power law and derived the difference between the absolute χ^2 with the χ^2 of the single power law. We restricted the fit to the data up to 300 keV to avoid the use of upper limits, and we obtained a $\Delta\chi^2$ of 5.8; for a χ^2 distribution with 1 d.o.f., this value represents a probability of 95% that the new component is significant. Even if the test is not fully conclusive, a cut-off in the model with a typical folding energy of approximately 120 keV clearly improves the fit and better describes the available data. We note that the derived thermal comptonisation parameters for XTE J1720-318 during the hard flare (or the best-fit power law index and cut-off energy) are very much consistent with those found in BHB in the so-called LHS.

4. Discussion

The high equivalent absorption column density derived from the XMM-Newton data suggests that XTE J1720-318 lies at the GC distance or even further. This would place the source in the galactic bulge and we will, therefore, assume a distance to the source of 8 kpc.

When observed with XMM-Newton, about 40 days after the outburst peak, XTE J1720-318 was clearly in a HSS, characterized by a strong soft (thermal) component, well modelled by a MCD model with an inner disc temperature of $kT \sim$ 0.7 keV, and a weak power law tail (Fig. 5). The source was found in HSS also at the end of February (Figs. 6 and 7) when we could measure, with higher precision, using INTEGRAL and RXTE simultaneous observations, the power law index of 2.7. In both observations, the disc component accounted for more than 85% of the unabsorbed 2–100 keV source luminosity, estimated at the end of February at 2.5 × 10^{37} erg s^{-1}. We estimated the bolometric luminosity from the best fit spectrum by extending the flux computation at 0.01 keV. We obtained for the XMM observation a value of 1.4 × 10^{38} erg s^{-1}. Even for a small 5 $M_\odot$ BH (see discussion below), this bolometric luminosity is below the Eddington luminosity which is 6.5 × 10^{38} erg s^{-1} for such a BH mass. Similar results are obtained one week later with RXTE/INTEGRAL observations: the accretion rate is sub-Eddington.

Besides, no line emission was observed with XMM-Newton and we could determine an upper limit to the *EW* of 75 and 144 eV for narrow lines at 6.4 and 6.7 keV respectively. The upper limits for broad lines are less constraining. As discussed in Sect. 3.3.1, we consider unlikely that the relatively strong iron line (~570 eV) we detected with RXTE about 10 days later can be due to the source since we obtained an upper limit of 250 eV with XMM data and we did not observe large spectral changes between the two observations. The XMM-Newton narrow line upper limit is below the strong *EW*s (>150 eV) of lines observed in certain BH systems and attributed to fluorescence produced by reflection of hard X-rays from the accretion disc (e.g. Miller et al. 2001).

However, these line are often broadened by relativistic effects and in this case our data are less constraining. For the parameters of the emission line (centroid at 6.2 keV and *FWHM* of 2.4 keV) reported by Markwardt (2003) from an RXTE observation of XTE J1720-318 performed during the main outburst peak, we in fact obtained upper limits of only 290 eV, while the RXTE measured EW was 95 eV. Only slight differences in the spectral parameters of the soft component were measured between the INTEGRAL/RXTE observations and the XMM-Newton one (i.e. a lower temperature and a larger inner disc radius). The inner radius derived from the normalisation of the MCD model for XTE J1720-318 (for the assumed distance and inclination angle) is compatible with values of the radius of the innermost stable circular orbit around a Schwarzschild BH with mass of $\sim 5\ M_{\odot}$. During the outburst decay of BH XN, this parameter is observed to remain approximately constant if the source stays in the HSS (McClintock & Remillard 2003; Ebisawa et al. 1991). The variation observed in XTE J1720-318 could indicate that the disc was receding during the decay phase, but it is more probably linked to a specific variation of the normalisation during a secondary flare. Indeed the XMM-Newton observation took place right at the maximum of a weak secondary peak which occurred in the decay phase (see Fig. 1, top panel) and which was also observed in infrared (Nagata et al. 2003). In anycase, these differences could also be due at least in part to cross calibration uncertainties between the instruments. The lack of significant rapid variability that we have found from the study of the PDS using RXTE data, is also compatible with the source being in the HSS. In this state in fact, the fractional time variability is in general lower than 5–10%. From our data, considering the results previously reported by Markwardt et al. (2003) and the RXTE/ASM light curve which steadily decreased during 2003, we can conclude that the source did not change spectral state during the decay phase which started after the main outburst peak and lasted until about mid March.

A dramatic change in the source behaviour was instead observed with INTEGRAL towards the end of March. After the source had decreased below the INTEGRAL detection level, we observed the rise of the high-energy component about 75 days after the main outburst peak, giving rise to a secondary outburst which we could observe for about 25 days. Since such increase was not seen in the RXTE/ASM count rate, and as we did not have significant signal in the JEM-X data, we conclude that the source underwent a spectral transition towards the LHS. The 20–200 keV unabsorbed luminosity increased in about 10 days from below the INTEGRAL detection level to a value of 7×10^{36} erg s^{-1}. Then it started to decrease with timescale between 10 days and 50 days.

During this secondary outburst, the >20 keV spectrum was hard and well described by a power law photon index of 1.9 or a thermal comptonisation model with a (weakly constrained) plasma temperature of 43 keV and an optical depth of 2.7. The spectral break seems probable, but no firm conclusion is possible due to the low significance of the derived source spectrum at high energies. The derived best-fit parameters (both the power law slope and break and the temperature and depth of the comptonising plasma) are however compatible with those typically found in BHB in the LHS. Assuming that the power law extends at low energies without any additional contribution of a soft component, we estimated an average unabsorbed 2–200 keV luminosity of $\sim 9.4 \times 10^{36}$ erg s^{-1}. The bolometric luminosity is estimated to 4.3×10^{37} erg s^{-1} and shows again that the source was in a sub-Eddington regime, even for a low mass BH. While this secondary outburst did not reach the luminosity of the main one, it is clear that the transition is not simply due to spectral pivoting as observed in Cygnus X-1.

The high peak luminosity, the fast rise and slow decay time scales, the HSS and the secondary outburst with transition to a LHS with spectral parameters typically observed in other (dynamically confirmed) BH transients, like e.g. XTE J1550-564 (Sobczak et al. 2000; Rodriguez et al. 2003) or GRO J1655-40 (Sobczak et al. 1999, see also McClintock & Remillard 2003), clearly show that XTE J1720-318 is very likely a new XN and BHC, possibly located in the galactic bulge.

Although there is little doubt about the origin of the soft thermal component and its modelling, the interpretation of the high-energy tail and its connection to the spectral states remain rather controversial. In the HSS, most of the X-rays are radiated by the accretion disc which is supposed to extend down very close to the BH horizon. The standard Shakura & Sunyaev (1973) α-disc, however, cannot produce hard radiation (in either of the spectral states). In the LHS, the disc component is weak or absent and, when observed, the fitted temperature is very low and the inner radius very large. In this state, the accretion disc is supposed to be truncated at a large radius. The hard component is generally attributed to thermal comptonisation of the disc soft radiation by a hot corona (Sunyaev & Titarchuk 1980; Titarchuk 1994) located above the disc or in the inner part of the system, around and very close to the BH. Thermal comptonisation models fit well the spectra during the LHS and indeed the comptonisation parameters derived for XTE J1720-318 are in good agreement with those usually observed in BH systems in LHS. However, the details of the geometry and of radiation mechanisms at work are still not understood; the processes which lead to the spectral transition and the possible role of non-thermal (synchrotron) radiation are still very uncertain. For example, one set of models which explain the above geometry and the comptonisation origin of the hard emission in LHS are those based on Advection Dominated Accretion Flows (ADAF). They are hot radiatively inefficient flows where most of the energy is advected into the BH (Esin et al. 1998). During LHS, the ADAF takes place between the truncated inner disc and the BH horizon, and gives rise to a hot optically thin plasma responsible for the thermal comptonisation of the disc photons.

However, in the recent years, it has become apparent that in LHS, the BHB become bright in radio and display a clear correlation between the X and radio luminosities (see Fender et al. 2003). Observations of XTE J1720-318 with the ATCA radio telescope have shown that this source was bright at radio wavelengths during the secondary outburst (Brocksopp et al. 2004, in preparation), when we clearly saw the source in the LHS. Simple ADAF models have difficulty to explain such correlations. Models where a compact jet at the base of the BH plays a major role in the physical processes of such systems have been proposed (Markoff et al. 2001). In jet models of BHB, the high-energy emission seen during the LHS is interpreted as synchrotron emission from the jets which extends from radio to hard X-ray, naturally explaining the correlations observed during the LHS.

Besides, the high energy tail observed in HSS or in the intermediate states is not fully understood. The observed steep power law (index ~2.7) without significance of a break could also be related to the presence of a non-thermal component in the accretion flow which has been proposed in the so-called hybrid thermal/non-thermal models (Zdziarski et al. 2001; Poutanen & Coppi 1998). Alternatively, comptonisation on a population of (thermalised) electrons with bulk motion (e.g. Titarchuk et al. 1997; Laurent & Titarchuk 1999) may be responsible for this component. The fit of XTE J1720-318 HSS spectrum we performed with the BMC model does provide parameters similar to those obtained in other BHB (Borozdin et al. 1999). However, the XTE J1720-318 spectrum is significant only up to about 80 keV so we cannot test the predicted presence of a high-energy break expected at energies greater than 200 keV.

Thanks to the imaging capability and sensitivity of INTEGRAL, it has been possible to study a faint transient source in the galactic bulge, to detect a secondary outburst in hard X-rays, typical of XN, and a spectral transition confirming the probable BH nature of the object and to obtain a significant spectrum up to 200 keV. The detection and study of the other XN of the galactic bulge with INTEGRAL will possibly provide more data on this kind of objects and will thus improve our understanding of the physics of BHB.

Acknowledgements. M.C.B. thanks J. Paul and P. Ferrando for careful reading and commenting the manuscript. JR acknowledges financial support from the French Space Agency (CNES). We thank Brocksopp et al. for providing a preprint of their paper in preparation. We thank the ESA ISOC and MOC teams for they support in scheduling and operating the ToO observations of XTE J1720-318. The present 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, Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA) and with XMM-Newton, an ESA science mission with instruments and contributions directly funded by ESA member states and the USA (NASA).

References

Arnaud, K. A. 1996, in Astronomical Data Analysis Software and Systems V, ed. G. H. Jacoby, & J. Barnes (San Francisco: ASP), ASP Conf. Ser., 101, 17
Borozdin, K., Revnivtsev, M., Trudolyubov, S., et al. 1999, ApJ, 517, 367
Brocksopp, C., Corbel, S., Fender, R. P., et al. 2004, in preparation
Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Beckmann, V., et al. 2003, A&A, 411, L53
Ebisawa, K., Ogawa, M., Aoki, T., et al. 1994, PASJ, 41, 375
Esin, A. A., Narayan, R., Cui, W., et al. 1998, ApJ, 505, 854
Fender, R. P., Gallo, E., & Jonker, P. G. 2003, MNRAS, 343, L99
Goldoni, P., Goldwurm, A., Kuulkers, E., et al. 2003, Atel, 153
Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, A&A, 411, L223
Gonzalez-Riestra, R., Rodriguez-Pascual, P. M., Santo-Lleo, M., et al. 2003, IAUC, 8080
Gros, A., Goldwurm, A., Cadolle Bel, M., et al. 2003, A&A, 411, L179
Guainazzi, M., XMM-Newton Science Analysis Workshop 2001, WA3
Knödlseder, J. 2004, 5th INTEGRAL Workshop, to be published
Laurent, P., & Titarchuk, L. 1999, ApJ, 511, 289
Lebrun, F., Leray, J. P., Lavocat, P., et al. 2003, A&A, 411, L141
Lund, N., Budtz-Jorgensen, C., Westergaard, N. J. et al. 2003, A&A, 411, L231
McClintock, J. E., & Remillard, R. E. 2003 [arXiv:astro-ph 0306213]
Markoff, S., Flacke, H., & Fender, R. 2001, A&A, 372, L25
Markwardt, C. B. 2003, Atel, 115
Mas-Hesse, J. M., Giménez, A., Culhane, J. L., et al. 2003, A&A, 411, L261
Miller, J. M., Fabian, A. C., & Wijnand, R. 2002, ApJ, 570, L69
Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., et al. 1984, PASJ, 36, 741
Nagata, T., Kato, D., Baba, D., et al. 2003, PASJ, to appear [arXiv:astro-ph/0312012]
O'Brien, K., Clarke, F., Fender, R. P., et al. 2003, Atel, 117
Parmar, A. N., Kuulkers, E., Oosterbroek, T., et al. 2003, A&A, 411, L421
Poutanen, J., & Coppi, P. 1998, Phys. Scr., 77, 57 [arXiv:astro-ph/9711316]
Poutanen, J., & Svensson, R. 1996, ApJ, 410, 249
Remillard, R. E., Levine, A. M., Morgan, E. H., et al. 2003, IAUC, 8050
Revnivtsev, M. 2003, A&A, 410, 865
Rodriguez, J., Corbel, S., & Tomsick, J. A. 2003, ApJ, 595, 1032
Rupen, M. P., Brocksopp, C., Mioduszewski, A. J., et al. 2003, IAUC, 8054
Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 373
Shrader, C., & Titarchuk, L. 1999, ApJ, 521, L21
Sobczak, G. J., McClintock, J. E., & Remillard, R. R. 1999, ApJ, 520, 776
Sobczak, G. J., McClintock, J. E., & Remillard, R. R. 2000, ApJ, 544, 993
Skinner, G., & Connell, P. 2003, A&A, 411, L123
Sunyaev, R. A., & Titarchuk, L. 1980, A&A, 86, 21
Tanaka, Y., & Lewin, W. H. G. 1995, in X-ray Binaries, ed. W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, & E. P. J. van deu Heuvel (Cambridge University Press), 126
Tanaka, Y., & Shibazaki, N. 1996, ARA&A, 34, 607
Titarchuk, L. 1994, ApJ, 434, 570
Titarchuk, L., Mastichiadis, A., & Kylafis, N. D. 1997, ApJ, 487, 834
Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, A&A, 411, L131
Winkler, C. 2001, in Exploring the Gamma-Ray Universe, Proceedings of the Fourth INTEGRAL Workshop, ESA SP-459, 471
Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, A&A, 411, L1
Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., et al. 2003, A&A, 411, L63
Zdziarski, A. A., Grove, J. E., Poutanen, J., et al. 2001, ApJ, 554, L45

A&A 446, 591–602 (2006)
DOI: 10.1051/0004-6361:20053068

Astronomy & Astrophysics

The broad-band spectrum of Cygnus X-1 measured by INTEGRAL

M. Cadolle Bel[1,2], P. Sizun[1], A. Goldwurm[1,2], J. Rodriguez[1,3,4], P. Laurent[1,2], A. A. Zdziarski[5], L. Foschini[6], P. Goldoni[1,2], C. Gouiffès[1], J. Malzac[7], E. Jourdain[7], and J.-P. Roques[7]

[1] Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, 91191 Gif-Sur-Yvette, France
e-mail: mcadolle@cea.fr
[2] APC-UMR 7164, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France
[3] AIM-UMR 7158, France
[4] ISDC, 16 Chemin d'Ecogia, 1290 Versoix, Switzerland
[5] N. Copernicus Astronomical Center, 00-716 Warsaw, Poland
[6] INAF/IASF, Sezione di Bologna, Via Gobetti 101, 40129 Bologna, Italy
[7] Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, 31028 Toulouse, France

Received 15 March 2005 / Accepted 31 August 2005

ABSTRACT

The *INTEGRAL* satellite extensively observed the black hole binary Cygnus X-1 from 2002 November to 2004 November during calibration, open time and core program (Galactic Plane Scan) observations. These data provide evidence for significant spectral variations over the period. In the framework of the accreting black hole phenomenology, the source was most of the time in the Hard State and occasionally switched to the so-called "Intermediate State". Using the results of the analysis performed on these data, we present and compare the spectral properties of the source over the whole energy range (5 keV–1 MeV) covered by the high-energy instruments on board *INTEGRAL*, in both observed spectral states. Fe line and reflection component evolution occurs with spectral changes in the hard and soft components. The observed behaviour of Cygnus X-1 is consistent with the general picture of galactic black holes. Our results give clues to the physical changes that took place in the system (disc and corona) at almost constant luminosity during the spectral transitions and provide new measures of the spectral model parameters. In particular, during the Intermediate State of 2003 June, we observe in the Cygnus X-1 data a high-energy tail at several hundred keV in excess of the thermal Comptonization model which suggests the presence of an additional non-thermal component.

Key words. black hole physics – stars: individual: Cygnus X-1 – gamma rays: observations – X-rays: binaries – X-rays: general

1. Introduction

Galactic Black Holes (BH) X-ray binary systems display high-energy emission characterized by spectral and flux variabilities on time scales ranging from milliseconds to months. These systems are generally found in two major states mainly defined by the relative variable contributions of soft and hard X-ray components, radio spectral properties and timing behaviour (McClintock & Remillard 2003; Nowak 2002). In the Hard State (HS), the X-ray and γ-ray spectrum is generally described by a power law model with an exponential cutoff at a few hundred keV, accompanied by relevant radio emission; it can be modeled by thermal Comptonization of cool seed photons in a hot electron plasma (Gierliński et al. 1997; Dove et al. 1998). The soft (~0.1–2 keV) black body component is very weak or too soft to contribute significantly. The Thermal Dominant State (TDS) instead shows a strong thermal component with a characteristic temperature of at most a few keV that dominates the X-ray spectrum. No, or very weak and spectrally steep, hard X-ray emission is observed; the radio emission is quenched or very faint. This spectrum is generally associated with a geometrically thin and optically thick accretion disc (Shakura & Sunyaev 1973). In addition to these two canonical states, other states have been identified, characterized either by an even greater luminosity than in the TDS (the "Steep Power law State") or by variability and X-ray spectral properties mostly intermediate between the HS and the TDS (Belloni et al. 1996): the "Intermediate State" (IS).

Cygnus X-1/HDE 226868 is one of the first X-ray binaries detected; it belongs to the BH binary category. Among the brightest X-ray sources of the sky, it is also very variable on different time scales. The assumption that Cygnus X-1 ranks among the microquasars has been confirmed by the detection of a relativistic jet (Stirling et al. 2001). Since its discovery in 1964 (Bowyer et al. 1965), it has been extensively observed as the prototype of BH candidates in radio/optical wavelengths and with all high-energy instruments, from soft X-rays to γ-rays, e.g., with *ASCA* (Gierliński et al. 1999), *SIGMA* (Salotti et al. 1992), *RXTE* (Dove et al. 1998; Pottschmidt et al. 2003a), *BeppoSAX* (Frontera et al. 2001; Di salvo 2001) and *CGRO* (McConnell et al. 2000, 2002). This persistent source, located at ~2.4 ± 0.5 kpc

(McClintock & Remillard 2003, Table 4.1), accretes via a strong stellar wind coming from its companion, a O9.7I star of 20 $M_\odot$ (Ziółkowski 2005) with an orbital period of 5.6 days. The mass function constrains the inclination angle of the system between 25° and 67° (Gierliński et al. 1999) and we adopted the value of 45°.

Cygnus X-1 spends most of its time (90% until 1998 see, e.g., Gierliński et al. 1999) in the HS, with a relatively low flux in soft X-rays (∼1 keV) and a high flux in hard X-rays (∼100 keV). Its spectrum is roughly described by a power law with a photon index Γ between 1.4–2.1; a break at energies higher than ∼50 keV is present. This state is also characterized by a large timing variability. Occasionally, the source switches to the TDS with $\Gamma > 2.3$. During 1996 June, in addition to the dominant black body component and the hard component, a high-energy tail extending up to 10 MeV was discovered (McConnell et al. 2002). In this state little variability is observed. The IS, in which the source exhibits a relatively soft hard X-ray spectrum ($\Gamma \sim 2.1$–2.3) and a moderately strong soft thermal component (Méndez & van der Klis 1997), often appears when the source is about to switch from one main state to another. When not associated with a clear spectral transition, this state is called a "Failed State Transition" (FST). In the IS, the source displays a complicated pattern of timing properties. In the past few years, the source has been deeply observed in the IS and in the TDS (Zdziarski et al. 2002; Pottschmidt et al. 2003a; Gleissner et al. 2004a; Zdziarski & Gierliński 2004). In addition to the thermal and power law components, other spectral features can be present in the spectrum: a reflection component peaking around 30 keV and, most noticeably, a Fe Kα line and Fe edge between 6 and 7 keV. These features can be visible in both spectral states.

The *INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL)* mission (Winkler et al. 2003) is an European Space Agency satellite launched on 2002 October 17, carrying two main γ-ray instruments, IBIS (Ubertini et al. 2003) and SPI (Vedrenne et al. 2003), and two X-ray monitors JEM-X (Lund et al. 2003). Composed of two detectors, ISGRI (Lebrun et al. 2003) and PICsIT (Di Cocco et al. 2003), the IBIS coded mask instrument covers the energy range between 15 keV and 10 MeV. The SPI telescope works in the 20 keV–8 MeV range and the JEM-X monitors provide spectra and images in the nominal 3–35 keV band. As a bright hard X-ray source, Cygnus X-1 is a prime target for *INTEGRAL* and has been extensively observed during the Performance Verification (PV) Phase of the mission, when the source was in the HS (Bazzano et al. 2003; Bouchet et al. 2003; Cadolle Bel et al. 2004; Pottschmidt et al. 2003b). Pottschmidt et al. (2005) also reported on preliminary analysis of the high time-resolution Galactic Plane Scan (GPS) observations of Cygnus X-1 (up to 2004 April) in the 15–70 keV range. In the present work, we report the results over a wide energy band (from 5 keV up to 1 MeV) of several sets of observations of Cygnus X-1, including part of the PV-Phase observations not yet exploited, the first observations of Cygnus X-1 in the Open Time program, a larger amount of GPS data than previously analyzed and the data from the 2004 November calibration period. For the first time, up to 1.5 Ms of *INTEGRAL* data of Cygnus X-1, collected over two years from 2002 November to 2004 November, are presented, fully exploiting the broad-band capability of all high-energy instruments of the mission.

2. Observations and data reduction

Table 1 reports the general periods (epochs) of the observations used, giving for each of them the instrument data available, date range, exposure (per instrument) and observing modes. Epoch 1 includes part of the PV-Phase observations of Cygnus X-1. To discuss the time evolution of the source, we report here the IBIS/ISGRI light curves and hardness ratios obtained during most of the PV-Phase observations of Cygnus X-1 (first line of Table 1), but since spectral results were presented in previous works, we studied more specifically the broad-band spectrum (using JEM-X, IBIS and SPI data) only for those PV-Phase observations not yet fully exploited, i.e., those performed between 2002 December 9–11 (epoch 1). The Open Time observation was performed on 2003 June 7–11 (epoch 2) with a 5×5 dither pattern (Jensen et al. 2003). The effective exposure time was 275 ks for JEM-X2, 292 ks for IBIS and 296 ks for SPI. For this latter period, preliminary results can be found in Malzac et al. (2004) and Cadolle Bel et al. (2004) but we report here the complete study of the average spectrum while, in a future work, Malzac et al. (2005, submitted) will present the variability properties of the source. Epoch 3 and epoch 4 refer respectively to the set of Cygnus X-1 observations during the core program GPS and the 2004 November calibrations. Unfortunately, for the short interrupted GPS exposures, the SPI data are unusable because a sensitive evaluation of the background is not possible: only JEM-X and IBIS/ISGRI data are used. The periods of our different *INTEGRAL* observations, presented in Table 1, are also indicated in Fig. 1 (epochs from numbers 1 to 4).

We reduced the IBIS and JEM-X data with the standard analysis procedures of the Off-Line Scientific Analysis `OSA 4.2` released by the ISDC, whose algorithms are described in Goldwurm et al. (2003) and Westergaard et al. (2003) for IBIS and JEM-X respectively. A basic selection was performed to exclude those pointings too close to radiation belt entry or exit, or spoilt by too much noise. To avoid uncertainties in the response files for high off-axis angles, we also selected the IBIS data of the observations for which the source was in the fully coded field of view, i.e., with an offset from the telescope axis no larger than 4.5°, and JEM-X data for maximum offset angles of 3°. Following recommendations of the `OSA 4.2` release, IBIS/ISGRI events were selected to have corrected energies >20 keV and rise time channels between 7 and 80. For the background correction, we used a set of IBIS/ISGRI maps derived in 256 energy channels from empty field observations (these maps will be the default IBIS/ISGRI correction maps for the `OSA 5.0` release) combined with our chosen energy bins while, for the off-axis correction maps and the response matrices, we used those of the official `OSA 4.2` release. In the analysis, we considered the presence of the two other sources of the region, Cygnus X-3 and EXOSAT 2030+375, when they

Table 1. Log of the Cygnus X-1 observations analyzed in this paper.

Epoch	Instrument	Observation Period (date yy/mm/dd)	Exposure (ks)	Observation Type
	IBIS	02/11/25–02/12/15	810	staring, 5×5^a, hex^b
1	IBIS/SPI/JEM-X	02/12/09–02/12/11	365/365/31	5×5
2	IBIS/SPI/JEM-X	03/06/07–03/06/11	292/296/275	5×5
3	IBIS/JEM-X	03/03/24–04/09/10	269/35	GPS^c
4	IBIS/SPI/JEM-X	04/11/22	8/8/6	calibration

Notes:
[a] 5×5 dither pattern around the nominal target location.
[b] Hexagonal pattern around the nominal target location.
[c] Individual exposures separated by 6° along the scan path, shifted by 27.5° in galactic longitude.
(Observations indicated on the first line also used, together with epochs 1–4, for Figs. 2 and 3.)

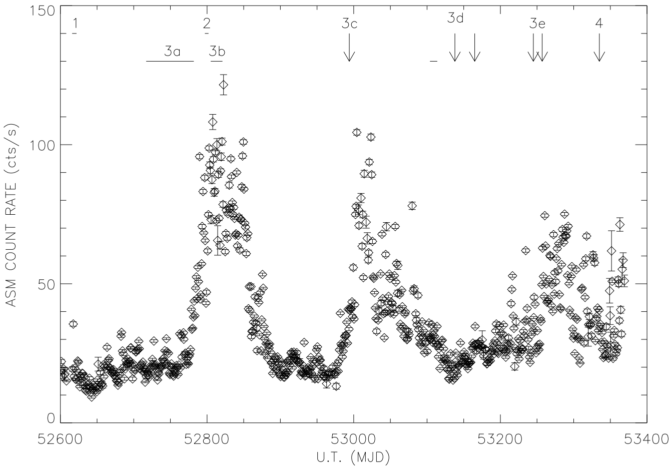


Fig. 1. *RXTE*/ASM daily average (1.5–12 keV) light curve of Cygnus X-1 from 2002 November to 2004 November (MJD = JD − 2 400 000.5) with the periods of our *INTEGRAL* observations (see text and Tables 1 and 2 for epoch definitions).

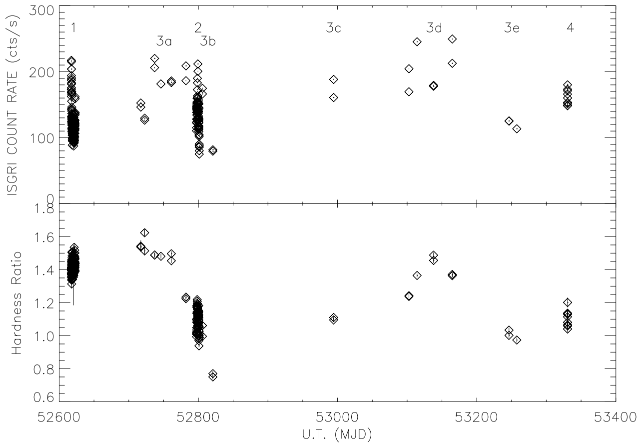


Fig. 2. The 20–200 keV IBIS/ISGRI light curve of Cygnus X-1 from 2002 November 25 until 2004 November 22 and corresponding HR between the 40–100 and the 20–30 keV energy bands (see text and Tables 1 and 2 for epoch definitions).

were active. For the IBIS/ISGRI spectral extraction however, we implemented the most recent module (prepared for the `OSA 5.0` delivery) which is based on the least squares fit done on background and efficiency corrected data, using coded source zones only. This option minimizes spurious features in the extracted spectra, which appear in particular when the sources are weak, partially coded and the background poorly corrected (A. Gros, private communication). For the PICsIT spectral extraction, we took the flux and error values in the mosaic image at the best-fit position found for the source. We used the response matrices officially released with `OSA 4.2`, rebinned to the 8 energy channels of the imaging output.

The SPI data were preprocessed with `OSA 4.2` using the standard energy calibration gain coefficients per orbit and excluding bad quality pointings which have anomalous exposure and dead time values (or with a high final χ^2 during imaging). The `spiros 9.2` release (Skinner & Connell 2003) was used to extract the spectra of Cygnus X-1, Cygnus X-3 and EXO 2030+375, with a background model proportional to the saturating event count rates in the Ge detectors. Concerning the instrumental response, version 15 of the IRF (Image Response Files) and version 2 of the RMF (Redistribution Matrix Files) were used for epoch 1 and 2, e.g., prior to detector losses, while versions 17 and 4 respectively were taken for epoch 4, e.g., after the failure of two detectors.

3. Results of the analysis

As shown in Fig. 1, during the epoch 2 *INTEGRAL* observations, the 1.5–12 keV ASM average count rate of Cygnus X-1 (~1.3 Crab) was larger than during epoch 1 (~290 mCrab) by a factor of 4.5. The derived IBIS/ISGRI 20–200 keV light curves and Hardness Ratio (HR) of Cygnus X-1 are shown respectively in Fig. 2 (general overview of part of PV-Phase and epochs 1 to 4) and Fig. 3 (specific zooms on part of PV-Phase, epochs 1 and 2). From epoch 1 to epoch 2, while the ASM average count rate increased, the 20–200 keV IBIS/ISGRI one decreased from ~910 to ~670 mCrab as shown in Fig. 3 (where, in the 20–200 keV range, 1 Crab = 205 cts s^{-1}). This probably indicates a state transition between epochs 1 and 2, as also suggested by the decrease in the IBIS HR (Fig. 3). Similar transition, with a change in the ASM light curves and an evolving IBIS HR, occurred again during GPS data (epoch 3). Figure 2 (bottom) shows the IBIS HR behaviour over the whole 2002–2004 period indicated in Table 1.

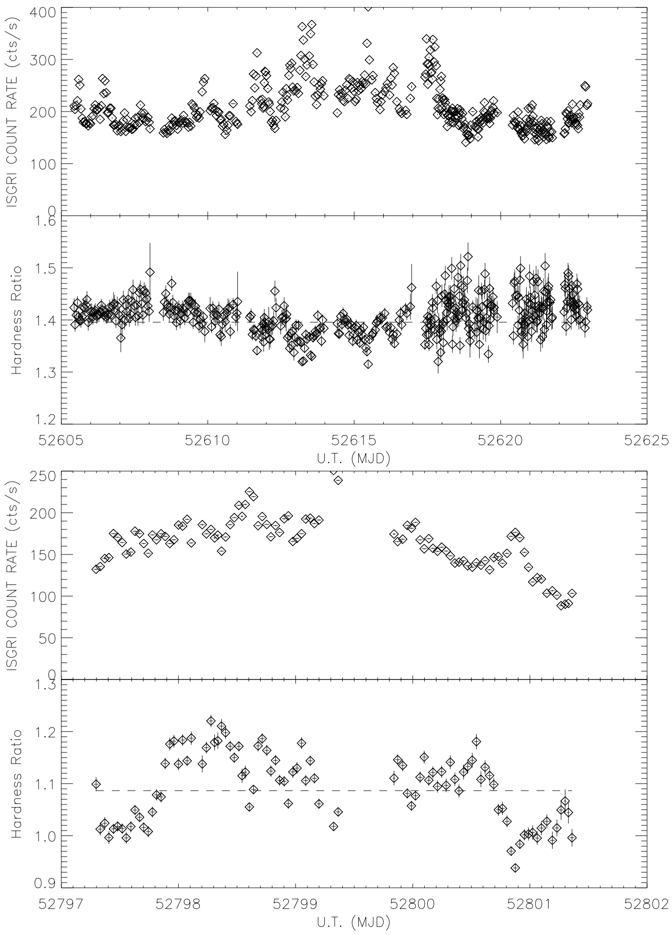


Fig. 3. *Top:* zoom on the 20–200 keV IBIS/ISGRI light curve of Cygnus X-1 from 2002 November 25 until December 15 and corresponding HR between the 40–100 and the 20–30 keV energy bands (average level denoted by dashed line). *Bottom:* same as above for epoch 2.

We sampled epoch 3 in five distinct sub-groups (noted *a* to *e*) of close pointings which appear to occur, according to Figs. 1 and 2, in different regimes of ASM count rate and of average IBIS HR. The data of each epoch (and sub-group) were summed to obtain an average spectrum studied separately. We added 3% systematic errors for JEM-X (5–30 keV range), IBIS (20 keV–1 MeV range) and SPI (22 keV–1 MeV range) and fitted the resultant spectra simultaneously using `XSPEC v11.3.0` (Arnaud et al. 1996). In order to account for uncertainties in the cross-calibration of each instrument, a multiplicative constant was added in the spectral fits to each instrument data set: it was set free for IBIS and SPI and frozen to 1 for JEM-X.

Several models were used in the course of the spectral analysis. In `XSPEC` notation, we used a multicolour disc black body (Mitsuda et al. 1984) plus a Comptonization model (Titarchuk 1994) and, when necessary, we added a Gaussian for the Fe line with the model and the reflection component (Magdziarz & Zdziarski 1995). This latter component models the X-ray reflection of the comptonized radiation from neutral or partially ionized matter, presumably the optically thick accretion disc (Done et al. 1992; Gierliński et al. 1997, 1999; Magdziarz & Zdziarski 1995). For this source, we always used a fixed absorption column density N_H of 6×10^{21} cm^{-2} (Balucińska-Church et al. 1995). We also tied the input soft photon temperature kT_0 of the model to the inner disc temperature kT_{in} value found by the model. In order to compare all our data (from epochs 1 to 4) with the same model, we show the parameters obtained from the current fitted model described above (multicolour disc black body plus Comptonization convolved by reflection and Gaussian when necessary). We also tried more complex models such as and , developed respectively by Poutanen & Svensson (1996) and Coppi (1999), coupled to the and the (or for only, see Sect. 3.2) models: we present such results only for epoch 2, when the statistics were significantly better, the instrument configurations stable and during which the presence of a non-thermal component appeared more pronounced.

3.1. The hard state spectrum

Figure 4 shows the resultant count spectrum obtained in epoch 1 (2002 December 9–11) from 5 keV up to 1 MeV with the JEM-X, SPI, IBIS/ISGRI and PICsIT data. A simple power law model does not fit the spectra well (photon index Γ of 1.9 ± 0.1 and reduced chi-square χ^2_{red} = 12.90 with 213 degrees of freedom, hereafter d.o.f.). A cutoff in the model, with a typical folding energy of approximately 150 keV, clearly improves the fit (χ^2_{red} = 2.12 with 212 d.o.f.) and better describes the available data. Since a cutoff power law is usually attributed to thermal Comptonization, we replaced this phenomenological model by a more physical model of Comptonization (, Titarchuk 1994). Some residuals were still visible around 10 keV so we added a model of reflection (with an inclination angle equal to 45°) to account for this excess. The final tested model therefore includes thermal Comptonization convolved by reflection ( ), with solar abundances for Fe and He (Anders & Grevesse 1989). We obtain a plasma temperature kT_e of 67 keV with an optical depth τ of 1.98 and $\Omega/2\pi$ = 0.25, with χ^2_{red} = 1.45 (230 d.o.f.). The disc black body is very weak or below the energy range of JEM-X: this component was not used in our fits. As it gives no contribution, we froze the kT_0 temperature of at 0.20 keV. Normalization constants between instruments (JEM-X, IBIS/ISGRI, SPI, IBIS/PICsIT) are respectively equal to 1, 1.2, 1.3 and 0.9.

Note that some residual points are visible in this plot, in particular for the SPI data at low energies (and for the IBIS data around 200 keV). This is mostly related to the non perfect cross-calibration between the *INTEGRAL* instruments. Indeed, by fitting separately the different instrument data, the residuals are reduced, with little change in the spectral parameters. Future improvement in the cross-calibration of *INTEGRAL* telescopes will allow a better determination in the relative flux normalizations and also a better agreement of the derived spectral shapes. The IBIS configuration was not stable in the first phases of the mission: in particular, the PV-Phase spectra may suffer from the fact that the IBIS responses were built from the

Table 2. Best-fit parameters of Cygnus X-1 for the current thermal model in the different observation epochs.

Epoch	Dates (MJD)	Disc Norm.[a]	kT_{in} or kT_0 (keV)	kT_e (keV)	τ	E_{Fe} line (keV)	$\Omega/2\pi$[b]	χ^2_{red} (d.o.f.)
1	52617–52620	-	0.20 (frozen)	67^{+8}_{-6}	$1.98^{+0.21}_{-0.23}$	-	$0.25^{+0.03}_{-0.04}$	1.45 (230)
2	52797–52801	250^{+89}_{-59}	1.16 ± 0.07	100^{+29}_{-17}	$0.98^{+0.25}_{-0.28}$	$7.07^{+0.12}_{-0.11}$	$0.57^{+0.09}_{-0.06}$	1.69 (236)
3*a*	52710–52780	-	0.20 (frozen)	68^{+22}_{-12}	$2.08^{+0.51}_{-0.84}$	6.48 ± 0.13	$0.32^{+0.05}_{-0.07}$	1.07 (190)
3*b*	52801–52825	312^{+25}_{-24}	1.15 ± 0.03	93 ± 42	$0.80^{+0.86}_{-0.40}$	6.40 ± 0.73	$0.58^{+0.20}_{-0.18}$	0.93 (190)
3*c*	52990	361^{+61}_{-67}	0.99 ± 0.08	58^{+54}_{-15}	$1.60^{+0.64}_{-0.80}$	6.96 ± 0.19	$0.23^{+0.17}_{-0.09}$	0.99 (190)
3*d*	53101–53165	-	0.20 (frozen)	56^{+12}_{-7}	$2.28^{+0.30}_{-0.41}$	6.11 ± 0.26	0.27 ± 0.06	0.81 (190)
3*e*	53240–53260	132 ± 10	1.39 ± 0.77	48^{+20}_{-6}	$1.85^{+0.40}_{-0.07}$	6.49 ± 0.38	$0.49^{+0.37}_{-0.32}$	1.56 (190)
4	53335	232^{+21}_{-32}	1.16 (frozen)	128^{+84}_{-63}	$0.74^{+0.88}_{-0.38}$	$7.78^{+0.44}_{-0.42}$	$0.47^{+0.18}_{-0.14}$	0.97 (221)

Notes:
[a] Disc normalization K is given by $K = (R/D)^2 \cos\theta$ where R is the inner disc radius in units of km, D is the distance to the source in units of 10 kpc and θ the inclination angle of the disc.
[b] Solid angle of the reflection component.
Model applied in XSPEC notations: * *(+ + *) with N_H fixed to 6×10^{21} cm^{-2} and kT_0 value tied to disc kT_{in}. Errors are at 90% confidence level ($\Delta\chi^2 = 2.7$).

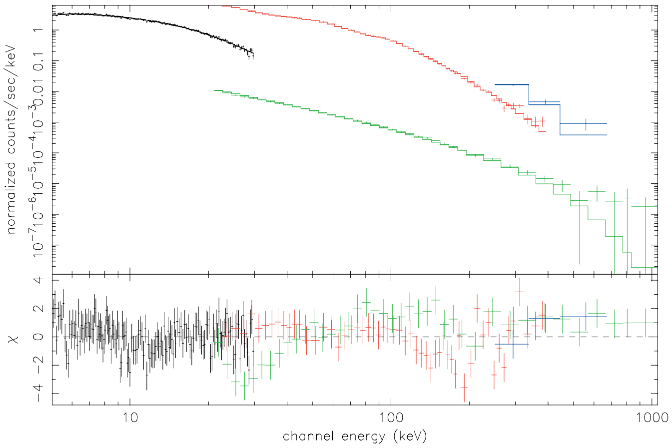


Fig. 4. Spectra of Cygnus X-1 in 2002 December 9–11 (epoch 1) with the JEM-X (black), SPI (green) and IBIS (ISGRI: red; PICsIT: blue) data. The best-fit model is a Comptonization model with reflection (see Table 2). Residuals in σ units are also shown.

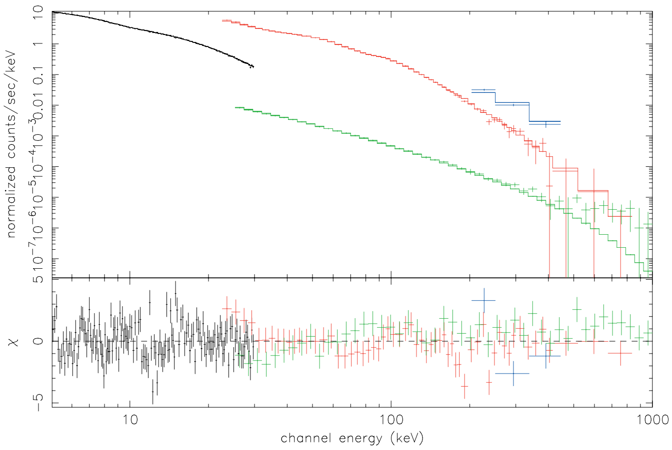


Fig. 6. Spectra of Cygnus X-1 in 2003 June 7–11 (epoch 2) with the JEM-X (black), SPI (green) and IBIS (ISGRI: red; PICsIT: blue) data. The best-fit model is a multicolour disc black body and a Comptonization model with Gaussian and reflection components (see Table 2). Residuals in σ units are also shown.

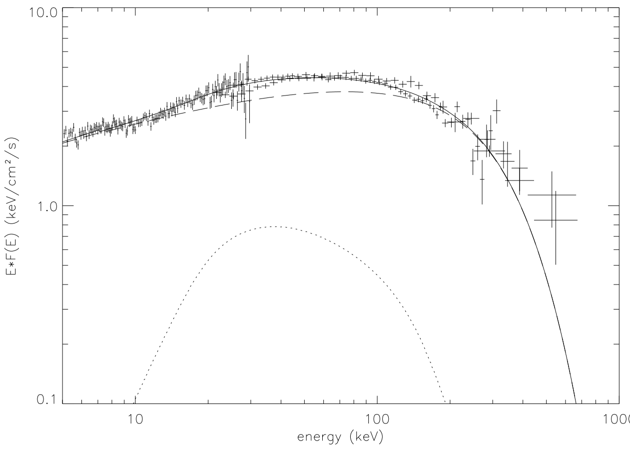


Fig. 5. Epoch 1 unabsorbed $EF(E)$ spectrum of Cygnus X-1 along with the best-fit model described in Table 2 with the JEM-X, SPI and IBIS (ISGRI and PICsIT) data. *Dotted*: reflection. *Long dashes*: comptonization. *Thick*: total model.

Crab nebula observations performed in later periods, with a defined and stable configuration.

In spite of these caveats, all spectra overlap relatively well and do define the same set of spectral parameters. Figure 5 shows the resultant $EF(E)$ spectrum and its best-fit with the JEM-X, IBIS and SPI data. Table 2 summarizes all fit results. While the 20–100 keV luminosity is 6.5×10^{36} erg s^{-1} (with a distance to the source fixed at 2.4 kpc), the bolometric luminosity (extrapolated from 0.01 keV to 10 MeV) has the value of 2.2×10^{37} erg s^{-1}. The best-fit parameters we obtain are consistent with those found in BH binaries in the HS (McClintock & Remillard 2003) and with previous results reported on Cygnus X-1 in the HS, in particular from the *INTEGRAL* data (Bazzano et al. 2003; Bouchet et al. 2003; Pottschmidt et al. 2003b). These authors generally give plasma temperatures between 50–100 keV and optical depths in the 1.0–2 range. In particular, our SPI spectrum is fully compatible with the one reported by Bouchet et al. (2003). These authors observed that the derived spectrum had an excess component with respect to a Sunyaev & Titarchuk (S-T) Comptonization model (1980) and that it was better described by a cutoff power law with $\Gamma = 1.5$ and a cutoff energy of 155 keV. We find exactly the same results for our SPI spectrum alone if we fit it with an S-T model or a cutoff power law. This excess emission, with respect to the simple S-T model, was already observed in a number of cases for the HS spectra of BH systems, e.g., Jourdain & Roques (1994). However, with the Titarchuk (1994) model (which better describes the Comptonization for high plasma temperatures), no significant excess is observed in epoch 1 spectra of Cygnus X-1.

3.2. The transition to a softer state in 2003 June

As visible in the change of the ASM light curve of Cygnus X-1 (see Fig. 1) and its corresponding high-energy HR shown in Fig. 3 (average value of 1.1 for epoch 2 compared to more than 1.4 for epoch 1), the source softens during epoch 2. Although a single power law does not fit the data properly ($\chi^2_{\rm red} = 23.51$ with 245 d.o.f.), the derived slope is softer ($\Gamma = 2.2 \pm 0.1$). As for the HS spectrum analysis, an inspection of the residuals reveals what kind of component can be added to build a proper model. The need for each new component is then checked with the results of the fits and the final model is further verified by repeating the procedure with components added in a different order.

First, we included a cutoff in the power law and we improved the χ^2 by $\Delta\chi^2 = 7.8$: this indicates that the new component is significant at more than the 95% confidence level. A cutoff in the power law model, with a typical folding energy of approximately 200 keV, better describes the available data, so we tried the physical Comptonization model ( ) as we did for epoch 1. Moreover, since very large residuals are visible in the soft X-rays and since we suspect a transition to the IS, we added a multicolour disc black body ( ), which is in fact required by the data ($\chi^2_{\rm red} = 14.87$ and 239 d.o.f. without this component). Some residuals around 10 keV indicate the need for a reflection component. Therefore, the best model for the continuum consists of a multicolour disc black body ( ) and thermal Comptonization ( ) convolved by reflection (, with parameters as above). The Comptonization temperature kT_0 was fixed to the $kT_{\rm in}$ value returned by the . Finally, we added a Gaussian to account for the residuals in the JEM-X data around 6–7 keV ($\chi^2_{\rm red} = 2.42$ and 237 d.o.f. without this component).

Table 2 summarizes the best-fit parameters and the $\chi^2_{\rm red}$ obtained from 5 keV up to 1 MeV. We obtained a plasma temperature $kT_{\rm e}$ of 100^{+29}_{-17} keV and an optical depth τ of $0.98^{+0.25}_{-0.28}$, respectively higher and lower than in epoch 1 ($kT_{\rm e} = 67^{+8}_{-6}$ keV, $\tau = 1.98^{+0.21}_{-0.23}$). The inner disc temperature reached 1.16 keV and a significant line is detected at a centroid energy of 7.07 keV, with an Equivalent Width (*EW*) of 1.4 keV. With the same assumed distance, the luminosity is 6.5×10^{36} erg s^{-1} in the 0.5–10 keV range and 5.2×10^{36} erg s^{-1} in the 20–100 keV band. The bolometric luminosity, extrapolated from 0.01 keV up to 10 MeV, has the value of 2.0×10^{37} erg s^{-1}; the disc accounts for 26 % of the total luminosity.

The derived disc normalization is possibly underestimated and not well constrained by the JEM-X data (which start at 5 keV). The multicolour disc black body is only an approximation of the soft component: the direct derivation of physical parameters of the disc from the best-fit values may suffer from some important effects (Merloni et al. 2000). According to these authors, the dominant effect seems to be that, in the inner part of the disc, the opacity is dominated by electron scattering rather than free-free absorption. The net result is that the derived temperature given by the $kT_{\rm in}$ parameter overestimates the effective inner temperature by a factor of 1.7 or more (Shimura & Takahara 1995). This has an effect on the estimation of the inner disc radius as well. Assuming an inclination angle of 45°, the derived internal radius from the best-fit disc normalization has the unphysical value of $4.50^{+0.74}_{-0.56}$ km. For a 10 $M_\odot$ BH, this value corresponds to 0.15 $R_{\rm s}$ (where $R_{\rm s}$ is the Schwarzschild radius), i.e., smaller than the last stable orbit even around a maximally spinning Kerr BH.

A comparatively strong reflection component ($\Omega/2\pi = 0.57^{+0.09}_{-0.06}$ while it was $0.25^{+0.03}_{-0.04}$ for epoch 1) is also necessary to fit the data ($\chi^2_{\rm red} = 4.57$ and 237 d.o.f. without this component). Our $\Omega/2\pi$ value is consistent with *ASCA*, *RXTE* (Gierliński et al. 1996, 1999) and *BeppoSAX* observations (Frontera et al. 2001). The best-fit model, over-plotted on data from JEM-X, SPI, IBIS/ISGRI and PICsIT, is reported in count units in Fig. 6. Figure 7 shows the resultant $EF(E)$ spectrum with its best-fit. Note that we have rebinned, for illustrative purposes, the SPI high-energy points above 750 keV to reach the level of 3σ, but the fit was performed on the original energy channels of the spectrum (50 bins over the 22 keV–1 MeV band). Normalization constants are respectively equal to 1, 1, 1.2 and 1. Residuals again show that improvements in the instrument cross-calibration and responses are still needed to obtain a fully satisfactory fit of the *INTEGRAL* combined data, but we believe that the general spectral model and parameters are well determined.

Considering the behaviour of the ASM light curve (Fig. 1), the evolution of the high-energy IBIS HR (Fig. 3, lower panel), the relative softness of the spectrum and the presence of a relatively strong hard energy emission, it appears that during the 2003 June observations Cygnus X-1 was in the IS (or in the FST). This is also confirmed by radio observations of Malzac et al. (2004) who suggested that the fluctuations of the radio luminosity were associated with a pivoting of the high-energy spectrum. The derived thermal Comptonization parameters are consistent with those found in BH binaries in soft states (McClintock & Remillard 2003).

As it can be seen in Fig. 7, an excess with respect to the Comptonized spectrum above 400 keV is observed in the SPI data that is not present in epoch 1. We tried different models of the background, we used different selections of pointings with two data processings (the standard pipeline and the specific softwares developed by the SPI instrument team); however, this feature is always present. To evaluate the possible presence of an instrumental feature, we re-analyzed the Crab observation performed with SPI on 2003 February 22–24, with the same configuration and dither pattern as those of our Cygnus X-1 observations. We obtained a spectrum consistent with the one

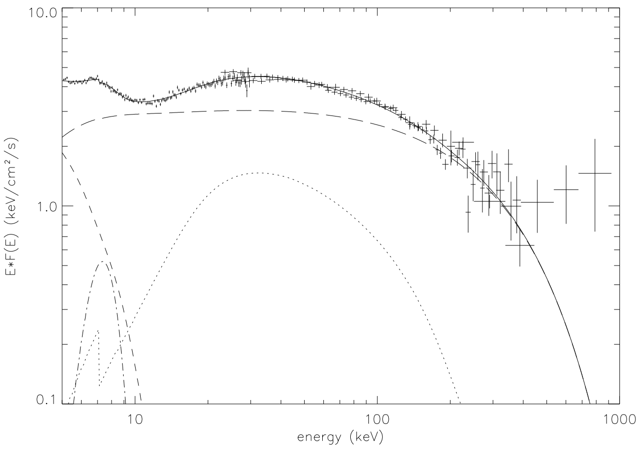


Fig. 7. Epoch 2 unabsorbed $EF(E)$ spectrum of Cygnus X-1 along with the best-fit model described in Table 2 with the JEM-X, SPI and IBIS (ISGRI and PICsIT) data. *Dashed*: Disc. *Dotted-dashed*: Gaussian line. *Dotted*: Reflection. *Long dashes*: Comptonization. *Thick*: Total model.

reported by Roques et al. (2003). With 3% systematics added to the 200 ks SPI data, the Crab spectrum is well described by a power law with $\Gamma = 2.1$ over the 22–1000 keV energy range and no high-energy excess above 400 keV is observed. This test shows that it is unlikely that the observed high-energy tail in the Cygnus X-1 IS spectrum is due to a systematic effect.

We fitted this excess with an extra component, in addition to our current Comptonization model. Using a power law for all the data (except JEM-X), we obtain a best-fit photon index Γ of $2.12^{+0.31}_{-0.16}$. The improvement in the $\chi^2_{\rm red}$ is relatively important (1.65 with an absolute chi-square reduced by 10 for 2 additional free parameters), making this component significant. An F-test (Bevington & Robinson 1992) provides a chance probability that this improvement is due to fluctuations of about 10^{-2} (but see Protassov et al. 2002 about the limitations of the F-test). At the same time, the parameters obtained for the current model are different to those obtained without the power law. We obtained a plasma temperature of 50 keV, an optical depth of 2.1 and $\Omega/2\pi$ is around 0.49. While the IBIS high-energy data do not require this additional component, IBIS points are also consistent, due to the large error bars, with this additional power law model. A better $\chi^2_{\rm red}$ (equal to 1.55, with an absolute chi-square reduced by 35, giving now a chance probability of 10^{-5} for the additional power law that the improvement is due to fluctuations) is obtained when PICsIT data are neglected. Since the SPI telescope is certainly the best calibrated *INTEGRAL* instrument at energies higher than 400–500 keV, we consider this feature to be significant.

Consequently, in order to account for this high-energy emission with more physical models, we fitted the data with the hybrid models and (coupled to the usual disc and Gaussian line components). They combine both thermal and non-thermal particle distributions in the calculation of the emergent spectrum, as fully described by Poutanen & Svensson (1996) and Coppi (1999). Those models use a hot plasma cloud, mainly modeled as a spherical corona around the compact object (configuration taken in our fits) or as the well-known "slab" geometry, illuminated by soft thermal photons coming from an accretion disc. These photons are Compton scattered by both thermal (Maxwellian) and non-thermal (power law) electrons that lose energy by Compton, Coulomb and bremsstrahlung interactions. The number of electrons is determined by τ, the corresponding (total) vertical Thomson optical depth of the corona.

Both and models allow one to inject a non-thermal electron distribution with Lorentz factors between $\gamma_{\rm min}$ and $\gamma_{\rm max}$ and a power law spectral index $\Gamma_{\rm p}$. In the model, the system is characterized by the power $L_{\rm i}$ supplied to its different components, expressed as the dimensionless compactnesses $l_{\rm i} = (L_{\rm i}\sigma_{\rm T}) / Rm_{\rm e}c^3$ (where R is the corona size). This model has two advantages with respect to the : first, it is valid both for high $kT_{\rm e}$ and low τ and vice-versa (while should be used for $\tau < 3$ only). Secondly, the model also takes into account the electron-positron annihilation process. We used the and routines in the XSPEC package to describe the soft emission from the accretion disc in the two hybrid models (and then). With the , the main characteristic is that the disc spectrum incident on the plasma is computed assuming a pseudo-Newtonian potential for the accretion disc, extending from 3 (the minimum stable orbit) to 500 $R_{\rm s}$.

Both the purely thermal and the thermal/non-thermal best-fit parameters of these hybrid models for the Cygnus X-1 spectrum of 2003 June are reported in Table 3. The pure thermal models obviously do not improve the fit with respect to the thermal Comptonization model, but when the effect of a non-thermal electron distribution is included, the χ^2 are reduced by a significant amount and the high-energy component appears well fitted by these models, in particular by the non-thermal .

First, for , with frozen values of $\gamma_{\rm min}$ and $\gamma_{\rm max}$ at respectively 1.5 and 1000 and with the same value for $N_{\rm H}$ and abundances as before, we obtain the dimensionless parameters $l_{\rm h}/l_{\rm s} = 4.57^{+0.04}_{-0.87}$ and $l_{\rm nth}/l_{\rm h} = 0.16^{+0.11}_{-0.08}$ (where $l_{\rm s}$, $l_{\rm th}$, $l_{\rm nth}$ and $l_{\rm h} = l_{\rm th} + l_{\rm nth}$ correspond to the compactness in soft disc photons irradiating the plasma, in direct thermal electron heating, in electron acceleration and in total power supplied to electrons in the plasma respectively). These parameters indicate that the power in the non-thermal component is ~16% of the total power supplied to the electrons in the corona. With a $\chi^2_{\rm red} = 1.55$ (232 d.o.f.), clearly better than the current epoch 2 model and the pure thermal version of the model (values also reported in Table 3), the derived thermal values of τ, $\Omega/2\pi$, $E_{\rm Fe}$ centroid and EW match, within the uncertainties, the parameters obtained in Table 2. The value of $kT_{\rm e}$ decreases from the pure thermal model as expected and it is similar to the value we get when adding a power law to our current model. While fitting a soft state spectra from 0.5–200 keV with the same hybrid model, Frontera et al. (2001) found $\Gamma_{\rm p}$ equal to 2.5 ± 0.1, an $EW \sim 300$ eV and $\Omega/2\pi$ around 0.63. These values match well with our non-thermal results. However, they obtained a lower $l_{\rm h}/l_{\rm s} \sim 0.36$ and a higher $l_{\rm nth}/l_{\rm h} \sim 0.77$. For what they called a typical soft state, McConnell et al. (2002) found a $\Gamma_{\rm p}$

Table 3. Best-fit parameters of Cygnus X-1 for thermal/non-thermal hybrid models in the epoch 2 observations.

Model	eqpair (thermal)	eqpair (non-thermal)	compps (thermal)	compps (non-thermal)
l_h/l_s	$5.3^{+0.8}_{-0.4}$	$4.57^{+0.04}_{-0.87}$	–	–
l_{nth}/l_h	–	$0.16^{+0.11}_{-0.08}$	–	–
τ	$0.66^{+0.02}_{-0.09}$	$0.49^{+0.24}_{-0.02}$	$0.57^{+0.03}_{-0.01}$	1.43 ± 0.10
Γ_p	–	$2.4^{+0.5}_{-1.0}$	–	$3.72^{+0.17}_{-0.22}$
$\gamma_{min}, \gamma_{max}$	–	1.5, 1000 (frozen)	–	1.34, 1000 (frozen)
$\Omega/2\pi$	$0.73^{+0.07}_{-0.03}$	0.63 ± 0.08	0.60 ± 0.05	$0.87^{+0.12}_{-0.28}$
E_{Fe} (keV)	$7.18^{+0.16}_{-0.14}$	7.06 ± 0.06	$7.20^{+0.10}_{-0.22}$	7.14 ± 0.09
EW (eV)	287	379	238	412
kT_0 (keV)	$1.44^{+0.07}_{-0.03}$	$1.39^{+0.27}_{-0.01}$	1.20 (frozen)	1.20 (frozen)
kT_e (keV)	103[a]	42[a]	111^{+3}_{-6}	39^{+33}_{-2}
χ^2_{red} (d.o.f.)	1.68 (234)	1.55 (232)	1.72 (233)	1.69 (230)

Notes:
[a] The electron temperature is calculated for the best-fit model (i.e., not free parameters).
Model applied in XSPEC notations: * *(+ +) or * *(+ +) with N_H fixed to 6×10^{21} cm^{-2} and kT_0 value tied to disc kT_{in}. Errors are at 90% confidence level ($\Delta\chi^2 = 2.7$).

compatible with ours (around 2.6) but, again, $l_h/l_s \sim 0.17$ and $l_{nth}/l_h \sim 0.68$ different from our values. For another soft state, Gierliński et al. (1999) found even higher values for these latter three parameters, in the range 2.6–3.4, 0.25–1.6 and 0.77–1. All these comparisons suggest that, in epoch 2, Cygnus X-1 was not in the typical soft state, but was rather in the IS.

Second, the thermal part of the hybrid model fits the data for a $\chi^2_{red} = 1.72$ (233 d.o.f.). Most of the crucial parameters like kT_e, the optical depth, $\Omega/2\pi$ and the E_{Fe} centroid are compatible with those obtained with our current model (reported in Table 2) with a comparable χ^2_{red}. Trying to improve our fits, we then used the non-thermal part of the model with an electron distribution of index $3.72^{+0.17}_{-0.22}$ and we report all the derived parameters in Table 3. Comparing the different χ^2_{red} (now equal to 1.69 for 230 d.o.f.), the improvement is significant but not as strong as the non-thermal model. Again, kT_e decreases from the value obtained with a pure thermal model, which is compatible with McConnell et al. (2002). Using the non-thermal part of the model to fit a soft state, these authors found temperatures (~60 keV), reflection factors and energy index Γ_p (~3.5) again compatible with ours.

Some authors, e.g., Belloni et al. (1996) and Ibragimov et al. (2005, submitted) claim that the soft states observed in 1996, 1998 and 1999 were in fact IS. Modeling the spectra with and a non-thermal high-energy component, Ibragimov et al. showed spectral results consistent with the non-thermal values we report here, including a high l_h/l_s value. According to the different soft states of Cygnus X-1 analyzed, they obtained for this parameter values between 4.2 and 12 and for τ, values in the range 0.9–1.6. These results are consistent with ours.

We find that the non-thermal hybrid model the best able to fit our epoch 2 data: this model clearly accounts for the high-energy tail observed. The non-thermal component represents 16% of the total power supplied to the electrons in the corona and the inferred luminosity in the 20–100 keV range is 6×10^{36} erg s^{-1} while the bolometric one is 3.3×10^{37} erg s^{-1}.

3.3. Evolutions occurring during epochs 3 and 4 (2003–2004)

We separated epoch 3 in five sub-groups as follows: *a)* before epoch 2 (MJD ~ 52710–52780); *b)* just after epoch 2 (MJD ~ 52801–52825); *c)* at MJD = 52990 when the source switches again to a softer state; *d)* when a harder state is then observed (MJD ~ 53101–53165); *e)* observations when the ASM count rate slightly increases while the IBIS HR decreases (MJD ~ 53240–53260). The IBIS HR shown in Fig. 2 indicates spectral evolution with time: from groups *a* to *e*, the mean HR value is 1.55, 0.8, 1.1, 1.4 and 1.05. Accordingly, a simple power law model fits the data with different indexes: $\Gamma = 1.9$, 2.3, 2.2, 1.9 and 2.3 ± 0.1 for groups *a* to *e*.

We fitted from 5 keV to 400 keV the JEM-X and IBIS/ISGRI spectra of the data collected during these sub-groups, using our current Comptonization ( ) model for the HS and the IS defined above. We fixed the seed photon temperature kT_0 to the kT_{in} value given by the (or frozen to 0.20 keV when the disc emission is not detected). The best-fit parameters are listed in Table 2. Normalization constants between the two instruments are very close to each other (~1–1.2 for IBIS/ISGRI when JEM-X constant is frozen to 1). Variations in amplitude and overall spectral shape are observed between the epoch 3 sub-groups. While no disc emission is detected for groups *a* and *d*, a disc component is required for groups *b*, *c* and *e*. The *EW*s are also changing: the softer the source, the larger the *EW* (~110 eV for group *a* compared to ~780 eV for group *e*). These results and the IBIS HR (Fig. 2) indicate that, during sub-groups 3 *a* and *d*, Cygnus X-1 was in a HS (as in epoch 1) while, in sub-groups 3 *b*, *c* and *e*, the source was in a softer state.

During epoch 4, the simple power law slope is $\Gamma = 2.2 \pm 0.1$ and the mean IBIS HR value is 1.1. This indicates that the

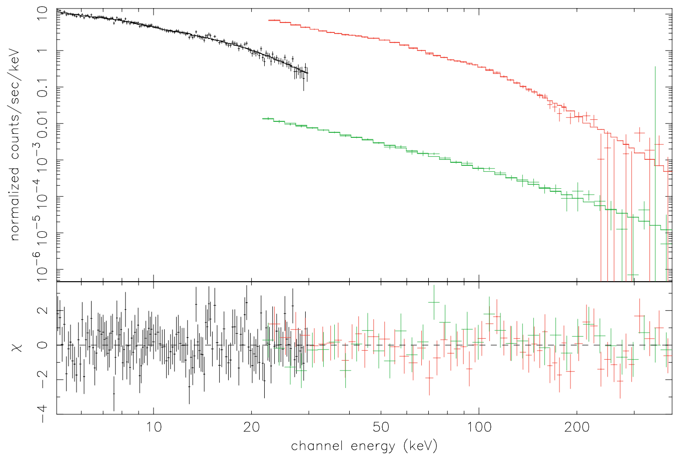


Fig. 8. Epoch 4 spectra of Cygnus X-1 with the JEM-X (black), SPI (green) and IBIS/ISGRI (red) data along with the best-fit current model (see Table 2). Residuals in σ units are also shown.

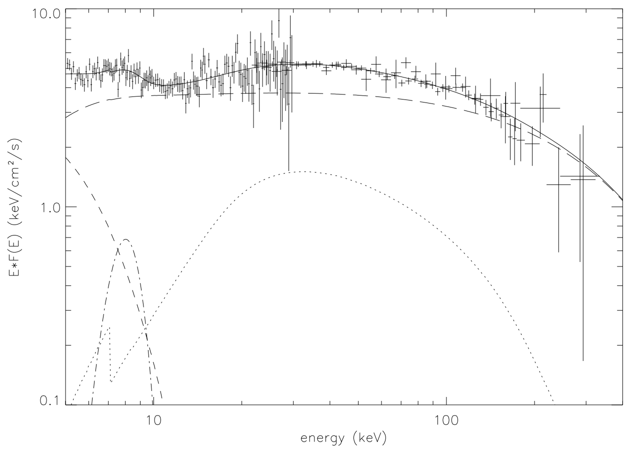


Fig. 9. Epoch 4 unabsorbed $EF(E)$ spectrum of Cygnus X-1 along with the best-fit model described in Table 2 with the JEM-X, IBIS/ISGRI and SPI data. *Dashed*: Disc. *Dotted-dashed*: Gaussian line. *Dotted*: Reflection. *Long dashes*: Comptonization. *Thick*: Total model.

source was again in a softer state than the HS. The count spectrum is presented in Fig. 8. Figure 9 shows the resultant $EF(E)$ spectrum and its best-fit model overplotted on the data obtained from JEM-X, IBIS/ISGRI and SPI (high-energy IBIS points are rebinned at the 3σ level above 200 keV for illustrative purposes). Cross-calibration constants are respectively 1, 1 and 1.3. Using the current Comptonization ( ) model defined above for epoch 2, we present in Table 2 the best-fit parameters obtained. Since we obtained a best-fit solution similar to the one of epoch 2, we fixed, to define the errors for the other parameters, the $kT_{\rm in}$ to the epoch 2 value of 1.16 keV and we obtained $kT_{\rm e}$ = 128 keV, τ = 0.74, $\Omega/2\pi = 0.47^{+0.18}_{-0.14}$ (close to the epoch 2 value of $0.57^{+0.09}_{-0.06}$) and $E_{\rm Fe}$ = 7.78 keV. Although the temperature is little constrained and errors are large, these values indicate that the source was again in a rather soft state.

4. Discussion

During the broad-band (5 keV–1 MeV) *INTEGRAL* observations of Cygnus X-1 presented in this paper, the source was detected in at least two different spectral states. For epoch 1 (part of PV-Phase) and during some of the GPS observations (epoch 3, sub-groups *a* and *d*), the source was in the typical HS with a high-energy spectrum extending up to 800 keV, well characterized by a thermal Comptonization model. Parameters are typical of BH binaries and consistent with previous observations of Cygnus X-1 in the HS. We find that the Comptonization component must be modified by reflection. The subtended angle we derived is also compatible with values previously found for this source in the HS, either from *Ginga* and *CGRO*/OSSE ($kT_{\rm e}$ ∼ 100 keV, τ ∼ 1–2, and $\Omega/2\pi$ ∼ 0.19–0.34, Gierliński et al. 1997), or from *BeppoSAX* ($kT_{\rm e}$ ∼ 60 keV, τ ∼ 1–2 and $\Omega/2\pi$ = 0.25, Frontera et al. 2001). Di Salvo et al. (2001) observed even higher temperatures for the HS, from 111 to 140 keV, and $\Omega/2\pi$ ∼ 0.1–0.3, within our error bars. Also, our results are compatible with those reported by Bazzano et al. (2003), Bouchet et al. (2003) and Pottschmidt et al. (2003b) who used *INTEGRAL* data from other PV-Phase observations, when Cygnus X-1 was also in the HS. We did not detect any Fe line nor disc emission during this period. Indeed, we could determine a 90% confidence level upper limit of 94 eV EW for a narrow line (σ = 0.1 keV) at 6.7 keV and of 172 eV EW for a broad one (σ = 1 keV). These limits are compatible with the typical *EW*s (∼150 eV) of broad lines observed in HS from this BH system (Frontera et al. 2001). The lack of strong Fe line and disc emission is not surprising since, in the HS, the disc does not extend close to the BH, its inner disc temperature is low and contribution at >5 keV is negligible.

Cygnus X-1 underwent a clear evolution to a softer state from epoch 1 to epoch 2. We indeed observed in 2003 June *INTEGRAL* data hardness variations (Figs. 2 and 3) and photon index changes, along with the appearance of a significant soft component well fitted by a disc black body model. The changes in the high-energy component are obvious from the best-fit parameters of the current model reported in Table 2. The Comptonization parameter y is characterized by both values ($kT_{\rm e}$, τ) where $y = (kT_{\rm e}/m_{\rm e}c^2)\ \max\ (\tau, \tau^2)$. While $y \sim 0.51^{+0.10}_{-0.09}$ for epoch 1, its value drops to $0.19^{+0.07}_{-0.06}$ for epoch 2.

As shown previously, these changes were correlated with evolutions of the *RXTE*/ASM light curve (Fig. 1) which indicate the rise of the soft disc emission. The increase in disc emission (up to about 26% of the bolometric luminosity) combined with an increase of the inner disc temperature to about 1.16 keV suggest that the accretion disc has extended down very close to the BH horizon. However, the inferred inner radius (4.5 km) is not compatible with the size of the innermost stable circular orbit, even for a maximally spinning Kerr BH. Besides uncertainties on the inclination angle and on the disc normalization, a number of effects can lead to such unphysical estimations. As mentioned in Sect. 3.2, electron scatterings can produce a diluted black body (Shimura & Takahara 1995) and cause the observed temperature $kT_{\rm in}$ to be higher and the disc normalization lower. Consequently, the inner disc radii could be underestimated by a factor of 5 or more (Merloni et al. 2000). Another possible explanation for such a high temperature could be that the disc emission is Comptonized by a different warm corona at a temperature of a few keV, as sometimes suggested (Frontera et al. 2001; Malzac et al. 2005).

The softening of the hard component and the appearance of the disc emission were accompanied by significant increase in reflection and changes in Fe line emission. During epoch 2 data, the Fe line is needed in the spectra (while not for epoch 1) and $\Omega/2\pi$ increases (it is more than twice the value found for epoch 1): this again indicates that a larger disc, closer to the BH, reflects more radiation coming from the hot plasma. Figures 5 and 7 show the resultant unabsorbed $EF(E)$ spectra for both epochs 1 and 2: we clearly see differences in amplitudes and in the relative contributions of the various components, from soft to hard X-rays/γ-rays. Similar spectral transitions are observed during epochs 3 and 4: $y = 0.57^{+0.27}_{-0.34}$ for epoch 3 sub-group *a* (while it drops to $0.14^{+0.16}_{-0.09}$ for group *b*), and $y = 0.18^{+0.24}_{-0.13}$ for epoch 4. The y evolution, combined with the changes in the IBIS HR and in the ASM light curve, indeed shows transitions from the HS (epoch 1, epochs 3 *a* and *d*) to softer states (epochs 2, 3 *b*, *c*, *e* and 4).

The transition to a soft state is generally attributed to an increase in the accretion rate. In this case, the total luminosity should increase significantly. For example, the total luminosity measured by Frontera et al. (2001) in the TDS of Cygnus X-1 was about a factor of 3 higher than in the HS, with a contribution of the disc emission higher than 50% of the total luminosity. From our analysis, the spectral transition seems to occur with only a slight change in the bolometric luminosity, mainly due to the appearance of a high-energy tail which represents less than 2% of the Eddington luminosity ($\sim 1.5 \times 10^{39}$ erg s^{-1} for a 10 $M_\odot$ BH). Therefore, we can interpret the component evolution as a spectral pivoting between soft and hard X-rays at almost constant luminosity. This has already been reported for other BH such as for the microquasar XTE J1550-564 (Rodriguez et al. 2003). When the total luminosity does not change much, the spectral evolution cannot be explained simply by a large variation in the accretion rate. An additional physical parameter (for example linked to the temperature and geometry of the Comptonizing cloud or to the magnetic field) must probably vary in the system to trigger the spectral changes from the HS to a softer state at almost constant luminosity.

While our data start at 5 keV, leading to a possible underestimation of the bolometric luminosity (which in a real soft state is dominated by the soft component), the near constancy of the luminosity between epochs 1 and 2 and other facts show that the soft state we observed in this latter period is not the typical TDS observed in Cygnus X-1. Our spectral analysis and the comparisons with previous results obtained on Cygnus X-1 (see Sect. 3.2) led us to conclude that, during epoch 2, the source was rather in the IS. The need for a cutoff in the high-energy spectrum of epoch 2 shows that the thermal Comptonization is still a dominant process for the high-energy component. The hybrid thermal/non-thermal models lead to a significant improvement in the fit of our data, compared to the thermal Comptonization models, like , or the pure thermal versions of and . However, our best-fit non-thermal parameters are sometimes intermediate between hard and soft state values (like $l_\mathrm{h}/l_\mathrm{s}$, $l_\mathrm{nth}/l_\mathrm{h}$ or Γ_p): this again shows that Cygnus X-1 was in the IS (or in the FST). Such a conclusion was also reached by Malzac et al. (2004) on the basis of the observed correlation of the spectral hardness with the radio flux during this period.

In recent years, it has become apparent that in the HS, the BH binaries become bright in radio and display clear correlations between the X-ray and radio luminosities (Corbel et al. 2003; Gallo et al. 2003) as often observed for Cygnus X-1 (Brocksopp et al. 1999; Gleissner et al. 2004b; Nowak 2005). Models where the base of a compact jet plays a major role in the physical processes of such BH systems have been proposed (Markoff et al. 2001). In such scenarios, the high-energy emission seen during the HS is interpreted as synchrotron emission from the jet that extends from radio to hard X-rays, naturally explaining the correlations observed during the HS. Those models explain the observed (or inferred) outflows: the radio emission is proportional to the jet power which in turn is correlated with the accretion rate and with the X-ray emission (Heinz & Sunyaev 2003; Merloni et al. 2003) as discussed for GX 339-4 (Zdziarski et al. 2004). However, detection of radio emission was reported during the TDS, for example in the BH XTE J1650-500 (Corbel et al. 2004) and the scenario increases in complexity (see Fender et al. 2005 for a complete review). More recently, Markoff et al. (2004) have proposed jet models where the synchro-self Compton or the external Comptonization radiation are the dominant processes generating X-ray spectra in BH binaries. These models seem to fit the experimental data as well as the thermal Comptonization models do.

While we did not observe any significant high-energy tail during the PV-Phase observations, it appears that, in the SPI spectra of 2003 June, when the source was in the IS, some data points above 400 keV are not well described by the thermal Comptonization models (see Figs. 6 and 7). All the tests we have performed using different SPI background models and the Crab nebula spectrum indicate that this feature comes from the source. Similar excess over a Comptonization law has been previously observed, in particular with *CGRO*/OSSE (2002) which detected a power law like component extending beyond 1 MeV during a (so classified) TDS of Cygnus X-1. In our case, the SPI data of the observed IS spectrum of Cygnus X-1 imply a rather bright high-energy tail. The bolometric luminosity of the source, including this new component, is 1.65 times higher than the one obtained with the best-fit thermal current model.

This kind of steep power law, without a high-energy break (at least up to 1 MeV) was modeled in the past including a non-thermal component in the accretion flow, with the so-called hybrid thermal/non-thermal models from Poutanen & Svensson (1996) and Coppi (1999). Using these same models, we obtain a better fit of our data, which indicate the necessity to include a non-thermal distribution of electrons, with a power law energy index between 2.4–3.7, depending on the model used. Γ_p between 2 and 3 are expected from shock acceleration models. We find that most of the crucial parameters such as τ, $\Omega/2\pi$, E_Fe centroid, *EW* or kT_e are compatible with previous results reported by McConnell et al. (2002), Frontera et al. (2001) and Gierliński et al. (1999). With the non-thermal model, we found an unabsorbed bolometric luminosity of 3.3×10^{37} erg s^{-1} (higher than the one obtained with the current thermal model). This value is ~1.9 times lower than the one observed by McConnell et al. (2002) in the (so classified) TDS: this, along with the differences seen in the l_h/l_s, l_{nth}/l_h and Γ_p values (see Sect. 3.2), definitely shows that our epoch 2 observations did not happen during a TDS but rather in the IS, with an intermediate luminosity.

Alternatively, Comptonization on a population of (thermalized) electrons with bulk motion, e.g., Titarchuk et al. (1997), Laurent & Titarchuk (1999), is sometimes invoked to explain the power law high-energy component. This could describe the observed high-energy emission seen in epoch 2, as it predicts $\Gamma > 2$ or even softer, even if the lower energy cutoff should be around 100 keV. In addition to hybrid thermal/nonthermal models presented above, a stratified Comptonization region, providing a larger range of both electron temperatures and optical depths, could model the spectrum. Ling et al. (1997) reached the same conclusions based on Monte Carlo modeling of *CGRO*/BATSE spectra combined with (non contemporaneous) *CGRO*/COMPTEL data (McConnell et al. 1994). Thermal gradients are incorporated into several other models, which then lead to the generation of a high-energy tail, e.g., Skibo & Dermer (1995), Chakrabarti & Titarchuk (1995) and Misra & Melia (1996).

5. Summary and conclusions

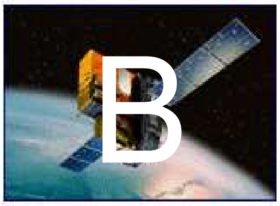
Using the broad-band capability of *INTEGRAL*, it has been possible to accumulate a large amount of simultaneous data on Cygnus X-1 between 5 keV–1 MeV and to follow its spectral evolution from 2002 November to 2004 November. These data were helpful to characterize the evolution of the Comptonization parameters of the source correlated to the presence of a variable disc emission, indicating transitions between the HS and a softer (Intermediate) state. We also observed the presence in the SPI data of a high-energy tail during the IS (or the FST), emerging from the Comptonization component between 400 keV–1 MeV and probably associated with a nonthermal component. The extent to which the spectrum hardens at energies approaching 1 MeV has now become an important issue for theoretical modeling of the accretion processes and radiation mechanisms in BH binaries. Data from both IBIS and SPI instruments offer the best opportunity to define more precisely the high-energy X-ray binary spectra. We hope to further investigate this using *INTEGRAL* data from this source and other bright BH X-ray binaries.

Acknowledgements. We thank the anonymous referee for his/her helpful comments and suggestions. MCB thanks J. Paul for a careful reading and comments on the manuscript. AAZ has been supported by KBN grants PBZ-KBN-054/P03/2001, 1P03D01827 and 4T12E04727. We thank the ESA ISOC and MOC teams for they support in scheduling and operating observations of Cygnus X-1. The present work is based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data center funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain, Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA).

References

Anders, E., & Grevesse, N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197
Arnaud, K. A. 1996, ASP Conf., 101, 17
Bazzano, A., Bird, A. J., Capitanio, F., et al. 2003, A&A, 411, L389
Balucińska-Church, M., Belloni, T., Church, M. J., et al. 1995, A&A, 302, L5
Belloni, T., Méndez, M., van der Klis, M., et al. 1996, ApJ, 472, L107
Bevington, P. R., & Robinson, K. D. 1992, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, 2nd Ed., (New York: McGraw-Hill)
Bouchet, L., Jourdain, E., Roques J.-P., et al. 2003, A&A, 411, L377
Bowyer, S., Byram, E. T., Chubb, T. A., & Friedman, H. 1965, Science, 147, 394
Brocksopp, C., Fender, R. P., Larionov, V., et al. 1999, MNRAS, 309, 1063
Cadolle Bel, M., Sizun, P., Rodriguez, J., et al. 2004, accepted for publication in the Proceedings of the 35th COSPAR Scientific Assembly (ASR Publication)
Chakrabarti, S. K., & Titarchuk, L. G. 1995, ApJ, 455, 623
Coppi, P. S. 1999, 161, 375, ASP Conf. Ser., 161, 375
Corbel, S., Nowak, M. A., Fender, R. P., et al. 2003, A&A, 400, 1007
Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, A. K., et al. 2004, ApJ, 617, 1272
Di Cocco, G., Caroli, E., Celesti, E., et al. 2003, A&A, 411, L189
Di Salvo, T., Done, C., Zycki, P. T., Burderi, L., & Robba, N. R. 2001, ApJ, 547, 1024
Done, C., Mulchaey, J. S., Mushotzky, R. F., & Arnaud, K. A. 1992, ApJ, 395, 275
Dove, J. B., Wilms, J., Nowak, M. A., Vaughan, B. A., & Begelman, M. C. 1998, MNRAS, 289, 729
Esin, A. A., Narayan, R., Cui, W., et al. 1998, ApJ, 505, 854
Fender, R. P., Belloni, T., & Gallo, E. 2005, to appear in From X-ray Binaries to Quasars: Black Hole Accretion on All Mass Scales, ed. T. J. Maccarone, R. P. Fender, and L. C. Ho (Dordrecht: Kluwer), [arXiv:astro-ph/0506469]
Frontera, F., Palazzi, E., Zdziarski, A. A., et al. 2001, ApJ, 546, 1027
Gallo, E., Fender, R. P., & Pooley, G. G., 2003, MNRAS, 334, 60
Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Johnson, W. N., et al. 1996, Proc. Röntgenstrahlung from the Universe, ed. H. U. Zimmermann, J. Trümper, & H. Yorke; MPE Report 263, 139
Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Done, C., et al. 1997, MNRAS, 288, 958
Gierliński, M., Zdziarski, A. A, Poutanen, J., et al. 1999, MNRAS, 309, 496
Gleissner, T., Wilms, J., Pottschmidt, K., et al. 2004a, A&A, 414, 1091
Gleissner, T., Wilms, J., Pooley, G. G., et al. 2004b, A&A, 425, 1061
Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, A&A, 411, L223
Heinz, S., & Sunyaev, R. A. 2003, MNRAS, 343, 59
Ibragimov, A., Poutanen, J., Gilfanov, M., et al. 2005, MNRAS, submitted [arXiv:astro-ph/0502423]
Jensen, P.-L., Clausen, K., Cassi, C., et al. 2003, A&A, L7
Jourdain, E., & Roques, J.-P. 1994, ApJ, 426, L11
Laurent, P., & Titarchuk, L. G. 1999, ApJ, 511, 289
Lebrun, F., Leray, J. P., Lavocat, P., et al. 2003, A&A, 411, L141
Ling, J. C., Wheaton, W. A., Wallyn, P., et al. 1997, ApJ, 484, 375
Lund, N., Butdtz-Jorgensen, C., Westergaard, N. L., et al. 2003, A&A, 411, L231
Magdziarz, P., & Zdziarski, A. A. 1995, MNRAS, 273, 837
Malzac, J., Petrucci, P. O., Jourdain, E., et al. 2004, Proceedings of the 5th *INTEGRAL* Workshop The *INTEGRAL* Universe, (Munich, February 2004), ESA Special Publication SP-552, [arXiv:astro-ph/0411069]
Malzac, J., Petrucci, P. O., Jourdain, E., et al. 2005, A&A, submitted

Markoff, S., Falcke, H., & Fender, R. 2001, A&A, 372, L25
Markoff, S., & Nowak, M. A. 2004, ApJ, 609, 972
McClintock, J. E., & Remillard, R. A. 2003, to appear in Compact Stellar X-ray Sources, ed. W. H. G. Lewin & M. van der Klis [arXiv:astro-ph/0306213]
McConnell, M. L., Forrest, D., Ryan, J., et al. 1994, ApJ, 424, 933
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
Méndez, M., & van der Klis, M., 1997, ApJ, 479, 926
Merloni, A., Fabian, A. C., & Ross, R. R. 2000, MNRAS, 313, 193
Merloni, A., Heinz, S., & di Matteo, T. 2003, MNRAS, 345, 1057
Misra, R., & Melia, F. 1996, ApJ, 467, 405
Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., et al. 1984, PASJ, 36, 741
Nowak, M. A., 2002, in New Views on Microquasars, ed. P. Durouchoux, Y. Fuchs, & J. Rodriguez (Kolbata: Centre for space Physics), 11
Nowak, M. A., Wilms, J., Heinz, S., et al. 2005, ApJ, 626, 1006
Pottschmidt, K., Wilms, J., Nowak, M. A., et al. 2003a, A&A, 407, 1039
Pottschmidt, K., Wilms, J., Chernyakova, M., et al. 2003b, A&A, 411, L383
Pottschmidt, K., Wilms, J., Nowak, M. A., et al. 2005, accepted for publication in the Proceedings of the 35th COSPAR Scientific Assembly, ASR publication [arXiv:astro-ph/0504403]
Poutanen, J., & Svensson, R. 1996, ApJ, 470, 249
Poutanen, J. 1998, in Theory of Black Hole Accretion Discs, ed. M. A. Abramowicz, G. Bjornsson, & J. E. Pringle (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 100
Poutanen, J., & Coppi, P. 1998, Phys. Scr., 77, 57 [arXiv:astro-ph/9711316]
Protassov, R., van Dyk, D., Connors, A., et al. 2002, ApJ, 571, 545
Rodriguez, J., Corbel, S., & Tomsick, J. A. 2003, ApJ, 595, 1032
Roques, J.-P., Schanne, S., von Kienlin, A., et al. 2003, A&A, 411, L91
Salotti, L., Ballet, J., Cordier, B., et al. 1992 A&A, 253, 145
Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
Shimura, T., & Takahara, F. 1995, ApJ, 445, 780
Skibo, J. G., & Dermer, C. D., 1995, ApJ, 455, L25
Skinner, G., & Connell, P. 2003, A&A, 411, L123-126
Stirling, A., Spencer, R. E., de la Force, C. J., et al. 2001, MNRAS, 327, 1273
Sunyaev, R. A., & Titarchuk, L. 1980, A&A, 86, 21
Titarchuk, L. G. 1994, ApJ, 434, 570
Titarchuk, L. G., Mastichiadis, A., & Kylafis, N. D. 1997, ApJ, 487, 834
Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, A&A, 411, L131
Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., et al. 2003, A&A, 411, L63
Westergaard, N. J., Kretschmar, P., Oxborrow, C. A., et al. 2003, A&A, 411, L257
Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, A&A, 411, L1
Zdziarski, A. A., Grove, J. E., Poutanen, J., Rao, A. R., & Vadawale, S. V. 2001, ApJ, 554, L45
Zdziarski, A. A., Poutanen, J., Paciesas, W. S., & Wen, L. 2002, ApJ, 578, 357
Zdziarski, A. A., & Gierliński, M. 2004a, Progr. Theor. Phys. Suppl., 155, 99
Zdziarski, A. A., Gierliński, M., Mikolajewska, J., et al. 2004b, MNRAS, 351, 791
Ziólkowski, J., 2005, MNRAS, 358, 851



Publications en collaboration dans des revues à comité de lecture

Voici la liste et les références des articles que j'ai publiés en collaboration avec d'autres chercheurs français et étrangers.

• « *The INTEGRAL IBIS/ISGRI System Point Spread Function and Source Location Accuracy* », 2003, A&A, 411, L179-181, A. Gros, A. Goldwurm, M. Cadolle Bel, et al. (5 auteurs)

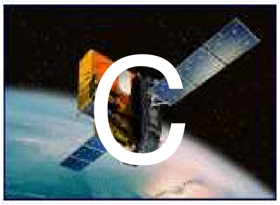
• « *Status of the INTEGRAL/IBIS telescope modelling and of the response matrices generation* », 2003, A&A, 411, L373-376, J. Rodriguez, M. Del Santo, F. Lebrun, G. Bélanger, M. Cadolle Bel, et al. (12 auteurs)

•« *First results from the IBIS/ISGRI data obtained during the Galactic Plane Scan II. The Vela region* », 2003, A&A, 411, L185-188, P. Laurent, O. Limousin, M. Cadolle Bel, et al. (8 auteurs)

• « *1E 1740.7−2942: temporal and spectral evolution from INTEGRAL and RXTE* », 2005, A&A, 433, 613-617, M. Del Santo, A. Bazzano, A. A. Zdziarski, D. M. Smith, N. Bezayiff, R. Farinelli, G. De Cesare, P. Ubertini, A. J. Bird, M. Cadolle Bel, et al. (6 auteurs)

• « *3–200 keV spectral states and variability of the INTEGRAL Black Hole binary IGR J17464−3213* », 2005, ApJ, 622, 503-507, F. Capitanio, P. Ubertini, A. Bazzano, P. Kretschmar, A. A. Zdziarski, A. Joinet, E. J. Barlow, A. J. Bird, A. J. Dean, E. Jourdain, G. De Cesare, M. Del Santo, L. Natalucci, M. Cadolle Bel et A. Goldwurm

• « *Bimodal spectral variability of Cygnus X−1 in an intermediate state* », 2006, A&A, 448, 1125-1137, J. Malzac, P.-O. Petrucci, E. Jourdain, M. Cadolle Bel, et al. (10 auteurs)



Articles de conférences publiés en premier auteur

Voici la liste et les références des articles que j'ai publiés suite à des présentations orales de mes travaux de recherches à des conférences d'astrophysique, en France et à l'étranger.

- « Études de trous noirs stellaires accrétants avec le satellite *INTEGRAL* », Journées Jeunes Chercheurs (Belgique, décembre 20003), M. Cadolle Bel

- « *INTEGRAL, XMM-Newton and Rossi-XTE Observations of the State Transition of the X-ray Transient and Black Hole Candidate XTE J1720−318* », *Proceedings* du *Workshop INTEGRAL « The INTEGRAL Universe »* (Munich, février 2004), Publication spéciale ESA SP-552, M. Cadolle Bel, A. Goldwurm, J. Rodriguez, et al. (14 auteurs)

- « *High-energy observations of the state transition of the X-ray nova and black hole candidate XTE J1720−318* », *Proceedings* de la SF2A « Scientific Highlights 2004 » (Paris, juin 2004), EDP Sciences (Eds. F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier et L. Pagani), M. Cadolle Bel, J. Rodriguez, P. Sizun, et al. (9 auteurs)

- « *The high-energy spectrum of Cygnus X−1 as measured by INTEGRAL* », *Proceedings* du COSPAR (Paris, juillet 2004), Publication ASR, M. Cadolle Bel, P. Sizun, J. Rodriguez, et al. (6 auteurs)

- « *INTEGRAL Observations of GRS 1758−258* », *Proceedings* du Symposium IAU numéro 230 (Dublin, août 2005), « *Population of High Energy sources in Galaxies* » (Eds. E. J. A. Meurs, G. Fabbiano), M. Cadolle Bel, A. Goldwurm et P. Sizun

Bibliographie

Agol, E., Kamionkowski, M., Koopmans, L., et al. 2002, ApJ, 576, L131

Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K. M., et al. 2005, A&A, 442, 1–10

Aharonian, F., et al. (collaboration HESS) 2005, A&A, 442L, 25

Anders, E. et Grevesse, N. 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53, 197

Anderson, J. A. 1929, ApJ, 70, 175

Apparao, K. M. V. 1994, Sp. Sci. Rev. 69, 255

Arnaud, K. A. 1996, 101, 17, Conférences ASP, 101, 17

Attié, D. Thèse 2005

Augusteijn, T., Kuulkers, E. et Shaham, J. 1993, A&A, 279, L13

Baade, W. et Zwicky, F. 1934, PNAS, 20, 259

Baarden, J. M. 1973 *Timelike and null geodesics in the Kerr metric*, dans *Black Holes*, École d'été de physique théorique, Les Houches, Eds. C. DeWitt et B. S. DeWitt

Balbus, S. A. et Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214

Balbus, S. A. et Papaloizou, J. C. B. 1999, ApJ, 521, 650

Balucińska-Church, M., Beloni, T., Church, M. J., et al. 1995, A&A, 302, L5

Balucińska-Church, M. et Church, M. J. 2000, MNRAS, 312, L55

Bao, G. et Ostgaard, E. 1995, ApJ, 443, 54

Barr, P. White, N. E. et Page, C. G. 1985, MNRAS, 216, 65P

Barret, D. et Laurent, P. 1991, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A307, 512

Bazzano, A., Bird, A. J., Capitanio, F., et al. 2003, A&A, 411, L389

Bhattacharya, D. et van den Heuvel, E. P. J., 1991, Phys. Rep. 203, 1

Bélanger, G., Goldwurm, A., Renaud, M., et al. 2006, ApJ, 636, 275

Belloni, T., Méndez, M., van der Klis, M., et al. 1996, ApJ, 472, L107

Belloni, T., Klein-Wolt, M., Méndez M., et al. 2000 A&A, 355, 271

Belloni, T. 2001, dans *X-ray Emission from Accretion onto Black Holes (Proceedings)*, astro-ph 0112217

Belloni, T., Klein-Wolt, M., Méndez, M., et al. 2002a, A&A, 355, 271

Belloni, T., Psaltis, D. et van der Klis, M. 2002b, ApJ, 572, 392

Belloni, T. 2005, *Proceedings* du COSPAR (Mumbai, janvier 2005), Publication ASR, astro-ph 0507556

Belloni, T., Homan, J., Casella, P., et al. 2005a, A&A, 440, 207

Belloni, T., Homan, J., Casella, P., et al. 2005b, A&A, 440, 207

Belloni, T., Parolin, I., Del Santo, M., et al. 2006, MNRAS, 367, 1113

Belmont, R. Thèse 2005

Bevington, P. R. et Robinson, K. D. 1992, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, 2ème Ed., New York, McGraw-Hill

Bird, T., Barlow, E. J., Bazzano, A., et al. 2003, A&A, 411, L159

Blandford, R. D. et Königl, A. 1979, ApJ, 232, p.34

Bohlin, R. C., Savage, B. D. et Drake, J. F. 1978, ApJ, 224, 132

Bondi, H. 1952, MNRAS, 112, 195

Böttcher, M. et Liang, E. P. 1998, ApJ, 506, 281

Borozdin, K., Revnivtsev, M., Trudolyubov, S., et al. 1999, ApJ, 517, 367

Bouchet, L., Mandrou, P., Roques, J.-P., et al. 1991, ApJ, 383, L45

Bouchet, L., Jourdain, E., Roques J.-P., et al. 2003, A&A, 411, L377

Bowyer, S., Byram, E. T., Chubb, T. A., Friedman, H. 1965, Sci, 147, 394

Bradshaw, C. F., Fomalont, E. B. et Geldzahler, B. J. 1999, ApJ, 512, L121

Bradt, H. V. D., Ohashi, T. et Pounds, K. A. 1992, ARA&A, 30, 391

Brocksopp, C., Fender, R. P., Larionov, V., et al. 1999, MNRAS, 309, 1063

Brocksopp, C., Jonker, P. G., Fender, R. P., et al. 2001, MNRAS, 323, 517

Brocksopp, C., Corbel, S., Fender, R. P., et al. 2005, MNRAS, 356, 125

Burrows, D. N., Racusin, J., Morris, D. C., et al. 2005, ATEL 547

Cadolle Bel, M., Mémoire de Master 2003

Cadolle Bel, M., Goldwurm, A., Rodriguez, J., et al. 2004a, *Proceedings* du *Workshop The INTEGRAL Universe* (Munich, février 2004), Publication Spéciale ESA SP-552, astro-ph 0407374

Cadolle Bel, M., Rodriguez, J., Sizun, P., et al. 2004b, *Proceedings* de la SF2A, *Scientific Highlights 2004* (Paris, juin 2004), Eds. F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier, L. Pagani

Cadolle Bel, M., Sizun, P., Rodriguez, J., et al. 2004c, *Proceedings* du COSPAR (Paris, juillet 2004), Publication ASR

Cadolle Bel, M., Rodriguez, J., Sizun, P., et al. 2004d, A&A, 426, 659–667

Cadolle Bel, M., Goldwurm, A. et Sizun, P., 2005a, *Proceedings* du Symposium IAU numéro 230 (Dublin, août 2005), Eds. E. J. A. Meurs et G. Fabbiano

Cadolle Bel, M., Rodriguez, J., Goldwurm, A., et al. 2005b, ATEL 574

Cadolle Bel, M., Sizun, P., Goldwurm, A., et al. 2006a, A&A, 446, 591–602

Cadolle Bel, M., Ribó, M., Rodriguez, J., et al. 2006b, soumis à ApJ

Cannizzo, J. K., Wheeler, J. C. et Ghosh, P. 1985, *Proceedings of the Seventh North American Workshop*, Cambridge, MA, 1983 (A85-48276 23-90), Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 1985, p. 307-313

Cannizzo, J. K. 1994, ApJ, 435, 389
Cannizzo, J. K., 2000, ApJ, 534L, 35
Capitanio, F. , Ubertini, P., A. Bazzano, et al. 2005, ApJ, 622, 503–507
Cardelli, J. A., Clayton, G. C. et Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
Carter, B., Hawking, S. W. et Israel, W. 1971, Phys. Rev. Lett. 26, L331
Casella, P., Belloni, T., Homan, J., et al. 2004, A&A, 426, 587
Casella, P., et al. 2005, ApJ, sous presse, astro-ph 0504318
Castro-Tirado, A. J., Brandt, S., Lund, N. 1992, IAUC 5590
Chakrabarti, S. K., et Titarchuk, L. G. 1995, ApJ, 455, 623
Chakrabarti, S. K. et Manickam, S. K. 2000, ApJ, 531L, 41
Chakrabarti, S. K., Chattopadhyay, I., 2000, *Proceedings of the 9th Marcel Grossman Meeting* (Rome), astro-ph 0012531
Chakrabarti, S. K., Nandi, A. et Manickam, S. G. 2000, *World Scientific Publication*, astro-ph 0012528
Chandrasekhar, S. 1931, ApJ, 74, 81
Chapuis, C. et Corbel, S. 2004, A&A, 414, 659
Chaty, S. Thèse 1998
Chaty, S., Haswell, C. A., Malzac, J. et al. 2003, MNRAS, 346, 689
Chaty, S. et Bessolaz, N. 2006, A&A, 455, 639
Chen, W., Livio, M. et Gehrels, N. 1993, ApJ, 408, L5
Chen, W., et al. 1997, ApJ, 491, 312
Chernyakova, M, Neronov, A., Lutovinov, A., et al. 2006, MNRAS, 367, 1201
Claret, A., Limousin, O., Lugiez, F., et al. 2004, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 51, No. 6
Clark, G. W., Garmire, G. P. et Kraushaar, W. L. 1968, ApJ, 135, L203
Cook, M. C., Watson, M. G. et McHardy, I. M. 1984, MNRAS, 210, 7
Coppi, P. S. 1999, 161, 375, Conférences ASP, 161, 375
Corbel, S. Thèse 1999
Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2000, A&A, 359, 251
Corbel, S., Kaaret, P., Jain, R. K., et al. 2001, ApJ, 554, 43
Corbel, S., Fender, R. P. et Tzioumis, A. K. 2002, IAUC 7795
Corbel, S., Nowak, M. A., Fender, R. P., et al. 2003, A&A, 400, 1007
Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, A. K., et al. 2004, ApJ, 617, 1272
Cordier, B., Paul J., Ballet, J., et al. 1993, A&A, 275, L1
Cordier, B., Paul J., Hameury, J.-M. 1994, ApJS, 92, 401
Cottam, J., Paerels, F. et Mendez, M. 2002, Nature, 420, 51–54
Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Beckmann, V., et al. 2003, A&A, 411, L53
De Cesare, G., von Ballmoos, P., Ubertini, P. et al. 2004, *Proceedings* du COSPAR (Paris, juillet 2004), Publication ASR
Del Santo, M., Bazzano, A., Smith, D. M., 2004, *Proceedings* du *Wokshop The INTEGRAL Universe* (Munich, février 2004), Publication Spéciale ESA SP-552
Del Santo, M., Bazzano, A., Zdziarski, A. A., et al. 2005, A&A, 433, 613–617

Denis, M., Olive, J.-F., Mandrou, P., et al. 1994, ApJS, 92, 459
Dhawan, V., Mirabel, I. F., et Rodríguez, L. F. 2000, ApJ, 543, 373
Dickey, J. M. et Lockman, F. J. 1990, ARA&A, 28, 215
Di Cocco, G., Caroli, E., Celesti, E., et al. 2003, A&A, 411, L189
Diehl, R., Baby, N., Beckmann, V., et al. 2003, A&A, 411, L117
Di Salvo, T., Done, C., Zycki, P. T., et al. 2001, ApJ, 547, 1024
Done, C., Mulchaey, J. S., Mushotzky, R. F. et Arnaud, K. A. 1992, ApJ, 395, 275
Done, C. et Nayakshin, S. 2001, MNRAS, 328, 616
Dove, J. B., Wilms, J. et Begelman, M. C. 1997a, ApJ, 487, 747
Dove, J. B., Wilms, J., Maisaik, M. et al. 1997b, ApJ, 487, 759
Dove, J. B., Wilms, J., Nowak, M. A., et al. 1998, MNRAS, 289, 729
Doxsey, H. Bradt, G. Fabbiano, et al., 1977, IAU Circ. 3113
Dubus, G. 2000, *Proceedings of the Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology*, Paris, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, Vol. 80
Dubus, G., Hameury, J.-P. et Lasota, J.-P., 2001, A&A, 373, 251
Ebisawa, K., Ogawa, M., Aoki, T., et al. 1994, PASJ, 41, 375
Eikenberry, S. S., Matthews, K., Morgan, E. H. et al. 1998, ApJ, 494, L61
Einstein, A. 1915, *Erklarung der Perihelionbewegung der Merkur aus der allgemeinen Relativitatstheorie*
Esin, A. A., McClintock, J. E. et Narayan, R. 1997, ApJ, 489, 865
Esin, A. A., Narayan, R., Cui, W., et al. 1998, ApJ, 505, 854
Esin, A. A., McClintock, J. E., Drake, J. J., et al. 2001, ApJ, 555, 483
Fabian, A. C. 2005, *Proceedings* de *The X-ray Universe 2005*, (El escorial, Espagne, septembre 2005), astro-ph 0511537
Falcke, H. et Markoff, S. 2001, A&A, 362, 113
Falcke, H., Koerding, E. et Nagar, N. M. 2004, dans *Science with the Square Kilometer Array*, Eds. C. Carilli and S. Rawlings, New Astronomy Reviews, Amsterdam, astro-ph 0409125
Fazio, G. G. 1967, ARA&A, 5, 481
Fender, R. P., Pooley, G., Durouchoux, P. et al. 1999, MNRAS, 312, 853
Fender, R. P., 2000, MNRAS, 322, 31
Fender, R. P., 2001 dans *Relativistic flows in Astrophysics*, *Springer Verlag Lecture Notes in Physics*, Eds A.W. Guthmann, M. Georganopoulos, K. Manolakou et A. Marcowith, astro-ph 0109502
Fender, R. P., Gallo, E., et Jonker, P. G. 2003, MNRAS, 343, L99
Fender, R. P., Belloni, T., et Gallo, E. 2004, MNRAS, 355, 1105
Fender, R., Garrington, S. et Muxlow, T. 2005a, ATEL 558
Fender, R. P., Belloni, T., et Gallo, E. 2005b, à paraître dans *From X-ray Binaries to Quasars: Black Hole Accretion on All Mass Scales*, Eds. T. J. Maccarone, R. P. Fender et L. C. Ho (Dordrecht : Kluwer), astro-ph 0506469
Feng, Y. X., Zhang, S. N., Sun, X., et al. 2001, ApJ, 553, 394

Ferrando, P., et al. 2004, *Procedings* SPIE 5168, 65–76, astro-ph 0309424
Ferrando, P., et al. 2005, *Proceedings* SPIE 5900, 195–204, astro-ph 0508674
Finoguenov, A. V., Gilfanov, M. P., Churazov, E. M., et al. 1996, *Astronomy Letters*, 22, 72
Fitzgibbon, M., Mémoire de Master 1997
Fowler, R. H. 1926, MNRAS, 87, 114
Frank, J., King, A., et Raine, D., 1992, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge Astrophysics Series, Eds. R. F. Carswell, D. N. C. Lin et J. E. Pringle
Frontera, F., Palazzi, E., Zdziarski, A. A., et al. 2001, ApJ, 546, 1027
Fuchs, Y., Rodriguez, J., Mirabel, I. F., et al. 2003, A&A, 409, L35
Gallo, E., et Fender, R. P., 2002, MNRAS, 337, 869
Gallo, E., Fender, R. P. et Pooley, G. G., 2003, MNRAS, 334, 60
Gallo, E., Fender, R. P., Kaiser, C., et al. 2005, Nature, 436, 819
Gelino, D. M., Balman, S., Kizigoglu, Ü., et al. 2006, ApJ, 642, 438
Giacconi, R., et al. 1963, Phys. Rev. Lett., 9, 439
Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Johnson, W. N., et al. 1996, *Proceedings, Röntgenstrahlung from the Universe*, Eds. Zimmermann, H. U., Trümper, J. et Yorke, H (MPE Report 263, 139)
Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Done, C., et al. 1997, MNRAS, 288, 958
Gierliński, M., Zdziarski, A. A, Poutanen, J., et al. 1999, MNRAS, 309, 496
Gilfanov, M., Churazov, E., Sunyaev, R., et al. 1993, A&AS, 97, 303
Gilfanov, M., Churazov, E. et Renivtsev M. 1999, A&A, 352, 182
Gleissner, T., Wilms, J., Pottschmidt, K., et al. 2004a, A&A, 414, 1091
Gleissner, T., Wilms, J., Pooley, G. G., et al. 2004b, A&A, 425, 1061
Goldoni, P., Vargas, M., Goldwurm, A., et al. 1999, MNRAS, ApJ, 511, 847
Goldoni, P., Goldwurm, A., Kuulkers, E., et al. 2003, ATEL 153
Goldoni, P., Cadolle Bel, M., et al. 2006 (en préparation)
Goldwurm, A., Ballet, J., Cordier, B., et al. 1992, ApJ, 389, 79
Goldwurm, A., Ballet, J., Laurent, P., et al. 1993, A&AS, 97, 293
Goldwurm, A., Denis, M., Paul, J., et al. 1995, *Advances in Space Research*, Vol. 15, *Issue* 5, p. 41–44
Goldwurm, A., et al., Vargas, M., Paul, J., et al. 1996, A&A, 310, 857
Goldwurm, A., et al., 1997, *Proceedings* du Symposium XXV I.C.R.C., V. 3, OG 3.1.1, p. 81
Goldwurm, A., Israël, D., Goldoni, P., et al. 2001, Conf. Proc. AIP, 587, 61
Goldwurm, A., Brion, E., Goldoni, P., et al. 2002, ApJ, 584, 751–757
Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, A&A, 411, L223
Gonzalez-Riestra, R., Rodriguez-Pascual, P. M., Santo-Lleo, M., et al. 2003, IAUC 8080
Grebenev, S., Sunyaev, R., Pavlinsky, M., et al. 1993, A&AS, 97, 281
Grebenev S. A., Lutovinov A. A., Sunyaev R. A. et al. 2003, ATEL 189
Grebenev, S. A., Revnivtsev, M. G., et Sunyaev, R. A. 2004, ATEL, 257

Greiner, J., Cuby, J. G., McCaughrean, M. J., et al. 2001, Nature, 414, 522
Gros, A., Goldwurm, A., Cadolle Bel, M., et al. 2003, A&A, 411, L179
Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., et al. 1998, ApJ, 500, 899
Guainazzi, M. 2001, *XMM-Newton Science Analysis Workshop*, WA3
Gunson, J. et Polychronopulos, B. 1976, MNRAS, 177, 485
Haardt, F. et Maraschi, L. 1991, ApJ, 380, 51
Halpern, J. P. 2005, ATEL 549
Hamada, T. et Salpeter, E. E. 1961, ApJ, 134, 683
Hameury, J.-M. 1993, A&AS, 97, 235
Hameury, J.-M., Lasota, J.-P., McClintock, J. E., et al. 1997, ApJ, 489, 234
Hameury, J.-M., Dubus, G., Lasota, J.-P., et al. 1999, *Disk Instabilities in Close Binary Systems*, *Proceedings of the Disk-Instability Workshop* (Kyoto, Japon octobre 1998), Eds S. Mineshige et J. C. Wheeler Frontiers Science Series No. 26 (Universal Academy Press Inc.)
Hameury, J.-M., Barret, D., Lasota, J.-P., et al. 2002, A&A, 399, 631
Hameury, J.-M. et Lasota, J.-P. 2005, A&A, 443, 283
Hannikainen, D. C., Rodriguez, J., Vilhu, O., et al. 2005, A&A, 435, 995
Harlaftis, E. T. et Greiner, J. 2004, A&A, 414, L13
Harmon B. A., Paciesas, W. S. et Fishman, G. J. 1992, IAUC 5619
Hawking, S. 1974, Nature, 248, 30
Hawley, J. F. et Krolik, J. H. 2001, ApJ, 548, 348
Haymes R. C., Ellis, D. V., Fishman, G. J, et al. 1968, ApJ, 151L, 125
Heinz, S. et Sunyaev, R. A. 2003, MNRAS, 343, 59
Hertz, P., et Grindlay, J. E. 1984, ApJ, 278, 137
Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D., et al. 1968, Nature, 217, 709
Hewish, A., Readhead, A. C. S. et Duffett-Smith, P. J., 1974, Nature, 252, 657
Hjellming, R. M., Wade, C. M., Hughes, V. A., et al. 1971, Nature, 234, 138
Homan, J., Wijnands, R., van der Klis, M., et al. 2001, ApJ. Suppl., 132, 377
Homan J., Miller, J. M., Wijinands, R, et al. 2003, ATEL 162
Homan, J., Miller, J. M., Wijnands, R., et al. 2005, AAS, 37, 1331
Homan, J. et Belloni, T. 2005, Ap&SS, 300, 107 (astro-ph 0412597)
Hua X.-M. et Lingenfelter, R. E. 1993, ApJ, 416, L17
Hulse, R. A. et Taylor, J. H. 1974, ApJ, 191, L59
Hynes, R. I., Haswell, C. A., Cui, W., et al. 2003, MNRAS, 345, 292
Hynes, R. I., Robinson, E. L. et Bitner, M. 2005, ApJ, 630, 405-412
Ibragimov, A., Poutanen, J., Gilfanov, M., et al. 2005, MNRAS, 362, 1435
Jain R. K., Bailyn, C. D., Orosz, J. A., et al. 2001, ApJ, 554, L181
Jensen, P.-L., Clausen, K., Cassi, C., et al. 2003, A&A, L7
Johnston, S., Ball, L., Wang, N., et al. 2005, MNRAS, 358, 1069
Jourdain, E., et Roques, J.-P. 1994, ApJ, 426, L11
Jung, G. V., Kurfess, D. J., Johnson, W. N., et al. 1995, A&A, 295, L23

Kaiser, C. R., Brueggen, M. et Binney, J. J. 2002, *ASP Conference Series*, astro-ph 0210569
Kalemci, E., Tomsick, J., Rothschild, J. A., et al. 2001, ApJ, 563, 239
Kalemci, E. Thèse 2002a
Kalemci, E., 2002b, *American Astronomical Society*, 201, 5705
Kaluzienski L. J. et Holt S. S., 1977, IAUC 3099
Kaplan, S. A. 1949, *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*, Russie (ISSN 0044-4510), Vol. 19, p. 951–952
Kazanas, D. et Hua, X.-M. 1999, ApJ, 519, 750
King, A. R. et Ritter, H. 1998, MNRAS, 296, L45
Kinzer, R. L., Jung, G. V., Gruber, D. E., et al. 1997, ApJ, 475, 361
Knödlseder, J., 2004, *Proceedings* du *Workshop The INTEGRAL Universe* (Munich, février 2004), Publication Spéciale ESA SP-552
Klein-Wolt, M., Fender, R. P., Pooley, G. G., et al. 2002, MNRAS, 331, 745
Kong, A. K. H., Garcia, M. R., Primini, F. A., et al. 2002, ApJ, 577, 738–756
Kretschmar, P., Chenevez, J., Capitanio, F., et al. 2003, ATEL 180
Kuulkers, E. 1998, New Astronomy Review, 42, 1
Kuznetsov, S. I., Gilfanov, M. R., Churazov, E. M., et al. 1999, Astronomy (Lettres), 25, 351
Landolt, A. U. 1992, AJ, 104, 340L
Lasota, J.-P. 2001, *New Astron. Review*, 45, 449-508
Laurent, P., et Titarchuk, L. G. 1999, ApJ, 511, 289
Laurent, P., et Titarchuk, L. G. 2002, *Proceedings of The 9th Marcel Grossmann Meeting* (Rome) ISBN 981-238-993-8, p. 2327–2328
Leahy, D. A., Darbro, W., Elsner, R. F., et al. , 1983, ApJ, 266, 160
Lebrun, F., Leray, J. P., Lavocat, P., et al. 2003, A&A, 411, L141
Lehr, D. E., Wagoner, R. V., et Wilms, J. 2000, Conf. ARXT, astro-ph 0004211
Limousin, O. Thèse 2001
Lin, D. N. C. et Taam, R. E. 1984, AIPC, 115, L83
Ling, J. C., Mahoney, W. A., Wheaton, W. A. et al. 1987, ApJ, 321, L117
Ling, J. C., Wheaton, W. A., Wallyn, P., et al. 1997, ApJ, 484, 375
Liu, Q. Z., van Paradijs, J. et van den Heuvel, E. P. J. 2000, A&AS, 147, 25-49
Liu, Q. Z., van Paradijs, J. et van den Heuvel, E. P. J. 2001, A&A, 368, 1021-1054
Lund, N., Butdtz-Jorgensen, C., Westergaard, N. L., et al. 2003, A&A, 411, L231
Lutovinov A., Revnivtsev M., Molkov, S., et al. 2005, A&A, 430, 997
Maccarone, T. J. 2003, A&A, 409, 697
Magdziarz, P., et Zdziarski, A. A. 1995, MNRAS, 273, 837
Main, D. S., Smith, D. M., Heindl, W. A., et al. 1999, ApJ, 525, 901
Malzac, J., Beloborodov, A. M. et Poutanen, J. 2001, MNRAS, 326, 417
Malzac, J., Petrucci, P.-O., Jourdain, E., et al. 2004, *Proceedings* du *Workshop The INTEGRAL Universe* (Munich, février 2004), Publication Spéciale ESA SP-552,

astro-ph 0411069
Malzac, J., Petrucci, P.-O., Jourdain, E., Cadolle Bel, M. et al. 2006, A&A, 448, 1125
Mandrou, P. 1990, IAUC 5032
Markoff, S., Falcke, H., et Fender, R. 2001, A&A, 372, L25
Markoff, S. et Nowak, M. A. 2004, ApJ, 609, 972
Markoff, S. Nowak, M. A. et Wilms, J. 2005, ApJ, 635, 1203
Markwardt, C. B., Swank, J. H., Taam, R.E., 1999, ApJ, 513, 37
Markwardt, C. B. 2003a, ATEL 115
Markwardt, C. B. et Swank, J. H. 2003b, ATEL 133
Marscher, A. P., Jorstad, S. G., McHardy, I. M., et al. 2002, *Proceedings of the International Workshop on Blazar Astrophysics*
Martí, J., Paredes, J. M. et Ribó, M. 1998, A&A, 338, L71
Martí, J., Mirabel, I. F., Chaty, S., et al. 2000, A&A, 363, 184
Mas-Hesse, J. M., Giménez, A., Culhane, J. L., et al. 2003, A&A, 411, L261
Mathis, J. S. et Cardelli, J. A. 1992, ApJ, 398, 610
Mazy, E., Defise, J. M., Plesseria, J. Y., et al. 2003, A&A, 411, L269
McClintock, J. E. et Remillard, R. A. 2006, dans *Compact Stellar X-ray Sources*, Eds. W. H. G. Lewin et M. van der Klis, astro-ph 0306213
McConnell, M. L., Forrest, D., Ryan, J., et al. 1994, ApJ, 424, 933
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 McClintock, J. E. 1997, *Proposal* HST 3736
McCook, G. P. et Sion, E. M. 1999, ApJS, 121, 1
Menou, K., Esin, A. A., Narayan, R., et al. 1999, ApJ, 520, 276
Méndez, M., et van der Klis, M., 1997, ApJ, 479, 926
Mereghetti, S., Cremonesi, D. I., Haardt, F., et al. 1997, ApJ, 476, 829
Merloni, A., Fabian, A. C., et Ross, R. R. 2000, MNRAS, 313, 193
Merloni, A. et Fabian, A. C. 2002, dans *Proceedings of the Symposium on New Visions of the X-ray Universe in the XMM-Newton and Chandra Era*, astro-ph 0201531
Merloni, A., Heinz, S. et Di Matteo, T. 2003, MNRAS, 345, 1057
Migliari, S. et Fender, R. P. 2006, MNRAS, 366, 79
Miller, J. M., Fox, D. W., Di Matteo, T., et al. 2001, ApJ, 546, 1055
Miller, J. M., Fabian, A. C., Wijnands, R., et al. 2002a, ApJ, 570, L69
Miller, J. M., Wijnands, R., Rodriguez-Pascual, P. M., et al. 2002b, ApJ, 566, 358
Miller, J. M., Fabian, A. C., Reynolds, C. S., et al. 2004, ApJ, 606, L131
Miller, J. M., Homan, J. et Miniutti, G. 2006a, ApJ (sous presse), astro-ph 0605190
Miller, J. M., Homan, J., Steeghs, D., et al. 2006b, ApJ (sous presse), astro-ph 0602633
Mineshige, S. et Wheeler, J. C. 1989, ApJ, 343, 241
Mineshige, S., Yamasaki, T. et Ishizaka, C. 1993, Publ. Astron. Soc. Jpn., 45, 707
Mineshige, S. 1994, ApJ, 431, L99
Miniutti, G. et Fabian, A. C. 2004, MNRAS, 349, 1435

Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F., Cordier, B., et al. 1992, Nat, 358, 215
Mirabel, I. F. et Rodríguez, L. F. 1994, Nature, 371, 46
Mirabel, I. F. et Rodríguez, L. F. , 1998, Nature, 392, 673
Mirabel, I. F. et Rodríguez, L. F. 1999, ARA&A, 37, 409
Misra, R., et Melia, F. 1996, ApJ, 467, 405
Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., et al. 1984, PASJ, 36, 741
Monet, D. G., Levine, S. E., Canzian, B., et al. 2003, AJ, 125, 984 (http://cdsweb.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?I/284)
Morgan, E. H., Remillard, R. A. et Greiner, J. 1997, ApJ, 482, 993
Morgan, E., Swank, J., Markwardt, C., et al. 2005, ATEL 550
Morris, D. C., Burrows, D. N., Racusin, J., et al. 2005, ATEL 552
Munari, U. et Zwitter, T. 1997, A&A, 318, 269
Muno, M. P., Morgan, E. H. et Remillard, R. A. 1999, ApJ, 527, 321
Muno, M. P., Remillard, R. A., Morgan, E. H., et al. 2001, ApJ, 556, 515
Nagata, T., Kato, D., Baba, D., et al. 2003, PASJ, 55L, 73
Narayan, R., McClintock, J. E. et Yi, I. 1996, ApJ, 457, 821
Narayan, R., Mahadevan, R. et Quataert, E. 1998, dans *The Theory of Black Hole Accretion Discs*, Eds. M. A. Abramowicz, G. Bjornsson, et J. E. Pringle
Nayakshin, S., Rappaport, S. et Melia, F. 2000, ApJ, 535, 798
Novikov, I. D., et Zeldovich, Y. B. 1966, Astron. Zh, 43, 758
Nowak, M. A. et Wagoner, R. V. 1991, ApJ, 378, 656
Nowak, M. A., Wilms, J. et Dove, J. B. 2002, MNRAS, 332, 856
Nowak, M. A., 2003, dans *New Views on Microquasars*, Eds. P. Durouchoux, Y. Fuchs, et J. Rodriguez (Kolbata : *Centre for space Physics*, 11)
Nowak, M. A., Wilms, J., Heinz, S., et al. 2005, ApJ, 626, 1006
O'Brien, K., Clarke, F., Fender, R. P., et al. 2003, ATEL 117
Pacini, F. 1967, Nature, 216, 567
Parmar, A. N., Kuulkers, E., Oosterbroek, T., et al. 2003, A&A, 411, L421
Page, D. N. et Thorne, K. S. 1974, ApJ, 191, 499
Palmer, D. M., Barthelmey, S. D., Cummings, J. R., et al. 2005, ATEL 546
Peterson, L. E., et Winckler, J. R. 1959, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 64, p.697
Pooley, G. et Fender, R. P. 1997, MNRAS, 292, 925
Pottschmidt, K., Wilms, J., Nowak, M. A., et al. 2003a, A&A, 407, 1039
Pottschmidt, K., Wilms, J., Chernyakova, M., et al. 2003b, A&A, 411, L383
Pottschmidt, K., Wilms, J., Nowak, M. A., et al. 2005, *Proceedings* du COSPAR (Paris, juillet 2004), Publication ASR, astro-ph 0504403
Pottschmidt, K., Chernyakova, M., Zdziarski, A. A., et al. 2006, A&A, 452, 285
Poutanen, J. et Svensson, R. 1996, ApJ, 470, 249
Poutanen, J. 1998, dans *Theory of Black Hole Accretion Discs*, Eds. M. A. Abramowicz, G. Bjornsson et J. E. Pringle (Cambridge : *Cambridge Univ. Pres)*, 100)
Poutanen, J. et Coppi, P. 1998, Phys. Scr., 77, 57, astro-ph 9711316

Poutanen, J. et Fabian, A. C. 1999, MNRAS, 306, 31
Predehl, P., et Schmitt, J. H. M. M. 1995, A&A, 293, 889
Pringle, J. E., 1976, MNRAS, 177, 65
Proctor, R. J., Skinner, G. K. et Willmore, A. P. 1979, MNRAS, 187, 633
Psaltis, D. et Norman, C. 2000, astro-ph 0001391
Rees, M. J. 1966, Nature, 211, 468
Remillard, R. A., Morgan, E. H., McClintock, J. E., et al. 1999a, ApJ, 522, 397
Remillard, R. A., McClintock, J. E., Sobczak, G. J., et al. 1999b, ApJ, 517, L127
Remillard, R. A., Sobczak, G. J., Muno, M. P., et al. 2002, ApJ, 564, 692
Remillard, R. A., Levine, A. M., Morgan, E. H, et al. 2003, IAUC 8050
Remillard, R. A., 2005a, *Proceedings* Nordita, Astron. Nachr. vol. 326, astro-ph 0510699
Remillard, R., Garcia, M., Torres, M. A. P., et al. 2005b, ATEL 384
Renaud, M. Thèse 2006
Revnivtsev, M., Gilfanov, M., Churazov, E., et al. 1998, A&A, 331, 557
Revnivtsev, M. 2003a, A&A, 410, 865R
Revnivtsev M., Chernyakova, M., Capitanio, F., et al. 2003b, ATEL 132
Ribó, M. 2005, ASPC, 340, 269
Rieke, G. H. et Lebofsky, M. J. 1985, ApJ, 288, 618
Rodríguez, L. F., Mirabel, I. F. et Marti, J. 1992, ApJL, 401, 15
Rodriguez, J. Thèse 2002
Rodriguez, J., Durouchoux, P., Mirabel, I. F., et al. 2002a, A&A, 386, 271
Rodriguez, J., Varnière, P., Tagger, M. , et al. 2002b, A&A, 387, 487
Rodriguez, J., Corbel, S., et Tomsick, J. A. 2003, ApJ, 595, 1032
Rodriguez, J., Corbel, S., Kalemci, E., et al. 2004a, ApJ, 612, 1018
Rodriguez, J., Corbel, S., Hannikainen, D. C., et al. 2004b, ApJ, 615, 416
Rodriguez, J., Cabanac, C., Hannikainen, D. C., et al. 2005, A&A, 432, 235
Rodriguez, J., et al. 2006, en préparation
Roques J.-P., Bouchet, L., Jourdain, E., et al. 1994, ApJS, 92, 451
Roques, J.-P., Schanne, S., von Kienlin, A., et al. 2003, A&A, L91
Ruelas-Mayorga, R. A. 1991, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 22, 27
Rupen, M. P., Brocksopp, C., Mioduszewski, A. J., et al. 2003, IAUC 8054
Sakano, M., Imanishi, K., Tsujimoto, M., et al. 1999, ApJ, 520, 316
Salotti, L., Ballet, J., Cordier, B., et al. 1992 A&A, 253, 145
Sandage, A. 1960, ApJ, 131, 610
Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., et Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
Schatzman, E. 1956, Annales d'Astrophysique, 19, 51
Schmidt, R. A. 1963, Nature, 197, 1040
Schmidt-Kaler, Th. 1982, Landolt-Börnstein : *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series "Group 6 Astronomy and Astrophysics"*, Vol. 2
Schreider, E., et al., 1972, ApJ, 172, 79

Shakura, N. I. et Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
Shapiro, S. L. et Lightman, A. P. 1976, Nature, 262, 743
Shaposhnikov, N. et Titarchuk, L. 2006, ApJ, 643, 1098
Shimura, T., et Takahara, F. 1995, ApJ, 445, 780
Shklovskii, I. S. 1967, *Soviet Astronomy*, 11, 749
Shrader, C., et Titarchuk, L. 1999, ApJ, 521, L21
Sidoli, L., Mereghetti, S., Israel, G. L., et al. 1999, ApJ, 525, 215
Sidoli, L., et Mereghetti, S. 2002, A&A, 388, 293
Sizun, P. Thèse 2006
Skibo, J. G., et Dermer, C. D., 1995, ApJ, 455, L25
Skinner, G. K. 1979, RSPSA, 366, 345
Skinner, G. K., Willmore, A. P., Eyles, C. J., et al. 1987, Nature, 330, 544
Skinner, G., et Connell, P. 2003, A&A, 411, L123–126
Smith, D. M., Heindl, W. A., Swank, J., et al. 1997, ApJ, 489, L51
Smith, D. M., Heindl, W. A., Markwardt, et al. 2001, ApJL, 554, 41
Smith, D. M., Heindl, W. A. et Swank, J. H. 2002a, ApJL, 578, L129
Smith, D. M., Heindl, W. A., et Swank, J. H. 2002b, ApJ, 569, 362
Sobczak, G. J., McClintock, J. E., et Remillard, R. R. 1999, ApJ, 520, 776
Sobczak, G. J., McClintock, J. E. , et Remillard, R. R. 2000, ApJ, 544, 993
Spencer, R. E. 1979, Nature, 282, 483
Stella, L. 1990, Nature, 344, 747
Stella, L. et Vietri, M. 1998, ApJ, 492, L59
Stella, L., Vietri, M. et Morsink, S. M. 1999, ApJ, 424, L63
Still, M., Roming, P., Brocksopp, C., et al. 2005, ATEL 553
Stirling, A., Spencer, R. E., de la Force, C. J., et al. 2001, MNRAS, 327, 1273
Strohmayer, T. E. 2001, ApJ, 554, L169
Sunyaev, R. A., 1973, SvA, 16, 941
Sunyaev, R. A. et Trümper, J. 1979, Nature, 279, 506
Sunyaev, R. A., et Titarchuk, L. 1980, A&A, 86, 21
Sunyaev, R. A., et Titarchuk, L. 1985, A&A, 143, 374
Sunyaev, R. A., Churazov, E., Gilfanov, M., et al. 1991a, A&A, 247, L29
Sunyaev, R. A., Churazov, E., Gilfanov, M., et al. 1991b, ApJ, 383, L49
Sunyaev, R. A., Churazov, E., Gilfanov, M., et al. 1992, ApJ, 389, L75
Sunyaev, R., Lutovinov, A. et Molkov, S. 2003, ATEL 185
Tagger, M. et Pellat, R. 1999, A&A, 349, 1003
Tagger, M., Varnière, P., Rodriguez, J., et al. 2004, ApJ, 607, 410
Takeuchi, M., Mineshige, S. et Negoro, H. 1995, PASJ, 47, 617
Tanaka, Y., et Lewin, W. H. G., 1995, dans *X-ray Binaries*, Eds. W. H. G. Lewin, J. van Paradijs et E. P. J. van den Heuvel, Cambridge U. Press, 126–174
Tanaka, Y., et Shibazaki, N. 1996, ARA&A, 34, 607
Terrier, R., Lebrun, F., Bazzano, A., et al. 2003, A&A, L167

Thorne, K. S. 1973, ApJ, 181, 181–182
Titarchuk, L. G. 1994, ApJ, 434, 570
Titarchuk, L. G., Mastichiadis, A., et Kylafis, N. D. 1997, ApJ, 487, 834
Tomsick, J., Gelino, D. M. et Kaaret, P. 2005, ApJ, 635, 1233
Torres, M. A. P., Steeghs, D., Garcia, M. R., et al. 2005a, ATEL 551
Torres, M. A. P., Steeghs, D., Blake, C., et al. 2005b, ATEL 566
Truss, M., Graham, W., Murray, J., et al. , 2002, MNRAS, 337, 1239
Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, A&A, 411, L131
van den Heuvel, E. P. J. et Rappaport, S. A. 1987, dans *Physics of Be stars*, Eds. Slettebak, A. et Snow, T. P., Cambridge, p. 291
van der Klis, M. 1989, dans *Timing Neutron Star*, Eds. H. Ögelman, E. P. J. van den Heuvel, 27
van der Klis, M. 1994, ApJS, 92, 511
van der Klis, M., Swank, J. H., Zhang, W., et al. 1996, ApJ, 469, L1
van der Klis, M. 2000, AAR&A, 38, 717
van der Laan, H. 1966, Nature, 211, 1131
Vargas, M. Thèse 1996
Varnière, P. Thèse 2002
Varnière, P. et Tagger, M. 2002, A&A, 394, 329–338
Varnière, P. 2005, A&A, 434, L5
Vedrenne, G., Roques, J. -P., Schönfelder, V., et al. 2003, A&A, 411, L63
Vignarca, F., Migliari, S., Belloni, T., Psaltis D., et al. 2003, A&A, 397, 729
Vikhlinin, A., Churazov, E., Gilfanov, M. 1994, A&A, 287, 73
Vikhlinin, A. et Forman, W. 1995, ApJ, 455, L109
Wade, C. M. et Hjellming, C. 1972, Nature, 235, 270
Walton, D. M., Thomas, P. D., Culhane, J. L., et al. 2003, A&A, 411, L275
Wardziński, G., Zdziarski, A. A., Gierliński, M., et al. 2002, MNRAS, 337, 829
Watanabe, K., Hartmann, D. H., Leising, M. D, et al. 1997, AIPC, 410, 1223
Webster, B. L. et Murdin, P. 1972, Nature, 235, 37
Westergaard, N. J., Kretschmar, P., Oxborrow, C. A., et al. 2003, A&A, 411, L257
White, N. E. et van Paradijs, J. 1996, ApJ, 473, L25
Wijnands, R. et van der Klis, M. 1999, ApJ, 514, 939
Wilms, J., Nowak, M. A., Pottschmidt, K., et al. 2006, A&A, 447, 245
Winkler, C., Gehrels, N., Lund, N., et al. 1999, *Astron. Lett. Comm.*, 39, 361
Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, A&A, 411, L1
Wu, J.-W., Soria, R., Campbell-Wilson, D., et al. 2002, ApJ, 565, 1161
Zdziarski A. A., Johnson W. N., Magdziarz P., 1996, MNRAS, 283, 193
Zdziarski, A. A., Poutanen, J., et Johnson, W. N. 2000, ApJ, 542, 703
Zdziarski, A. A., Grove, J. E., Poutanen, J., et al. 2001, ApJ, 554, L45
Zdziarski, A. A., Poutanen, J., Paciesas, W. S., Wen, L. 2002, ApJ, 578, 357
Zdziarski, A. A., Lubiński, P., Gilfanov, M., et al. 2003, MNRAS, 342, 355

Zdziarski, A. A., et Gierliński, M. 2004a, *Progr. Theor. Phys. Suppl.*, 155, 99
Zdziarski, A. A., Gierliński, M., Mikolajewska, J., et al. 2004b, MNRAS, 351, 791
Zombeck, M. V. 1979, *Cambride University Press Handbook of Space Astronomy and Astrophysics*
Zycki, P. T., Done, C. et Smith, D. A. 1999a, MNRAS, 305, 231
Zycki, P. T., Done, C. et Smith, D. A. 1999b, MNRAS, 309, 561
Zycki, P., 2002, MNRAS, 333, 800
Ziólkowski, J. 2005, MNRAS, 358, 851