



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

High Mass X-ray Binaries seen through XMM-Newton:  
Winds, flows and accretion in 4U0114+65, Cen X-3 and XTE J1855-026

Graciela Sanjurjo Ferrín



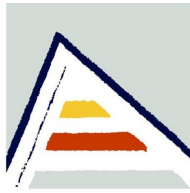
Tesis **Doctorales**

Unitat de Digitalització UA  
Unidad de Digitalización UA

UNIVERSIDAD de ALICANTE







Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

DEPARTAMENTO DE FÍSICA, INGENIERÍA DE SISTEMAS Y TEORÍA  
DE LA SEÑAL  
ESCUELA POLITÉCNICA SUPERIOR

**High Mass X-ray Binaries seen through XMM-Newton:  
Winds, flows and accretion in 4U0114+65, Cen X-3 and XTE J1855-026**

**Graciela Sanjurjo Ferrín**

Universitat d'Alacant  
Tesis presentada para aspirar al grado de  
DOCTOR POR LA UNIVERSIDAD DE ALICANTE  
Universidad de Alicante

PROGRAMA DE DOCTORADO EN FÍSICA APLICADA A LAS  
CIENCIAS Y LAS TECNOLOGÍAS

Dirigida por:  
**DR. JOSE MIGUEL TORREJÓN VÁZQUEZ**







*A Nico y Vega*

Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante









Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

# Agradecimientos

---

En primer lugar, querría dar las gracias a mi director de tesis, el Dr. Jose Miguel Torrejón Vazquez. Cuando me apunté al máster a distancia de Astrofísica, no hubiera imaginado que sería posible llegar hasta aquí, y para mí ha significado muchísimo. Gracias por ser siempre un profesor amable, paciente y respetuoso con mi trabajo, y por supuesto, gracias por la dedicación y la confianza para dirigir esta tesis a pesar de ser a distancia y a tiempo parcial.

Gracias también al Dr. José Joaquín Rodes Roca y a Álvaro Torregrosa, por vuestra ayuda y por hacerme partícipe de vuestros trabajos, ha sido un placer trabajar y aprender con vosotros. Gracias también al resto del grupo: al Dr. Guillermo Bernabeu y a Rubén García Lozano, aunque no hayamos coincidido mucho, cuando lo hemos hecho siempre me he sentido muy bien acogida.

Gracias muy en especial a la Dr. María Martínez Chicharro, por su ayuda y apoyo durante todos estos años, pero sobre todo gracias por ser una buena amiga.

Me gustaría también agradecer a la Dr. Lida Oskinova y al Dr. Konstantin Postnov su colaboración con nosotros para escribir dos de los tres artículos que conforman esta tesis. Ha sido un honor y un placer poder aprender y trabajar con vosotros.

Querría agradecer a Suso, mi marido, todo su apoyo técnico a la hora de instalar software y reparar hardware, instalar sistemas operativos, recuperar datos tras catástrofes informáticas, etc. Sin tu ayuda todo hubiera sido muchísimo más complicado para mí (y menos divertido), así que muchísimas gracias.

Quiero dar las gracias también a toda la gente que me ha ayudado cuidando a mis niños para que yo pudiera trabajar en este proyecto: a mis padres, a los padres de Suso, a mi tía Rosa, a Paula y muy en especial a Lucía, que siempre está ahí, dispuesta a ayudar.

Gracias también a mi hermana y a mis padres por escucharme y verme con buenos ojos. Gracias a Chus y a Julia por animarme cuando lo necesitaba, significó un mundo para mí, ¡hay que repetir!. Todo lo que os diga se queda corto.

Gracias a Mary y a Iago, por compartir estos años tan especiales con nosotros (aunque ahora estemos un poco lejos), por acordaros de mí y haberme traído aquel libro firmado de Neil de Grasse (y siempre interesaros por cómo van mis estudios de "Astrología").

Por último, gracias Judy y Froila por vuestra amistad y por compartir vuestras ideas y experiencia conmigo, hemos comenzado este camino en el 2003 y desde entonces, aunque cada una esté por su lado, siempre estamos aprendiendo cosas nuevas juntas (científicas y no tanto...), ¡y lo que nos queda!.



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

# Contents

---

<b>I INTRODUCCIÓN Y RESUMEN EN LENGUA OFICIAL DE LA COMUNIDAD VALENCIANA</b>	<b>21</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>23</b>
1.1 Estrellas binarias de alta masa . . . . .	23
1.1.1 Evolución . . . . .	24
1.2 Objeto compacto: Estrellas de neutrones . . . . .	24
1.3 Acreción . . . . .	25
1.3.1 Acreción por viento . . . . .	25
1.3.2 Discos de acreción . . . . .	27
1.4 Herramientas para el análisis . . . . .	28
1.4.1 Espectro y líneas de emisión . . . . .	28
1.4.2 Curvas de luz y análisis temporal . . . . .	29
1.5 El observatorio XMM-Newton . . . . .	30
<b>2 Resumen de los artículos</b>	<b>31</b>
2.1 Análisis espectroscópico del sistema candidato a magnetar 4U0114+65 . . . . .	31
2.1.1 Análisis temporal . . . . .	31
2.1.2 Análisis espectral . . . . .	32
2.1.3 Líneas de emisión . . . . .	33
2.1.4 Conclusiones: . . . . .	34
2.2 Variabilidad en rayos X del sistema HMXRB Cen X-3 . . . . .	36
2.2.1 Análisis temporal: . . . . .	36
2.2.2 Análisis espectral: . . . . .	37
2.2.3 Líneas de emisión: . . . . .	38
2.2.4 Conclusiones: . . . . .	38
2.3 Espectro durante el eclipse del sistema HMXRB XTE J1855-026 . . . . .	40
2.3.1 Análisis temporal: . . . . .	40
2.3.2 Análisis espectral . . . . .	40



2.3.3	Líneas de emisión . . . . .	41
2.3.4	Conclusiones: . . . . .	42
<b>II</b>	<b>INTRODUCTION</b>	<b>43</b>
<b>3</b>	<b>High mass X-ray binaries</b>	<b>47</b>
3.1	Star evolution overview . . . . .	47
3.1.1	HMXRB evolution . . . . .	48
3.2	Compact object nature . . . . .	50
3.2.1	White dwarfs . . . . .	50
3.2.2	Neutron stars . . . . .	50
3.2.3	Black holes . . . . .	51
3.3	Accretion . . . . .	52
3.3.1	Wind-fed accretion . . . . .	55
3.3.2	Accretion discs . . . . .	57
<b>4</b>	<b>Tools for the study of HMXRB</b>	<b>61</b>
4.1	Spectra . . . . .	61
4.1.1	Modeling the stellar absorption . . . . .	62
4.1.2	Modeling the continuum . . . . .	62
4.1.3	Emission lines and Ionization parameter. . . . .	64
4.2	Lightcurves and timing analysis . . . . .	66
4.2.1	Pulses and periods . . . . .	66
4.2.2	Time delay . . . . .	67
4.2.3	Detecting dips with moving averages . . . . .	68
4.2.4	Color ratio and hardness ratio . . . . .	68
4.2.5	Other phenomena . . . . .	69
4.3	Software . . . . .	71
4.3.1	Data reduction: SAS software . . . . .	71
4.3.2	Spectral models: ISIS and XSPEC . . . . .	72
4.3.3	Pulse detection . . . . .	72
4.3.4	Mathematical and statistical analysis . . . . .	72
<b>5</b>	<b>XMM-Newton observatory</b>	<b>73</b>
5.1	The XMM-Newton spacecraft . . . . .	74
5.1.1	Components . . . . .	74
5.2	The European Photon Imaging Camera (EPIC) onboard <i>XMM-Newton</i> . . . . .	75
5.3	The Reflection Grating Spectrometer (RGS) onboard <i>XMM-Newton</i> . . . . .	76

<i>CONTENTS</i>	13
<b>III CONCLUSIONS</b>	<b>77</b>
<b>6 Conclusions</b>	<b>79</b>
6.1 XMM-Newton spectroscopy of the accreting magnetar candidate 4U0114+65 . . . . .	79
6.2 X-ray variability of the HMXB Cen X-3 . . . . .	80
6.3 XTE J1855–026 spectrum during the eclipse . . . . .	81
6.4 Future prospects . . . . .	81
<b>A Appendix from the published articles</b>	<b>87</b>
A.1 XMM-Newton spectroscopy of the accreting magnetar candidate 4U0114+65. . . . .	87
A.1.1 Phase resolved spectra for the bmc model. . . . .	87
A.1.2 Phase resolved analysis of the emission lines parameters. . . . .	89
A.2 X-ray variability of the HMXB Cen X-3 . . . . .	90
A.2.1 Phase resolved spectral parameters for the egress observation. . . . .	90
A.2.2 Phase resolved spectral parameters for the out-of-eclipse observation. . . . .	91
A.2.3 Phase resolved spectral parameters for the dips in the out-of-eclipse observation. . . . .	92
A.2.4 Phase resolved spectral parameters for the out-of-dip periods of the out-of-eclipse observation. . . . .	93
A.2.5 Phase resolved Fe lines gaussian parameters for the egress observation . . . . .	94
A.2.6 Phase resolved Fe lines gaussian parameters for the out-of-eclipse observation . . . . .	95
A.2.7 Phase resolved Fe lines gaussian parameters for dips within the out-of-eclipse observation . . . . .	96
A.2.8 Phase resolved Fe lines gaussian parameters for the out-of-dip periods of the out-of-eclipse observation. . . . .	97
A.3 XTE J1855–026 spectrum during the eclipse . . . . .	98
A.3.1 Strong emission lines . . . . .	98
A.3.2 Emission lines . . . . .	99
A.3.3 Eclipsing systems parameters . . . . .	100



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

# List of Figures

---

2.1	To celebrate the International Year of Astronomy, and as part of the 100 Hours of Astronomy cornerstone project, ESA is releasing this magnificent image of the starburst galaxy Messier 82 (M82) obtained with the <i>XMM-Newton</i> observatory. The image shows bright knots in the plane of the galaxy, indicating a region of intense star formation, and emerging plumes of supergalactic winds glowing in X-rays. (Image and caption were taken from ESA webpage). . . . .	45
3.1	Roche Lobe Geometry. The left figure shows one equipotential surface in 3D. The right figure shows a contour plot of a 2D slice of the equipotential geometry, with M1 being the more massive star. . . . .	48
3.2	Cartoon depicting the formation of a Be-star/HMXRB and finally a double NS system. Such a binary system will experience two supernova explosions. It is always the recycled pulsar which is observed in a double pulsar system as a result of its very long spin-down timescale compared to the young pulsar (a factor of $\sim 10 \times^2$ ). Tight NS–NS systems will coalesce due to gravitational wave radiation. These collisions should be detected by advanced gravitational wave detectors such as LIGO II/VIRGO. Image and caption from Tauris & van den Heuvel (2006) (ZAMS is for zero-age main sequence). . . . .	49
3.3	This diagram of a pulsar shows the NS with a strong magnetic field (field lines shown in blue) and a beam of light along the magnetic axis. As the NS spins, the magnetic field spins with it, sweeping that beam through space. If that beam sweeps over Earth, we see it as a regular pulse of light. (Credit: NASA/Goddard Space Flight Center Conceptual Image Lab) . . . . .	51
3.4	Supersonic (Bondi-Hoyle-Littleton) accretion onto magnetized NS . . . . .	56
3.5	Subsonic settling accretion onto magnetized NS . . . . .	57
3.6	Accretion disc around a magnetized NS. The magnetic dipole lines shown represent schematically the boundary of the magnetosphere. (Frank et al. 2002b) . . . . .	58
3.7	This sketch from Frank et al. (2002b) represents the Roche lobe surface of a binary system, where L1 represents the first Lagrangian point, the label 1 refers to the donor, while the label 2 is for the compact object. . . . .	58
4.1	Example of three different spectra from Cen X-3 along with the models and the ratios between the model and the data. . . . .	61
4.2	Example of emission lines emerging from the continuum of the <i>XMM-Newton</i> eclipse spectra of the HMXRB XTE J1855-026. . . . .	64
4.3	Lomb-scargle periodogram of the <i>Swift/BAT</i> lightcurve of Cen X-3. . . . .	66



4.4	Doppler evolution of a 1s NS pulse in an hypothetical system with $i=80^\circ$ , $w=30^\circ$ and $e=0.6$ .	67
4.5	Fast and slow moving averages of 10 and 100 bins respectively over a fragment of a Cen X-3 lightcurve. Dips, detected as the events where the fast moving average goes below the fast moving average, are marked as black arrows. . . . .	68
4.6	Green lines: signature of clumps found in a section of the 4U 0114+65 lightcurve. Magenta lines: longer dips, caused by a general decrease in the mass accretion rate. . . . .	69
4.7	In this figure the effect of a CIR in the <i>XMM-lightcurve</i> of the magnetar candidate 4U 0114+65 can be appreciated. In the yellow square a suppression of the low energy lightcurve is accompanied by an increase in the CR. In agreement with this, the column density is enhanced during this episode. . . . .	70
4.8	Marked in yellow square, an off-state can be appreciated in the <i>XMM-Newton</i> lightcurve of the 4U 0114+65 magnetar candidate. . . . .	71
5.1	Schematic of XMM-Newton's operational orbit at the start of the mission. From the VILSPA XMM-Newton Science Operations Center, courtesy of Dornier Satellitensysteme GmbH. . . . .	73
5.2	Sketch of the components present in the <i>XMM-Newton</i> spacecraft. . . . .	74
5.3	Operating modes for the MOS-CCD cameras: Top left: Full Frame mode; top middle-left: Large Window mode; bottom left: Small Window mode, and bottom middle-left: Timing mode. In Timing mode, the X axis of the central CCD is the projected image of the source, and has thus true spatial information; the Y axis does not carry any spatial information but is a measure of time, with roll-over of 1024 time-units in the figure shown. Operating modes for the pn-CCD camera: Top middle-right: Full Frame and Extended Full Frame mode; top right: Large Window mode; bottom middle-right: Small Window mode, and bottom middle-right: Timing mode. The Burst mode is different from the Timing mode as the source position is not read out, i.e. rows 181-200 will be dark. . . . .	76
5.4	Relative position of various units of the <i>XMM-Newton</i> telescope. . . . .	76
A.1	Spectra for the BMC model. The panels are in chronological order. . . . .	88

# List of Tables

---

A.1	Phase resolved parameters for the spectral model. . . . .	87
A.2	Phase resolved analysis of the emission lines. In some instances (labeled with an asterisk), only upper limits can be given while in others the detection was null. . . . .	89
A.3	Phase-resolved spectral parameters for the egress observation. The first column refers to intervals in Fig. ???. The number of degrees of freedom for all spectra is 234. $L_{39}$ is the luminosity in units of $10^{39}$ erg $s^{-1}$ and $D_{10}$ corresponds to the distance in units of 10 kpc. . . . .	90
A.4	Phase-resolved spectral parameters for the out-of-eclipse observation. The number of degrees of freedom for all spectra is 1873. $L_{39}$ is the luminosity in units of $10^{39}$ erg $s^{-1}$ and $D_{10}$ corresponds to the distance in units of 10 kpc. . . . .	91
A.5	Phase-resolved spectral parameters for the dips. The number of degrees of freedom is 166 for dips 23 and 26, 167 for dips 9, 14, 18, 25 and 27, 168 for dips 1, 10, 13, 16, 20 and 21 and 169 for the rest. $L_{39}$ is the luminosity in units of $10^{39}$ erg $s^{-1}$ and $D_{10}$ corresponds to the distance in units of 10 kpc. . . . .	92
A.6	Phase-resolved spectral parameters for the out-of-dip periods of the out-of-eclipse observation. The number of degrees of freedom is 167 for bins 20 and 23, 168 for bins 5, 6, 9, 10, 11, 17 and 21, and 169 for the rest. $L_{39}$ is the luminosity in units of $10^{39}$ erg $s^{-1}$ and $D_{10}$ corresponds to the distance in units of 10 kpc. . . . .	93
A.7	Fe lines gaussian parameters for the egress. $\sigma$ values compatible with zero were set to $1 \times 10^{-3}$ keV. . . . .	94
A.8	Fe lines gaussian parameters for the out-of-eclipse observation. All $\sigma$ values were set to $1 \times 10^{-3}$ keV. . . . .	95
A.9	Fe lines gaussian parameters for the dips within the out-of-eclipse observation. All $\sigma$ values were set to $1 \times 10^{-3}$ keV. . . . .	96
A.10	Fe lines gaussian parameters for the out-of-dip regions within the out-of-eclipse observation. All $\sigma$ values were set to $1 \times 10^{-3}$ keV. . . . .	97
A.11	Parameters of the strongest lines found in the average and flux resolved spectra (Fig. ???) (ATOMDB data base). . . . .	98
A.12	Tentative identification and parameters of weaker lines found in the average and flux resolved spectra. . . . .	99

A.13 Eclipsing systems. References: (1) van der Meer et al. (2007b), (2) Reynolds et al. (1993), (3) Penny et al. (1973), (4) Parkes et al. (1978), (5) Torrejón et al. (2010a), (6) Falanga et al. (2015), (7) Primini et al. (1977), (8), Clark et al. (2002), (9) Reynolds et al. (1992), (10) Hill et al. (2005), (11) Raichur & Paul (2010), (12) Levine et al. (2000), (13) Levine et al. (1993), (14) Jones et al. (1973), (15) Mukherjee et al. (2007), (16) Bildsten et al. (1997), (17) Islam & Paul (2016), (18) Augello et al. (2003), (19) Aftab et al. (2019a). (\* Mean value). . . . . 100



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

## **Part I**

# **INTRODUCCIÓN Y RESUMEN EN LENGUA OFICIAL DE LA COMUNIDAD VALENCIANA**

*Esta sección de la tesis consiste en un resumen en castellano de la Tesis Doctoral.  
Se hará referencia a las tablas y figuras que aparecen en las secciones introducción II y artículos  
publicados que la conforman.*

Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante



# Introducción

---

La astronomía de rayos X es una disciplina joven, en la que aún queda mucho camino por recorrer. Como la atmósfera de la tierra es opaca a este tipo de radiación, las observaciones en esta parte del espectro tuvieron que esperar a la era espacial para que se pudieran lanzar cohetes que transportasen telescopios de rayos X. Con ello y desde entonces se pudo observar el universo desde un punto de vista completamente nuevo.

Todo comenzó en 1948 con la detección de la emisión de rayos X procedentes de la corona solar, pero fue en 1962 cuando tuvo lugar el descubrimiento de la primera fuente de rayos X fuera de nuestro Sistema Solar: un equipo estadounidense dirigido por Riccardo Giacconi (recompensado con el Premio Nobel de Física en 2002 por el descubrimiento) detectó Rayos X procedentes de Scorpius X-1 utilizando un detector de rayos X a bordo de un cohete de sondeo. La potente emisión de rayos X de este objeto y la posibilidad de descubrir nuevas fuentes de rayos X llevaron al lanzamiento de una serie de detectores de rayos X en vuelos de cohetes.

Este primer período marcado por detectores de rayos X en cohetes de sondeo condujo al siguiente paso, satélites con observatorios de rayos X: Uhuru, el primer satélite dedicado a la astronomía de rayos X, fue lanzado por la NASA en 1970 desde la plataforma italiana San Marco frente a la costa de Kenia.

Las dos misiones más destacadas en la historia de la astronomía de rayos X se lanzaron en 1999: el Observatorio de rayos X Chandra de la NASA y XMM-Newton de la ESA. Ambos están equipados con cámaras de rayos X y espectrómetros, además de poseer otras capacidades complementarias. La óptica y los instrumentos de Chandra tiene una resolución angular muy alta, mientras que los de XMM-Newton tienen un área efectiva más alta y un mayor campo de visión, lo que permite observaciones y estudios extremadamente sensibles que abarcan grandes áreas del cielo.

Esta tesis doctoral trata la astrofísica de rayos X de sistemas de estrellas binarias de alta masa observadas con *XMM-Newton*.

## 1.1 Estrellas binarias de alta masa

El estudio de los sistemas de estrellas binarias de rayos X tiene una importancia primordial para comprender el comportamiento de la materia en campos magnéticos y gravitatorios extremos. Estos escenarios son fundamentales para la astrofísica moderna y han sido el motor de múltiples estudios teóricos y observacionales recientes. La evolución de estos sistemas pueden dar lugar a colisiones de objetos compactos y eventualmente ser fuentes de ondas gravitacionales y/o estallidos de rayos  $\gamma$ .



### 1.1.1 Evolución

Las estrellas suelen nacer en sistemas binarios o incluso múltiples. Los sistemas binarios de rayos X de alta masa (HMXRБ por sus siglas en inglés) son una subclase de sistemas binarios de rayos X, en los que una de las componentes estelares evoluciona hacia un objeto compacto: una enana blanca (WD), una estrella de neutrones, (NS) o un agujero negro (BH), y la otra a una estrella óptica de tipo espectral O o B cuya masa es mayor a  $\sim 10 M_{\odot}$ . Por lo general, la estrella óptica se conoce como donante o compañera, ya que proporciona la materia acretaada por el objeto compacto.

Los objetos compactos representan la etapa final de la evolución estelar. Se forman después de que la estrella desde la que evolucionaron pase por una explosión conocida como supernova, por lo tanto, la formación de un sistema HMXRБ requiere dos estrellas relativamente masivas, aunque si una de ellas no es suficiente masiva, pero obtiene suficiente material de la otra estrella que conforma el sistema para terminar por encima del umbral de masa necesario para experimentar una explosión supernova, entonces también será posible la formación de un sistema HMXRБ.

Los objetos compactos se pueden clasificar en una primera aproximación por su masa, y pueden ser: WDs, si tienen una mayor masa NSs y si la masa es aún mayor BHs, aunque las condiciones físicas que determinan la formación de una NS vs un BH no solo dependerán de la masa del núcleo, sino también del campo magnético y de la velocidad de giro (spin) del núcleo colapsado. Existe evidencia de superposición en el rango de masas de las NSs y los BHs (Ergma & van den Heuvel 1998).

La interacción entre ambas estrellas (transferencia de masa, interacciones gravitatorias..) determinará la evolución del sistema HMXRБ. Esta interacción vendrá definida en gran parte por el lóbulo de Roche, que es la superficie equipotencial gravitacional efectiva alrededor del sistema binario. El volumen del lóbulo de Roche es la expansión máxima permitida de las dos estrellas.

Si el volumen de una de las estrellas se llena con su lóbulo de Roche, el material de las capas externas de la estrella fluirá a través de L1 (el punto de Lagrange) cayendo en la otra estrella, provocando un intercambio de material que afectará a la evolución del sistema (ver Fig.3.1, Frank et al. (2002b)).

En la Fig. 3.2 se representa un esquema de un ejemplo del ciclo de vida de una HMXRБ

## 1.2 Objeto compacto: Estrellas de neutrones

Las NSs se forman después de una explosión de supernova si la masa de la estrella progenitora es  $M_{\star} > 6-8 M_{\odot}$  y la masa del núcleo colapsado es mayor que el límite de Chandrasekar:  $M_{Ch} = 1.4 M_{\odot}$  (ver Fig. 3.3 para una representación esquemática de una NS).

La explosión de una supernova comienza cuando una estrella de gran masa ha agotado el combustible nuclear y se supera la presión de degeneración de electrones, haciendo que el núcleo colapse aún más, alcanzando temperaturas superiores a  $5 \times 10^9$  K, lo que desencadena procesos de fotodesintegración (ruptura de núcleos de hierro en partículas alfa mediante rayos gamma de alta energía).

A medida que la temperatura continúa aumentando, los electrones y protones se combinan para formar neutrones liberando una avalancha de neutrinos. Cuando las densidades alcanzan la densidad nuclear, una combinación de repulsión de fuerza fuerte y presión de degeneración de neutrones detiene la contracción. Como resultado, la envoltura exterior de la estrella es empujada hacia afuera por un flujo de neutrinos producidos en la creación de neutrones, convirtiéndose en una supernova. El remanente que queda es una NS (Bombaci 1996).

Las NSs exhiben los campos magnéticos más fuertes encontrados en la Naturaleza, del orden de  $B \sim 10^{12}$  gauss. A través de la conservación del momento angular, el núcleo gira durante el colapso. La velocidad de giro de la NS o spin se puede medir a través de la sincronización de la emisión de rayos X

producida en los polos magnéticos.

Las NSs tienen masas de alrededor de  $1,4 M_{\odot}$  y  $3 M_{\odot}$ . El límite de Oppenheimer, Volkoff representa la máxima masa que puede poseer una NS (Oppenheimer & Volkoff 1939; Oppenheimer & Snyder 1939). Sus radios son del orden de 10 km, lo que los convierte en los objetos más densos del Universo.

### 1.3 Acrición

Mediante el proceso de acrición un cuerpo gravitatorio, en el caso de esta tesis una NS, capta materia del viento de la estrella compaera. La materia captada es guiada por las líneas de campo magnético hasta los polos, donde la energía potencial gravitatoria de dicha materia es transformada en radiación electromagnética.

Ahora sabemos que ésta es la principal fuente de energía en varios tipos de sistemas binarios y también se cree que es la fuente de alimentación en núcleos galácticos activos y cuántares.

En sistemas binarios donde las estrellas orbitan cerca una de la otra, puede haber dos regímenes diferentes de acrición: la acrición de disco y acrición cuasi-esférica por viento estelar. El régimen de acrición del disco generalmente tiene lugar cuando la estrella óptica desborda su lóbulo de Roche. La acrición cuasi esférica por viento es más probable cuando la estrella óptica de clase espectral temprana (O-B) no llena su lóbulo de Roche, pero tiene una pérdida de masa significativa a través del viento estelar.

La cantidad de energía emitida por acrición depende de la masa capturada y del radio del objeto compacto que acreta dicha masa, por lo tanto, existe una máxima luminosidad que puede producir un sistema con cierta pérdida de masa y tamaño del objeto compacto: la luminosidad de Eddington.

Para estimar la luminosidad de Eddington consideraremos una acrición esféricamente simétrica y constante, además supondremos que el material del viento estelar acretado es principalmente hidrógeno y que éste está completamente ionizado. La radiación ejerce una fuerza sobre los electrones libres a través de la dispersión Thomson en dirección contraria a la fuerza gravitatoria. La fuerza de atracción electrostática de Coulomb entre los electrones y los protones hace que, a medida que se alejan, los electrones arrastren a los protones con ellos, por lo tanto, la radiación expulsa pares electrón-protón contra la fuerza gravitatoria total.

La fuerza interna neta sobre un par electrón-protón a una distancia  $r$  del centro es:

$$F_{e-p} = \left( GMm_p - \frac{L\sigma\tau}{4\pi c} \right) \frac{1}{r^2}. \quad (1.1)$$

Entonces, existe una cierta luminosidad máxima donde la expresión anterior es igual a cero, la luminosidad de Eddington (Frank et al. 2002a):

$$L_{\text{Edd}} \approx 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ergs}^{-1}. \quad (1.2)$$

Para generar una luminosidad de aproximadamente  $10^{37} \text{erg s}^{-1}$ , típica en sistemas binarios, se necesita una tasa de acrición de  $\sim 10^{17} \text{g s}^{-1} \sim 10^{-9} M_{\odot} \text{año}^{-1}$

#### 1.3.1 Acrición por viento

La acrición por viento es el mecanismo de acrición más común en las HMXRB. En la mayoría de los HMXRB, el objeto compacto que acreta orbita a la donante en una órbita cercana, y por lo tanto se encuentra totalmente envuelta en el viento estelar. Consecuentemente, las características del viento

estelar, como estado físico, estructura y densidad del viento, tienen un efecto inmediato en la tasa de acreción y, por lo tanto, en la luminosidad de rayos X observada.

Los vientos de las estrellas de alta masa son impulsados y acelerados principalmente por líneas de resonancia ultravioleta (como por ejemplo iones de C, N, O, Fe etc.), por lo que estos vientos estelares se conocen como vientos impulsados por líneas. Es probable que la aceleración de estos vientos sea inestable, lo que lleva a la formación de irregularidades y regiones no homogéneas en el viento, comúnmente denominadas grumos o "clumps" (Owocki & Rybicki 1984; Owocki et al. 1988).

Las regiones de interacción co-rotante (CIR) son inducidas por irregularidades en la superficie estelar, como bucles magnéticos o pulsaciones no radiales (Cranmer & Owocki 1996). Los CIR son perturbaciones de densidad y velocidad en el viento estelar que pueden extenderse hacia afuera hasta varias decenas de radios estelares.

Para modelar los diferentes regímenes de acreción alimentados por el viento, es importante en primer lugar definir el radio de Bondi, co-rotante y magnetosférico:

- **Radio de Bondi:** El proceso de acreción se puede modelar a través del llamado mecanismo de acreción de Bondi-Hoyle-Littleton o acreción directa (Bondi & Hoyle 1944a; Bondi & Hoyle 1944b), que es la acreción sobre una estrella que se mueve a una velocidad constante a través de una nube de gas infinita. La gravedad de la estrella enfoca el flujo de materia en una estela que luego acreta. La luminosidad esperada está cerca de la luminosidad de acreción  $L_{acc}$ , definida como la luminosidad que generada si toda la energía potencial de la materia acreta se transformara eventualmente en luminosidad de rayos X:

$$L_{acc} = f_a \frac{GM_{NS}\dot{M}_\star}{R_{NS}}; f_a = \frac{R_a^2}{4a^2} \quad (1.3)$$

Donde  $M_{NS}$  es la masa de la NS,  $R_{NS}$  es el radio de la NS,  $a$  es la separación orbital y  $R_a$  el radio de Bondi, que se puede definir también como la distancia máxima a la NS donde el viento estelar es gravitacionalmente capturado por la misma.

$$R_B = \frac{2GM}{v^2} \quad (1.4)$$

- **Radio magnetosférico:** También conocido como radio de Alfvén. Se define como el lugar donde la presión ejercida por el gas es igual a la presión magnética local:

$$R_a = \left( \frac{\mu^4}{2GM\dot{M}^2} \right)^{1/7} \quad (1.5)$$

- **Radio de corotación:** Es la distancia a la estrella compacta donde la velocidad angular de giro o spin ( $\omega = 2\pi/P_s$ ) de la NS es igual a la velocidad Kepleriana ( $\omega = \sqrt{GM/r^3}$ )

$$R_{co} = \left( \frac{GM_{NS}P_{spin}^2}{4\pi} \right)^{1/3} \quad (1.6)$$

### Acreción clásica de Bondi-Hoyle-Littleton en una NS

En este régimen de acreción por viento la materia impactada se enfría principalmente a través de procesos de Comptonización y entra en la magnetosfera debido a inestabilidades de Rayleigh-Taylor

(dichas inestabilidades ocurren en la interfaz entre dos fluidos de diferentes densidades, donde el fluido más liviano empuja al fluido más pesado (Arons & Lea 1976)).

El límite magnetosférico se caracteriza por el radio de Alfvén  $R_a$  (ver eq. 1.3.1). El viento estelar capturado tiene un momento angular específico  $j = w_b R_B^2$  (Illarionov & Sunyaev 1975), progrado o retrógrado que puede afectar el período de giro de la NS. Este régimen de acreción cuasi-esférica produce altas luminosidades, del orden de  $L_x > 4 \times 10^{36}$  (ver Fig. 3.4).

### acreción subsónica en una NS magnetizada

En este caso, la materia del viento capturada en  $R_B$  permanece caliente, que es el caso cuando el tiempo de enfriamiento del plasma es mucho más largo que el tiempo de caída libre. En esta situación, se forma una capa cuasi-estática caliente alrededor de la magnetosfera y se establece una acreción subsónica.

En este régimen, la velocidad radial media de la materia en la capa cuasi-estática es más pequeña que la velocidad de caída libre, y la acreción está determinada por la tasa de enfriamiento del plasma cerca de la magnetosfera, que puede ocurrir a través de procesos Compton o enfriamiento radiactivo:

$$f(u) \simeq \left( \frac{t_{ff}(R_a)}{t_{cool}(R_a)} \right)^{1/3} \quad (1.7)$$

En el régimen de acreción subsónica, la tasa de acreción puede ser significativamente menor que la tasa de acreción de Bondi,  $\dot{M} \simeq f(u) * \dot{M}_B$ , por lo tanto, se producen luminosidades más bajas:  $L_x > 4 \times 10^{36}$  (ver Fig. 3.5).

### 1.3.2 Discos de acreción

En muchos sistemas binarios que experimentan transferencia de masa, el material acretado tendrá suficiente momento angular para formar un disco de acreción.

La interacción entre las NSs y los discos de acreción que se forman a su alrededor es muy compleja, ya que estos objetos compactos a menudo poseen campos magnéticos del orden de  $\sim 10^{12} \text{G}$ , suficientemente fuertes como para interrumpir el flujo del disco.

La corriente de materia, en este caso, se transporta desde la donante a la NS a través de L1 (ver Fig. 3.1). Se puede demostrar que la corriente de materia que sale a través de L1 es supersónica, y lo seguirá siendo a medida que la corriente es acelerada por la gravedad del objeto compacto, después de que entre en el lóbulo de Roche de la NS.

Las condiciones iniciales cerca de L1 tienen poco efecto sobre la trayectoria de la corriente, y en términos energéticos se puede demostrar que el ancho de la corriente a través de L1 es  $\sim 0.1 P c_s$ , donde  $c_s$  es la velocidad del sonido en la envoltura de la donante y  $P$  el periodo del sistema binario.

Una primera buena aproximación sería la órbita de una partícula liberada en reposo en L1 con un momento angular dado, cayendo en el campo gravitatorio de la NS. El resultado será una órbita elíptica situada en el plano binario.

Si en lugar de una sola partícula, tuviéramos una corriente continua que pasa a través de L1, se intersectará a sí misma, lo que resultará en la disipación de energía a través de choques. La materia acretada inicialmente orbitará la NS en el plano binario con un radio  $R_{circ}$  en una órbita Kleperiana con el momento angular específico que tenía en la materia acretada al pasar por L1.  $R_{circ}$  se conoce como el radio de circulación. Se puede calcular como (ver Fig. 3.7):

$$R_{circ}/a = (1 + q)[0.500 - 0.227 \log(q)]^4 \quad (1.8)$$

Donde  $q$  es el ratio de masa de las fuentes y  $a$  la separación entre las dos estrellas.

Está demostrado que  $R_{circ}$  siempre es más pequeño que el lóbulo de Roche de la NS, por lo tanto, el disco siempre estaría contenido dentro del lóbulo de Roche.

Para una corriente continua, la configuración correspondiente es un anillo de materia en  $R = R_{circ}$ . Dentro de ese anillo habrá procesos disipativos que eventualmente se irradiarán al resto del disco incipiente. La única forma en que la materia acreta puede hacer frente a esta disipación de energía es empujando la órbita de la NS, es decir, acercándose a la NS.

Dado que una órbita circular tiene la menor energía para un momento angular dado, la mayor parte de la materia se acercará lentamente en espiral a la NS a través de una serie de órbitas circulares en el plano binario. Este proceso de espiralización implica una pérdida de momento angular, que se producirá al transferir el momento angular hacia el exterior, por lo que la parte exterior del disco ganará momento angular y girará en espiral hacia el exterior. El anillo original de materia en  $R = R_{circ}$  se expandirá a radios más pequeños y más grandes, formando un disco de acreción.

En la mayoría de los casos podemos despreciar la gravedad propia del disco. Las órbitas circulares son entonces keplerianas, con velocidad angular:

$$\Omega_K(R) = (GM_\star/R^3)^{1/2} \quad (1.9)$$

Y la luminosidad total del disco en un estado estable debe ser:

$$L_{disc} = \frac{GM_\star\dot{M}}{2R_\star} = 0.5L_{acc} \quad (1.10)$$

Donde  $\dot{M}$  es la tasa de acreción y  $M_{star}$  la masa de la donante.

## 1.4 Herramientas para el análisis

### 1.4.1 Espectro y líneas de emisión

El espectro energético de una fuente en rayos X consiste en la intensidad de la radiación de rayos X de la fuente (número de fotones por  $\text{cm}^2$  por  $\text{s}^{-1}$  detectado por un telescopio) de una fuente ordenada por energías. En particular, en esta tesis, el rango de energías utilizado es 0.2-10 keV.

Los principales componentes que influyen y conforman un espectro de rayos X son: Las líneas de emisión, que se producen cuando un átomo, elemento o molécula se encuentra en estado excitado y vuelve a una configuración de menor energía, emitiendo un fotón con la diferencia de energía entre niveles, y así, produciendo una distribución de energía discreta. El continuo, que es la radiación producida por las poblaciones de electrones con un rango continuo de energías, liberando también radiación de rayos X en un rango continuo a través de procesos como Radiación de Sincrotrón, Bremsstrahlung y scattering Compton. Y la absorción: los rayos X emitidos por una fuente traspasan el medio interestelar y el material circumestelar que rodea el sistema. Estos elementos están compuestos por granos, polvo y moléculas que absorben y desvían la radiación, especialmente la radiación de bajas energías.

Del análisis de los espectros de una fuente de rayos X se puede deducir información relevante: la temperatura de la fuente, grado de ionización del viento, abundancias químicas o densidad del material circundante. Esta información se obtiene ajustando los espectros a determinados modelos, que pueden ser fenomenológicos o autoconsistentes. En el primer caso, generalmente se logra una buena descripción agregando varios componentes no relacionados para dar cuenta de la estructura restante en los residuos y

la descripción de emisión del continuo y las líneas es independiente. En los autoconsistentes, en cambio, el modelo describe todo el espectro: continuo y líneas de emisión.

### 1.4.2 Curvas de luz y análisis temporal

Las curvas de luz son una medida de la intensidad de una fuente frente al tiempo. Se pueden realizar varios análisis gracias a las curvas de luz obtenidas durante las observaciones de rayos X:

#### Periodogramas

La periodicidad regular en la modulación de una curva de luz puede apuntar a un período de spin de una NS o al período orbital de un objeto compacto alrededor de su estrella donante. Para buscar estos períodos se utilizan los periodogramas, que son una estimación de la densidad espectral de una señal. El periodograma más utilizado en Astronomía es el Lomb-Scaggle (Lomb 1976; Scargle 1998). Esta es la técnica más conocida para calcular la periodicidad de datos desigualmente espaciados y además ocupa un nicho único: está motivado por el análisis de Fourier, pero también puede interpretarse como un método de mínimos cuadrados.

Si en el periodograma se muestra un pico estrecho y bien definido, estamos observando un período discreto, como el período de rotación de la NS o el período orbital. Si la fuente de rayos X presenta oscilaciones cuasi-periódicas, es decir, una distribución gaussiana alrededor de un cierto valor en el periodograma, es una prueba de que existe algún fenómeno que altera la radiación de la fuente a intervalos aproximadamente regulares, como por ejemplo las interacciones del campo magnético de la NS con la parte interna de un disco de acreción, clumps distribuidos semi-uniformemente en el viento estelar, etc.(ver Fig. 4.3).

#### Ratio de color

Si dividimos la curva de luz en diferentes rangos de energía, bajas energías (0-3 keV, fácilmente absorbida o deflected) y altas energías (3-10 keV, que tiende a continuar su camino inalterada) y comparamos el ratio de ambas curvas de luz a lo largo del tiempo, podemos deducir si la luz de la fuente está atravesando un área más densa de lo normal si vemos aumentar repentinamente este ratio mientras ambas curvas se mantienen constantes o descienden (ya que supone un decrecimiento mayor de la curva de bajas energías con respecto a la de las de altas), lo que nos ayuda a identificar candidatos a regiones de interacción co-rotante (CIR) o grumos en el viento estelar (clumps). En la Fig. 4.6 se muestra un ejemplo de firmas de posibles clumps en una curva de luz.

#### Efecto Doppler

Si el sistema es eclipsante, y el objeto compacto es una NS, en ocasiones se puede apreciar la variación del periodo de spin de la misma debido al efecto Doppler resultado del movimiento orbital de la NS alrededor de la donante (alejándose y acercándose al observador durante la órbita), y gracias a esto, podemos deducir la fase orbital y la inclinación del sistema:

$$R_b = \frac{a}{1 + M_\star / M_{NS}}$$

$$R_{orb} = \frac{R_b * (1 - e^2)}{1 + e * \cos(\phi - w)} \quad (1.11)$$

$$P_D = P_0 \left( 1 + \frac{v_D}{c} \right) \quad (1.12)$$

$$v_D = -R_{orb} \omega \sin \phi \sin i$$

Donde  $a$  es el semieje mayor,  $R_b$  es el radio al baricentro del sistema,  $e$  la excentricidad,  $\phi$  es la fase orbital y  $w$  el argumento de la periapsis (ver Fig. 4.4).

### Correlación cruzada y retraso temporal

Utilizando correlación cruzada es posible dividir por energías una curva de luz y averiguar si hay algún retraso temporal entre ellas, es decir: si a pesar de tener la misma forma y evolución una se adelanta o retrasa con respecto a otra. Esto podría significar que un cierto rango de energías es producido en una ubicación diferente del sistema binario (ver por ejemplo el trabajo de Ding et al. (2021), donde se estudia la región de formación de la línea  $FeK\alpha$  con respecto al continuo de altas energías).

### Caídas en la curva de luz mediante medias móviles

Las medias móviles son un cálculo utilizado para analizar un conjunto de datos creando series de promedios, es decir: las medias móviles son una lista de números en la cual cada uno es el promedio de un subconjunto de los datos originales. Gracias a las medias móviles podemos suavizar una serie temporal y eliminar el ruido y las fluctuaciones innecesarias. Utilizando una media móvil rápida (donde promediamos un subconjunto menor de datos, y el resultado será una serie temporal menos suavizada) y una lenta (donde promediamos un subconjunto mayor de datos, y por lo tanto el resultado será una serie temporal más suave) podemos determinar la presencia de caídas (o dips) en una curva de luz. En este trabajo hemos considerado que un dip ocurre cuando la media móvil rápida cruza hacia abajo a la media móvil lenta de una forma consistente (ver Fig. 4.5).

## 1.5 El observatorio XMM-Newton

Dado que la atmósfera de la Tierra bloquea la radiación de rayos X, solo un telescopio en el espacio puede detectar y estudiar fuentes celestes de rayos X, que es el caso del observatorio de rayos X de espejos múltiples de la Agencia Espacial Europea (ESA), el telescopio *XMM-Newton*.

Este observatorio se inauguró el 10 de diciembre de 1999 y desde entonces ha estado ayudando a resolver una serie de misterios cósmicos, desde BHs y NSs hasta los orígenes del Universo. El observatorio consta de 3 telescopios de rayos X de alto rendimiento con un área efectiva sin precedentes y del primer monitor óptico en un observatorio de rayos X. El rango de energías del telescopio abarca desde 0.1 keV hasta 15 keV.

El satélite fue lanzado por un Ariane 5 y colocado en una órbita altamente elíptica (período sincrónico de 47,8 horas, perigeo de 7000 km, apogeo de 114000 km).

La comunidad científica puede solicitar tiempo de observación con el satélite *XMM-Newton* en ciertos períodos, mediante concurrencia competitiva de las propuestas presentadas. La Fig. 5.1 es una representación de la órbita del observatorio alrededor de la Tierra.

# Resumen de los artículos

## 2.1 Análisis espectroscópico del sistema candidato a magnetar 4U0114+65

La fuente 4U0114+65 es uno de los pulsares más lentos conocidos hasta el momento. Está formado por una donante de alta masa de tipo espectral BIIa y una NS que la orbita con un periodo de 11.6 d. La NS gira sobre su eje con un periodo de  $\sim 9350$  s. En la Fig. ?? se representa el sistema con la donante, la orbita y las fases observadas a escala.

En este artículo presentamos el análisis de una observación en periodo propietario realizada con el satélite *XMM-Newton* durante 49 ks, donde hemos estudiado el proceso de acreción, las propiedades del viento estelar y la naturaleza de los pulsos de rayos X. Este artículo está íntegramente reproducido en la sección ??.

### 2.1.1 Análisis temporal

Las curvas de luz muestran claramente un pulso principal sobre el cual se aprecia una gran variabilidad estocástica (ver Fig. ??), revelando la complejidad del proceso de acreción del viento estelar sobre el objeto compacto. Hay una fuerte variabilidad de pulso a pulso. Los tres primeros pulsos y medio son similares en duración y forma, mientras que los dos últimos son muy diferentes (ver Fig. ??).

Hemos calculado el periodo de spin de la NS utilizando diferentes métodos: por un lado, hemos utilizado los periodogramas disponibles en STARLINK y hemos calculado estadísticamente la distancia entre pulsos. Hemos hecho una media ponderada con la incertidumbre de todos estos métodos y hemos obtenido un periodo de  $9350 \pm 160$  s.

Esta fuente presenta una disminución progresiva de su periodo de spin, donde la derivada de la frecuencia obtenida es  $\dot{\nu} = (8.5 \pm 0.8) \times 10^{-15} \text{ Hz s}^{-1}$  (ver Fig. ??). Las propiedades observadas de 4U 0114+65 se pueden explicar en el marco de la teoría de acreción subsónica en NSs magnetizadas de rotación lenta elaborada por Shakura et al. (2012) y desarrollada en Shakura et al. (2014). Este régimen de acreción del viento estelar ocurre en fuentes con una luminosidad moderada (por debajo de  $\simeq 4 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ ). Y consiste en la formación de una capa cuasi esférica convectiva caliente sobre la magnetosfera NS donde la tasa de entrada de plasma desde la capa a través de la magnetosfera está regulada por el enfriamiento del plasma debido a procesos Compton y pérdidas de energía radiativa. La capa caliente media la transferencia de momento angular hacia la NS.

El período de spin de equilibrio de la NS en tal caso está determinado principalmente por la velocidad del viento estelar capturado por la NS en el radio de Bondi, el período binario orbital  $P_b$  y el campo magnético de la estrella de neutrones:



$$P_{eq} \approx 1000[s] \mu_{30}^{12/11} \left( \frac{P_b}{10 \text{ d}} \right) \dot{M}_{16}^{-4/11} v_8^4 \quad (2.1)$$

Donde el campo magnético superficial  $B_0$  está expresado en términos del momento angular del dipolo  $\mu = B_0 R_{NS}^3 / 2$  ( $R_{NS}$  es el radio de la estrella de neutrones,  $\mu_{30} \equiv \mu / (10^{30} \text{ G cm}^3)$  y  $\dot{M}_{16} \equiv \dot{M} / (10^{16} \text{ g s}^{-1})$ ,  $v_8 \equiv v_{\text{rel}} / (1000 \text{ km s}^{-1})$ ).

Para el período de spin observado el campo magnético debería ser del orden de  $\mu_{30} \sim 100$ , es decir, en el rango del magnetar.

Durante toda la curva de luz, pero especialmente en los periodos de alta emisión, se observan pequeñas caídas en el número de cuentas (dips de ahora en adelante). Estos dips no tienen ninguna periodicidad definida, es decir, son de naturaleza estocástica.

Una inspección minuciosa muestra que hay dos tipos de dips: cortos, con duraciones típicas de varias decenas de segundos y largos, que duran varios cientos de segundos. Las duraciones de los dips son  $\sim 70 \pm 30 \text{ s}$  y  $\sim 530 \pm 110 \text{ s}$  para los cortos y los largos respectivamente. En los dips largos el CR tiende a permanecer constante, mientras que los dips cortos muestran un aumento del CR (ver Fig. ??).

Una interpretación directa de los dips cortos, que muestran un aumento del CR serían irregularidades de mayor densidad (clumps) en el viento estelar. Estas irregularidades del viento causan pequeños aumentos en la absorción y por lo tanto en el CR. Los dips largos serían el espacio entre estos clumps. Para estimar sus tamaños característicos hemos multiplicado su tiempo de duración por la velocidad del viento. El tamaño de los dips largos es  $\approx 1.6 \times 10^{-3} R_*$  ( $4 \pm 3 \times 10^9 \text{ cm}$ ) mientras que el de los cortos es  $\approx 1.2 \times 10^{-2} R_*$  ( $2.9 \pm 2.2 \times 10^{10} \text{ cm}$ ). El ratio entre ambos es de  $\approx 7$ , cerca del ratio predicho por los modelos teóricos (Martínez-Núñez et al. 2017).

En la curva de luz se observan además dos episodios de baja emisión de rayos X. El primero solo se detecta bajas energías y coincide con un período de alta absorción. Esto puede interpretarse como una estructura de viento estelar que oscurece momentáneamente la fuente de rayos X. Podemos estimar el tamaño de tal estructura como  $\approx [0.1 - 0.4] R_*$ .

Esto demuestra que hay grandes estructuras densas en el viento de la supergigante, comparables en tamaño con el radio estelar. En este periodo la emisión de la línea de  $\text{FeK}\alpha$  es mayor que durante el resto de la observación, por lo tanto, esta estructura debe estar siendo iluminada momentáneamente por los rayos X de la NS, lo que excita la fluorescencia del  $\text{FeK}\alpha$ .

La interpretación del segundo episodio de baja luminosidad es más compleja ya que afecta a todas las energías. La explicación más plausible para este episodio podría implicar una desviación sustancial de la simetría de acreción esférica. El radio de Bondi es una idealización y podría cambiar por un factor de 2 o 3 en diferentes direcciones ya que la velocidad del viento estelar cambia en la escala característica de  $10^{11} \text{ cm}$ , comparable con el tamaño del radio de Bondi. El viento estelar podría entonces ser capturado momentáneamente de forma no esférica. Dado que el radio magnetosférico y el radio de Bondi difieren solo por un poco, la materia capturada puede llegar a la magnetosfera de forma no esférica, lo que permite un intercambio entre los polos magnéticos de la NS. Esta conmutación de polos también puede ser responsable del cambio de forma de pulso mostrado por la fuente entre los primeros tres y los últimos dos pulsos que se observan en esta curva de luz.

### 2.1.2 Análisis espectral

A mayores del espectro medio de la observación hemos dividido la curva en los periodos de alto flujo (HF) y bajo flujo (LF) consecutivos observados en la curva de luz. El segundo episodio de baja luminosidad descrito en el apartado anterior ha sido dividido en dos secciones. De esta manera hemos obtenido 13 espectros diferentes.

El continuo se ha descrito utilizando el modelo de comptonización de movimiento masivo (bmc). Éste es un modelo analítico que describe la comptonización de fotones blandos (de baja energía) por materia que experimenta un movimiento masivo relativista (Titarchuk et al. 1997). Los parámetros del modelo son la temperatura característica del cuerpo negro de la fuente de fotones blandos, un índice espectral  $\alpha$  y un parámetro de iluminación que caracteriza la iluminación fraccional del flujo de movimiento masivo por la fuente de fotones térmicos. Las líneas de emisión presentes en el espectro han sido modeladas con funciones gaussianas.

La absorción está modelada por la componente de absorción del medio interestelar (ISM) de Tuebingen-Boulder Tbags. Este modelo calcula la sección transversal para la absorción de rayos X por el gas, los granos y las moléculas presentes en el ISM (Wilms et al. 2000). El continuo se modifica a bajas energías con un factor de cobertura para tener en cuenta el grado de presencia de clumps en el viento estelar.

La evolución de la absorción del ISM más la absorción local, presumiblemente procedente del viento estelar, muestra un aumento durante la primera mitad de la observación a bajas energías. Por otro lado, el factor de cobertura es muy bajo en general comparado con otras HMXRB, que habitualmente son del orden de 1 (ver Fig. ?? para la evolución de los parámetros del sistema)

El radio de la fuente que emite los fotones blandos, que posteriormente sufren comptonización, se puede estimar asumiendo que la fuente está radiando como un cuerpo negro de área  $\pi R_W^2$  (Torrejón et al. 2004).

$$R_W = 0.6\sqrt{L_{34}}(kT)^{-2}[\text{km}] \quad (2.2)$$

Donde  $L_{34}$  es la luminosidad del componente bmc en unidades de  $10^{34}$  ergs/s y  $kT$  es la temperatura de los fotones blandos. En la Tabla ?? enumeramos los radios correspondientes. Como puede verse, los valores son pequeños ( $\sim 1.5 - 3.5$  km), compatibles con el área de acreción de un casquete polar en una NS.

### 2.1.3 Líneas de emisión

La línea más fuerte del espectro es la línea de fluorescencia  $\text{FeK}\alpha$  a 6.4 keV. Sin embargo, la fuerza de esta línea ( $EW_{\text{max}} \approx 24$  eV) es mucho menor que la observada en otros sistemas HMXRB con compañeras supergigantes (Giménez-García et al. 2015; Torrejón et al. 2010b).

La baja intensidad de la línea de fluorescencia  $\text{FeK}\alpha$  podría estar relacionada con la baja fracción de cobertura  $C$ . Esto indicaría una presencia de clumps en el viento estelar mucho más baja que la observada en otros sistemas supergigantes.

El parámetro de ionización se define como:  $\xi = L_X/n(r_X)r_X^2$ , donde  $n(r_X)$  es la densidad de partículas local y  $r_X$  es la distancia desde la fuente de rayos X (el NS). Para tener una línea de  $\text{FeK}\alpha$  fuerte debe ser  $\leq 10^2$ . En este caso  $\xi \geq 10^2$ , entonces para un  $L_X \sim 10^{36}$  erg s $^{-1}$  y las distancias características dentro del sistema  $r_X \sim 10^{11-12}$  cm, las densidades de viento deben ser  $n \sim 10^{10-12}$  cm $^{-3}$ .

Tales densidades de viento son un factor de 1 a 100 por encima de las predicciones de densidad de viento suave. En otras palabras, el  $\text{FeK}\alpha$  se produce principalmente en los cúmulos de viento. Por lo tanto, 4U 0114+65 parece tener el típico viento denso de una estrella supergigante pero con un grado de agrupamiento mucho menor.

La donante en 4U 0114+65 (B1Ia) es de las donantes más frías entre los HMXRBs (Krtićka et al. 2015), su temperatura es  $T_{\text{eff}} = 24$  kK, lo que la sitúa en medio del salto de biestabilidad (ver panel inferior en la Figura 3 de Vink et al. 1999). Este salto es causado por el cambio repentino en el balance de ionización del Fe (III, IV), que es uno de los principales contribuyentes a la aceleración del viento.

Sugerimos que esto podría tener un fuerte impacto en la eficiencia del mecanismo para formar y/o destruir clumps.

A parte del espectro de las cámaras EPIC, también presentamos el primer espectro de alta resolución obtenido para esta fuente utilizando el espectrómetro *XMM-Newton's RGS*. Se detectan claramente dos líneas de emisión amplias a 0.38 keV (C v Ly $\alpha$ ) y 0.42 keV (NvI). Cuando se modelan usando gaussianas, la semi-amplitud es muy ancha ( $\sigma \sim 1$  keV) lo que sugiere una presencia de una estructura compleja no resuelta. El triplete NvI He-like fue modelado con tres gaussianas representando las transiciones resonante ( $r$ ), intercombinación ( $i$ ) y prohibida ( $f$ ) donde las semi-amplitudes se fijaron a  $\sigma = 50$  eV.

Se encontró que el parámetro  $G = (f + i)/r = 4.1$  es consistente con un plasma fotoionizado a  $kT_e \sim 10^6$  K mientras que el parámetro  $R = f/i = 0.56$  indica densidades de plasma de electrones de  $n_e \sim 10^{11}$  cm $^{-3}$  (Porquet & Dubau (2000)).

### 2.1.4 Conclusiones:

- Ajustamos con éxito los espectros resueltos por fase orbital con un modelo bmc. Este modelo apunta a una región emisora muy pequeña ( $r \sim 3$  km) y caliente ( $kT \sim 2 - 3$  keV) y, por lo tanto todo indica que ésta es un casquete polar en la superficie de una NS. Concluimos que el giro de spin de la NS es la explicación más probable para el pulso observado de rayos X.
- El gran período de spin ( $P_{spin} \sim 9,4$  ks) y su variación  $\nu = 6,62 \times 10^{-10} t + 6,91 \times 10^{-5} s^{-1}$  cumplen las predicciones de acreción subsónica en una NS magnetizada, siempre que el campo magnético esté en el rango de un magnetar  $\mu_{30} \sim 30 - 100$ .
- Debido al período de rotación NS extremadamente lento, incluso con un campo magnético tan grande, el radio magnetosférico ( $R_A$ ) sigue siendo mucho más pequeño que el radio de co-rotación  $R_C$ . Esto es consistente con la naturaleza persistente de esta fuente.
- El viento estelar de la estrella supergigante presenta una fracción de cobertura de  $\sim 0.3$  mucho más baja que la que se encuentra típicamente para otros sistemas con donantes supergigantes ( $\sim 0.8 - 0.9$ ). Esto apunta a un grado mucho menor de clumping del viento estelar. Esto también está respaldado por el hecho de que la línea FeK $\alpha$  sea mucho más débil que las observadas en otros HMXRB. Sugerimos que la proximidad de 4U 0114+65 al salto de biestabilidad, donde la pérdida de masa y la aceleración del viento cambian drásticamente, podría tener un fuerte impacto en la formación de clumps en el viento estelar.
- La curva de luz presenta dips claramente visibles dentro de los estados de HF. Los dips cortos tienden a mostrar un aumento en el CR y son causados por la absorción de clumps en el viento. Los dips largos, a su vez, tienden a mostrar un CR constante y serían producidos por una disminución general en la tasa de acreción de masa asociada con el paso de la NS por una zona inter-clump. Sus tamaños característicos serían  $\approx 1.6 \times 10^{-3} R_*$  ( $4 \pm 3 \times 10^9$  cm) y  $\approx 1.2 \times 10^{-2} R_*$  ( $2,9 \pm 2,2 \times 10^{10}$  cm) para los dips largos y cortos respectivamente. La relación de tamaño entre ellos es  $\sim 7$  cercana al valor esperado ( $\sim 10$ ) predicho por los modelos teóricos de vientos estelares en estrellas masivas.
- Hemos detectado dos episodios de baja luminosidad. El primero afecta solo a las bajas energías y se puede atribuir a una estructura grande ( $l \sim [0.3 - 0.5] R_*$ ) y densa en el viento de la donante supergigante B1, compatible con una región de interacción co-rotante (CIR). El segundo, a su vez, afecta a todas las energías. Un eclipse debido a una estructura ópticamente gruesa o una falta de acreción causada por una cavidad enrarecida en el viento (burbuja) parece poco probable. Teniendo en cuenta la pequeña diferencia entre los radios de Bondi y magnetosféricos, la captura asimétrica de materia cercana al radio de Bondi podría causar el cese temporal de la acreción en

un polo magnético NS. Tal redistribución de acreción de masa entre los polos NS también podría provocar el cambio observado en la forma del pulso NS.



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

## 2.2 Variabilidad de rayos X del sistema HMXRB Cen X-3: evidencia de flujos de acreción inhomogeneos.

Cen X-3 es un sistema binario compacto de rayos X de alta masa. La acreción sobre el objeto compacto, una NS en este caso, tiene lugar mediante disco de acreción.

En este artículo hemos analizado dos observaciones realizadas con el telescopio *XMM-Newton*. Una de ellas tuvo lugar en el año 2001, durante las fases orbitales  $\phi = 0.0 - 0.37$ . Esta observación fue tomada durante la salida del eclipse del objeto compacto, cuando la fuente se encontraba en un estado súper-orbital *hard-low*, hard porque la emisión de rayos X es muy energética y low por que la intensidad es baja. De ahora en adelante nos referiremos a esta observación como salida de eclipse.

La segunda observación tuvo lugar en el año 2006, durante las fases orbitales  $\phi = 0.35 - 0.8$ . En este caso la fuente se encontraba en un estado súper-orbital *soft-high*, es decir, la luz emitida no es tan energética como en la primera observación pero su intensidad es mayor. De aquí en adelante nos referiremos a esta observación como fuera de eclipse (ver Fig. ?? y tabla ??). El artículo publicado está reproducido íntegramente en la sección ??

### 2.2.1 Análisis temporal:

En primer lugar analizamos las curvas de luz obtenidas de estas observaciones. Para cada una de ellas hemos producido la curva de luz de bajas (0.2-3.0 keV) y altas (3.0-10.0 keV) energías. También hemos calculado el CR para cada una de ellas (Fig. ??).

En primer lugar hemos determinado el periodo de spin del objeto compacto utilizando el programa *Starlink* y en concreto hemos utilizado el periodograma Lomb-Scargle. Hemos dividido ambas observaciones en varias secciones. En el caso de la salida de eclipse hemos hecho 15 divisiones. El pulso solo ha sido detectado en las últimas 3, desde la fase orbital  $\phi=0.25$ .

En el caso de la observación de fuera de eclipse hemos dividido la curva en bloques de 1000 s, con un total de 81 divisiones. En este caso se ha observado una evolución del pulso de la NS compatible con el efecto Doppler alrededor de la compañera. Con esto, hemos podido restringir la inclinación del sistema, y observar la fase orbital del objeto de forma directa (ver Fig. ??). La inclinación obtenida:  $i = 79 \pm 3^\circ$  es compatible con la reportada por van der Meer et al. (2007a).

Para ambas observaciones hemos calculado la forma del pulso. Esto se realiza "doblando" sucesivamente la curva de luz en tramos iguales al periodo de spin del objeto compacto, y observamos que durante la salida de eclipse, en el estado *hard-low*, la fracción de pulso es mucho menor, siendo mucho más acusada durante la observación tomada fuera de eclipse, en el estado súper-orbital *soft-high* (ver Fig. ??).

La curva observada a altas energías tiene una estructura muy definida, donde se intercalan mesetas y pendientes. En concreto, se pueden observar 3 mesetas separadas por 2 pendientes, todas de diferente duración (al contrario que otras salidas de eclipse, donde se suele observar un crecimiento repentino en la intensidad de la luz), es decir, se aprecia una salida escalonada.

Durante la primera pendiente el CR, que es el cociente de la intensidad de la curva de luz de altas energías dividido entre el de bajas energías, crece.

Estos diferentes tramos se pueden relacionar con la salida del eclipse de diferentes estructuras, como el disco de acreción o el punto de Lagrange. Para comprobar esta hipótesis hemos calculado el tamaño de estas posibles estructuras teniendo en cuenta que  $t$  es  $v_o t \cos \phi$  donde  $v_o = 436 \text{ km s}^{-1}$  es la velocidad orbital de la NS con respecto al baricentro del sistema. El primer tramo de subida, de  $\sim 12 \text{ ks}$  se corresponde con una estructura de  $l \approx 0.62 R_*$  compatible con el lóbulo de Roche de una NS orbitando

en un sistema binario con separación orbital  $a$ :  $R_L(M_{NS}) \simeq 0.46a(M_{NS}/M_{opt})^{1/3}$ . Para los parámetros de Cen X-3 esto sería  $R_L(M_{NS}) \sim 0.3R_* \sim l/2$ , un candidato obvio para esta estructura será el disco de acreción alrededor de la NS (ver Fig. ??).

Durante la observación de fuera de eclipse la curva de luz es estable, pero se pueden observar unas bajadas de la intensidad (dips) de aproximadamente  $\sim 1000$  s de duración. Estos dips fueron ya previamente reportados por Naik et al. (2011). Para identificarlos hemos utilizado el cruce de dos medias móviles y hemos establecido que un dip tiene lugar cuando la media móvil rápida es menor que la media móvil lenta y la diferencia entre ambas en el punto más bajo del dip es mayor a 3 veces la suma cuadrática del error de dichas medias móviles. Estos dips tienen una duración mayor a la esperada por los dips causados por clumps en el viento estelar, además de eso, el CR se mantiene constante o incluso disminuye, al contrario de lo que ocurriría en caso de que estos dips fueran causados por clumps, donde veríamos un aumento del CR debido a un aumento de absorción provocado por los propios clumps. Para estudiar la naturaleza de estos dips, hemos realizado un análisis espectral por separado de cada uno de ellos, y los valores obtenidos son similares al resto del espectro (ver la Fig. ?? y la tabla ??).

Nuestra hipótesis es que estos dips son causados por inestabilidades entre la magnetosfera y la parte interior del disco de acreción (ver e.g. la discusión de Postnov et al. 2008). El tiempo característico para estas inestabilidades con el tiempo de difusión sería  $R_{in}$ , donde  $t_d \sim t_K(R_{in}) \times (h/R_{in})^{-2} \alpha^{-1}$ , y  $t_K$  es el tiempo kepleriano,  $h$  es el grosor del disco y  $\alpha$  es el parámetro de turbulencia de Shakura-Sunyaev. Para los valores característicos de Cen X-3, estas inestabilidades deben de ser de 1000 – 1500 s, similar a la duración observada de estos dips.

### 2.2.2 Análisis espectral:

Realizamos un análisis espectral de ambas observaciones. La observación de salida de eclipse se dividió en cinco intervalos diferentes, correspondientes a cada una de las estructuras observadas en la curva de luz y subdividimos cada parte en tres intervalos, obteniendo finalmente quince espectros. Para la observación fuera de eclipse realizamos dos análisis diferentes: por un lado dividimos la observación en veinte intervalos diferentes de la misma duración para explorar la evolución espectral con fase orbital y por otro lado, para estudiar la naturaleza de los dips, realizamos un análisis espectral separado de cada uno de ellos, así como de todas las regiones fuera de dips entre ellos.

El mejor modelo alcanzado para realizar el análisis espectral fue una combinación de `bbody` (radiación de cuerpo negro) y un `powerlaw` (ley de potencias).

Para modelar la absorción hemos utilizado dos componentes del modelo `tbnew`:  $N_{H,1}$  para modelar la absorción circumestelar y la del medio interestelar (ISM) y  $N_{H,2}$  para modelar la absorción del ISM. Esta componente calcula la sección eficaz de rayos X para la absorción como la suma de las secciones eficaces debidos al gas, a los granos y a las moléculas presentes en el ISM (Wilms et al. 2000).

La columna  $N_{H,2}$  permanece constante y compatible con la absorción del ISM. A su vez,  $N_{H,1}$  (suma de local e ISM), muestra una disminución progresiva durante la salida antes de alcanzar un valor constante fuera del eclipse. Sin embargo, durante la salida,  $N_{H,1}$  muestra dos incrementos importantes. El primero coincide con la primera pendiente observada en la curva de luz de salida de eclipse (ver ??). La absorción aumenta a medida que la fuente se vuelve más brillante, por lo que debe haber material absorbente local co-rotando con la NS, compatible con la presencia de un disco de acreción.

Esta absorción es modificada por un factor de cobertura  $C$ , que representa que fracción de la radiación es bloqueada por irregularidades en el viento estelar. En este caso el valor obtenido varía de 0.76 a 0.9, siendo similar a otros sistemas con donantes supergigantes, compatible con la acreción de un objeto compacto totalmente sumergido en el viento estelar.

Las líneas de emisión, muy evidentes durante la observación de la salida de eclipse, han sido modeladas

con gaussianas (para una selección de los ajustes y los datos de algunos de los espectros analizados ver Fig. ??).

Como es de esperar, el espectro de la salida de eclipse es muy variable, con una evolución de los parámetros del modelo muy marcada a lo largo de la observación, al contrario que la observación de fuera de eclipse, que muestra valores estables a lo largo de la observación.

La norma de la componente `powerlaw` es 5/18 veces mayor que la del cuerpo negro durante la salida de eclipse y  $\sim 1/2$  veces mayor durante la observación fuera de eclipse. Aunque el componente `powerlaw` domina la emisión en todo momento, la contribución del cuerpo negro aumenta claramente en el estado *high-soft* de la fuente.

Durante la observación de fuera de eclipse la temperatura del la componente del cuerpo negro es alta ( $kT \sim 3$  keV), y teniendo en cuenta que la luminosidad es ( $L_X \approx 1.8 \times 10^{37}$  erg s<sup>-1</sup>), el radio de emisión debe ser  $\sim 2$  km, del orden de lo esperado para un casquete polar en una NS. Durante la observación de la salida de eclipse la luminosidad es 10 veces menor y la temperatura del cuerpo negro también es mucho menor ( $kT \sim 0.4$  keV). El área de emisión es compatible, en este caso, con el tamaño de la NS.

### 2.2.3 Líneas de emision:

La anchura equivalentes de las especies de Fe altamente ionizadas (Fe xxv He like y Fe xxvi H-like Ly $\alpha$ ) decrecen durante la salida de eclipse, como es esperado, ya que el continuo, que aumenta dramáticamente, enmascara estas líneas. Por otro lado, el hierro neutro FeK $\alpha$  se incrementa con la salida del eclipse. Como deduce Aftab et al. (2019b), nuestra hipótesis es que esta línea se forma principalmente en el viento estelar encauzado al disco de acreción, por lo tanto, aumenta con la salida de éste del eclipse (A.7).

### 2.2.4 Conclusiones:

- Modelamos los espectros de rayos X de Cen X-3 mediante un modelo fenomenológico que consta de un cuerpo negro más una ley de potencias. El uso de componentes térmicos alternativos (es decir, `diskbb`) da como resultado estadísticas más pobres. La comptonización térmica (es decir, `comptt`) o los modelos híbridos de comptonización térmica más masiva (`compmag`) tampoco describen bien los datos. Los modelos puramente térmicos (p. ej., la emisión del disco) se ajustan bien a los datos, pero los parámetros no son físicamente interpretables.
- La fuente muestra transiciones *high-soft*  $\Leftrightarrow$  *low-hard*. Durante el estado de *high-soft*, la componente del modelo de cuerpo negro aumenta su ratio en la emisión general, aunque la ley de potencias domina todo el espectro en ambos estados. El área emisora de cuerpo negro tiene un radio equivalente del orden de 2 km, compatible con un casquete polar en la superficie de una NS. Durante los estados de *low-hard*, el tamaño del área de emisión del cuerpo negro es mucho mayor, de 5 a 10 km. Al mismo tiempo, la fracción pulsada también es más pequeña durante los estados *low-hard*.
- La columna de absorción de la fuente de rayos X tiene dos componentes: por un lado,  $N_{H,2} \sim 0.5 - 1 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>, que es compatible con la absorción debida al ISM, como se deduce de las observaciones ópticas de la donante, y por otro lado,  $N_{H,1}$ , que se corresponde con la absorción local más la absorción procedente del ISM. En la observación de salida de eclipse la absorción disminuye a medida que avanza la salida del eclipse (de  $N_{H,1} \sim 7 - 8 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup> a  $N_{H,1} \sim 4 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>), sin embargo, muestra dos aumentos, coincidiendo con los dos aumentos de flujo (intervalos 2 y 4, Fig. ??), por lo tanto, el material local está absorbiendo la fuente de rayos X a medida que la NS emerge del eclipse, probablemente co-rotando con ella.

- Los espectros muestran líneas de emisión de un plasma fotoionizado. Las líneas más destacadas corresponden al Fe. El ancho equivalente de las especies altamente ionizadas (Fe xxv He like, y Fe xxvi H-like Ly $\alpha$ ) disminuye durante la salida a medida que asciende el continuo. Sus intensidades aumentan durante la salida, lo que demuestra que una fracción significativa debe originarse relativamente cerca del NS. A su vez, aumenta el ancho equivalente del FeK $\alpha$ , deben por lo tanto originarse en estructuras densas y frías que emergen durante la salida del eclipse. Sugerimos que estas estructuras están ubicadas a lo largo de la corriente de acreción. En este escenario, las intensidades de línea deben mostrar máximos y mínimos en las fases orbitales 0.25 y 0.5 respectivamente, correspondientes a las áreas proyectadas de flujo máximo y mínimo. Mientras que se observa un máximo en la observación de salida de eclipse (low-hard) cerca a la fase 0.25, no se observa un mínimo en la fase 0.5 en la observación de fuera de eclipse (high-soft), aunque hay que tener en cuenta que la fuente se encuentra en diferentes estados.
- La curva de luz de altas energías (3–10 keV) de la salida de eclipse (low-hard) está muy estructurada y muestra varios intervalos. Esta estructura no puede explicarse por la propagación de rayos X a través del viento estelar de la donante sino que se debe a la emergencia del eclipse de varias estructuras emisoras extendidas. La primera subida de flujo, la más destacada, corresponde a una estructura cuyo tamaño es compatible con el tamaño del lóbulo de Roche de Cen X-3,  $R_L \simeq 0.3R_*$ . La segunda subida apunta a la salida de una estructura emisora de un tamaño  $\simeq 0.17R_*$ . Los posibles candidatos para estas estructuras podrían ser el disco de acreción y la reflexión de la atmósfera de la estrella óptica cerca del punto interior de Lagrange respectivamente.
- La curva de luz fuera del eclipse (tomada durante un episodio de alto flujo) muestra caídas prominentes (dips). Estos dips no son causados por la absorción de material circundante. El análisis espectral de los dips y fuera de ellos no encontró diferencias significativas en las columnas de absorción ni en ningún otro parámetro excepto el flujo, que se reduce en  $\sim 40\%$ . Sin embargo, pueden ser causados por una disminución en la tasa de acreción, probablemente debido a inestabilidades en el borde interior del disco que interactúa con la magnetosfera de la NS. El tiempo característico de estas inestabilidades se escala con el tiempo de difusión en el radio del disco interno que, para Cen X-3 es  $t_d \sim 1.0 - 1.5 \times 10^3$  s, un valor cercano al de la duración de los dips. Éstos tienen mayor duración que los dips observados en los sistemas acretantes de viento, atribuidos a clumps y que duran decenas de segundos, y también de las zonas interclump, con duraciones típicas de cientos de segundos.



## 2.3 El primer espectro de rayos X del sistema HMXRB XTE J1855-026 durante el eclipse de objeto compacto.

Presentamos un análisis de la primera observación tomada con el observatorio *XMM-Newton* del sistema eclipsante HMXRB XTE J1855–026. La observación tuvo lugar totalmente durante el eclipse de la NS, cubriendo las fases orbitales  $\phi = 0.00 - 0.11$ .

Hemos comparado nuestro análisis de la fuente en eclipse con uno previo realizado con *Suzaku* en las fases orbitales previas al eclipse (Mukherjee et al. 2007).

Hemos estudiado el viento estelar retroiluminado de la donante tipo BOI. El periodo orbital de la fuente es de  $\sim 6$  d, y el periodo de rotación de la NS sobre su eje de  $\sim 361$  s. La inclinación del sistema es de  $71^\circ$  y el radio orbital de  $1.8 R_*$  (ver Fig. ?? y la Tabla ??).

El artículo publicado está íntegramente reproducido en la sección ??.

### 2.3.1 Análisis temporal:

Hemos producido y analizado la curva de luz para los rangos de energía de  $3 - 10$  keV (curva de luz de altas energías) y  $0.2 - 3$  keV (curva de luz de bajas energías) y hemos calculado el CR.

En general, la curva de luz parece estable, que es lo esperado para una observación tomada durante el eclipse del objeto compacto, sin embargo, se observa cierta variabilidad. En consecuencia, la observación fue dividida en seis intervalos: 3 episodios de bajo flujo y 3 de alto flujo. De los tres episodios de bajo flujo, uno en concreto tiene un menor número de cuentas.

El pulso del objeto compacto no está presente. También buscamos un retraso temporal entre la línea  $\text{FeK}\alpha$  y el continuo de altas energías que pudiera darnos alguna pista sobre la zona de formación de la línea, para ello, hemos aplicado el método de correlación cruzada descrito en Ding et al. (2021), sin embargo no ha sido detectado ningún retraso temporal.

### 2.3.2 Análisis espectral

Para realizar el análisis espectral de esta fuente hemos dividido la observación en las secciones anteriormente descritas y producido diferentes espectros: en primer lugar un espectro promedio de toda la observación, en segundo lugar uno para los 3 episodios de alto flujo, otro para 2 episodios de bajo flujo y un último espectro para el episodio de bajo flujo restante, con menos cuentas que el resto de las secciones.

Inicialmente modelamos el continuo con un cuerpo negro más una ley de potencias, el mismo modelo que usa Devasia & Paul (2018) para el análisis de los datos de *Suzaku* (observación tomada justo antes del eclipse de rayos X). Además de la absorción del medio interestelar (ISM), también hemos añadido una fracción de cobertura parcial  $C$  que actúa como indicador del grado de clumping en el viento estelar de la estrella donante. Las líneas de emisión del espectro fueron modeladas con gaussianas.

Para comparar nuestro análisis con el análisis obtenido en la observación pre eclipse realizada con *Suzaku* hemos comprobado el estado superorbital en el que se encontraba la fuente en ambas observaciones utilizando la curva de luz de larga duración de *MAXI*, sin encontrar diferencias significativas, por lo tanto, la fuente se encontraba en un estado similar en ambas observaciones.

Durante el eclipse el continuo está fuertemente suprimido y enmascarado por la gran cantidad de líneas de emisión de la fuente, por lo tanto, teniendo en cuenta esto y que la fuente se encuentra en el mismo estado en ambas observaciones, hemos fijado el índice de la ley de potencias al obtenido en la observación previa al eclipse.

Para la observación de *XMM-Newton* tomada durante el eclipse y analizada en este trabajo, la componente de cuerpo negro es despreciable. Esto descarta el viento estelar de la donante como su origen. Tiene que ser producido cerca de la NS o en la corriente de acreción a lo largo de la línea que conecta la NS y la donante.

La norma de la ley de potencias es cien veces menor durante el eclipse que en la observación previa al eclipse. Para la distancia a la fuente y los flujos corregidos por absorción, se obtiene un ratio de luminosidad de rayos X de  $\sim 70$  entre ambas observaciones, que aunque grande, se encuentra dentro del rango encontrado para los SGXB eclipsantes (Aftab et al. 2019a, their Table 6).

Para explorar más a fondo este problema, hemos recopilado datos de algunos sistemas eclipsantes. Hemos calculado  $\delta$  como la diferencia en la trayectoria recorrida por un fotón de rayos X emitido en la fase orbital 0 y un fotón emitido en la fase más cercana al observador (para calcular esta distancia se tuvo en cuenta el semieje mayor, la excentricidad, la inclinación y el argumento de la periapsis).

De la relación entre la densidad del viento integrada a lo largo de  $\delta$  frente al ratio de flujo de fuera de eclipse vs eclipse se pueden extraer dos conclusiones: en primer lugar, existe una tendencia positiva para todos los sistemas con donantes de clase I-II, lo que indica que la absorción es un factor importante en el ratio de flujo observado. En segundo lugar, nuestra fuente XTE J1855–026 está alta en esta tendencia pero dentro de los valores normales que muestran los HMXRB eclipsantes.

Los eclipses profundos de rayos X, que permiten grandes ratios de luminosidad son posibles siempre que el viento oculto por la estrella donante (la sombra de rayos X) no esté demasiado ionizado, de modo que cada fotón dispersado que ingresa en el viento estelar sea absorbida localmente (Hertz et al. 1978, su Fig. 4, correspondiente al modelo 2a).

Además del modelo fenomenológico descrito por una ley de potencias, hemos utilizado un modelo de emisión de plasma autoconsistente. Para ese propósito usamos photemis. Este modelo describe la emisión térmica (es decir, recombinación y excitación por colisión) procedente un plasma estelar, utilizando el código XSTAR (Kallman & Bautista 2001)

Para el ajuste de los espectros ha sido necesario utilizar dos componentes con diferentes estados de ionización, uno de baja ionización ( $\log \xi_1 \approx 0,36$ ) y otro de alta ionización ( $\log \xi_2 \approx 3,7$ ). El ajuste requiere la ampliación de las líneas con una velocidad de turbulencia correspondiente a  $v_{\text{turb}} \approx 3000 \text{ km s}^{-1}$ .

Se puede calcular la emisión de la componente photemis como:  $EM = \int n_e n_i dV \approx n^2 V$ . Los dos plasmas con diferentes ionizaciones tienen una relación entre emisiones  $EM_1/EM_2 = EM_{\text{fro}}/EM_{\text{caliente}} \approx 10^3$ . Para una distancia fuente de  $d \approx 7.4 \text{ kpc}$ , el  $EM_{\text{fro}} \approx 3 \times 10^{59} \text{ cm}^{-3}$  y  $EM_{\text{caliente}} \approx 2 \times 10^{56} \text{ cm}^{-3}$ . Estos valores son similares a los de otros SGXRB (i.e. Martínez-Chicharro et al. 2021).

Durante el eclipse, el espectro observado es la suma de la radiación dispersada fruto de la acreción de la NS más la emisión intrínseca de rayos X de la estrella donante. Las estrellas OB tienen luminosidades de rayos X del orden de  $10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  (v.g. Nebot Gómez-Morán & Oskinova 2018), 100 veces más bajas que las observadas aquí y, también, espectros térmicos suaves con  $kT \sim 0.1 - 0.2 \text{ keV}$ . Por lo tanto, el espectro EPIC observado (0.35 – 10 keV) está claramente dominado por la componente de la emisión de la NS dispersada. Esto es consistente con no haber encontrado un retraso temporal entre la línea FeK $\alpha$  y el continuo de altas energías.

### 2.3.3 Líneas de emisión

La presencia de FeK $\alpha$  junto con otras especies altamente ionizadas, Fe xxv y Fe xxvi, significa que el espectro observado proviene del gas en dos fases, con muy baja y muy alta ionización, respectivamente. Los ratios Fe xxvi/Fe xxv son  $\sim 0.91, 0.59, 0.70, 0.66$  y  $0.33$  para el espectro promedio, los de alto flujo y bajo flujo respectivamente. Estos valores son compatibles con una alta ionización parámetro  $\log \xi \geq 3.4$

(Ebisawa et al. 1996, su Tabla 5). Sin embargo, el ratio Fe xxv/Si xiv, con valores 0.67, 0.40, 0.64, 0.46 y 1.88 son compatibles con un plasma con parámetro de ionización inferior a 2.4 (Ebisawa et al. 1996).

La intensidad de la línea FeK $\alpha$ , en el espectro promedio,  $I_{\text{FeK}\alpha} = 10.4 \pm 0.9 \times 10^{-6} \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , es  $\sim 7.4$  veces menor que el medido en la observación antes del eclipse,  $I_{\text{FeK}\alpha} = 77 \times 10^{-6} \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  (Devasia & Paul 2018). Los fotones de FeK $\alpha$  no pueden dispersarse de forma resonante en el viento porque no tienen la energía requerida ( $E_{\text{Kedge}} > 7.112 \text{ keV}$ ) para inducir más fluorescencia, por lo tanto, estos fotones deben producirse en la línea de visión directa del observador y de la NS, simultáneamente. Esto significa que la gran mayoría de la emisión de FeK $\alpha$  debe provenir de distancias  $r_X < 1R_*$  de la NS. (ver Fig. ??).

### 2.3.4 Conclusiones:

- El componente de cuerpo negro, que se usa para describir el exceso a bajas energías durante el pre eclipse no se observa durante el eclipse. Por lo tanto debe producirse cerca de la NS o a lo largo de la línea donante-NS.
- La luminosidad de 0.3 – 10 keV durante el eclipse ( $\sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ ) es 70 veces menor que antes del eclipse, dentro del rango encontrado para los SGXRB eclipsantes. Este gran ratio no se debe a un estado diferente de la fuente, sino a eclipses de rayos X más profundos causados por la absorción de fotones dispersos en la parte no iluminada del viento.
- La intensidad de la línea FeK $\alpha$  en el espectro promedio del eclipse es  $\sim 7.4$  veces inferior a la medida durante el pre eclipse. Dado que los fotones K $\alpha$  no pueden dispersarse resonantemente en el viento, la gran mayoría de las emisiones de FeK $\alpha$  deben provenir de distancias  $r_X < 1R_*$  de la NS.
- El espectro del eclipse se modela con éxito mediante la adición de dos plasmas fotoionizados, uno con baja ionización ( $\log \xi_{1,\text{cold}} = 0.36$ ) y una medida de alta emisión ( $EM_{1,\text{cold}} \sim 3 \times 10^{59} \text{ cm}^{-3}$ ) y otra con alta ionización ( $\log \xi_{2,\text{hot}} = 3.7$ ) y baja medida de emisión ( $EM_{rm2,\text{caliente}} \approx 2 \times 10^{56} \text{ cm}^{-3}$ ).
- Suponiendo que las componentes de baja ionización y alta ionización representan los clumps y el medio interclump del viento estelar respectivamente, y asumiendo un factor de llenado de volumen  $f_V \approx [0.04 - 0.05]$ , como se observa para estrellas masivas, se deduce un contraste de densidad entre los clumps y el medio interclump de  $n_c/n_i \approx 180$  de acuerdo con las expectativas teóricas y las observaciones ópticas-UV de los vientos estelares masivos.

## **Part II**

# **INTRODUCTION**



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante



X-ray astronomy is a young discipline, as it spans no more than a few decades. The earth atmosphere is opaque to this type of radiation, so observations in this part of the spectrum had to wait until the beginning of the space era, with rocket launchers that could carry X-ray telescopes, to reveal us the universe from a brand new point of view.

Everything began in 1948 with the detection of X-ray emission from the sun's hot corona, but it was in 1962 when the discovery of the first X-ray source outside of our Solar System took place: a US team led by Riccardo Giacconi (rewarded with the Nobel Prize in Physics in 2002 for the discovery) detected X-rays from Scorpius X-1 using an X-ray detector on-board a sounding rocket. The mysteriously powerful X-ray emission from this object, and the possibility of discovering more bright X-ray sources, led to the launch of a number of other X-ray detectors on rocket flights.

This first period marked by sounding rockets led to the next step, instruments flown on satellites: Uhuru, the first satellite dedicated to X-ray astronomy, was launched by the NASA in 1970 from the Italian San Marco platform off the coast of Kenya.

The two cornerstone missions in the history of X-ray astronomy were launched in 1999: NASA's *Chandra* X-ray Observatory and ESA's *XMM-Newton*. Both are equipped with X-ray cameras and spectrometers and have strongly complementary capabilities. *Chandra* optics and instruments have a very high angular resolution, whilst those of *XMM-Newton* have a higher effective area and a greater field of view, enabling extremely sensitive observations and surveys that span large areas of the sky<sup>1</sup>. This PhD Thesis deals with X-ray Astrophysics of High Mass X-ray Binaries observed with *XMM-Newton*.



Figure 2.1: To celebrate the International Year of Astronomy, and as part of the 100 Hours of Astronomy cornerstone project, ESA is releasing this magnificent image of the starburst galaxy Messier 82 (M82) obtained with the *XMM-Newton* observatory. The image shows bright knots in the plane of the galaxy, indicating a region of intense star formation, and emerging plumes of supergalactic winds glowing in X-rays. (Image and caption were taken from ESA webpage).

<sup>1</sup><https://sci.esa.int/s/8o2JrKW>



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

# High mass X-ray binaries

---

## 3.1 Star evolution overview

The study of X-ray binary stars has paramount importance to understand the evolution of close binaries, which may become compact-object mergers and eventually sources of gravitational waves and/or short  $\gamma$ -ray bursts. They will also provide insight on the behavior of matter at extreme gravitational and magnetic fields. Understanding these processes is fundamental to modern astrophysics and has been the driver of multiple theoretical and observational studies.

A star life cycle is mainly driven by its mass. The larger its mass, the shorter its life cycle, which is determined by the amount of matter available in their stellar nursery (the giant cloud of gas and dust in which it is born).

Everything starts when the hydrogen gas in the nebula is concentrated by gravity and it begins to spin, heating up and becoming as a YSO (young stellar object or protostar). When the temperature reaches 15.000 degrees, triggering nuclear fusion, the stellar object starts to stabilize and it becomes a main sequence star.

In the core of main sequence stars, hydrogen is converted into helium by nuclear fusion. When the hydrogen in the core begins to run out, and the nuclear fusion stops working, the core becomes unstable and contracts by gravitational force, increasing its density and temperature. Half the potential energy released during the core contraction plus the enhanced temperature, provokes an increase in its overall luminosity. The outer shell of the star, which is still mostly hydrogen, starts to expand and cool down reaching the "red giant phase".

The amount of mass the star has determines which of the following life cycle paths it will take from here.

In the case of high mass stars (i.e.  $M > 5M_{\odot}$  or more) their core temperature increases as carbon atoms are formed from the nuclear fusion of helium atoms. Gravity continues to pull carbon atoms together as the temperature increases and additional fusion processes proceed, forming heavier elements like oxygen, nitrogen, and finally iron.

The expansion of the outer layers make them loosely bound to the core of the star, been able to accelerate outwards, producing a steady flow of matter called stellar wind. Stars can lose a significant percentage of the initial mass via this process, thus, this process it is determinant on the evolution of massive stars. The stellar wind also modifies and enriches the interstellar medium filling the universe with matter and energy.

When the material of the core is formed essentially by iron, fusion ceases as iron is compact and stable. Since energy is no longer being radiated from the core, and the gravitational force is no longer counteracted, in less than a second, the star undergoes the final phase of gravitational collapse. The



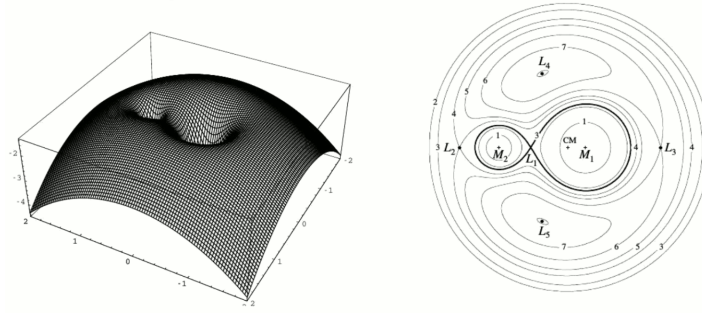


Figure 3.1: Roche Lobe Geometry. The left figure shows one equipotential surface in 3D. The right figure shows a contour plot of a 2D slice of the equipotential geometry, with  $M_1$  being the more massive star.

core temperature rises up to  $10^9$  K as iron atoms in the core are crushed together. The repulsive force between the nuclei overcomes the gravitational force, and a shock wave emerges from the core of the star, producing supernova explosion.

### 3.1.1 HMXRB evolution

Stars are usually born in binary systems. High-mass X-ray Binaries (HMXRBs) are a sub-class of X-ray sources formed by two stars, in which one of them evolves into a compact object (a NS or BH) and the other remains an O or B spectral type optical star, more massive than  $\sim 10 M_{\odot}$ . Usually, the optical star is known as the donor (as it provides the matter to be accreted into the compact object) or the companion. The life span is determined by the evolutionary time scale of the companion, which usually lives  $10^5$ - $10^7$  yr.

Compact objects are the final stage of stellar evolution. They are formed after the star they evolved from went through a supernova explosion.

Thus, the formation of a HMXRB requires two relatively massive stars, although if the less massive star gains enough material from the more massive star so it will end up above the threshold mass for undergoing a supernova explosion, then, a HMXRB system would also be possible.

The physical conditions which determine the formation of a NS (NS) versus a BH (BH) will not only depend on the core mass, but also in the magnetic field and spin of the collapsing core. There is also evidence of overlap in the mass range for making a NS or a BH Ergma & van den Heuvel (1998).

The formation and evolution of HMXRBs are influenced by the interaction between both stars, as for example mass transfer or momentum loss.

The Roche lobe plays an important role in HMXRBs evolution. The Roche lobe is the effective gravitational equipotential surface around the stars. The volume of the Roche lobe is the maximum allowable expansion of the two stars. If the volume of one of the stars fills its Roche lobe, the material from the star's outer layers will flow through  $L_1$  (the Lagrangian point) falling into the other star, causing material exchange, that will further affect the evolution of the system, see Fig.3.1, (Frank et al. 2002b).

An scheme of an example of a life cycle of a HMXRB is represented in Fig. 3.2 (Tauris & van den Heuvel 2006). In this example the two protostars S1 and S2 are main-sequence stars with a mass of  $M_1 = 14.4 M_{\odot}$  and  $M_2 = 8.0 M_{\odot}$  respectively, and the initial orbital period in this example is 100 days. The evolution of the system can be described with the following steps:

- The more massive star evolves faster, filling its Roche lobe and the mass transfer (the helium rich

envelope) from S1 to S2 starts. When the process is over, the distance between the stars increases and the mass of S1 is lower than the mass of S2.

- Now a different binary system is formed, and the transfer of matter has ended. Both stars evolve independently for  $\sim 1.7$  Myr.
- The first supernova explosion takes place for S1. The interstellar medium is enriched with different elements and the energy ejected from the star. The left material of S1 is compressed, transforming into a  $1.4 M_{\odot}$  NS. After the supernova explosion, the orbital parameter changes, the orbital eccentricity of binary is altered, and the period of the binary system is lengthened.
- A HMXRB system is born. The massive companion star continues to evolve, filling the Roche lobe, and material is being accreted by the NS via stellar wind, Roche lobe overflow or both.
- The stage of common envelope begins. All the HMXRBs whose compact star is a NS will go through this phase. The common envelope is stripped away from the binary system, finally leaving a close binary system formed by a helium star and a NS, with a very short period.
- After another Roche lobe overflow of helium star, a second supernova explosion takes place, forming a possible binary NS system.

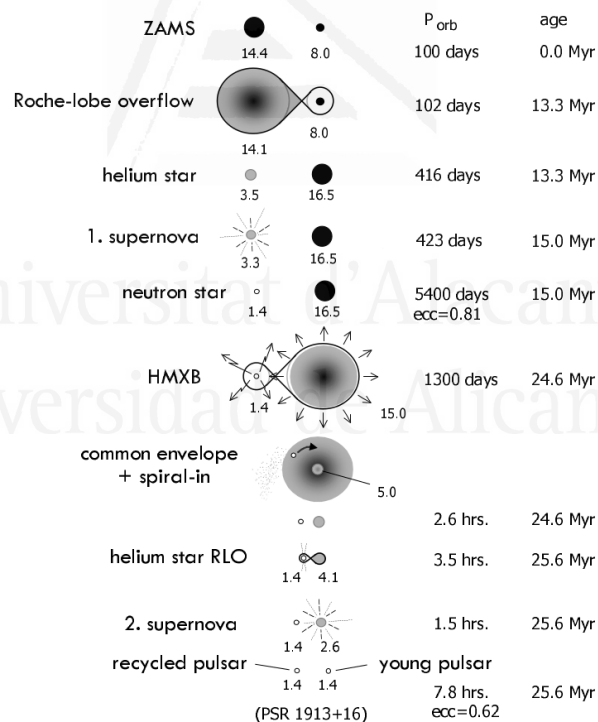


Figure 3.2: Cartoon depicting the formation of a Be-star/HMXRB and finally a double NS system. Such a binary system will experience two supernova explosions. It is always the recycled pulsar which is observed in a double pulsar system as a result of its very long spin-down timescale compared to the young pulsar (a factor of  $\sim 10^2$ ). Tight NS–NS systems will coalesce due to gravitational wave radiation. These collisions should be detected by advanced gravitational wave detectors such as LIGO II/VIRGO. Image and caption from Tauris & van den Heuvel (2006) (ZAMS is for zero-age main sequence).

## 3.2 Compact object nature

Compact stars are often the final stage of stellar evolution, and thus, are also known as stellar remnants. The state and type of a stellar remnant depends primarily on the mass of the star that it evolved from. Compact objects have a high mass relative to their radius, giving them a density of the order of ordinary atomic matter.

### 3.2.1 White dwarfs

White dwarf (WD) are stabilized by electron Fermi gas degeneration pressure. Fermi gas is a collection of non-interacting fermions. It can be considered the quantum mechanical version of an ideal gas for the case of fermionic particles (Fowler 1926a; Fowler 1926b; Iben & Renzini 1983). The faint luminosity comes from the emission of residual thermal energy, as no fusion takes place in WDs.

WDs can only exist with masses below the Chandrasekhar limit ( $1.4 M_{\odot}$ ) (Chandrasekhar 1931a,b), which is the maximum mass for a star to be supported solely by a degenerate gas of electrons. They have masses of about  $1 M_{\odot}$  and radii of 5000 km, corresponding to a density of  $10^6 \text{ g cm}^{-3}$ . This makes WDs one of the densest forms of matter, exceeded only by NSs.

### 3.2.2 Neutron stars

NS are formed after a supernova explosion if the main sequence star progenitor is  $M > 6-8 M_{\odot}$  and the mass of the remaining core is higher than the Chandrasekhar limit ( $M_{\text{Ch}} = 1.4 M_{\odot}$ ) (See Fig. 3.3 for a schematic representation of a NS.)

During the supernova explosion, after the nuclear fuel is exhausted, the electron-degeneracy pressure is overcome and the core collapses further, reaching temperatures over  $5 \times 10^9 \text{ K}$ , triggering photodisintegration (breaking up of iron nuclei into alpha particles by high-energy gamma rays). As the temperature continues to rise, electrons and protons combine to form neutrons via electron capture, releasing a flood of neutrinos. When nuclear density is reached, a combination of strong force repulsion and neutron degeneracy pressure stops the contraction. As a result, the outer envelope of the star is pushed outwards by a flux of neutrinos produced by the creation of neutrons, becoming a supernova. The remnant left is a NS (Bombaci 1996).

NS exhibit also the strongest magnetic fields found in Nature, of the order of  $B \sim 10^{12}$  Gauss. The origins of such strong magnetic field are yet unclear. One explanation is the "flux freezing" hypothesis, or the conservation of the original magnetic flux during the formation of the NS. In this situation, if an object has a certain magnetic flux over its surface, if that surface shrinks and the magnetic flux is conserved, then the magnetic field would correspondingly increase (Reisenegger 2003).

Through the conservation of the angular momentum, the core spins up during the collapse. The NS star spin can be measured through the timing of the X-ray emission produced at the magnetic poles. NSs are born with periods of the order of milliseconds.

NSs have masses around  $1.4 M_{\odot}$  and  $3 M_{\odot}$  (Oppenheimer & Volkoff 1939; Oppenheimer & Snyder 1939, Oppenheimer, Volkoff limit). Their radii are about 10 km, making them the densest objects in the Universe.

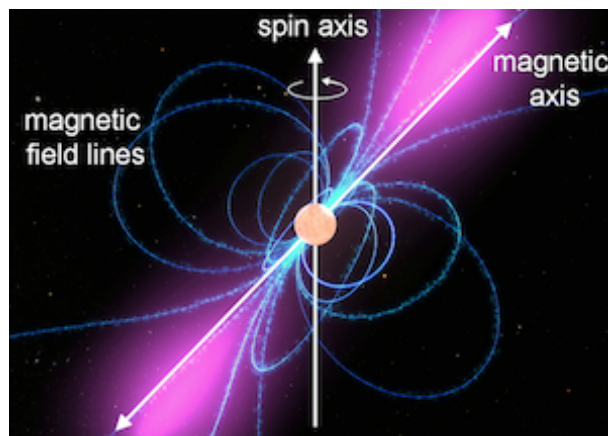


Figure 3.3: This diagram of a pulsar shows the NS with a strong magnetic field (field lines shown in blue) and a beam of light along the magnetic axis. As the NS spins, the magnetic field spins with it, sweeping that beam through space. If that beam sweeps over Earth, we see it as a regular pulse of light. (Credit: NASA/Goddard Space Flight Center Conceptual Image Lab)

### 3.2.3 Black holes

BH exhibit a large range of masses. The most massive BHs have been observed in active galactic nuclei (AGN: accreting BHs in the centers of galaxies) with masses even higher than  $10^6 M_{\odot}$  and are therefore known as supermassive BH.

On the other hand, BH with masses between  $3\text{--}30 M_{\odot}$  are believed to form during supernova explosions following the same process described in section 3.3. With these stellar mass ranges BHs can form part of HMXRBs. In this case the compact object is generated with a mass  $> 3 M_{\odot}$ , higher than the Oppenheimer, Volkoff limit (Oppenheimer & Volkoff 1939; Oppenheimer & Snyder 1939) and it further contracts into a BH.

In such case the core of degenerate neutrons cannot withstand the gravity and matter converges towards a point called singularity. The spherical surface around a singularity limits the area where matter and energy can no longer escape and is called *event horizon*. The radius of the event horizon is named after the astronomer Karl Schwarzschild, who derived it by solving Einstein's field equations of General Relativity (Einstein 1916) and is described by the following equation:

$$R_s(M) = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \frac{M}{M_{\odot}} \text{ Km} \quad (3.1)$$

Where  $c$  is the speed of light and  $G$  the gravitational constant.

Unlike NSs, BHs have no magnetic field. There is also no surface onto which the matter captured can impact and release its potential energy. However, as it approaches the BH, the in-falling matter's rotational energy eventually grows faster than its gravitational energy forming an accretion disk. Viscous forces cause friction and, in the inner accretion disk, the material is heated up to extremely high temperatures triggering X-ray emission.

If matter in the inner accretion disk crosses the event horizon, it disappears forever, however the BH emits up to 10% of the equivalent energy in the form of electromagnetic radiation. This is the most efficient method known in nature for converting mass into energy. Therefore, BHs transform gravitational energy into radiation and kinetic energy that are subsequently fed back into their surroundings (Fender 2010).

### 3.3 Accretion

Accretion is the extraction of gravitational potential energy from material which accretes on to a gravitating body.

Now, we know that this is the principal source of power in several types of close binary systems, and also is believed to provide the power supply in active galactic nuclei and quasars.

In close binary systems, there can be two different regimes of accretion onto the compact object: disk accretion and quasi-spherical accretion. The disk accretion regime takes place when the optical star overfills its Roche lobe. Quasi-spherical accretion is most likely to occur HMXXRB when the optical star of early spectral class (O-B) does not fill its Roche lobe, but has a significant mass loss via stellar wind.

If we assume a spherical body of radius  $R$  and mass  $M$ , and a particle of mass  $m$  initially at rest falling from infinity, until it finally settles down onto the surface of the spherical object, the gravitational potential energy released by the accretion of that mass can be described as:

$$\Delta E = \int_{\infty}^R \vec{F} \cdot d\vec{r} = \int_{\infty}^R \frac{GMm}{r^2} dr = -\frac{GMm}{R} = -\Delta E_{ac}, \quad (3.2)$$

where  $G$  is the gravitational constant.

The amount of energy released depends on the mass and radius of the object that accretes the matter. For a NS with  $M \sim M_{\odot}$  and  $R \sim 10^6$  cm the quantity of energy released per a quantity of matter is up to  $\sim 10^{20}$  ergs  $g^{-1}$ , that is, about a tenth of its rest-mass energy ( $\sim 0.1c^2$ , where  $c$  is the speed of light), which makes accretion an efficient source of power.

The energy generated from the same mass  $m$  in nuclear reactions, in the case of hydrogen fusing into helium is:

$$\Delta E_{nuc} = 0.007mc^2, \quad (3.3)$$

Hence,

$$\frac{\Delta E_{ac}}{\Delta E_{nuc}} = \frac{GM}{0.007c^2R} = 3.03 \cdot 10^{-4} \frac{M}{M_{\odot}} \frac{R_{\odot}}{R}. \quad (3.4)$$

If  $R \ll R_{\odot}$  and/or  $M \gg M_{\odot}$ , accretion energy becomes more efficient than nuclear energy, which is the case for HMXXRB with a compact accreting object like a BH or a NS. For accretion on to a main sequence star, such as the Sun, the accretion yield is smaller than the potential nuclear yield by a factor of several thousand.

If instead of a particle, we consider a flux of matter with an accretion rate  $\dot{M}$  the resulting luminosity (assuming that all the mechanical energy is radiated) is defined as *accretion luminosity*:

$$L_{ac} = \frac{GM\dot{M}}{R}. \quad (3.5)$$

For a fixed value of the compactness, defined as  $M/R$ , the luminosity of an accreting system will depend on the rate  $\dot{M}$  at which matter is accreted. At high luminosities, the accretion rate may itself be controlled by the outward momentum transferred from the radiation to the accreting material by scattering

and absorption. This may lead to the existence of a maximum luminosity for a given mass, known as Eddington luminosity.

### Eddington luminosity

In order to estimate the Eddington luminosity we will consider a steady spherically symmetrical accretion and assume that the accreting material is mainly fully ionized hydrogen. The radiation exerts a force on the free electrons through Thomson scattering. The attractive electrostatic Coulomb force between the electrons and protons causes that, as they move out, electrons drag the protons with them. As a result, the radiation pushes out electron–proton pairs against the total gravitational force.

The net inward force on an electron–proton pair at an  $r$  distance from the center is:

$$F_{e-p} = (GMm_p - \frac{L\sigma\tau}{4\pi c})\frac{1}{r^2}. \quad (3.6)$$

So, there is a certain maximum luminosity where the previous expression equals to zero, the Eddington luminosity:

$$L_{\text{Edd}} \approx 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ergs}^{-1}. \quad (3.7)$$

To generate a luminosity of about  $10^{37} \text{erg s}^{-1}$ , typical in binary systems, it needs an accretion rate of  $\sim 10^{17} \text{g s}^{-1} \sim 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . The emitted radiation passes through the accretion flow and if it is large enough it influences its dynamics during the accretion process. When the radiation pressure exceeds gravitational attraction, the falling flow will stop, which implies a critical luminosity, the Eddington luminosity (Frank et al. 2002a):

$$L_{\text{Edd}} \approx 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ergs}^{-1}. \quad (3.8)$$

For spherically symmetric accretion, the corresponding Eddington accretion rate is

$$\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 10^{18} R \text{gs}^{-1} \approx 1.5 \times 10^{-8} M_{\odot} R \text{yr}^{-1}, \quad (3.9)$$

with  $R=10^6$  cm for a NS, as we assume before.

In the case that the accretion area corresponds with a  $f$  fraction of the star, the corresponding limit to the accretion luminosity would be  $fL_{\text{Edd}}$

### Emitted spectrum

We can make some order-of-magnitude estimates of the spectral range of emission and deduce the type of compact object depending on their behaviour.

For a black body temperature  $T_b$  from a source of radius  $r$ :

$$T_b = (L_{\text{acc}}/4\pi R_*^2)^{1/4} \quad (3.10)$$

We can also define a temperature  $T_{th}$  that the accreted material would reach if its gravitational potential energy were entirely turned to thermal energy:

$$T_{th} = GMm_p/3kR_* \quad (3.11)$$

If the accretion flow is optically thick and the radiation reaches thermal equilibrium with the accreted material, the radiated temperature would be similar to the black body temperature  $T_b$ . If the radiation escapes without further interaction, which is the case if the accretion flow is optically thin, the radiated temperature would be close to  $T_{th}$ .

In general, the radiation temperature would lie between  $T_b$  and  $T_{th}$ , been  $T_{th}$  the minimum possible temperature.

In the case of a NS or a BH, using typical parameters of mass and radius and taking into account equations 3.10 and 3.11, we can provide a rough estimate of the emitted photon energy, which should lie between  $1 \text{ keV} \leq h\nu \leq 50 \text{ MeV}$ . For accreting white dwarfs, making the same exercise, the emitted energy should lie between  $6 \text{ eV} \leq h\nu \leq 100 \text{ keV}$  (Frank et al. 2002a).

### Stellar wind

The stellar wind is the available material to be accreted by the compact object, so its characteristics will determine those of the radiation emitted by its accretion.

The stellar wind is characterized by two parameters: the mass-loss rate per unit of time ( $\dot{M}$ ) and the terminal velocity at large distances from the star, where the wind acceleration is insignificant ( $v_\infty$ ). In such model, assuming a spherically symmetric (non-rotating) stellar wind, the mass loss rate is:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r), \quad (3.12)$$

Where  $r$  is the distance from the center of the star,  $\rho(r)$  is the density and  $v(r)$  is the velocity at that distance. The mass loss can be related to the luminosity of the source in the following way:

$$\left( \frac{\dot{M}}{M_\odot} \right) \approx 10^{-14.97} \left( \frac{L}{L_\odot} \right)^{1.62} \text{ yr}^{-1} \quad (3.13)$$

In the Castor-Abbot and Klein (CAK) model, the radial density profile is parameterized by the  $\beta$ -velocity:

$$v(r) = v_\infty (1 - R_\star/r)^\beta, \quad (3.14)$$

The  $\beta$ -parameter and wind terminal velocity are obtained from spectral fitting of optical/UV data, getting values between 0.5 and 1 (Kudritzki & Puls 2000) for the exponent  $\beta$ . The rate at which mechanical energy is injected into the surrounding space is  $\frac{1}{2} \dot{M} v_\infty^2$ .

The stellar winds in massive stars are driven and accelerated by ultraviolet (UV) resonance lines, thus, they are often referred as line-driven stellar winds. The basic mechanism for such a high acceleration is the absorption of radiation by the atmospheric atoms present in the circumstellar material, so it will depend on the composition, density and degree of ionization (Castor et al. 1975).

Emission lines can be produced by several mechanisms: In the case of *photo excitation* a photon emitted by the photosphere can be absorbed by an atom in the wind, promoting one of its electrons from one level to a higher level. After a short period of time, the electron falls back to the original level, emitting a photon with the same energy as the incoming one, but in a different direction. This is called *resonant scattering* and the corresponding emission line is called a *resonance line*.

If instead of falling to the original level, the electron cascades back through several intermediate levels, and thus the original photon's energy is converted into several photons, corresponding each to the energy difference between the upper and next lower level, *intercombination lines* are formed.

If the atom is excited by collision with other atoms, the process is called *collisional excitation*, is particularly effective for high density plasmas.

When a photon is absorbed by an atom, the momentum is transferred to it. As the radiation of the star is radial, pointing outwards, the average result would be the acceleration of the particles present in the wind outwards. Coulomb interactions enhance this mechanism. Eventually the gravitational potential of the star is overcome and the stellar wind is launched outside the object enriching its surroundings (Lucy & Solomon 1970; Castor et al. 1975).

The acceleration in line driven winds is likely to be unstable, leading to the formation of shocks and inhomogeneous regions in the wind, commonly referred to as clumps Owocki et al. (1988); Owocki & Rybicki (1984). This clumps or inhomogeneous regions in the wind have a density contrast up to  $10^{4-5}$  Puls et al. (2008).

Furthermore, the line-driven instability (LDI) indicates that the wind is most unstable in the outer regions but not nearby to the stellar surface. However, there is evidence that clumps can also be found near the photospheric layers (Sundqvist & Owocki 2013; Torrejón et al. 2015).

The inhomogeneity of stellar winds, can also manifest as large structures. It is known the presence of corotating interaction regions (CIRs), large structures in OB supergiant winds that expand up to several tens of stellar radii. Its presence is supported by modulations of the X-ray emission observed in single OB stars (Oskinova et al. 2001; Nazé et al. 2013; Massa et al. 2014). CIRs are induced by irregularities on the stellar surface and, possibly, magnetic loops, dark/bright spots or non-radial pulsations (Cranmer & Owocki 1996).

### 3.3.1 Wind-fed accretion

In the majority of HMXRBs, the compact object orbits the donor in a close orbit, being embedded in the stellar wind, thus, wind accretion is the most common accretion mechanism in HMXRBs. Therefore the characteristics of the stellar wind, as physical state, structure, and density of the wind has an immediate effect on the accretion rate and hence on the emitted X-ray luminosity.

We particularly focus in the case of a system whose compact object is a NS, which is the case in the systems object of this PhD Thesis. In order to model the different wind-fed accretion regimes, is important in first place to define the Bondi, corotating and magnetospheric radius:

- **Bondi radius:** The Bondi radius Bondi & Hoyle (1944b) is the maximum distance to the NS where the stellar wind is captured by the NS gravitational force:

$$R_B = \frac{2GM}{v^2} \quad (3.15)$$

- **Magnetospheric radius:** Also known as the Alfvén radius. Is the location where the pressure exerted by the gas equals the local magnetic pressure, or bulk velocity equals the Alfvén velocity:

$$R_a = \left( \frac{\mu^4}{2GM\dot{M}^2} \right)^{1/7} \quad (3.16)$$

- **Corotation radius:** Is the location where the spin angular velocity ( $\omega = 2\pi/P_s$ ) of the NS equals the Keplerian velocity ( $\omega = \sqrt{GM/r^3}$ )

$$R_{co} = \left( \frac{GM_{NS}}{4\pi} P_{spin}^2 \right)^{1/3} \quad (3.17)$$



### Classical Bondi-Hoyle-Littleton accretion on a magnetized NS

The Bondi-Hoyle-Littleton accretion mechanism or direct accretion (Bondi & Hoyle 1944a; Bondi & Hoyle 1944b) consists in the accretion by a star moving at a steady speed through an infinite gas cloud. The gravity of the star focuses the flow into a wake which it then accretes. The expected luminosity is close to the accretion luminosity  $L_{acc}$ , defined as the luminosity that would arise if the whole potential energy of the accreted matter is eventually transformed in X-ray luminosity (see eq. 3.5). In the case of the material accreted by a NS:

$$L_{acc} = f_a \frac{GM_{NS}\dot{M}_\star}{R_{NS}}; f_a = \frac{R_B^2}{4a^2} \quad (3.18)$$

Where  $M_{NS}$  is the NS mass,  $R_{NS}$  is de NS radius,  $a$  is the orbital separation and  $R_B$  the Bondi radius (see eq. 3.15).

In this wind-accretion regime the shocked matter is cooled down rapidly mainly via Compton processes and enters the magnetosphere due to the Rayleigh-Taylor instability, which is an instability generated in an interface between two fluids of different densities, which occurs when the lighter fluid is pushing the heavier fluid (Arons & Lea 1976).

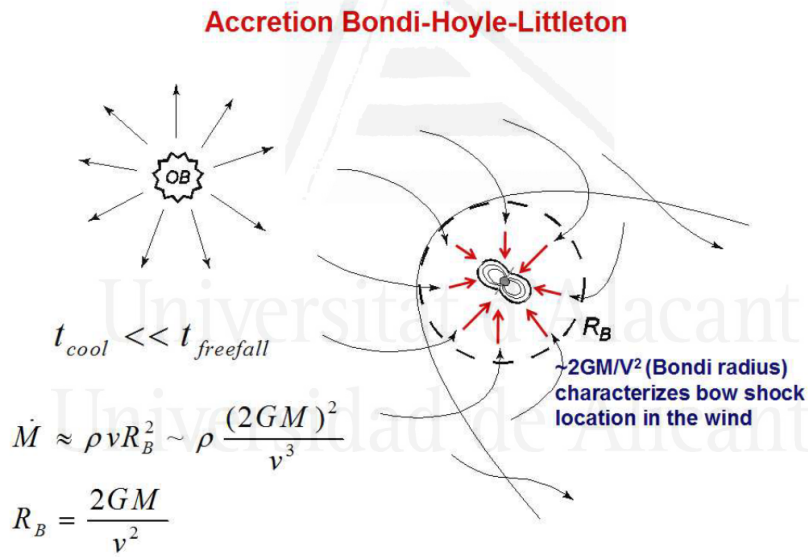


Figure 3.4: Supersonic (Bondi-Hoyle-Littleton) accretion onto magnetized NS

The magnetospheric boundary is characterized by the Alfvén radius  $R_a$  (see eq. 3.3.1). The captured stellar wind has a specific angular momentum  $j = w_b R_B^2$  (Illarionov & Sunyaev 1975), pro-grade or retrograde which can affect the NS spin period, provoking a spin-up or a spin down. This regime of quasi-spherical accretion is realized in bright X-ray pulsars with  $L_x > 4 \times 10^{36}$  ergs  $s^{-1}$  (see Fig. 3.4).

### Subsonic settling accretion on a magnetized NS

In this case the captured wind matter behind the bow shock at  $R_B$  remains hot. This happens when the plasma cooling time is much longer than the free-fall time. In this situation a hot quasi-static shell

forms around the magnetosphere and subsonic (settling) accretion sets in. In this case, both spin-up and spin-down of the NS is possible, even if the sign of  $j\omega$  is prograde or retrograde, because it is the shell which mediates the angular momentum transfer from the NS magnetosphere (via viscous stresses due to convection and turbulence) to the compact object.

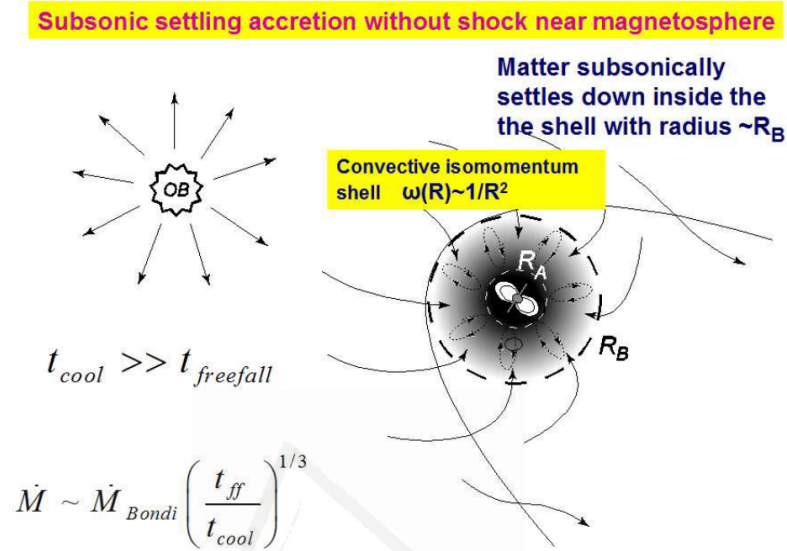


Figure 3.5: Subsonic settling accretion onto magnetized NS

In this regime, the mean radial velocity of matter in the shell is smaller than the free-fall velocity and is determined by the plasma cooling rate near the magnetosphere, which can occur via Compton or radiative cooling:

$$f(u) \simeq \left( \frac{t_{ff}(R_a)}{t_{cool}(R_a)} \right)^{1/3} \quad (3.19)$$

In the settling accretion regime the actual mass accretion rate onto the NS may be significantly smaller than the Bondi mass accretion rate,  $\dot{M} \simeq f(u) * M_B$ , thus, the settling accretion regime produces lower luminosities  $L_x < 4 \times 10^{36} \text{ ergs s}^{-1}$  (see Fig. 3.5).

### 3.3.2 Accretion discs

In the particular case of the formation of accretion discs around NSs, as these compact objects often possess magnetic fields of an order  $\sim 10^{12} \text{ G}$  (strong enough to disrupt the disc flow) and thus the interaction between the NS and the accretion disc is very complex.

Mass transfer in close binary systems can occur via Roche lobe overflow, and as consequence, if the transferring material has rather high specific angular momentum it cannot be accreted directly on to the NS surface. The accreted matter instead must pass from the Roche lobe of the donor to that of the NS through the L1 point.

Unless the NS period is quite long, gas stream appears to the NS to move almost orthogonal to the line of centres as it emerges through L1. It can be demonstrated that the gas stream issuing through L1

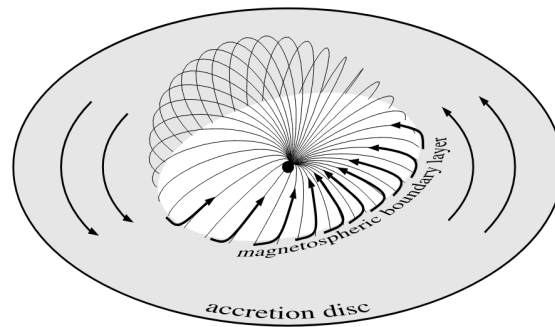


Figure 3.6: Accretion disc around a magnetized NS. The magnetic dipole lines shown represent schematically the boundary of the magnetosphere. (Frank et al. 2002b)

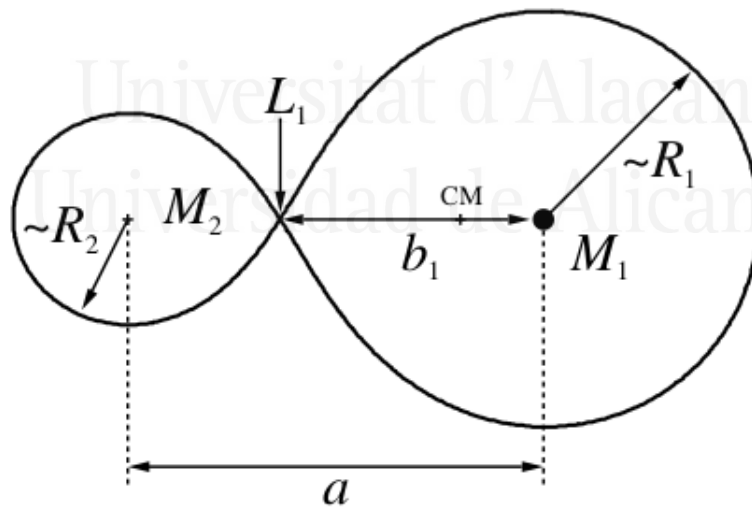


Figure 3.7: This sketch from Frank et al. (2002b) represents the Roche lobe surface of a binary system, where L1 represents the first Lagrangian point, the label 1 refers to the donor, while the label 2 is for the compact object.

is supersonic, and it will continue to be after it enters into the NS Roche lobe as the stream is accelerated by the NS gravity.

The initial conditions near L1 have little effect on the trajectory of the stream, and on energetic grounds can be shown that the width of the stream through L1 is  $\sim 0.1 P c_s$  where  $c_s$  is the sound speed in the envelope of the donor.

A first good approximation would be the orbit of a test particle released from rest at L1, and thus with a given angular momentum, falling in the gravitational field of the NS. The result would be an elliptical orbit lying in the binary plane, and the presence of the donor will cause the disc to precess slowly.

If instead of a single particle, we had a continuous stream passing through L1 will therefore intersect itself, resulting in dissipation of energy via shocks. The gas will initially orbit the NS in the binary plane at a radius  $R_{circ}$  in a Keplerian orbit with the specific angular momentum.  $R_{circ}$  is known as the circulation radius. It can be calculated as (see Fig. 3.7):

$$R_{circ}/a = (1 + q)[0.500 - 0.227 \log(q)]^4 \quad (3.20)$$

Where  $a$  is the orbital separation and  $q$  the mass ratio. It can be shown that  $R_{circ}$  is always smaller than the Roche lobe of the NS, thus, the disc would always be contained inside the Roche lobe.

For a continuous stream the corresponding configuration is a ring of matter at  $R = R_{circ}$ . Clearly, within that a ring will be dissipative processes which will eventually be radiated and therefore lost to the gas. The only way in which the gas can meet this drain of energy is by sinking deeper into the gravitational potential of the NS, i.e. getting closer to the NS.

Since a circular orbit has the least energy for a given angular momentum, most of the matter will spiral slowly closer to the NS through a series of circular orbits in the binary plane. This spiralling in process implies a loss of angular momentum, which will occur by transferring angular momentum outwards, thus, the outer part of the disc will gain angular momentum and will spiral outwards. The original ring of matter at  $R = R_{circ}$  will spread to both smaller and larger radii, forming an accretion disc.

In most cases we may neglect the self-gravity of the disc. The circular orbits are then Keplerian, with angular velocity:

$$\Omega_K(R) = (GM_1/R^3)^{1/2} \quad (3.21)$$

And the total disc luminosity in a steady state must be:

$$L_{disc} = \frac{GM_1 \dot{M}}{2R_\star} = 0.5 L_{acc} \quad (3.22)$$

Where  $\dot{M}$  is the accretion rate.



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

# Tools for the study of HMXRB

## 4.1 Spectra

As the terrestrial atmosphere blocks the incoming X-ray radiation, X-ray sources can be only be observed by telescopes located outside of the atmosphere.

Telescopes as the *XMM-Newton* captures photons recording its energy and location. If we order the flux, i.e. the quantity of photons per area during an interval of time by energy, an X-ray spectrum is built (see Fig. 4.1 for an example). In particular, in this thesis, all the spectra analysed is in the 0.1-10 keV energy range.

The main components of an X-ray spectra are:

**Line emission:** which occurs when an atom, element or molecule is in an excited state and returns to a configuration of lower energy emitting a photon with the energy equals to the difference between levels, and thus, producing a discrete energy distribution.

**The continuum:** which is the radiation produced by populations of electrons with a continuous range of energies, releasing X-ray radiation also in a continuous range of energies via Synchrotron Radiation, Bremsstrahlung, and Compton Scattering.

**And absorption:** the radiation emitted from a source trespass interstellar medium and circumstellar material that surrounds the source itself. These elements are composed by grains, dust and molecules that absorbs and deflects the radiation, specially in the low energy range. In the stellar winds exist some overdense irregularities commonly known as "clumps" which covers part of the radiation produced by the source. In order to account for this effect, a covering fraction can be added to the absorption component.

From the analysis of the spectra of an X-ray source several information can be deduced, as the temperature of the source, degree of ionization of the wind, chemical abundances or density of the surrounding material. This information is obtained by fitting the spectra to certain models, which can be phenomenological or self

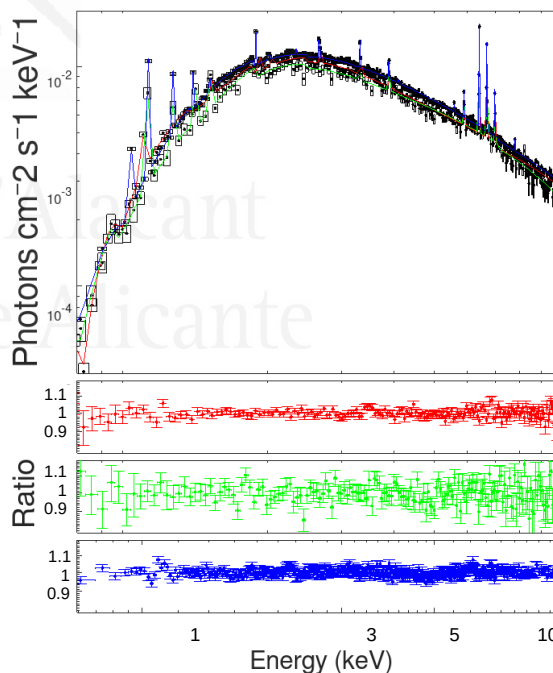


Figure 4.1: Example of three different spectra from Cen X-3 along with the models and the ratios between the model and the data.

consistent. In the former, a good description is usually achieved by adding several unrelated components to account for the remaining structure in the residuals. In this case the emission level at the continuum and at the lines are independent. In the latter, on the other hand, the model describes the whole spectrum, continuum and emission lines lines.

Is interesting to mention that many HMXRBs X-ray spectra exhibit clear positive residuals at low energies after being fitted with either phenomenological models (bb+powerlaw) or self consistent models (bmc, compmag). This is called *the soft excess* and its nature is still no clear. It is usually modelled with thermal components: bremsstrahlung, as proposed by Haberl & Day (1992); Haberl et al. (1994), a blackbody, or even an additional power law.

#### 4.1.1 Modeling the stellar absorption

The total photoionization cross section ( $\sigma_{ISM}$ ) of the ISM (interstellar medium) and circumstellar medium (CSM) depends on the contributions from the gas phase, grain phase and molecules (Wilms et al. 2000; Mathis 1990; Hanke 2011). In the case of HMXRB the NS is highly embedded in the stellar wind of the donor, being the main contributor to the absorption, while the ISM contributes around 10%-30% of the total absorption.

The  $\sigma_{ISM}$  is the cross section of the absorbing medium and  $N_H$  the hydrogen equivalent column density (i.e., in molecular, neutral, or ionized form), so the observed X-ray spectrum of a source would be given by:

$$I_{obs}(E) = e^{-\sigma_{ISM}(E) * N_H} * I_{emitted} \quad (4.1)$$

Where  $\sigma_{ISM}$  is normalized to the total hydrogen number density  $n_H$  (measured in atoms  $\text{cm}^{-2}$ ).

In the articles presented in this thesis, the models used in order to account for the absorption are `tbabs` and `tbnew`. We can add a covering fraction to the absorption component in order to account to the degree of clumping of the source. In this case, the model could be written in the following way:

$$Model(E) = tbnew(1) * (1 + C) * (Continuum + Emissionlines) \quad (4.2)$$

Where  $C$  is the covering fraction: a constant between 0 and 1. HMXRB often obtain high values of  $C$ , between 0.75-1.

#### 4.1.2 Modeling the continuum

In this section we will introduce the continuum model components used in the analysis performed for this thesis. Much more models are available and are being developed and improved continuously in order to find more accurate and reliable descriptions for the observed spectra.

##### Phenomenological model: Powerlaw

This component is usually interpreted as the Comptonization of thermal photons from the neutron star surface in the accretion column.

The X-ray continuum emission oh HMXRBs can usually be well described by multiple photon power law components of the form:

$$A(E) = KE^{-\Gamma}, \quad (4.3)$$

Where  $K$  is the norm in photons/keV/cm<sup>2</sup>/s at 1keV and  $\Gamma$  is the photon index of the power law, which is sensitive to the type of compact object nature (NS or BH) (Titarchuk & Shaposhnikov 2005; Shaposhnikov & Titarchuk 2009; Shrader et al. 2010; Farinelli & Titarchuk 2011; Titarchuk et al. 2014).

### BlackBody radiation

The soft seed photons source can usually be modelled by a black body component (BB). These photons are generated by friction at the accretion disk, in the impact point over the NS surface (i.e. the hot spot) or by the donor itself.

If the observed BB flux is  $F_x$  can be described by the Stefan-Boltzman law:

$$4\pi d^2 F_x = 4\pi R^2 \sigma T^4. \quad (4.4)$$

We can estimate the radius of the emitting area as:

$$R = d/T^2(F_x/\sigma)^{0.5}, \quad (4.5)$$

Values of  $R$  of <10 km can be a signature of a NS:  $R \sim 1 - 3$  km, is expected for a hot spot and  $R \sim 10$  km is compatible with the entire NS surface. Emission from the inner part of the accretion disk would lead to much larger radii, of the order of the magnetospheric radius.

### BMC

This is an analytical model describing Comptonization of soft photons by matter undergoing relativistic bulk-motion.

The typical physical scenario for this model involves thermal X-rays from the inner region of an accretion disk in a black-hole binary illuminating in-falling matter in close proximity to the black-hole event horizon.

The model parameters are the black-body temperature of the soft photon source, a spectral energy index, and an illumination parameter characterizing the fractional illumination of the bulk-motion flow by the thermal photon source.

This model represents a self-consistent convolution of power law and thermal sources. The bulk-motion up-scattering and Compton recoil combine to produce the hard spectral tail, which combined with the thermal source results in the high-soft-state spectrum of black hole accretion. The position of the sharp high energy cutoff (due to recoil) can be determined using the theta function  $\theta(E_c - E)$ .

This model can also be used for the general Comptonization case when the energy range is limited from above by the plasma temperature. (Shrader & Titarchuk 1999)

### Photemis

This model is the 'thermal' (i.e. recombination and collisional excitation) emission at a certain ionization state of the plasma.

The model supplies the emissivity of the gas, in units of erg cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup>, times a factor 10<sup>10</sup>. So the physical meaning of the normalization,  $\kappa$ , is



$$\kappa = \frac{EM}{4\pi D^2} \times 10^{-10}$$

where EM is the emission measure (at the ionization parameter used in the fit) and D is the distance to the source.

### 4.1.3 Emission lines and Ionization parameter.

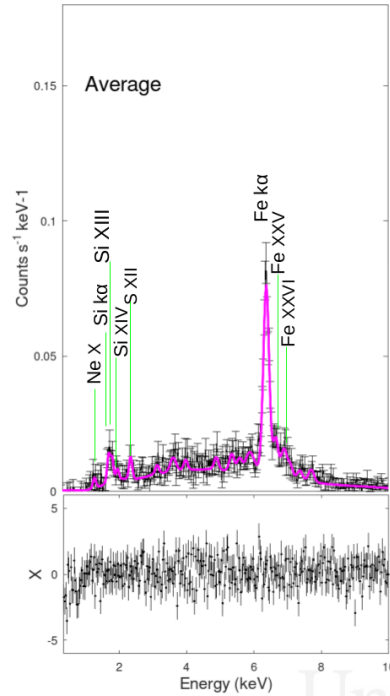


Figure 4.2: Example of emission lines emerging from the continuum of the XMM-Newton eclipse spectra of the HMXRB XTE J1855-026.

Within the spectra of HMXRBs emission lines can be frequently detected (see Fig. 4.2 for a graphical example). These lines generally appears as a discrete energy distribution, which can be modelled in phenomenological models like Gaussian or Poisson distributions. In self-consistent models, some lines are usually contained in the model, and are dependent on the abundance, temperature and ionization degree of the stellar wind.

These lines are generated when an element or molecule in an excited state returns to a configuration of lower energy. Every atom or molecule has a unique set of energy levels, and the emitted photon has a discrete energy, equal to the difference between the initial and final energy state. This happens provided that the stellar wind of the donor is partially photo ionized by the X-ray emission (Audley et al. 1996; Wojdowski et al. 2003).

Different emission lines can be detected depending on the different elements present in the circumsource material, the stellar wind and/or the accretion stream. The emission lines can be produced from different ionization states of these elements, from fluorescence lines of near-neutral species up to He-like and H-like ions. The state of plasma ionization is governed by the *ionization parameter* defined as:

$$\zeta = \frac{L_X}{n_e r_X^2} \quad (4.6)$$

where  $L_X$  is the luminosity of the X-ray source,  $n_e$  is the plasma density and  $r_X$  is the plasma site distance to the X-ray source. The plasma ionization degree increases with  $\zeta$ .

### Fluorescence Lines

A number of  $K\alpha$  fluorescence lines from several elements (Fe, Ar, Ca, S and Si) can be detected in the spectrum of HMXRBs.

These lines occur when radiation removes an electron from its K-shell and the vacancy can be occupied by another electron from an outer shell:  $K\alpha$  emission line, thus, is produced when the transition of an electron from the 2p orbital to the 1s orbital occurs ( $n = 1$  to  $n = 0$ ). On other hand, transitions from the orbital 3p to 1s ( $n = 2$  to  $n = 0$ ) produce  $K\beta$  lines. The expected  $K\beta/K\alpha$  ratio for an optically thin plasma is around 0.13 (Kaastra & Mewe 1993).

The K shell fluorescence lines from near-neutral species directly correlate with the X-ray source brightness. These transitions could arise in the dense cold clumps of the stellar wind, as clumps are dense

rarefactions and the material is less prone to be ionized by the X-ray source.  $K\alpha$  lines are a footprint of high density and low ionized stellar wind.

### High-Ionization Lines

The presence of highly charged ions points to a very hot plasma. These lines can originate from a collisional plasma, i.e. by thermal collisions in which the kinetic energy of the electrons exceed the ionization potential of the atom in question, or from a photoionized plasma (by radiative excitation).

Of particular interest are the Helium-like ions called triplets: the He-like line ratios are a powerful diagnostic tool for the electron temperatures and densities of the plasma and can also be used to determine the ionization process, either collisional, photoionization (totally or partially).

These lines are formed by the following transitions:

1. Resonance (r):  $1s^2\ ^1S_0 - 1s2p\ ^1P_1$
2. Intercombination (i):  $1s^2\ ^1S_0 - 1s2p\ ^3P_{2,1}$
3. Forbidden (f):  $1s^2\ ^1S_0 - 1s2s\ ^3S_1$

The electron density ( $n_e$ ) and temperature ( $T_e$ ) can be estimated using the relations  $G$  and  $R$  indices, defined as (Gabriel & Jordan 1969; Porquet & Dubau 2000):

$$G(T_e) = \frac{(i+f)}{r} \quad (4.7)$$

$$R(n_e) = \frac{f}{i}. \quad (4.8)$$

The processes that ionizes the stellar wind of a system can be determined using the relative intensity of these lines. Two cases can be distinguished:

1. In the case of a pure photoionized plasma, in which the lines are formed almost solely by recombination, the  $i$  line is stronger than the  $r$  line.
2. When collisional excitation dominates the ionization processes compared to radiative recombination, the  $r$  line is more prominent than the  $i$  line.

If the ionization is high enough H-like lines can also form. These lines are formed from the transitions where an electron goes from  $n \geq 2$  to  $n = 1$ . The transitions are named Lyman $\alpha$  ( $Ly\alpha$ ) if the transition is from  $n = 2$  to  $n = 1$  and Lyman $\beta$  ( $Ly\beta$ ) if the transition is from  $n = 3$  to  $n = 1$ .

### Iron complex

The  $FeK\alpha$  emission line (near-neutral fluorescence Fe emission line), is present when a Fe atom absorbs a photon with sufficient energy to remove an electron from its K-shell ( $E > 7.2$  keV) and the vacancy can be occupied by another electron from an outer shell.

In order to have a strong  $FeK\alpha$  line, the ionization parameter must be  $\zeta < 10^2$ . For typical HMXRBs luminosities  $L_X \sim 10^{36}$  erg  $s^{-1}$  this implies high densities. Thus, the  $FeK\alpha$  line is a footprint of lowly ionized high density plasma and thus, can be an indicator of the presence of clumps in the stellar wind (Kallman et al. 2004).

On the other hand, recombination lines  $Fe\ xxv$  and  $Fe\ xxvi$  unveil the presence of very hot gas, where Fe atoms are almost completely stripped off.

## 4.2 Lightcurves and timing analysis

Lightcurves are a measure of the intensity of a source vs time. Several analysis can be performed thanks to the lightcurves obtained during the X-ray observations:

The regular periodicity in a lightcurve can indicate the presence of a NS spin period or an orbital period. In order to search for these periods, periodograms (an estimate of the spectral density of a signal) are used. We can divide the light curve in different energy ranges: low energy (soft) likely of being absorbed or deflected, and high energy (hard) likely to continue its path unaltered. Comparing the intensity of both lightcurves vs time can be deduced if the light of the source is trespassing an over-dense or rarefied area or whether the intensity variations are intrinsic to the source. The presence of a certain time delay within the same lightcurve in different energy ranges can indicate a different emission site or a particularity of the process of emission. In this section we describe some of the analysis that are possible to perform thanks to lightcurves and timing analysis:

### 4.2.1 Pulses and periods

#### Lomb-scargle periodogram

The Lomb–Scargle periodogram (Lomb 1976; Scargle 1998) is a well-known algorithm for detecting and characterizing periodicity in unevenly sampled time-series. Is a method that allows efficient computation of a Fourier-like power spectrum.

There are many other methods to produce periodograms but the Lomb–Scargle periodogram is the most used and widely known. On one hand, is the best-known technique to compute periodicity of unequally spaced data in Astronomy and other fields, and so it is the first tool many will reach for when searching for periodic content in a signal. But the Lomb–Scargle periodogram also occupies a unique niche: it is motivated by Fourier analysis, but it can also be interpreted as a least-squares method. It can be derived from the principles of Bayesian probability theory and has been shown to be closely related to bin-based phase-folding techniques under some circumstances. (Vander-Plas 2018).

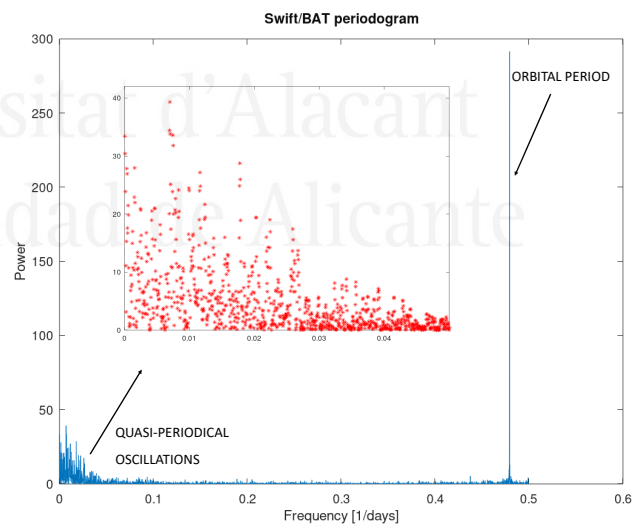


Figure 4.3: Lomb-scargle periodogram of the *Swift/BAT* lightcurve of Cen X-3.

If a well-defined narrow peak is shown in the periodogram we are observing one discrete period, as the NS rotation period or the orbital period. If the X-ray source presents quasi-periodical oscillations, i.e. a Gaussian like distribution of peaks around a certain value in the periodogram, it can be a sing of interactions of the NS magnetic field with the inner part of an accretion disc, or evenly distributed clumps in the stellar wind or other phenomena that, with a certain regularity, modifies the flux of the system (Fig. 4.3 for an example).

### Doppler effect

Within the analysis of an eclipsing or sufficiently inclined system, if the system host a NS, we will be able to draw some conclusions from the evolution of the observed pulse around the orbit of the donor star.

The radius of the ellipse describing the orbit can be deduced for each orbital phase as:

$$R_b = \frac{a}{1 + M_\star / M_{NS}} \quad (4.9)$$

$$R_{orb} = \frac{R_b * (1 - e^2)}{1 + e * \cos(\phi - w)}$$

Where  $a$  is the semi-major axis,  $R_b$  is the radius to the barycenter of the system,  $e$  the eccentricity,  $\phi$  the orbital phase and  $w$  the periapsis argument. Once we know the radius of the orbit, is easy to deduce the variation in the pulse period applying the Doppler equations:

$$P_D = P_0 \left( 1 + \frac{v_D}{c} \right) \quad (4.10)$$

$$v_D = -R_{orb} \omega \sin \phi \sin i$$

Where  $\omega$  is the radial velocity,  $P_0$  the NS pulse in the 0 and 0.5 orbital phase and  $c$  is the light speed constant. In Fig.4.4 these equations and their result had been implemented for an hypothetical system with  $i=80^\circ$ ,  $w=30^\circ$  and  $e=0.6$  and a 1 s NS period.

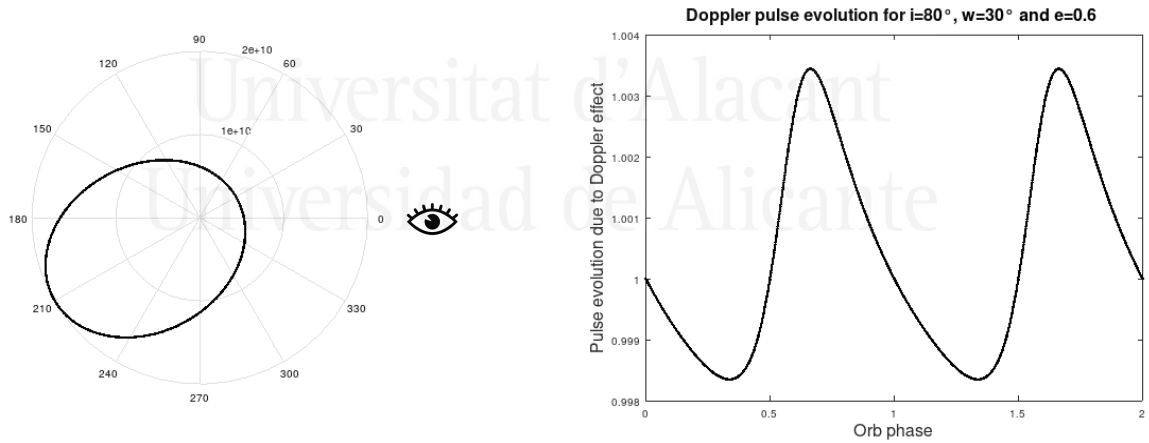


Figure 4.4: Doppler evolution of a 1s NS pulse in an hypothetical system with  $i=80^\circ$ ,  $w=30^\circ$  and  $e=0.6$ .

### 4.2.2 Time delay

Cross-correlation is a measurement that tracks the movements of two or more sets of time series relative to each other. It is used to determine how well they match up with each other and, in particular, at what point the best match occurs.

This can help us to determine if there is a time delay between the lightcurve of a source at different energy ranges. With this information it is possible, for example, shed light over the different emission

sites of two different energy range lightcurves of a source, as light produced farther from the observer will take longer to reach the telescope. It also can unveil a particularity of the emission process.

For example, in Zheng et al. (2020) a detailed study of the spatial distribution of the  $\text{FeK}\alpha$  emitting site in the wind-fed system GX 301-2 by measuring the time delay between the  $\text{FeK}\alpha$  line and the hard X-ray continuum (7.8–12 keV) using the cross-correlation method is presented.

### 4.2.3 Detecting dips with moving averages

In order to find dips in lightcurves it can be useful to use one (or more) pairs of crossing moving averages.

A moving average is calculated by creating a series of averages of a certain number of bins of a time series. Is commonly used to smooth out short term fluctuations and highlight trends, in fact they are widely used in technical analysis of financial data.

A pair of moving averages are generally composed by a fast (formed by averages of a small number of bins) and a slow (formed of a bigger number of bins, and thus softer) moving averages. In this way a dip in a lightcurve will be detected if the fast moving average goes under the fast moving average in a consistent way (see Fig. 4.5 as an example).

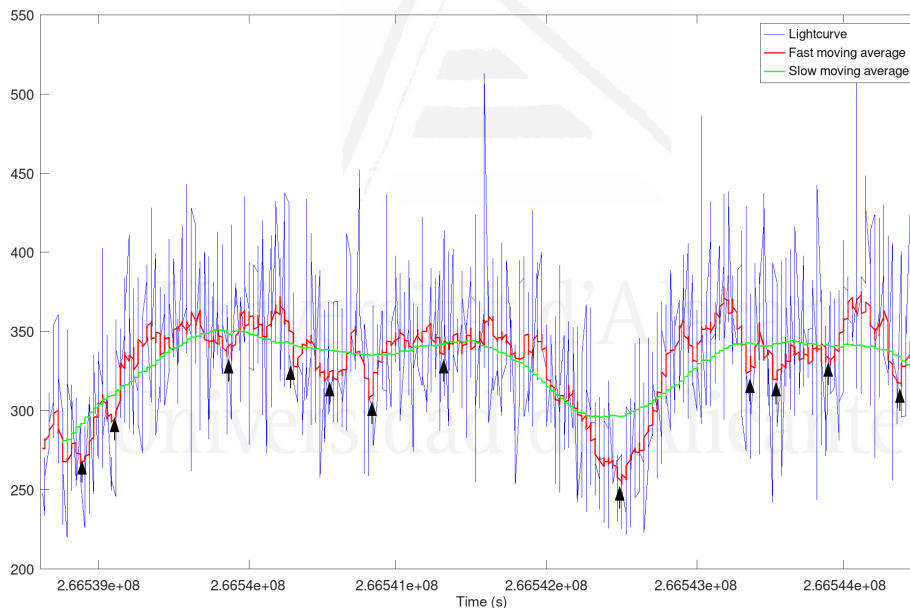


Figure 4.5: Fast and slow moving averages of 10 and 100 bins respectively over a fragment of a Cen X-3 lightcurve. Dips, detected as the events where the fast moving average goes below the fast moving average, are marked as black arrows.

### 4.2.4 Color ratio and hardness ratio

The color ratio (CR) and hardness ratio (HR) are magnitudes based in the relation between the high energy lightcurve and the low energy lightcurve that help us to unveil features of the nature and structure of the star wind. This magnitudes are also useful measures to quantify and characterize the source spectrum, specially when the resolution is not good enough to create a regular data set able to be fitted to a model.

$$CR = lc_H/lc_L \quad (4.11)$$

$$HR = (lc_H - lc_L)/(lc_H + lc_L) \quad (4.12)$$

The  $lc_L$  is the low energy lightcurve (usually up to 3keV) and  $lc_H$  is the high energy lightcurve (from 3keV up).

Thus, an increase of the CR, while we observe a drop in the lightcurve count rate, might mean that a CIR (circumstellar interaction region) or a clump is absorbing part of the low energy lightcurve.

#### 4.2.5 Other phenomena

Thanks to lightcurves and their CR some interesting footprints of different phenomena can be found in the stellar wind of HMXRBs. Some of them are mentioned below:

##### Clumps in the stellar wind

Clumps are high density irregularities present in the stellar wind. Clumps present a colder core, as they are not directly exposed to the stellar radiation. Consequently, the presence of clumps might be accompanied by an enhance of the FeK $\alpha$  line (near neutral iron line). In Fig. 4.6, marked in vertical green lines, some clump footprints in the 4U 0114+65 magnetar candidate lightcurve can be appreciated: they are narrow and the colour ratio tends to increase, which indicates increased absorption as the most probable cause. In this particular case the size of these clump candidates were found to be  $\sim 1.2 \times 10^{-2} R_\star$ .

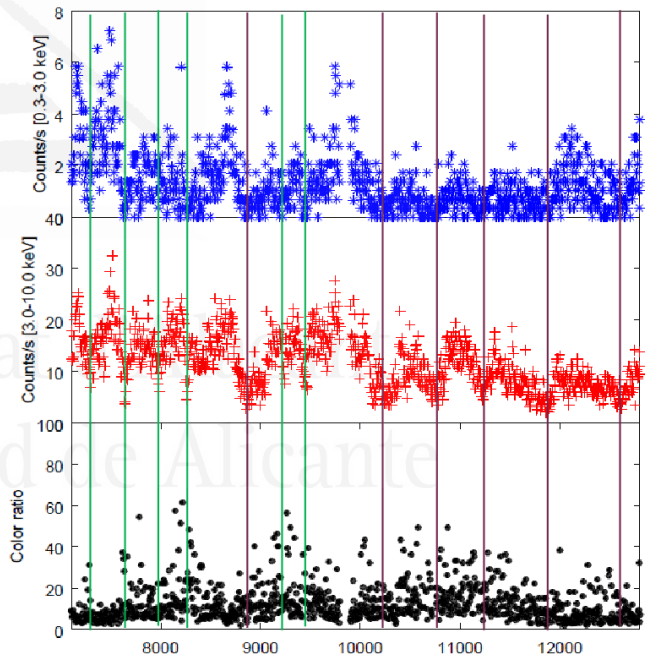


Figure 4.6: Green lines: signature of clumps found in a section of the 4U 0114+65 lightcurve. Magenta lines: longer dips, caused by a general decrease in the mass accretion rate.

##### Corotation interaction regions

Corotation interaction regions (CIRs), are structures linked to the donor, (for example, a flare). These type of structures can leave a footprint in the lightcurve of the object as a decrease (specially in the low energy lightcurve) for a period of time, and thus, it might be accompanied by an increase of the color

ratio. This happens due to the temporal increase of the absorption caused by the CIR itself. A phase resolved analysis of the CIR is useful to confirm this temporal enhance of the absorption.

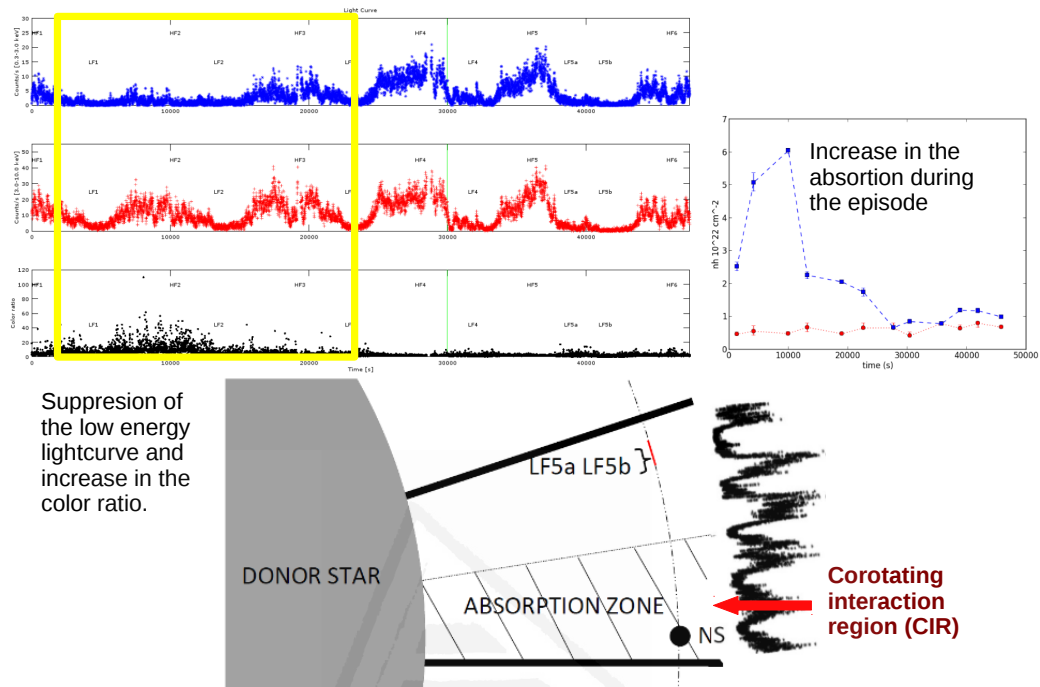


Figure 4.7: In this figure the effect of a CIR in the *XMM-lightcurve* of the magnetar candidate 4U 0114+65 can be appreciated. In the yellow square a suppression of the low energy lightcurve is accompanied by an increase in the CR. In agreement with this, the column density is enhanced during this episode.

See Fig. 4.7 as an example of a CIR candidate: A suppression in the low energy lightcurve can be observed as the CR increases. At the same time the spectral analysis shows an enhance of the absorption column.

### Off-states

Off-states are the suppression of the light curve at all energies, as can be seen in Fig. 4.8.

An off state can occur for several reasons:

- A thick structure can be obscuring the X-ray source. In this case, in order to confirm the hypothesis, would be useful to analyse the behaviour of some emission lines, which could be enhanced by the suppression of the continuum. Particularly the  $\text{FeK}\alpha$  line could be enhance during the obscuration (if the emission zone of the line is not affected). It is also important to calculate the size of the structure in order to determine if it is physically feasible.
- A cessation of the accretion rate caused by a bubble in the stellar wind (van der Meer et al. (2005)). In order to confirm this scenario, a decrease in the absorption column might be observed within the spectral analysis.
- Centrifugal inhibition of accretion. This propeller mechanism originally proposed by Illarionov & Sunyaev (1975) is frequently invoked to explain observed low-luminosity episodes in some X-ray

pulsars.

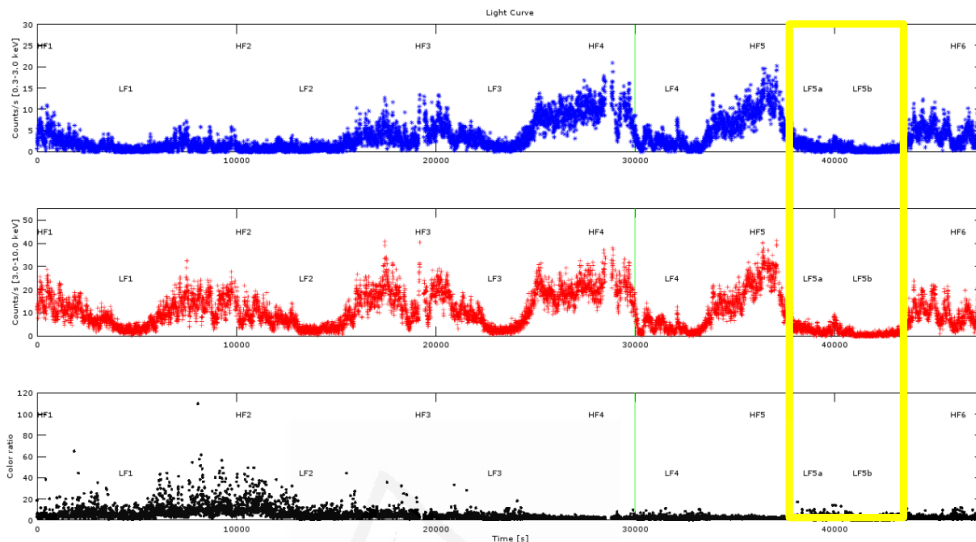


Figure 4.8: Marked in yellow square, an off-state can be appreciated in the *XMM-Newton* lightcurve of the 4U 0114+65 magnetar candidate.

## 4.3 Software

In this section we provide a brief list of the main software used in this thesis for the different tasks related to HMXRB analysis:

### 4.3.1 Data reduction: SAS software

The *XMM-Newton* raw data was transformed into scientific products using the Science Analysis System (SAS). SAS is a collection of tasks, scripts and libraries, specifically designed to reduce and analyze data collected by the *XMM-Newton* observatory. (See <https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/what-is-sas> for more information).

The data were first processed through the pipeline chains and filtered. For MOS2 and MOS1, only events with a pattern between 0 and 12 were considered. The data were filtered through #XMMEA EM. For pn, we kept events with `flag = 0` and a pattern between 0 and 4. The data was filtered through #XMMEA EP (Turner et al. 2001).

In order to create the correspondent GTI (good time intervals) we chose a background threshold of  $< 0.35$  counts  $s^{-1}$  for MOS2 and  $< 0.4$  counts  $s^{-1}$  for pn.

We also checked whether the observations were affected by pile-up using the task `epatplot`. In the case that the pile-up resulted positive, it was corrected by subtracting a small portion from the center of the extraction region (a circle centered in the brightest point of the source).

After this process we obtained the cleaned files used to produce the spectra and lightcurves.



### 4.3.2 Spectral models: ISIS and XSPEC

Two X-ray fitting packages has been used in order to model and analyse the spectra:

- XSPEC Is maintained by HEASARC at NASA/GSFC. It is a command-driven, interactive, X-ray spectral-fitting program, designed to be completely detector-independent so that it can be used for any spectrometer. The first version of XSPEC was written in 1983 at the Institute of Astronomy in Cambridge by Rick Shafer. It was originally written to perform spectral analysis of data from the ESA EXOSAT X-ray observatory, which was launched that year (see Arnaud (1996)).
- ISIS the Interactive Spectral Interpretation System, is also a command-driven, interactive, X-ray spectral-fitting program. It is being developed as a programmable, interactive tool for studying the physics of X-ray spectrum formation, supporting measurement and identification of features. Isis, unlike Xspec, offers parallelization of fits and error bar searches (see Houck & Denicola (2000)).  
(See [https://space.mit.edu/home/mnowak/isis\\_vs\\_xspec/](https://space.mit.edu/home/mnowak/isis_vs_xspec/), a very usefull and interesting summary of an user comparing both software).

### 4.3.3 Pulse detection

Two packages were used to perform the timing analysis presented in this thesis:

- Period04 is a computer program especially dedicated to the statistical analysis of large astronomical time series containing gaps. The program offers tools to extract the individual frequencies from the multiperiodic content of time series and provides a flexible interface to perform multiple-frequency fits (See Lenz & Breger (2005)).
- Period from the Starlink project. The Starlink Project is an opensource code that was a long running UK Project supporting astronomical data processing. It was shut down in 2005 but the software continued to be developed at the Joint Astronomy Centre until March 2015, and is now maintained by the East Asian Observatory (see Currie et al. (2014)).

### 4.3.4 Mathematical and statistical analysis

The mathematical and statistical calculations were mainly performed with Octave. Octave is free software licensed under the GNU General Public License (GPL). Is a high-level programming language intended for scientific computing and numerical computation. The language is mostly compatible with MATLAB.

The project was intended to be a tool to a chemical reactor design course. Real development started in 1992 by John W. Eaton.

The program was named after Octave Levenspiel, a former professor of the principal author. A little curiosity: Levenspiel was known for his ability to perform quick back-of-the-envelope calculations (the software can be downloaded in <https://octave.org/>).

## XMM-Newton observatory

Since Earth's atmosphere blocks X-ray emission, only a telescope in space, like The European Space Agency's (ESA) X-ray Multi-Mirror Mission (*XMM-Newton*) can detect and obtain data from celestial X-ray sources.

This observatory was launched on December 10th 1999, and since, has been helping scientists to unveil a number of cosmic mysteries, from BHs and NSs to the origins of the Universe itself. It carries 3 high throughput X-ray telescopes with an unprecedented effective area, and the first optical monitor to be flown on a X-ray observatory.

The satellite was launched by an Ariane 5 and placed in a highly elliptical orbit: 47.8 h synchronous period, 7000 km perigee, 114000 km apogee (see Fig. 5.1 for a sketch of the orbit of the observatory around the earth).

To obtain observing time on XMM-Newton, members of the scientific community can apply for observational periods on a competitive basis.

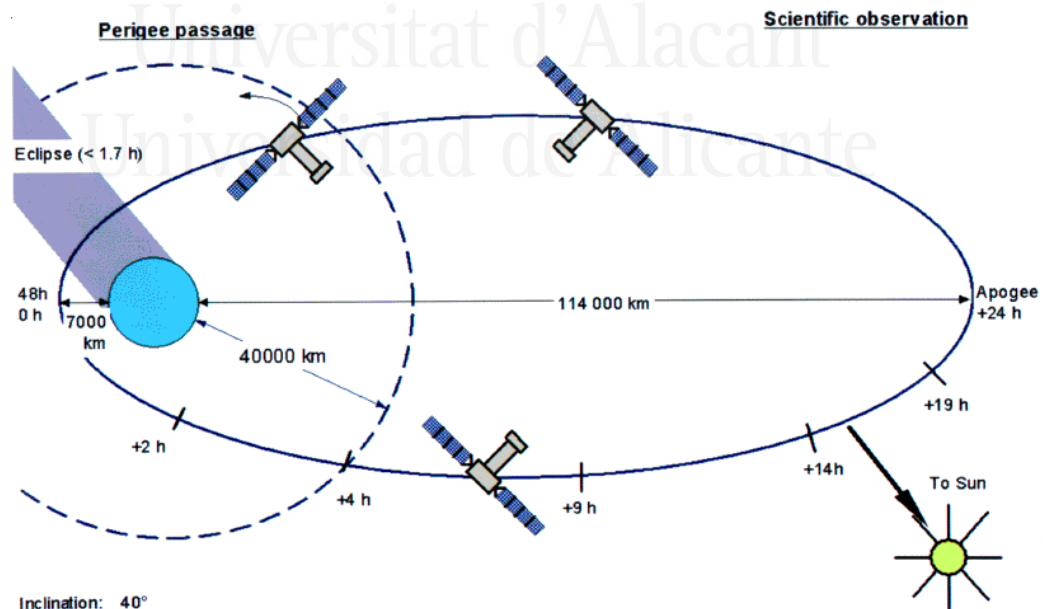


Figure 5.1: Schematic of XMM-Newton's operational orbit at the start of the mission. From the VILSPA XMM-Newton Science Operations Center, courtesy of Dornier Satellitensysteme GmbH.

## 5.1 The XMM-Newton spacecraft

### 5.1.1 Components

The XMM-Newton satellite is configured by modules and is composed of four main elements (Barre H. 1999; van Katwijk K. 1999):

1. The Focal Plane Assembly (FPA), consistent of: the Focal Plane Platform (FPP) carrying two Reflection Grating Spectrometer (RGS), an EPIC PN and two EPIC MOS imaging detectors, and the data handling and power distribution units. The EPIC and RGS instruments are fitted with radiators, in order to cool down the CCD detectors.
2. The 6.80 m Telescope Tube, build of carbon fibre, maintaining the relative position between the FPA and the Mirror Support Platform (MSP). Due to its length, the Telescope Tube is divided in two halves: the upper and lower tubes. The upper tube includes two reversible venting and out-gassing doors (VOD), and supports the out-gassing baffle (OGB).
3. The Mirror Support Platform (MSP), consisting of the platform carrying the three mirrors assemblies (Mirror Modules, entrance and exit baffles, doors and two RGS grating boxes), the Optical Monitor (OM) and the two star-trackers.
4. The Service Module (SVM): it carries the spacecraft subsystems and associated units providing the necessary resources to the satellite. Attached to it, are the two solar-array wings, the Telescope Sun Shield (TSS) and the two S-band antennas.

The different components of the XMM spacecraft and its payload are represented in Fig. 5.2.

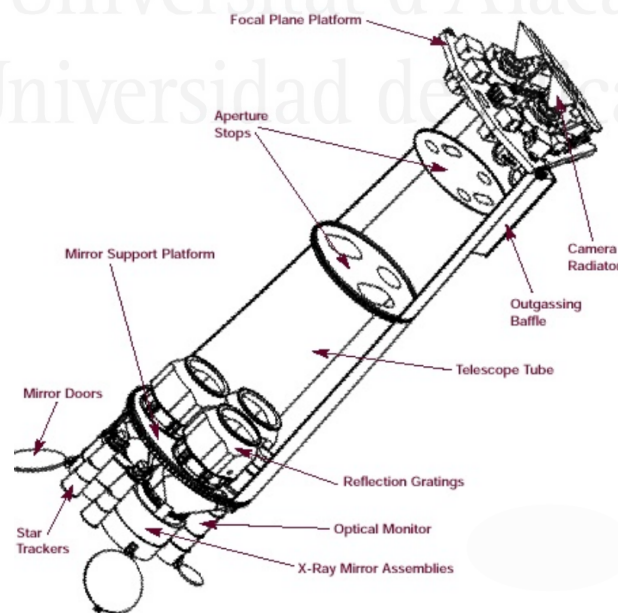


Figure 5.2: Sketch of the components present in the *XMM-Newton* spacecraft.

## 5.2 The European Photon Imaging Camera (EPIC) onboard XMM-Newton

The *XMM-Newton* spacecraft carries a set of three X-ray CCD cameras, known as the European Photon Imaging Camera (EPIC). Two of the cameras are Metal Oxide Semi-conductor (MOS) CCD arrays (referred to as the MOS1 and MOS2 cameras). They are installed behind the X-ray telescopes that are equipped with the gratings of the Reflection Grating Spectrometers (RGS).

The gratings divert  $\sim 50\%$  of the telescope incident flux towards the RGS detectors, so, taking into account structural obscuration,  $\sim 44\%$  of the original incoming flux reaches the MOS cameras. The third X-ray telescope uses pn CCDs and is referred as the pn camera. (Turner et al. 2001; Strüder et al. 2001).

Another device on board of *XMM-Newton* is the EPIC Radiation Monitor (ERM). Its main function is the detection of the radiative belts and solar flares in order to supply information for the correct operation of the EPIC camera. The ERM also provides detailed monitoring of the space radiative environment, being a reference for the development of detectors to be used in futures missions.

The telescope's field of view (FOV) is 30 arcmin and in the energy range goes from 0.15 to 15 keV with moderate spectral ( $E/\Delta E \sim 20-50$ ) and angular resolution (PSF, 6 arcsec FWHM). With this features, the EPIC cameras are able to perform extremely sensitive observations.

All EPIC CCDs operate in photon counting mode with a fixed mode-dependent frame read-out frequency, producing event lists, which are tables with one entry line per received event. Relevant attributes of these events are registered, as the position at which they were detected, their arrival time and their energies.

The EPIC cameras allow several modes of data acquisition. In the case of the two MOS cameras, the outer ring of 6 CCDs remain in standard full-frame imaging mode while the central MOS CCD can be operated separately. The pn camera CCDs is operated in all quadrants for full frame, extended full frame and large window mode, while with one single CCD for small window, timing and burst mode (see Fig. 5.3 to see a representation of the operating modes and also the CCD distributions).

The available operating modes are the following:

1. **Full frame** and **extended full frame** (only in the case of the pn camera). In this mode, all pixels of all CCDs are read out covering the full FoV.
2. **Partial window**
  - (a) **MOS** In small window mode an area of 100 x 100 pixels is read out, while in large window mode an area of 300 x 300 pixels is active.
  - (b) **pn** In large window mode the half the area is read out, which corresponds with 6 CCDs, while in small window mode only one CCD is covered.
3. **Timing**
  - (a) **MOS + pn** In timing mode, imaging is made only in one dimension, along the column axis. Data from a predefined area on one CCD chip are collapsed into a one-dimensional row to be read out at high speed.
  - (b) **pn only** Burst mode: is a special operating mode, only available for the pn camera. It has very high time resolution, but has a low duty cycle of 3%.

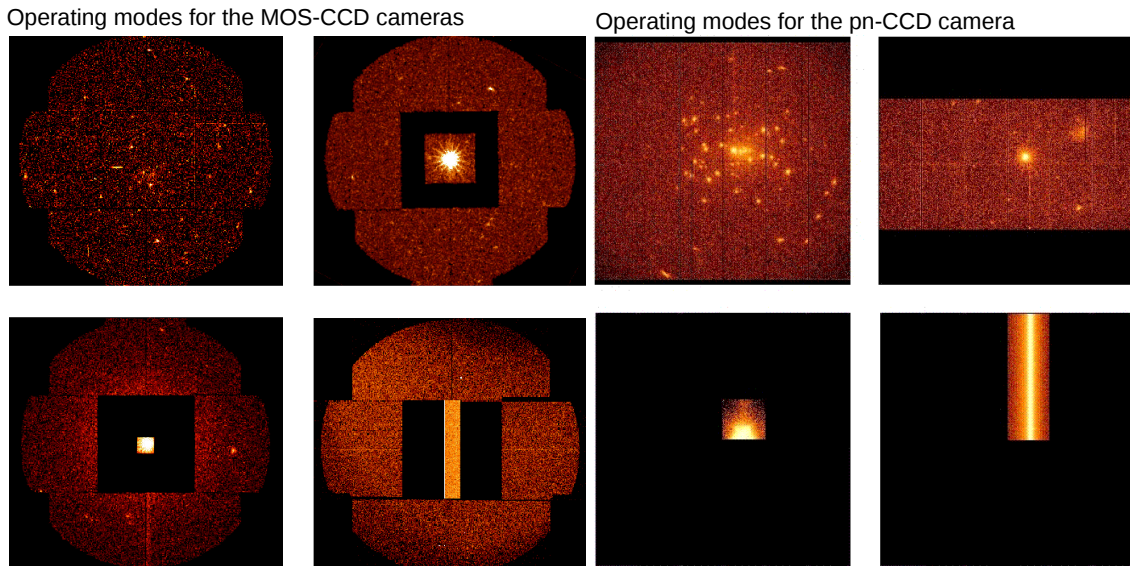


Figure 5.3: Operating modes for the MOS-CCD cameras: Top left: Full Frame mode; top middle-left: Large Window mode; bottom left: Small Window mode, and bottom middle-left: Timing mode. In Timing mode, the X axis of the central CCD is the projected image of the source, and has thus true spatial information; the Y axis does not carry any spatial information but is a measure of time, with roll-over of 1024 time-units in the figure shown. Operating modes for the pn-CCD camera: Top middle-right: Full Frame and Extended Full Frame mode; top right: Large Window mode; bottom middle-right: Small Window mode, and bottom middle-right: Timing mode. The Burst mode is different from the Timing mode as the source position is not read out, i.e. rows 181-200 will be dark.

### 5.3 The Reflection Grating Spectrometer (RGS) onboard *XMM-Newton*

Behind the MOS cameras  $\sim 50\%$  of the X-ray light is deflected to the two (RGS). Each RGS consists of an array of reflection gratings which diffracts the photons to an array of dedicated CCD detectors. The RGS instruments provide a high resolving power (150 to 800) over the 0.33 to 2.5 keV energy range (den Herder et al. 2001)

The instrument consists of two identical chains with the following units (see Fig. 5.4):

1. Two Reflection grating Arrays units (RGA), directly attached to the corresponding mirror assemblies.
2. Two Focal Plane Camera units (RFC), each including a stand-off structure, a radiator and the detector itself with its front-end electronics.
3. Two Analogue Electronic units (RAE), containing prime and redundant functions.
4. Four Digital Electronic units (RDE), two for each chain.
5. The relevant interconnecting harness between the different units.

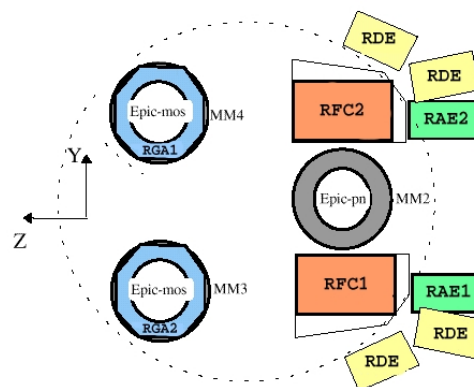


Figure 5.4: Relative position of various units of the *XMM-Newton* telescope.

**Part III**

**CONCLUSIONS**



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante



# Conclusions

## 6.1 XMM-Newton spectroscopy of the accreting magnetar candidate 4U0114+65

- We successfully fit the pulse phase resolved spectra with a Bulk Motion Comptonization model (bmc) for the first time. This model implies a very small ( $r \sim 3$  km) and hot ( $kT \sim 2 - 3$  keV) emitting region and, therefore, points to a hot spot on the surface of a rotating NS as the most likely explanation for the X-ray pulse.
- The large NS spin period ( $P_{spin} \sim 9.4$  ks) and the secular spin up  $\nu = 6.62 \times 10^{-10} t + 6.91 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ , can be explained within the theory of quasi-spherical settling accretion onto the NS provided that the magnetic field is in the magnetar range  $\mu_{30} \sim 30 - 100$ .
- Due to the extremely slow NS rotation period, even with such a large magnetic field, the magnetospheric radius ( $R_A$ ) is still much smaller than the co-rotation radius  $R_c$ . This is consistent with the persistent nature of this source.
- The stellar wind of the supergiant star presents a covering fraction ( $\sim 0.3$ ) much lower than typically found for other systems with supergiant donors ( $\sim 0.8 - 0.9$ ). This points to a much lower degree of wind clumping. This is also supported by the much weaker Fe  $K\alpha$  line as compared to other HMXBs. We suggest that the proximity of 4U 0114+65 to the bistability jump, where the mass loss and the wind acceleration change dramatically, could have a strong impact on wind clump formation.
- The lightcurve presents dips clearly seen within the HF states. The short dips tend to show a color ratio increase and would be caused by wind clump absorption. The long dips, in turn, tend to show a constant CR and would be produced by a general decrease in the mass accretion rate associated with the pass of an interclump zone by the NS. Its characteristic sizes would be  $\simeq 1.6 \times 10^{-3} R_*$  ( $4 \pm 3 \times 10^9$  cm) and  $\simeq 1.2 \times 10^{-2} R_*$  ( $2.9 \pm 2.2 \times 10^{10}$  cm) for the long and short dips respectively. The interclump to clump size ratio observed is  $\sim 7$  close to the expected value ( $\sim 10$ ) predicted by the theoretical models of stellar winds in massive stars.
- We have detected two episodes of low luminosity. The first one affects only the low energies and can be attributed to a large ( $l \sim [0.3 - 0.5] R_*$ ) over dense structure in the B1 supergiant donor's wind, compatible with a corotating interaction region (CIR). The second in turn, affects all energies. An eclipse due to an optically thick structure or accretion failure caused by a rarefied cavity in the wind seem to be unlikely. Considering the small difference (within a factor) between the Bondi and magnetospheric radii, spherically asymmetric capture of matter close to the Bondi radius might cause temporal cessation of accretion onto one NS magnetic pole. Such a mass accretion redistribution between the NS poles can also produce the observed change in the NS pulse shape.



## 6.2 X-ray variability of the HMXB Cen X-3: evidence for inhomogeneous accretion flows

- We describe the X-ray spectra of Cen X-3 by a phenomenological model consisting of a black body plus a power law. The use of alternative thermal components (i.e. `diskbb`) results in poorer statistics. Thermal comptonisation (i.e. `comptt`) or hybrid thermal plus bulk comptonisation models (i.e. `compmag`) do not describe well the data either. Purely thermal models (e.g., the disk emission) fit the data well but the parameters are difficult to explain or unphysical.
- The source exhibits high-soft  $\Leftrightarrow$  low-hard transitions. During high state, the black body component increases in the overall emission budget although the power law dominates the whole spectrum at all fluxes. The black-body emitting area has an equivalent radius of the order of 2 km, compatible with a hot spot on the NS surface. During low states, the size of the black-body emitting area is found to be much larger, from 5 to 10 km. Concurrently, the pulsed fraction is also smaller during low states.
- The absorption column to the X-ray source has two components. On one hand,  $N_{\text{H},2} \sim 0.5 - 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , is compatible with the ISM, as deduced from optical observations of the donor. On the other hand,  $N_{\text{H},1}$ , corresponds to the local plus ISM absorption. It decreases as the egress progresses, from  $N_{\text{H},1} \sim 7 - 8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  to  $N_{\text{H},1} \sim 4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  out-of-eclipse. However, it displays two enhancements, coinciding with the two flux rises (intervals 2 and 4, Fig. ??). Thus, the local material is absorbing the X-ray source as it emerges from the eclipse, probably corotating with it.
- The spectra show emission lines from a photoionised plasma. The most prominent lines correspond to Fe. The equivalent width of highly ionized species (Fe xxv He like, and Fe xxvi H-like  $\text{Ly}\alpha$ ) decrease during the egress as the continuum rises. Their intensities increase during the egress, thereby demonstrating that a significant fraction must originate relatively close to the NS. In turn, the equivalent width of the neutral Fe increases. It must originate in dense and cold structures emerging during the egress. We suggest that these structures are located along the accretion stream. In this scenario, the line intensities must show maximum and minimum at orbital phases 0.25 and 0.5 respectively, corresponding to maximum and minimum stream projected areas. While the first one is seen, the second is not, although the source was in different states.
- The low state egress 3 – 10 keV lightcurve is highly structured showing several intervals. This structure can not be explained by the propagation of X-rays through the stellar wind of the donor but, rather, is due to the appearance of several extended emitting regions. The first, most prominent rise, corresponds to a structure whose size is compatible with the Roche lobe size of Cen X-3,  $R_{\text{L}} \simeq 0.3R_{*}$ . The second rise signals the egress of an emitting region with a size  $\simeq 0.17R_{*}$ . Possible candidates for these structures could be the accretion disk and reflection from the the optical star atmosphere close to the inner Lagrangian point, respectively.
- The out-of-eclipse lightcurve (high state) shows prominent dips. These dips are not caused by absorption of the intervening material. The separate spectral analysis for both dips and out-of-dip data found no significant differences in the absorption columns or any other parameter except the flux, which is reduced by a  $\sim 40\%$ . Instead, they can be caused by a sporadic decrease in the accretion rate, most likely, due to instabilities at the inner edge of the disk interacting with the NS magnetosphere. The characteristic time for these instabilities scales with the diffusion time at the inner disk radius which, for Cen X-3, turns out to be  $t_{\text{d}} \sim 1.0 - 1.5 \times 10^3 \text{ s}$ , close to the observed dip duration. This is much longer than the dips seen in direct wind accretors, attributed to wind clumps (tens of seconds) and interclump rarefactions (hundreds of seconds).

### 6.3 The first X-ray spectrum of the HMXB XTE J1855-026 during the compact object eclipse

- The black body component, used to describe the soft excess during pre eclipse, is not observed during eclipse. It must be then produced near the NS or along the donor-NS line.
- The 0.3 – 10 keV luminosity during eclipse ( $\sim 10^{34}$  erg s<sup>-1</sup>) is 70 times lower than pre eclipse, well within the range found for eclipsing SGXRB's. This large ratio would not be due to a different state of the source, as suggested by the long term light curve, but to deeper X-ray eclipses caused by the absorption of scattered photons in the non illuminated part of the wind.
- The intensity of the Fe K $\alpha$  line, on the average eclipse spectrum, is  $\sim 7.4$  times lower than the one measured during pre eclipse. Since K $\alpha$  photons can not be resonantly scattered in the wind, the vast majority of Fe K $\alpha$  emission must come from distances  $r_X < 1R_*$  from the NS.
- The eclipse spectrum is successfully modelled through the addition of two photoionized plasmas, one with low ionization ( $\log \xi_{1,\text{cold}} = 0.36$ ) and high emission measure ( $EM_{1,\text{cold}} \approx 3 \times 10^{59}$  cm<sup>-3</sup>) and another with high ionization ( $\log \xi_{2,\text{hot}} = 3.7$ ) and low emission measure ( $EM_{2,\text{hot}} \approx 2 \times 10^{56}$  cm<sup>-3</sup>).
- Assuming that the cold and hot gas phases are the clumps and the interclump medium of the stellar wind, respectively, and a clump volume filling factor  $f_V \approx [0.04 - 0.05]$ , as observed for massive stars, a density contrast between clumps and the interclump medium of  $n_c/n_i \approx 180$  is deduced in agreement with theoretical expectations and optical-UV observations of massive star winds.

### 6.4 Future prospects

There are still a lot of work to do. Based in the articles published, more observation time was obtained with *CHANDRA* to observe the 4U 0114+65 system. The data is currently been analysed. A target of opportunity observation (which will take place if some requisites are accomplished) was also approved for *CHANDRA* to observe CenX-3.

Following the analysis performed during the research work presented in this PhD Thesis we would like to:

- Analyse the spectra using phenomenological models to other sources, as done with XTE J1855-026.
- Further investigate the role of circumstellar absorption in the eclipse/out-of-eclipse luminosity ratio and its implications in the spectra.
- Analyse other available data of CenX-3 to further analyse the high-soft and low-hard luminosity episodes and the presence of  $\sim 1000$ s dips.
- Search for clump signatures in other HMXRB lightcurves.



Universitat d'Alacant  
Universidad de Alicante

# Bibliography

---

- Aftab N., Paul B., Kretschmar P., 2019a, *ApJS*, 243, 29
- Aftab N., Paul B., Kretschmar P., 2019b, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 243, 29
- Arnaud K. A., 1996, in Jacoby G. H., Barnes J., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V*. p. 17
- Arons J., Lea S. M., 1976, *ApJ*, 207, 914
- Audley M. D., et al., 1996, *ApJ*, 457, 397
- Augello G., Iaria R., Robba N. R., Salvo T. D., Burderi L., Lavagetto G., Stella L., 2003, *The Astrophysical Journal*, 596, L63
- Barre H. N. H. . J. G., 1999, *ESA Bulletin*, 100
- Bildsten L., et al., 1997, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 113, 367
- Bombaci I., 1996, *A&A*, 305, 871
- Bondi H., Hoyle F., 1944a, *MNRAS*, 104, 273
- Bondi H., Hoyle F., 1944b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 104, 273
- Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, *ApJ*, 195, 157
- Chandrasekhar S., 1931a, *ApJ*, 74, 81
- Chandrasekhar S., 1931b, *MNRAS*, 91, 456
- Clark J. S., Goodwin S. P., Crowther P. A., Kaper L., Fairbairn M., Langer N., Brocksopp C., 2002, *A&A*, 392, 909
- Cranmer S. R., Owocki S. P., 1996, *ApJ*, 462, 469
- Currie M. J., Berry D. S., Jenness T., Gibb A. G., Bell G. S., Draper P. W., 2014, in Manset N., Forshay P., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 485, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII*. p. 391
- Devasia J., Paul B., 2018, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 39, 7
- Ding Y. Z., et al., 2021, *Timing and spectral variability of high mass X-ray pulsar GX 301–2 over orbital phases observed by Insight-HXMT (arXiv:2106.14603)*
- Ebisawa K., Day C. S. R., Kallman T. R., Nagase F., Kotani T., Kawashima K., Kitamoto S., Woo J. W., 1996, *PASJ*, 48, 425

- Einstein A., 1916, *Annalen der Physik*, 354, 769
- Ergma E., van den Heuvel E. P. J., 1998, *A&A*, 331, L29
- Falanga M., Bozzo E., Lutovinov A., Bonnet-Bidaud J. M., Fetisova Y., Puls J., 2015, *A&A*, 577, A130
- Farinelli R., Titarchuk L., 2011, *A&A*, 525, A102
- Fender R., 2010, *Jets from X-ray binaries*. p. 381
- Fowler R. H., 1926a, *MNRAS*, 87, 114
- Fowler R. H., 1926b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 87, 114
- Frank J., King A., Raine D., 2002a, *Accretion Power in Astrophysics*, 3 edn. Cambridge University Press, doi:10.1017/CBO9781139164245
- Frank J., King A., Raine D. J., 2002b, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*
- Gabriel A. H., Jordan C., 1969, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 145, 241
- Giménez-García A., Torrejón J. M., Eikmann W., Martínez-Núñez S., Oskinova L. M., Rodes-Roca J. J., Bernabéu G., 2015, *A&A*, 576, A108
- Haberl F., Day C. S. R., 1992, *A&A*, 263, 241
- Haberl F., Aoki T., Mavromatakis F., 1994, *A&A*, 288, 796
- Hanke M., 2011, PhD thesis, Dr. Karl Remeis-Sternwarte, Astronomisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, Sternwartstr. 7, 96049 Bamberg, Germany
- Hertz P., Joss P. C., Rappaport S., 1978, *ApJ*, 224, 614
- Hill A. B., et al., 2005, *A&A*, 439, 255
- Houck J. C., Denicola L. A., 2000, in Manset N., Veillet C., Crabtree D., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 216, Astronomical Data Analysis Software and Systems IX*. p. 591
- Iben I. J., Renzini A., 1983, *ARA&A*, 21, 271
- Illarionov A. F., Sunyaev R. A., 1975, *A&A*, 39, 185
- Islam N., Paul B., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461, 816
- Jones C., Forman W., Tananbaum H., Schreier E., Gursky H., Kellogg E., Giacconi R., 1973, *ApJ*, 181, L43
- Kaastra J. S., Mewe R., 1993, *A&AS*, 97, 443
- Kallman T., Bautista M., 2001, *ApJS*, 133, 221
- Kallman T. R., Palmeri P., Bautista M. A., Mendoza C., Krolik J. H., 2004, *ApJS*, 155, 675
- Krtićka J., Kubát J., Krtićková I., 2015, *A&A*, 579, A111
- Kudritzki R.-P., Puls J., 2000, *ARA&A*, 38, 613
- Lenz P., Breger M., 2005, *Communications in Asteroseismology*, 146, 53

- Levine A., Rappaport S., Deeter J. E., Boynton P. E., Nagase F., 1993, *ApJ*, 410, 328
- Levine A. M., Rappaport S. A., Zojcheski G., 2000, *The Astrophysical Journal*, 541, 194
- Lomb N. R., 1976, *Ap&SS*, 39, 447
- Lucy L. B., Solomon P. M., 1970, *ApJ*, 159, 879
- Martínez-Chicharro M., et al., 2021, *MNRAS*, 501, 5646
- Martínez-Núñez S., et al., 2017, *Space Sci. Rev.*,
- Massa D., Oskinova L., Fullerton A. W., Prinja R. K., Bohlender D. A., Morrison N. D., Blake M., Pych W., 2014, *MNRAS*, 441, 2173
- Mathis J. S., 1990, *ARA&A*, 28, 37
- Mukherjee U., Raichur H., Paul B., Naik S., Bhatt N., 2007, *Orbital Evolution and orbital phase resolved spectroscopy of the HMXB pulsar 4U 1538-52 with RXTE-PCA and BeppoSAX (arXiv:astro-ph/0702142)*
- Naik S., Paul B., Ali Z., 2011, *ApJ*, 737, 79
- Nazé Y., Oskinova L. M., Gosset E., 2013, *ApJ*, 763, 143
- Nebot Gómez-Morán A., Oskinova L. M., 2018, *A&A*, 620, A89
- Oppenheimer J. R., Snyder H., 1939, *Phys. Rev.*, 56, 455
- Oppenheimer J. R., Volkoff G. M., 1939, *Phys. Rev.*, 55, 374
- Oskinova L. M., Clarke D., Pollock A. M. T., 2001, *A&A*, 378, L21
- Owocki S. P., Rybicki G. B., 1984, *ApJ*, 284, 337
- Owocki S. P., Castor J. I., Rybicki G. B., 1988, *ApJ*, 335, 914
- Parkes G. E., Murdin P. G., Mason K. O., 1978, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 184, 73P
- Penny A. J., Olowin R. P., Penfold J. E., Warren P. R., 1973, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 163, 7P
- Porquet D., Dubau J., 2000, *A&AS*, 143, 495
- Postnov K., Staubert R., Santangelo A., Klochkov D., Kretschmar P., Caballero I., 2008, *A&A*, 480, L21
- Primini F., Rappaport S., Joss P. C., 1977, *ApJ*, 217, 543
- Puls J., Vink J. S., Najarro F., 2008, *A&A Rev.*, 16, 209
- Raichur H., Paul B., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401, 1532
- Reisenegger A., 2003, *arXiv e-prints*, pp astro-ph/0307133
- Reynolds A. P., Bell S. A., Hilditch R. W., 1992, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 256, 631

- Reynolds A. P., Hilditch R. W., Bell S. A., Hill G., 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 261, 337
- Scargle J. D., 1998, *ApJ*, 504, 405
- Shakura N., Postnov K., Kochetkova A., Hjalmarsdotter L., 2012, *MNRAS*, 420, 216
- Shakura N. I., Postnov K. A., Kochetkova A. Y., Hjalmarsdotter L., 2014, in *European Physical Journal Web of Conferences*. p. 02001 (arXiv: 1307.3029), doi:10.1051/epjconf/20136402001
- Shaposhnikov N., Titarchuk L., 2009, *ApJ*, 699, 453
- Shrader C. R., Titarchuk L., 1999, *ApJ*, 521, L121
- Shrader C. R., Titarchuk L., Shaposhnikov N., 2010, *ApJ*, 718, 488
- Strüder L., et al., 2001, *A&A*, 365, L18
- Sundqvist J. O., Owocki S. P., 2013, *MNRAS*, 428, 1837
- Tauris T. M., van den Heuvel E. P. J., 2006, in , Vol. 39, *Compact stellar X-ray sources*. pp 623–665
- Titarchuk L., Shaposhnikov N., 2005, *ApJ*, 626, 298
- Titarchuk L., Mastichiadis A., Kylafis N. D., 1997, *ApJ*, 487, 834
- Titarchuk L., Seifina E., Shrader C., 2014, *ApJ*, 789, 98
- Torrejón J. M., Kreykenbohm I., Orr A., Titarchuk L., Negueruela I., 2004, *A&A*, 423, 301
- Torrejón J. M., Negueruela I., Smith D. M., Harrison T. E., 2010a, *A&A*, 510, A61
- Torrejón J. M., Schulz N. S., Nowak M. A., Kallman T. R., 2010b, *ApJ*, 715, 947
- Torrejón J. M., Schulz N. S., Nowak M. A., Oskinova L., Rodes-Roca J. J., Shenar T., Wilms J., 2015, *ApJ*, 810, 102
- Turner M. J. L., et al., 2001, *A&A*, 365, L27
- VanderPlas J. T., 2018, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 236, 16
- Vink J. S., de Koter A., Lamers H. J. G. L. M., 1999, *A&A*, 350, 181
- Wilms J., Allen A., McCray R., 2000, *ApJ*, 542, 914
- Wojdowski P. S., Liedahl D. A., Sako M., Kahn S. M., Paerels F., 2003, *ApJ*, 582, 959
- Zheng X., Liu J., Gou L., 2020, *MNRAS*, 491, 4802
- den Herder J. W., et al., 2001, *A&A*, 365, L7
- van Katwijk K. van der Laan . T. . S. D., 1999, *ESA Bulletin*, 100
- van der Meer A., Kaper L., di Salvo T., Méndez M., van der Klis M., Barr P., Trams N. R., 2005, *A&A*, 432, 999
- van der Meer A., Kaper L., van Kerkwijk M. H., Heemskerk M. H. M., van den Heuvel E. P. J., 2007a, *A&A*, 473, 523
- van der Meer A., Kaper L., van Kerkwijk M. H., Heemskerk M. H. M., van den Heuvel E. P. J., 2007b, *A&A*, 473, 523

# Appendix from the published articles

## A.1 *XMM-Newton* spectroscopy of the accreting magnetar candidate 4U0114+65.

### A.1.1 Phase resolved spectra for the bmc model.

Table A.1: Phase resolved parameters for the spectral model.

	$\chi^2$	$C$	$N_H^1$ $\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	$kT$ keV	$\alpha$ bmc	$norm$ $\times 10^3$	$N_H^2$ $\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$
AS	1,39	$0.38^{+0.17}_{-0.15}$	$0.56^{+0.12}_{-0.14}$	$1.8^{+0.02}_{-0.02}$	$0.3^{+0.10}_{-0.07}$	$5.2^{+1.0}_{-0.8}$	$1.5^{+0.3}_{-0.2}$
HF1	1.01	$0.1^{+0.01}_{-0.10}$	$0.47^{+0.05}_{-0.03}$	$1.83^{+0.05}_{-0.01}$	$0.27^{+0.01}_{-0.01}$	$7.5^{+4}_{-3}$	$2.52^{+0.14}_{-0.13}$
LF1	1.40	$0.1^{+0.02}_{-0.01}$	$0.56^{+0.17}_{-0.12}$	$1.65^{+0.05}_{-0.05}$	$0.07^{+0.01}_{-0.01}$	$3.34^{+0.07}_{-0.07}$	$5.1^{+0.3}_{-0.3}$
HF2	1.10	$0.05^{+0.01}_{-0.01}$	$0.49^{+0.06}_{-0.04}$	$1.88^{+0.06}_{-0.04}$	$0.2^{+0.5}_{-0.1}$	$8.82^{+0.05}_{-0.05}$	$6.05^{+0.07}_{-0.09}$
LF2	1.14	$0.10^{+0.03}_{-0.01}$	$0.68^{+0.12}_{-0.14}$	$1.68^{+0.10}_{-0.09}$	$1.6^{+0.7}_{-0.4}$	$0.7^{+0.01}_{-0.01}$	$2.26^{+0.11}_{-0.11}$
HF3	1.09	$0.1^{+0.01}_{-0.01}$	$0.48^{+0.03}_{-0.02}$	$1.72^{+0.02}_{-0.02}$	$0.31^{+0.01}_{-0.01}$	$7.5^{+0.04}_{-0.04}$	$2.06^{+0.03}_{-0.03}$
LF3	1.10	$0.30^{+0.04}_{-0.05}$	$0.66^{+0.14}_{-0.04}$	$1.30^{+0.03}_{-0.04}$	$0.1^{+0.01}_{-0.01}$	$2.02^{+0.04}_{-0.04}$	$1.75^{+0.12}_{-0.13}$
HF4	1.55	$0.4^{+0.4}_{-0.4}$	$0.66^{+0.14}_{-0.04}$	$1.59^{+0.01}_{-0.01}$	$0.31^{+0.01}_{-0.01}$	$8.13^{+0.11}_{-0.04}$	$0.67^{+0.02}_{-0.02}$
LF4	1.04	$0.17^{+0.11}_{-0.01}$	$0.42^{+0.11}_{-0.01}$	$1.24^{+0.03}_{-0.03}$	$0.3^{+0.01}_{-0.02}$	$1.19^{+0.01}_{-0.01}$	$0.85^{+0.06}_{-0.02}$
HF5	1.64	$0.14^{+0.7}_{-0.04}$	$0.79^{+0.01}_{-0.06}$	$1.48^{+0.01}_{-0.01}$	$0.31^{+0.01}_{-0.01}$	$3.35^{+0.01}_{-0.01}$	$0.78^{+0.01}_{-0.01}$
LF5a	1.10	$0.19^{+0.08}_{-0.04}$	$0.64^{+0.11}_{-0.04}$	$1.16^{+0.03}_{-0.03}$	$0.35^{+0.03}_{-0.02}$	$0.94^{+0.01}_{-0.01}$	$1.19^{+0.07}_{-0.05}$
LF5b	1.14	$0.21^{+0.11}_{-0.11}$	$0.80^{+0.01}_{-0.13}$	$1.21^{+0.05}_{-0.04}$	$0.42^{+0.04}_{-0.04}$	$0.39^{+0.01}_{-0.01}$	$1.18^{+0.07}_{-0.07}$
HF6	1.25	$0.22^{+0.05}_{-0.12}$	$0.68^{+0.01}_{-0.04}$	$1.42^{+0.02}_{-0.02}$	$0.30^{+0.01}_{-0.01}$	$3.67^{+0.03}_{-0.03}$	$0.99^{+0.04}_{-0.03}$



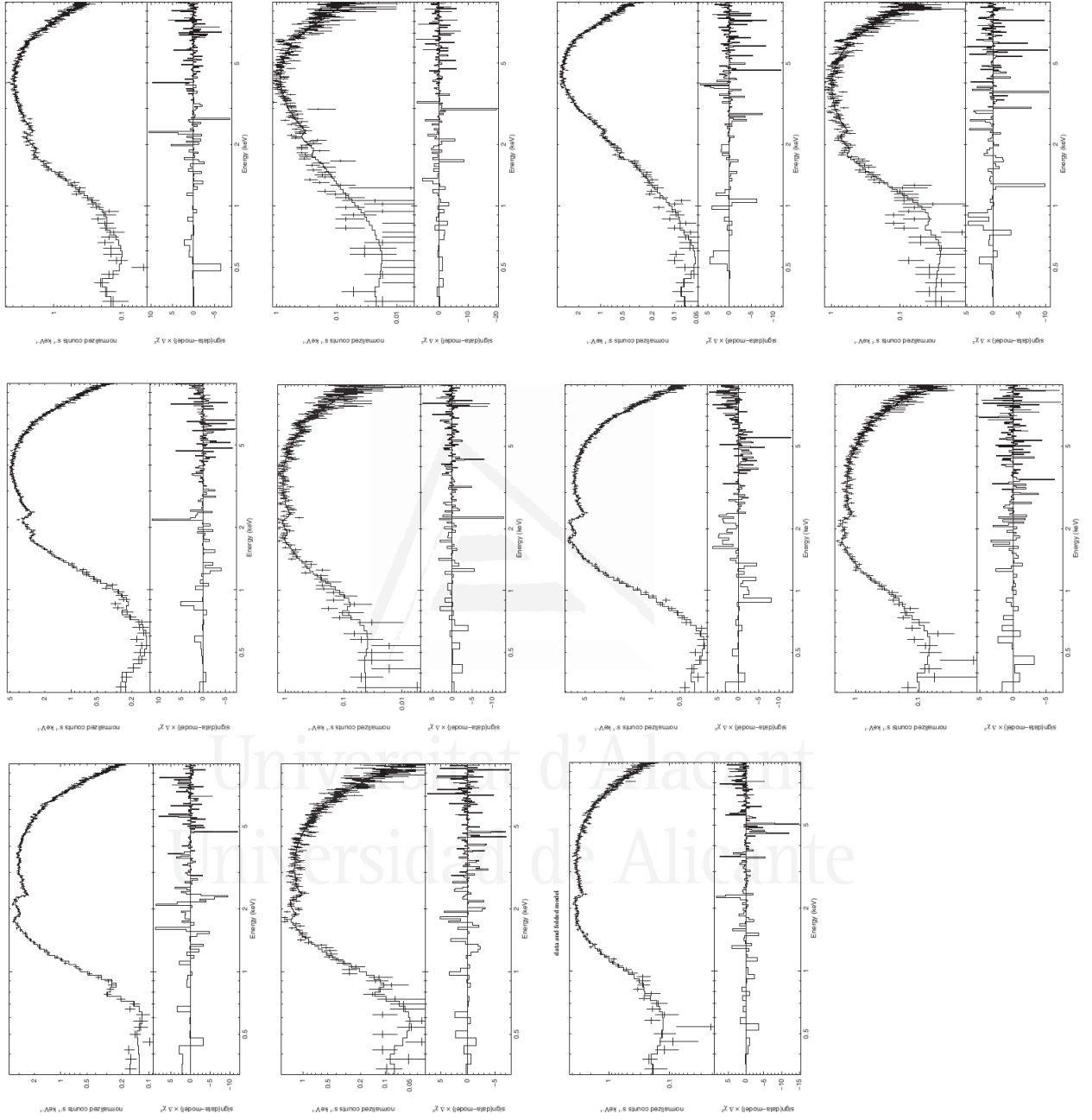


Figure A.1: Spectra for the BMC model. The panels are in chronological order.

## A.1.2 Phase resolved analysis of the emission lines parameters.

Table A.2: Phase resolved analysis of the emission lines. In some instances (labeled with an asterisk), only upper limits can be given while in others the detection was null.

Energy	6.4 keV		0.78 keV	
	<i>norm</i> $\times 10^{-5}$	<i>EW</i> $\times 10^{-3}$ keV	<i>norm</i> $\times 10^{-5}$	<i>EW</i> $\times 10^{-2}$ keV
S	$2.0^{+0.7}_{-0.7}$	$3.9^{+1.3}_{-1.3}$	$9.8^{+7}_{-5}$	$5.9^{+4}_{-3}$
HF1	$*3^{+4}_{-3}$	$1.3^{+1.4}_{-1.3}$	$*20^{+40}_{-20}$	$11^{+17}_{-11}$
LF1	$9.1^{+2.4}_{-2.4}$	$14^{+4}_{-4}$	...	...
HF2	$*1.3^{+2.4}_{-1.3}$	$0.3^{+0.5}_{-0.3}$	...	...
LF2	$5.5^{+1.9}_{-1.9}$	$9^{+3}_{-3}$	$*15^{+50}_{-15}$	$*30^{+80}_{-30}$
HF3	...	...	$50^{+30}_{-30}$	$18^{+11}_{-11}$
LF3	$4.4^{+2.0}_{-2.0}$	$24^{+11}_{-11}$	$*20^{+30}_{-20}$	$*25^{+30}_{-24}$
HF4	$*3^{+3}_{-3}$	$*3^{+4}_{-3}$	...	...
LF4	$*1.3^{+1.5}_{-1.3}$	$*4^{+4}_{-4}$	$*6^{+8}_{-6}$	$*3^{+3}_{-3}$
HF5	$2.0^{+1.1}_{-1.1}$	$1.8^{+1.0}_{-1.0}$	$16^{+8}_{-8}$	$0.6^{+0.3}_{-0.3}$
LF5a	...	...	$28^{+24}_{-24}$	$10^{+9}_{-9}$
LF5b	$*0.3^{+0.8}_{-0.3}$	$*2.4^{+7}_{-2.4}$	$*6^{+15}_{-6}$	$*4^{+11}_{-4}$
H6	$*1.5^{+2.0}_{-1.5}$	$*2^{+3}_{-2}$	$*21^{+24}_{-21}$	$*3^{+4}_{-3}$

## A.2 X-ray variability of the HMXB Cen X-3: evidence for inhomogeneous accretion flows

### A.2.1 Phase resolved spectral parameters for the egress observation.

Table A.3: Phase-resolved spectral parameters for the egress observation. The first column refers to intervals in Fig. ???. The number of degrees of freedom for all spectra is 234.  $L_{39}$  is the luminosity in units of  $10^{39}$  erg  $s^{-1}$  and  $D_{10}$  corresponds to the distance in units of 10 kpc.

Spectra	Orb. phase	$\chi^2$	$N_{H,1}$ ( $\times 10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$N_{H,2}$ ( $\times 10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$C$	$\Gamma$	$K_{po}$ ( $\times 10^{-3}$ ph keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$kT_{bb}$ (keV)	$K_{bb}$ ( $\times 10^{-4}$ $L_{39} D_{10}^{-2}$ )
1.1	0.03	1.01	$7.4^{+0.7}_{-0.7}$	$0.70^{+0.05}_{-0.04}$	$0.13^{+0.02}_{-0.02}$	$1.00^{+0.10}_{-0.11}$	$3.6^{+0.7}_{-0.7}$	$0.43^{+0.05}_{-0.05}$	$3.4^{+0.8}_{-0.6}$
1.2	0.08	1.12	$6.7^{+0.5}_{-0.5}$	$0.78^{+0.05}_{-0.05}$	$0.11^{+0.02}_{-0.10}$	$1.09^{+0.06}_{-0.08}$	$4.4^{+0.6}_{-0.6}$	$0.38^{+0.04}_{-0.01}$	$4.1^{+0.4}_{-1.1}$
1.3	0.12	1.40	$6.0^{+0.5}_{-0.5}$	$0.63^{+0.05}_{-0.04}$	$0.13^{+0.02}_{-0.02}$	$0.97^{+0.08}_{-0.08}$	$4.1^{+0.6}_{-0.6}$	$0.42^{+0.05}_{-0.04}$	$2.8^{+0.8}_{-0.6}$
2.1	0.14	0.90	$6.5^{+0.6}_{-0.6}$	$0.73^{+0.06}_{-0.06}$	$0.10^{+0.02}_{-0.10}$	$0.61^{+0.06}_{-0.06}$	$4.1^{+0.5}_{-0.5}$	$0.38^{+0.04}_{-0.03}$	$5.7^{+0.7}_{-1.4}$
2.2	0.16	1.07	$8.3^{+0.7}_{-0.6}$	$1.02^{+0.05}_{-0.04}$	$0.10^{+0.02}_{-0.10}$	$0.54^{+0.05}_{-0.05}$	$6.8^{+0.7}_{-0.6}$	$0.41^{+0.04}_{-0.03}$	$8.7^{+0.8}_{-1.5}$
2.3	0.18	1.25	$7.3^{+0.7}_{-0.6}$	$0.86^{+0.06}_{-0.05}$	$0.10^{+0.01}_{-0.10}$	$0.54^{+0.04}_{-0.04}$	$9.0^{+0.7}_{-0.7}$	$0.38^{+0.04}_{-0.04}$	$8.0^{+1.0}_{-1.5}$
3.1	0.19	1.14	$7.3^{+0.6}_{-0.6}$	$0.80^{+0.07}_{-0.06}$	$0.10^{+0.02}_{-0.10}$	$0.42^{+0.06}_{-0.06}$	$8.3^{+0.9}_{-0.8}$	$0.45^{+0.04}_{-0.04}$	$9.2^{+1.4}_{-1.9}$
3.2	0.21	0.98	$6.9^{+0.6}_{-0.6}$	$0.83^{+0.06}_{-0.06}$	$0.10^{+0.03}_{-0.10}$	$0.53^{+0.05}_{-0.06}$	$10.1^{+1.0}_{-1.0}$	$0.42^{+0.06}_{-0.04}$	$10.0^{+1.4}_{-2.4}$
3.3	0.22	1.11	$6.0^{+0.4}_{-0.4}$	$0.78^{+0.05}_{-0.05}$	$0.10^{+0.02}_{-0.10}$	$0.58^{+0.05}_{-0.05}$	$10.4^{+1.0}_{-1.0}$	$0.43^{+0.04}_{-0.03}$	$8.5^{+1.4}_{-1.8}$
4.1	0.25	1.19	$6.6^{+0.3}_{-0.3}$	$0.80^{+0.04}_{-0.04}$	$0.10^{+0.02}_{-0.10}$	$0.59^{+0.03}_{-0.04}$	$12.0^{+1.0}_{-1.0}$	$0.43^{+0.03}_{-0.02}$	$13.9^{+1.3}_{-2.4}$
4.2	0.27	0.95	$6.9^{+0.3}_{-0.3}$	$0.80^{+0.03}_{-0.03}$	$0.10^{+0.01}_{-0.10}$	$0.61^{+0.02}_{-0.04}$	$13.2^{+0.5}_{-1.0}$	$0.42^{+0.02}_{-0.01}$	$20^{+1}_{-3}$
4.3	0.30	1.06	$5.2^{+0.3}_{-0.3}$	$0.63^{+0.05}_{-0.04}$	$0.10^{+0.01}_{-0.10}$	$0.19^{+0.04}_{-0.04}$	$6.9^{+0.6}_{-0.6}$	$0.43^{+0.02}_{-0.01}$	$15.3^{+1.7}_{-2.4}$
5.1	0.33	0.79	$4.9^{+0.6}_{-0.5}$	$0.67^{+0.08}_{-0.07}$	$0.13^{+0.04}_{-0.03}$	$-0.22^{+0.07}_{-0.08}$	$6.2^{+0.9}_{-0.8}$	$0.45^{+0.04}_{-0.04}$	$22^{+6}_{-4}$
5.2	0.35	1.13	$5.4^{+0.4}_{-0.4}$	$0.63^{+0.04}_{-0.04}$	$0.14^{+0.03}_{-0.03}$	$0.05^{+0.05}_{-0.06}$	$8.2^{+0.9}_{-0.9}$	$0.44^{+0.04}_{-0.03}$	$20^{+6}_{-4}$
5.3	0.37	0.96	$5.1^{+0.5}_{-0.4}$	$0.59^{+0.06}_{-0.06}$	$0.13^{+0.02}_{-0.02}$	$0.4^{+0.5}_{-0.6}$	$10.4^{+1.1}_{-1.0}$	$0.41^{+0.04}_{-0.03}$	$11.8^{+4}_{-3}$

### A.2.2 Phase resolved spectral parameters for the out-of-eclipse observation.

Table A.4: Phase-resolved spectral parameters for the out-of-eclipse observation. The number of degrees of freedom for all spectra is 1873.  $L_{39}$  is the luminosity in units of  $10^{39}$  erg  $s^{-1}$  and  $D_{10}$  corresponds to the distance in units of 10 kpc.

Spectra	Orb. phase	$\chi^2$	$N_{H,1}$ ( $\times 10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$N_{H,2}$ ( $\times 10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$C$	$\Gamma$	$K_{po}$ (ph keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$kT_{bb}$ (keV)	$K_{bb}$ ( $\times 10^{-2} L_{39} D_{10}^{-2}$ )
1	0.35	1.14	3.78 $^{+0.09}_{-0.20}$	0.92 $^{+0.01}_{-0.02}$	0.78 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.21 $^{+0.13}_{-0.16}$	1.7 $^{+0.2}_{-0.3}$	3.00 $^{+0.06}_{-0.05}$	6.2 $^{+0.2}_{-0.4}$
2	0.37	1.08	3.6 $^{+0.3}_{-0.5}$	0.90 $^{+0.05}_{-0.06}$	0.79 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.19 $^{+0.16}_{-0.22}$	1.7 $^{+0.4}_{-0.4}$	3.01 $^{+0.11}_{-0.06}$	6.2 $^{+0.4}_{-0.8}$
3	0.40	1.13	3.7 $^{+0.3}_{-0.5}$	0.91 $^{+0.04}_{-0.06}$	0.80 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.2 $^{+0.2}_{-0.3}$	1.7 $^{+0.4}_{-0.5}$	3.03 $^{+0.12}_{-0.06}$	6.3 $^{+0.4}_{-0.8}$
4	0.42	1.07	3.9 $^{+0.2}_{-0.3}$	0.95 $^{+0.03}_{-0.05}$	0.81 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.41 $^{+0.15}_{-0.16}$	2.0 $^{+0.4}_{-0.4}$	2.91 $^{+0.07}_{-0.06}$	6.5 $^{+0.3}_{-0.2}$
5	0.44	1.02	3.3 $^{+0.3}_{-0.3}$	0.85 $^{+0.05}_{-0.05}$	0.76 $^{+0.02}_{-0.01}$	1.95 $^{+0.24}_{-0.10}$	1.18 $^{+0.24}_{-0.23}$	3.16 $^{+0.09}_{-0.09}$	5.2 $^{+0.8}_{-0.6}$
6	0.47	1.13	3.89 $^{+0.08}_{-0.11}$	0.93 $^{+0.02}_{-0.04}$	0.78 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.23 $^{+0.02}_{-0.07}$	1.74 $^{+0.19}_{-0.24}$	3.00 $^{+0.04}_{-0.07}$	6.2 $^{+0.2}_{-0.4}$
7	0.49	1.14	3.8 $^{+0.2}_{-0.3}$	0.93 $^{+0.03}_{-0.05}$	0.80 $^{+0.01}_{-0.03}$	2.30 $^{+0.07}_{-0.22}$	1.8 $^{+0.3}_{-0.4}$	2.98 $^{+0.10}_{-0.07}$	6.1 $^{+0.3}_{-0.6}$
8	0.51	1.17	3.4 $^{+0.2}_{-0.4}$	0.85 $^{+0.03}_{-0.07}$	0.78 $^{+0.01}_{-0.03}$	2.04 $^{+0.15}_{-0.24}$	1.3 $^{+0.2}_{-0.3}$	3.02 $^{+0.10}_{-0.06}$	5.4 $^{+0.4}_{-1.0}$
9	0.54	1.14	3.48 $^{+0.24}_{-0.16}$	0.89 $^{+0.04}_{-0.02}$	0.80 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.22 $^{+0.15}_{-0.16}$	1.5 $^{+0.3}_{-0.2}$	2.94 $^{+0.07}_{-0.03}$	5.8 $^{+0.3}_{-0.4}$
10	0.56	1.06	3.88 $^{+0.16}_{-0.20}$	0.94 $^{+0.01}_{-0.03}$	0.79 $^{+0.01}_{-0.03}$	2.29 $^{+0.05}_{-0.11}$	1.75 $^{+0.13}_{-0.22}$	3.00 $^{+0.06}_{-0.04}$	6.0 $^{+0.1}_{-0.4}$
11	0.58	1.12	3.5 $^{+0.2}_{-0.3}$	0.90 $^{+0.03}_{-0.06}$	0.78 $^{+0.02}_{-0.04}$	2.12 $^{+0.09}_{-0.22}$	1.4 $^{+0.2}_{-0.3}$	3.05 $^{+0.05}_{-0.07}$	5.6 $^{+0.3}_{-0.6}$
12	0.60	1.12	3.8 $^{+0.1}_{-0.4}$	0.94 $^{+0.02}_{-0.04}$	0.78 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.27 $^{+0.13}_{-0.19}$	1.7 $^{+0.3}_{-0.4}$	3.08 $^{+0.10}_{-0.09}$	6.1 $^{+0.2}_{-0.5}$
13	0.63	1.07	3.56 $^{+0.22}_{-0.09}$	0.89 $^{+0.06}_{-0.02}$	0.77 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.10 $^{+0.24}_{-0.12}$	1.4 $^{+0.4}_{-0.2}$	3.13 $^{+0.08}_{-0.11}$	5.5 $^{+0.4}_{-0.4}$
14	0.65	1.10	3.4 $^{+0.3}_{-0.3}$	0.86 $^{+0.04}_{-0.03}$	0.77 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.08 $^{+0.21}_{-0.17}$	1.2 $^{+0.4}_{-0.2}$	3.06 $^{+0.08}_{-0.08}$	5.1 $^{+0.5}_{-0.3}$
15	0.67	1.15	3.5 $^{+0.2}_{-0.3}$	0.89 $^{+0.04}_{-0.03}$	0.80 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.22 $^{+0.16}_{-0.20}$	1.3 $^{+0.3}_{-0.3}$	2.93 $^{+0.09}_{-0.07}$	5.0 $^{+0.3}_{-0.3}$
16	0.70	1.09	3.9 $^{+0.2}_{-0.5}$	0.96 $^{+0.04}_{-0.07}$	0.82 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.51 $^{+0.15}_{-0.24}$	1.6 $^{+0.4}_{-0.4}$	2.69 $^{+0.07}_{-0.04}$	5.0 $^{+0.2}_{-0.4}$
17	0.72	1.07	3.6 $^{+0.3}_{-0.3}$	0.9 $^{+0.04}_{-0.05}$	0.81 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.30 $^{+0.20}_{-0.18}$	1.4 $^{+0.4}_{-0.3}$	2.79 $^{+0.06}_{-0.05}$	5.1 $^{+0.3}_{-0.2}$
18	0.74	1.09	3.8 $^{+0.3}_{-0.2}$	0.94 $^{+0.05}_{-0.04}$	0.80 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.36 $^{+0.21}_{-0.16}$	1.6 $^{+0.4}_{-0.3}$	2.85 $^{+0.05}_{-0.05}$	5.3 $^{+0.3}_{-0.4}$
19	0.77	1.15	3.4 $^{+0.5}_{-0.3}$	0.88 $^{+0.06}_{-0.04}$	0.79 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.20 $^{+0.21}_{-0.18}$	1.2 $^{+0.3}_{-0.3}$	2.81 $^{+0.03}_{-0.05}$	4.7 $^{+0.4}_{-0.7}$
20	0.79	1.14	3.88 $^{+0.23}_{-0.24}$	0.94 $^{+0.04}_{-0.04}$	0.81 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.45 $^{+0.17}_{-0.17}$	1.7 $^{+0.4}_{-0.3}$	2.71 $^{+0.04}_{-0.05}$	5.5 $^{+0.2}_{-0.3}$

### A.2.3 Phase resolved spectral parameters for the dips in the out-of-eclipse observation.

Table A.5: Phase-resolved spectral parameters for the dips. The number of degrees of freedom is 166 for dips 23 and 26, 167 for dips 9, 14, 18, 25 and 27, 168 for dips 1, 10, 13, 16, 20 and 21 and 169 for the rest.  $L_{39}$  is the luminosity in units of  $10^{39}$  erg s $^{-1}$  and  $D_{10}$  corresponds to the distance in units of 10 kpc.

Spectra	Orb. phase	$\chi^2$	$N_{\text{H},1}$ ( $\times 10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$N_{\text{H},2}$ ( $\times 10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$C$	$\Gamma$	$K_{\text{po}}$ (ph keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$kT_{\text{bb}}$ (keV)	$K_{\text{bb}}$ ( $\times 10^{-2} L_{39} D_{10}^{-2}$ )
1	0.35	1.24	$3.39^{+0.24}_{-0.24}$	$0.91^{+0.04}_{-0.04}$	$0.72^{+0.04}_{-0.04}$	$1.93^{+0.20}_{-0.18}$	$1.1^{+0.3}_{-0.2}$	$3.5^{+0.4}_{-0.3}$	$5.1^{+0.6}_{-0.8}$
2	0.37	1.17	$3.2^{+0.24}_{-0.24}$	$0.86^{+0.05}_{-0.05}$	$0.77^{+0.02}_{-0.02}$	$2.05^{+0.19}_{-0.18}$	$1.2^{+0.3}_{-0.2}$	$3.03^{+0.15}_{-0.12}$	$5.2^{+0.5}_{-0.6}$
3	0.39	1.12	$4.08^{+0.18}_{-0.17}$	$0.99^{+0.03}_{-0.03}$	$0.80^{+0.02}_{-0.02}$	$2.43^{+0.14}_{-0.13}$	$2.0^{+0.4}_{-0.3}$	$3.16^{+0.15}_{-0.13}$	$6.2^{+0.3}_{-0.3}$
4	0.41	1.49	$2.98^{+0.21}_{-0.21}$	$0.81^{+0.04}_{-0.04}$	$0.78^{+0.01}_{-0.01}$	$1.89^{+0.14}_{-0.14}$	$1.01^{+0.18}_{-0.15}$	$3.29^{+0.18}_{-0.14}$	$5.1^{+0.5}_{-0.6}$
5	0.43	1.27	$3.90^{+0.17}_{-0.16}$	$0.97^{+0.03}_{-0.02}$	$0.77^{+0.02}_{-0.02}$	$2.23^{+0.14}_{-0.13}$	$1.5^{+0.3}_{-0.2}$	$3.21^{+0.18}_{-0.14}$	$5.7^{+0.3}_{-0.4}$
6	0.44	1.45	$3.69^{+0.14}_{-0.14}$	$0.92^{+0.02}_{-0.02}$	$0.79^{+0.02}_{-0.02}$	$2.21^{+0.12}_{-0.11}$	$1.50^{+0.21}_{-0.17}$	$3.10^{+0.14}_{-0.12}$	$5.7^{+0.3}_{-0.3}$
7	0.46	1.04	$3.61^{+0.18}_{-0.17}$	$0.91^{+0.03}_{-0.02}$	$0.75^{+0.03}_{-0.03}$	$2.09^{+0.14}_{-0.13}$	$1.32^{+0.23}_{-0.18}$	$3.21^{+0.21}_{-0.16}$	$5.7^{+0.4}_{-0.5}$
8	0.46	1.03	$3.73^{+0.20}_{-0.19}$	$0.92^{+0.04}_{-0.03}$	$0.80^{+0.02}_{-0.02}$	$2.27^{+0.16}_{-0.15}$	$1.7^{+0.3}_{-0.3}$	$3.10^{+0.16}_{-0.13}$	$6.2^{+0.4}_{-0.4}$
9	0.5	1.01	$3.4^{+0.3}_{-0.3}$	$0.88^{+0.05}_{-0.05}$	$0.78^{+0.03}_{-0.04}$	$2.13^{+0.24}_{-0.23}$	$1.3^{+0.4}_{-0.2}$	$3.2^{+0.4}_{-0.2}$	$5.5^{+0.6}_{-0.8}$
10	0.52	1.14	$2.65^{+0.22}_{-0.19}$	$0.74^{+0.04}_{-0.04}$	$0.80^{+0.02}_{-0.02}$	$1.82^{+0.15}_{-0.14}$	$0.87^{+0.16}_{-0.12}$	$3.08^{+0.21}_{-0.16}$	$4.5^{+0.6}_{-0.6}$
11	0.53	1.28	$3.63^{+0.24}_{-0.23}$	$0.94^{+0.04}_{-0.04}$	$0.82^{+0.02}_{-0.02}$	$2.39^{+0.16}_{-0.16}$	$1.7^{+0.3}_{-0.2}$	$2.99^{+0.15}_{-0.12}$	$5.6^{+0.3}_{-0.4}$
12	0.56	1.15	$3.70^{+0.17}_{-0.16}$	$0.93^{+0.03}_{-0.03}$	$0.81^{+0.02}_{-0.02}$	$2.35^{+0.14}_{-0.13}$	$1.6^{+0.3}_{-0.2}$	$3.01^{+0.15}_{-0.13}$	$5.5^{+0.3}_{-0.3}$
13	0.58	1.12	$3.3^{+0.3}_{-0.3}$	$0.91^{+0.06}_{-0.06}$	$0.80^{+0.02}_{-0.03}$	$2.31^{+0.22}_{-0.20}$	$1.5^{+0.4}_{-0.2}$	$2.89^{+0.16}_{-0.13}$	$5.5^{+0.5}_{-0.6}$
14	0.59	0.86	$3.4^{+0.3}_{-0.3}$	$0.93^{+0.06}_{-0.05}$	$0.80^{+0.03}_{-0.04}$	$2.42^{+0.24}_{-0.23}$	$1.6^{+0.5}_{-0.3}$	$2.84^{+0.19}_{-0.15}$	$5.8^{+0.5}_{-0.5}$
15	0.6	1.23	$3.35^{+0.24}_{-0.22}$	$0.88^{+0.04}_{-0.04}$	$0.79^{+0.02}_{-0.02}$	$2.12^{+0.17}_{-0.15}$	$1.3^{+0.3}_{-0.2}$	$3.16^{+0.20}_{-0.16}$	$5.3^{+0.5}_{-0.5}$
16	0.62	1.01	$3.9^{+0.3}_{-0.3}$	$0.97^{+0.05}_{-0.05}$	$0.78^{+0.03}_{-0.03}$	$2.30^{+0.23}_{-0.21}$	$1.65^{+0.45}_{-0.32}$	$3.2^{+0.3}_{-0.2}$	$5.8^{+0.5}_{-0.6}$
17	0.63	1.46	$4.15^{+0.15}_{-0.15}$	$1.00^{+0.03}_{-0.02}$	$0.79^{+0.02}_{-0.02}$	$2.39^{+0.13}_{-0.12}$	$1.8^{+0.3}_{-0.2}$	$3.21^{+0.15}_{-0.12}$	$6.01^{+0.24}_{-0.24}$
18	0.65	0.93	$3.2^{+0.3}_{-0.3}$	$0.85^{+0.05}_{-0.05}$	$0.75^{+0.03}_{-0.03}$	$1.91^{+0.22}_{-0.19}$	$0.95^{+0.24}_{-0.17}$	$3.1^{+0.3}_{-0.2}$	$4.4^{+0.7}_{-0.9}$
19	0.66	1.09	$3.55^{+0.20}_{-0.20}$	$0.88^{+0.04}_{-0.03}$	$0.77^{+0.02}_{-0.02}$	$2.14^{+0.16}_{-0.15}$	$1.16^{+0.24}_{-0.18}$	$3.24^{+0.20}_{-0.14}$	$4.9^{+0.4}_{-0.4}$
20	0.68	1.1	$3.78^{+0.21}_{-0.20}$	$0.97^{+0.03}_{-0.03}$	$0.74^{+0.03}_{-0.03}$	$2.17^{+0.18}_{-0.16}$	$1.2^{+0.3}_{-0.2}$	$3.33^{+0.24}_{-0.18}$	$4.9^{+0.4}_{-0.4}$
21	0.68	1.07	$3.3^{+0.3}_{-0.3}$	$0.88^{+0.05}_{-0.05}$	$0.83^{+0.02}_{-0.02}$	$2.36^{+0.21}_{-0.19}$	$1.2^{+0.3}_{-0.2}$	$2.88^{+0.14}_{-0.11}$	$4.6^{+0.3}_{-0.3}$
22	0.69	1.22	$3.3^{+0.4}_{-0.3}$	$0.87^{+0.07}_{-0.07}$	$0.85^{+0.01}_{-0.01}$	$2.52^{+0.24}_{-0.23}$	$1.3^{+0.4}_{-0.3}$	$2.59^{+0.06}_{-0.06}$	$4.6^{+0.2}_{-0.3}$
23	0.7	0.91	$3.7^{+0.4}_{-0.4}$	$0.93^{+0.06}_{-0.05}$	$0.81^{+0.03}_{-0.03}$	$2.3^{+0.3}_{-0.3}$	$1.3^{+0.6}_{-0.3}$	$2.89^{+0.22}_{-0.16}$	$4.5^{+0.4}_{-0.5}$
24	0.71	1.35	$3.59^{+0.24}_{-0.24}$	$0.91^{+0.04}_{-0.04}$	$0.79^{+0.02}_{-0.03}$	$2.25^{+0.19}_{-0.19}$	$1.2^{+0.3}_{-0.2}$	$2.95^{+0.13}_{-0.11}$	$4.7^{+0.3}_{-0.4}$
25	0.72	0.77	$4.1^{+0.3}_{-0.3}$	$0.96^{+0.06}_{-0.06}$	$0.85^{+0.02}_{-0.02}$	$2.67^{+0.24}_{-0.23}$	$1.9^{+0.6}_{-0.4}$	$2.71^{+0.13}_{-0.11}$	$5.3^{+0.3}_{-0.3}$
26	0.73	0.87	$3.6^{+0.3}_{-0.2}$	$0.92^{+0.04}_{-0.04}$	$0.81^{+0.03}_{-0.03}$	$2.39^{+0.21}_{-0.19}$	$1.5^{+0.4}_{-0.3}$	$2.98^{+0.21}_{-0.16}$	$5.3^{+0.4}_{-0.4}$
27	0.73	1.13	$3.4^{+0.4}_{-0.4}$	$0.90^{+0.07}_{-0.07}$	$0.82^{+0.03}_{-0.03}$	$2.4^{+0.3}_{-0.2}$	$1.4^{+0.6}_{-0.4}$	$2.81^{+0.14}_{-0.12}$	$5.1^{+0.4}_{-0.4}$
28	0.75	1.2	$3.89^{+0.18}_{-0.17}$	$0.96^{+0.03}_{-0.03}$	$0.81^{+0.02}_{-0.02}$	$2.43^{+0.14}_{-0.13}$	$1.5^{+0.3}_{-0.2}$	$2.88^{+0.11}_{-0.09}$	$4.85^{+0.21}_{-0.23}$
29	0.76	1.26	$3.63^{+0.23}_{-0.21}$	$0.93^{+0.04}_{-0.04}$	$0.81^{+0.02}_{-0.02}$	$2.40^{+0.16}_{-0.15}$	$1.3^{+0.3}_{-0.2}$	$2.96^{+0.12}_{-0.10}$	$4.68^{+0.22}_{-0.24}$
30	0.78	1.41	$3.89^{+0.24}_{-0.24}$	$0.98^{+0.05}_{-0.04}$	$0.84^{+0.02}_{-0.02}$	$2.64^{+0.19}_{-0.19}$	$1.8^{+0.5}_{-0.4}$	$2.69^{+0.08}_{-0.07}$	$5.07^{+0.19}_{-0.23}$
31	0.79	1.31	$3.57^{+0.19}_{-0.18}$	$0.93^{+0.04}_{-0.03}$	$0.82^{+0.02}_{-0.02}$	$2.44^{+0.15}_{-0.14}$	$1.40^{+0.24}_{-0.19}$	$2.73^{+0.07}_{-0.07}$	$5.07^{+0.21}_{-0.23}$

### A.2.4 Phase resolved spectral parameters for the out-of-dip periods of the out-of-eclipse observation.

Table A.6: Phase-resolved spectral parameters for the out-of-dip periods of the out-of-eclipse observation. The number of degrees of freedom is 167 for bins 20 and 23, 168 for bins 5, 6, 9, 10, 11, 17 and 21, and 169 for the rest.  $L_{39}$  is the luminosity in units of  $10^{39}$  erg  $s^{-1}$  and  $D_{10}$  corresponds to the distance in units of 10 kpc.

Spectra	Orb. phase	$\chi^2$	$N_{H,1}$ ( $\times 10^{22}$ cm $^{-2}$ )	$N_{H,2}$ ( $\times 10^{22}$ cm $^{-2}$ )	C	$\Gamma$	$K_{po}$ (ph keV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	$kT_{bb}$ (keV)	$K_{bb}$ ( $\times 10^{-2}$ $L_{39}$ $D_{10}^{-2}$ )
1	0.36	1.95	3.75 $^{+0.12}_{-0.12}$	0.93 $^{+0.02}_{-0.02}$	0.80 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.27 $^{+0.10}_{-0.10}$	1.81 $^{+0.22}_{-0.19}$	2.95 $^{+0.07}_{-0.06}$	6.5 $^{+0.2}_{-0.3}$
2	0.38	1.48	3.78 $^{+0.16}_{-0.15}$	0.93 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.80 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.31 $^{+0.13}_{-0.12}$	1.9 $^{+0.3}_{-0.2}$	2.94 $^{+0.09}_{-0.08}$	6.6 $^{+0.3}_{-0.3}$
3	0.42	1.27	4.10 $^{+0.13}_{-0.12}$	0.99 $^{+0.02}_{-0.02}$	0.82 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.56 $^{+0.11}_{-0.11}$	2.4 $^{+0.4}_{-0.3}$	2.88 $^{+0.07}_{-0.06}$	6.84 $^{+0.19}_{-0.20}$
4	0.43	1.18	3.85 $^{+0.13}_{-0.12}$	0.96 $^{+0.02}_{-0.02}$	0.80 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.37 $^{+0.11}_{-0.10}$	1.9 $^{+0.3}_{-0.2}$	2.89 $^{+0.08}_{-0.07}$	6.51 $^{+0.23}_{-0.24}$
5	0.45	1.26	3.79 $^{+0.17}_{-0.16}$	0.96 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.81 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.38 $^{+0.13}_{-0.12}$	1.9 $^{+0.3}_{-0.2}$	2.96 $^{+0.11}_{-0.09}$	6.3 $^{+0.3}_{-0.3}$
6	0.46	1.22	3.48 $^{+0.24}_{-0.22}$	0.87 $^{+0.04}_{-0.04}$	0.79 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.02 $^{+0.18}_{-0.16}$	1.4 $^{+0.3}_{-0.2}$	3.2 $^{+0.3}_{-0.2}$	5.9 $^{+0.7}_{-0.7}$
7	0.5	1.87	3.48 $^{+0.13}_{-0.13}$	0.88 $^{+0.02}_{-0.02}$	0.80 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.18 $^{+0.10}_{-0.09}$	1.45 $^{+0.17}_{-0.15}$	3.05 $^{+0.08}_{-0.07}$	5.83 $^{+0.24}_{-0.24}$
8	0.52	1.19	3.61 $^{+0.15}_{-0.15}$	0.90 $^{+0.03}_{-0.02}$	0.78 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.14 $^{+0.12}_{-0.11}$	1.44 $^{+0.21}_{-0.17}$	2.98 $^{+0.10}_{-0.09}$	5.7 $^{+0.3}_{-0.4}$
9	0.57	1.92	3.82 $^{+0.09}_{-0.09}$	0.95 $^{+0.02}_{-0.01}$	0.79 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.28 $^{+0.07}_{-0.07}$	1.68 $^{+0.15}_{-0.13}$	3.02 $^{+0.06}_{-0.06}$	5.99 $^{+0.16}_{-0.17}$
10	0.58	1.25	4.0 $^{+0.3}_{-0.2}$	1.00 $^{+0.05}_{-0.04}$	0.81 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.44 $^{+0.21}_{-0.19}$	2.1 $^{+0.6}_{-0.4}$	2.96 $^{+0.15}_{-0.12}$	6.5 $^{+0.4}_{-0.4}$
11	0.59	0.96	3.7 $^{+0.3}_{-0.2}$	0.94 $^{+0.05}_{-0.04}$	0.81 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.35 $^{+0.20}_{-0.19}$	1.8 $^{+0.5}_{-0.4}$	2.92 $^{+0.14}_{-0.12}$	6.4 $^{+0.4}_{-0.5}$
12	0.6	1.75	3.47 $^{+0.13}_{-0.13}$	0.91 $^{+0.02}_{-0.02}$	0.78 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.14 $^{+0.10}_{-0.09}$	1.38 $^{+0.16}_{-0.14}$	3.11 $^{+0.09}_{-0.08}$	5.8 $^{+0.3}_{-0.3}$
13	0.62	1.02	3.91 $^{+0.16}_{-0.16}$	0.96 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.79 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.32 $^{+0.13}_{-0.13}$	1.8 $^{+0.3}_{-0.2}$	3.09 $^{+0.12}_{-0.10}$	6.3 $^{+0.3}_{-0.3}$
14	0.64	1.44	3.39 $^{+0.19}_{-0.19}$	0.89 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.79 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.17 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.38 $^{+0.24}_{-0.20}$	2.96 $^{+0.08}_{-0.07}$	5.6 $^{+0.3}_{-0.4}$
15	0.65	1.36	3.61 $^{+0.16}_{-0.16}$	0.91 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.77 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.19 $^{+0.13}_{-0.13}$	1.38 $^{+0.22}_{-0.18}$	3.03 $^{+0.11}_{-0.09}$	5.5 $^{+0.3}_{-0.4}$
16	0.66	1.24	3.52 $^{+0.22}_{-0.20}$	0.88 $^{+0.04}_{-0.04}$	0.80 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.23 $^{+0.16}_{-0.16}$	1.3 $^{+0.3}_{-0.2}$	2.94 $^{+0.12}_{-0.10}$	5.2 $^{+0.3}_{-0.4}$
17	0.67	1.01	2.8 $^{+0.4}_{-0.3}$	0.76 $^{+0.07}_{-0.07}$	0.80 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.89 $^{+0.24}_{-0.22}$	0.9 $^{+0.3}_{-0.2}$	2.96 $^{+0.16}_{-0.13}$	4.5 $^{+0.7}_{-0.8}$
18	0.68	0.8	4.02 $^{+0.23}_{-0.21}$	0.98 $^{+0.04}_{-0.04}$	0.82 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.52 $^{+0.19}_{-0.17}$	1.8 $^{+0.5}_{-0.3}$	2.78 $^{+0.09}_{-0.08}$	5.5 $^{+0.2}_{-0.3}$
19	0.69	1.12	3.9 $^{+0.3}_{-0.3}$	0.96 $^{+0.05}_{-0.05}$	0.79 $^{+0.03}_{-0.04}$	2.35 $^{+0.22}_{-0.24}$	1.4 $^{+0.4}_{-0.4}$	2.82 $^{+0.12}_{-0.09}$	5.2 $^{+0.3}_{-0.5}$
20	0.7	0.92	3.61 $^{+0.24}_{-0.22}$	0.91 $^{+0.04}_{-0.03}$	0.80 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.27 $^{+0.20}_{-0.18}$	1.3 $^{+0.3}_{-0.2}$	2.77 $^{+0.15}_{-0.12}$	4.8 $^{+0.4}_{-0.4}$
21	0.71	1.32	3.7 $^{+0.3}_{-0.3}$	0.95 $^{+0.05}_{-0.05}$	0.81 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.44 $^{+0.23}_{-0.22}$	1.6 $^{+0.5}_{-0.3}$	2.73 $^{+0.10}_{-0.09}$	5.3 $^{+0.4}_{-0.4}$
22	0.72	1.15	4.08 $^{+0.17}_{-0.17}$	1.01 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.82 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.60 $^{+0.14}_{-0.13}$	2.0 $^{+0.4}_{-0.3}$	2.78 $^{+0.08}_{-0.07}$	5.51 $^{+0.19}_{-0.20}$
23	0.72	0.93	3.1 $^{+0.6}_{-0.5}$	0.84 $^{+0.14}_{-0.14}$	0.86 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.5 $^{+0.4}_{-0.3}$	1.6 $^{+1.0}_{-0.5}$	2.54 $^{+0.14}_{-0.11}$	5.4 $^{+0.5}_{-0.6}$
24	0.73	1.56	3.96 $^{+0.12}_{-0.11}$	0.97 $^{+0.02}_{-0.02}$	0.81 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.48 $^{+0.10}_{-0.09}$	1.82 $^{+0.22}_{-0.18}$	2.84 $^{+0.06}_{-0.05}$	5.67 $^{+0.15}_{-0.16}$
25	0.75	1.14	3.91 $^{+0.21}_{-0.19}$	0.96 $^{+0.04}_{-0.03}$	0.81 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.44 $^{+0.17}_{-0.16}$	1.7 $^{+0.4}_{-0.3}$	2.88 $^{+0.11}_{-0.09}$	5.5 $^{+0.3}_{-0.3}$
26	0.76	1.34	3.94 $^{+0.16}_{-0.15}$	0.97 $^{+0.02}_{-0.02}$	0.79 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.38 $^{+0.13}_{-0.12}$	1.61 $^{+0.24}_{-0.19}$	2.77 $^{+0.09}_{-0.08}$	5.5 $^{+0.3}_{-0.3}$
27	0.77	1.43	4.33 $^{+0.15}_{-0.14}$	1.03 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.85 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.81 $^{+0.13}_{-0.12}$	2.5 $^{+0.4}_{-0.3}$	2.64 $^{+0.05}_{-0.05}$	5.92 $^{+0.14}_{-0.14}$

### A.2.5 Phase resolved Fe lines gaussian parameters for the egress observation

Table A.7: Fe lines gaussian parameters for the egress.  $\sigma$  values compatible with zero were set to  $1 \times 10^{-3}$  keV.

Spectra	Orb. Phase	Fe K $\alpha$ Centroid	Fe K $\alpha$ $\sigma$	Fe K $\alpha$ Norm	Fe xxv Centroid	Fe xxv $\sigma$	Fe xxv Norm	Fe xxvi Centroid	Fe xxvi $\sigma$	Fe xxvi Norm
		keV	eV	( $\times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	keV	eV	( $\times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	keV	eV	( $\times 10^{-4}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )
1.1	0.01	6.41 $^{+0.03}_{-0.03}$	9 $^9_{-3}$	1.04 $^{+0.20}_{-0.22}$	6.67 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	2.24 $^{+0.22}_{-0.16}$	6.97 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	1.68 $^{+0.85}_{-0.17}$
1.2	0.04	6.40 $^{+0.02}_{-0.02}$	5 $^{+4}_{-4}$	0.90 $^{+0.23}_{-0.20}$	6.67 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	2.55 $^{+0.20}_{-0.20}$	6.97 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	1.87 $^{+0.00}_{-0.17}$
1.3	0.08	6.41 $^{+0.03}_{-0.03}$	10 $^{+8}_{-4}$	1.31 $^{+0.19}_{-0.24}$	6.67 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	2.45 $^{+0.20}_{-0.17}$	6.97 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	2.46 $^{+0.16}_{-0.19}$
2.1	0.11	6.39 $^{+0.02}_{-0.02}$	10 $^{+10}_{-4}$	2.8 $^{+0.4}_{-0.5}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	3.4 $^{+0.4}_{-0.3}$	6.98 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	3.4 $^{+0.2}_{-0.3}$
2.2	0.13	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	7.5 $^{+2.1}_{-2.0}$	5.3 $^{+0.6}_{-0.6}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	5.5 $^{+0.2}_{-0.4}$	6.97 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	4.8 $^{+0.2}_{-0.4}$
2.3	0.15	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	5.1 $^{+2.2}_{-1.9}$	6.2 $^{+0.6}_{-0.6}$	6.67 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	6.5 $^{+0.4}_{-0.5}$	6.97 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	5.1 $^{+0.3}_{-0.5}$
3.1	0.16	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	7.4 $^{+2.4}_{-2.3}$	8.8 $^{+1.0}_{-0.9}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	8.2 $^{+0.5}_{-0.8}$	6.97 $^{+0.01}_{-0.02}$	1	6.1 $^{+0.4}_{-0.7}$
3.2	0.17	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	6 $^{+3}_{-3}$	7.6 $^{+1.0}_{-0.9}$	6.67 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	5.9 $^{+0.5}_{-0.8}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.02}$	1	5.4 $^{+0.5}_{-0.6}$
3.3	0.19	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	7.0 $^{+1.8}_{-1.7}$	8.5 $^{+0.9}_{-0.9}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	6.1 $^{+0.7}_{-0.7}$	6.97 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	5.3 $^{+0.7}_{-0.6}$
4.1	0.21	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	7.8 $^{+1.9}_{-1.9}$	9.3 $^{+0.4}_{-0.6}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	6.0 $^{+0.7}_{-0.5}$	6.97 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	5.7 $^{+0.6}_{-0.4}$
4.2	0.24	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	5.9 $^{+1.4}_{-1.5}$	10.1 $^{+0.6}_{-0.6}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	5 $^{+2}_{-3}$	8.1 $^{+0.7}_{-0.6}$	6.98 $^{+0.01}_{-0.01}$	5.5 $^{+2.0}_{-2.0}$	6.4 $^{+0.6}_{-0.5}$
4.3	0.27	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	4.9 $^{+1.2}_{-1.6}$	14.6 $^{+0.8}_{-0.8}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	4 $^{+2}_{-3}$	10.7 $^{+0.5}_{-0.7}$	6.98 $^{+0.01}_{-0.01}$	5.3 $^{+2.1}_{-2.4}$	8.5 $^{+0.5}_{-0.7}$
5.1	0.29	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	22.8 $^{+2.1}_{-2.1}$	6.67 $^{+0.02}_{-0.01}$	7 $^{+5}_{-1}$	25.5 $^{+0.6}_{-2.4}$	6.98 $^{+0.02}_{-0.02}$	7 $^{+3}_{-3}$	20.6 $^{+0.5}_{-2.4}$
5.2	0.32	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	6.1 $^{+1.3}_{-1.6}$	23.3 $^{+1.7}_{-1.7}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	15.5 $^{+0.7}_{-1.3}$	6.99 $^{+0.01}_{-0.01}$	1	12.7 $^{+0.7}_{-1.2}$
5.3	0.34	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	6.8 $^{+1.3}_{-1.5}$	16.5 $^{+1.0}_{-1.0}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	0.2 $^{+4}_{-0.2}$	9.5 $^{+2.4}_{-0.8}$	6.98 $^{+0.01}_{-0.01}$	5.2 $^{+2.0}_{-2.3}$	8.4 $^{+2.4}_{-0.8}$

### A.2.6 Phase resolved Fe lines gaussian parameters for the out-of-eclipse observation

Table A.8: Fe lines gaussian parameters for the out-of-eclipse observation. All  $\sigma$  values were set to  $1 \times 10^{-3}$  keV.

Spectra	Orb. Phase	Fe K $\alpha$ Centroid (keV)	Fe K $\alpha$ Norm ( $\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	Fe xxv Centroid (keV)	Fe xxv Norm ( $\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	Fe xxvi Centroid (keV)	Fe xxvi Norm ( $\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )
1	0.35	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.55 $^{+0.18}_{-0.16}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.36 $^{+0.16}_{-0.17}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.03}$	0.97 $^{+0.17}_{-0.15}$
2	0.37	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.69 $^{+0.18}_{-0.16}$	6.67 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.65 $^{+0.17}_{-0.17}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.2 $^{+0.17}_{-0.15}$
3	0.40	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.75 $^{+0.17}_{-0.17}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.76 $^{+0.17}_{-0.16}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.03}$	1.01 $^{+0.16}_{-0.15}$
4	0.42	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.54 $^{+0.16}_{-0.16}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.38 $^{+0.16}_{-0.16}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.04}$	0.90 $^{+0.16}_{-0.16}$
5	0.44	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.55 $^{+0.16}_{-0.15}$	6.67 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.51 $^{+0.16}_{-0.17}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.04}$	1.00 $^{+0.16}_{-0.16}$
6	0.47	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.58 $^{+0.17}_{-0.16}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.27 $^{+0.16}_{-0.17}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.03}$	0.83 $^{+0.16}_{-0.16}$
7	0.49	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.42 $^{+0.16}_{-0.17}$	6.66 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.09 $^{+0.16}_{-0.16}$	6.97 $^{+0.05}_{-0.03}$	0.52 $^{+0.14}_{-0.15}$
8	0.51	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.53 $^{+0.17}_{-0.16}$	6.67 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.11 $^{+0.17}_{-0.17}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.03}$	0.83 $^{+0.17}_{-0.15}$
9	0.54	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.52 $^{+0.15}_{-0.17}$	6.66 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.25 $^{+0.17}_{-0.15}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.03}$	0.39 $^{+0.14}_{-0.16}$
10	0.56	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.74 $^{+0.17}_{-0.15}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.24 $^{+0.15}_{-0.17}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.61 $^{+0.16}_{-0.15}$
11	0.58	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.83 $^{+0.15}_{-0.17}$	6.66 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.40 $^{+0.17}_{-0.15}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.04}$	0.78 $^{+0.14}_{-0.15}$
12	0.60	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.50 $^{+0.16}_{-0.17}$	6.66 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.44 $^{+0.17}_{-0.16}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.04}$	0.88 $^{+0.15}_{-0.15}$
13	0.63	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.47 $^{+0.15}_{-0.16}$	6.66 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.39 $^{+0.17}_{-0.16}$	6.97 $^{+0.04}_{-0.03}$	0.55 $^{+0.14}_{-0.16}$
14	0.65	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.40 $^{+0.15}_{-0.17}$	6.66 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.07 $^{+0.17}_{-0.15}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.44 $^{+0.14}_{-0.15}$
15	0.67	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.56 $^{+0.15}_{-0.16}$	6.66 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.59 $^{+0.15}_{-0.15}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.03}$	0.52 $^{+0.14}_{-0.15}$
16	0.70	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.53 $^{+0.14}_{-0.15}$	6.66 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.04 $^{+0.15}_{-0.14}$	6.98 $^{+0.02}_{-0.03}$	0.50 $^{+0.13}_{-0.14}$
17	0.72	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.53 $^{+0.15}_{-0.16}$	6.66 $^{+0.01}_{-0.03}$	1.53 $^{+0.15}_{-0.15}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.06}$	0.43 $^{+0.13}_{-0.14}$
18	0.74	6.40 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.52 $^{+0.15}_{-0.16}$	6.66 $^{+0.02}_{-0.03}$	1.51 $^{+0.16}_{-0.14}$	6.97 $^{+0.02}_{-0.06}$	0.69 $^{+0.14}_{-0.15}$
19	0.77	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.47 $^{+0.15}_{-0.15}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.28 $^{+0.14}_{-0.14}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.53 $^{+0.14}_{-0.14}$
20	0.79	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.40 $^{+0.15}_{-0.15}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.25 $^{+0.15}_{-0.15}$	6.99 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.35 $^{+0.14}_{-0.14}$



### A.2.7 Phase resolved Fe lines gaussian parameters for dips within the out-of-eclipse observation

Table A.9: Fe lines gaussian parameters for the dips within the out-of-eclipse observation. All  $\sigma$  values were set to  $1 \times 10^{-3}$  keV.

Spectra	Orb. Phase	Fe K $\alpha$ Centroid (keV)	Fe K $\alpha$ Norm ( $\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	Fe xxv Centroid (keV)	Fe xxv Norm ( $\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	Fe xxvi Centroid (keV)	Fe xxvi Norm ( $\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )
1	0.35	6.41 $^{+0.03}_{-0.02}$	2.5 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.67 $^{+0.04}_{-0.03}$	1.7 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.97 $^{+0.04}_{-0.03}$	1.4 $^{+0.3}_{-0.4}$
2	0.37	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.1 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.4 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.99 $^{+0.04}_{-0.03}$	1.1 $^{+0.3}_{-0.3}$
3	0.39	6.41 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.0 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.66 $^{+0.02}_{-0.04}$	2.4 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.04}_{-0.04}$	1.2 $^{+0.3}_{-0.3}$
4	0.41	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.50 $^{+0.24}_{-0.24}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.8 $^{+0.3}_{-0.2}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.02}$	1.15 $^{+0.24}_{-0.24}$
5	0.43	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.0 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.4 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.06}_{-0.03}$	0.9 $^{+0.3}_{-0.3}$
6	0.44	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.2 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.5 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.06}_{-0.02}$	1.0 $^{+0.3}_{-0.3}$
7	0.46	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.2 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.7 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.99 $^{+0.06}_{-0.02}$	0.8 $^{+0.4}_{-0.4}$
8	0.46	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.4 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.67 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.0 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.97 $^{+0.06}_{-0.03}$	0.8 $^{+0.3}_{-0.3}$
9	0.5	6.40 $^{+0.04}_{-0.07}$	1.9 $^{+0.5}_{-0.5}$	6.66 $^{+0.05}_{-0.07}$	2.1 $^{+0.5}_{-0.5}$	6.97 $^{+0.20}_{-0.07}$	0.3 $^{+0.5}_{-0.3}$
10	0.52	6.41 $^{+0.03}_{-0.02}$	2.2 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.68 $^{+0.04}_{-0.06}$	2.0 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.97 $^{+0.10}_{-0.06}$	1.0 $^{+0.4}_{-0.4}$
11	0.53	6.41 $^{+0.02}_{-0.03}$	1.8 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.03}_{-0.04}$	2.1 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.17}_{-0.04}$	0.4 $^{+0.3}_{-0.3}$
12	0.56	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.3 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.04}_{-0.05}$	2.0 $^{+0.4}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.05}_{-0.05}$	0.5 $^{+0.3}_{-0.3}$
13	0.58	6.41 $^{+0.03}_{-0.02}$	2.7 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.6 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.99 $^{+0.23}_{-0.03}$	0.6 $^{+0.4}_{-0.4}$
14	0.59	6.41 $^{+0.03}_{-0.04}$	2.5 $^{+0.5}_{-0.5}$	6.66 $^{+0.06}_{-0.05}$	1.8 $^{+0.6}_{-0.6}$	6.99 $^{+0.06}_{-0.05}$	1.3 $^{+0.5}_{-0.5}$
15	0.6	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.2 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.67 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.5 $^{+0.4}_{-0.3}$	6.98 $^{+0.07}_{-0.03}$	1.1 $^{+0.3}_{-0.3}$
16	0.62	6.41 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.2 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.66 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.3 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.99 $^{+0.07}_{-0.03}$	0.9 $^{+0.4}_{-0.4}$
17	0.63	6.40 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.07 $^{+0.24}_{-0.24}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.12 $^{+0.24}_{-0.24}$	6.97 $^{+0.07}_{-0.02}$	0.34 $^{+0.24}_{-0.24}$
18	0.65	6.40 $^{+0.04}_{-0.04}$	2.0 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.68 $^{+0.05}_{-0.05}$	1.7 $^{+0.5}_{-0.4}$	6.97 $^{+0.07}_{-0.05}$	1.1 $^{+0.4}_{-0.4}$
19	0.66	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.2 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.03}$	1.7 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.99 $^{+0.06}_{-0.03}$	0.62 $^{+0.24}_{-0.24}$
20	0.68	6.41 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.8 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.66 $^{+0.04}_{-0.04}$	1.8 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.06}_{-0.04}$	0.4 $^{+0.3}_{-0.3}$
21	0.68	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.3 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.66 $^{+0.02}_{-0.03}$	1.3 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.99 $^{+0.06}_{-0.03}$	0.7 $^{+0.2}_{-0.3}$
22	0.69	6.41 $^{+0.03}_{-0.02}$	2.4 $^{+0.3}_{-0.2}$	6.66 $^{+0.04}_{-0.06}$	0.8 $^{+0.3}_{-0.2}$	6.97 $^{+0.06}_{-0.06}$	0.4 $^{+0.3}_{-0.2}$
23	0.7	6.41 $^{+0.03}_{-0.02}$	2.4 $^{+0.3}_{-0.5}$	6.66 $^{+0.07}_{-0.05}$	1.1 $^{+0.3}_{-0.5}$	6.99 $^{+0.08}_{-0.05}$	1.0 $^{+0.3}_{-0.4}$
24	0.71	6.41 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.2 $^{+0.2}_{-0.3}$	6.66 $^{+0.07}_{-0.02}$	1.4 $^{+0.3}_{-0.2}$	6.97 $^{+0.09}_{-0.02}$	0.71 $^{+0.24}_{-0.24}$
25	0.72	6.41 $^{+0.03}_{-0.05}$	2.6 $^{+0.5}_{-0.4}$	6.66 $^{+0.05}_{-0.21}$	0.9 $^{+0.5}_{-0.4}$	6.97 $^{+0.05}_{-0.21}$	0.8 $^{+0.4}_{-0.4}$
26	0.73	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.5 $^{+0.3}_{-0.5}$	6.66 $^{+0.03}_{-0.04}$	2.1 $^{+0.3}_{-0.4}$	6.99 $^{+0.04}_{-0.04}$	0.01 $^{+0.23}_{-0.01}$
27	0.73	6.41 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.1 $^{+0.5}_{-0.5}$	6.68 $^{+0.16}_{-0.05}$	1.2 $^{+0.4}_{-0.4}$	7.0 $^{+0.3}_{-0.1}$	0.5 $^{+0.4}_{-0.4}$
28	0.75	6.41 $^{+0.03}_{-0.02}$	2.0 $^{+0.4}_{-0.3}$	6.66 $^{+0.04}_{-0.03}$	1.1 $^{+0.5}_{-0.3}$	7 $^{+7}_{-0}$	0.6 $^{+0.5}_{-0.3}$
29	0.76	6.41 $^{+0.03}_{-0.02}$	1.7 $^{+0.4}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.06}_{-0.04}$	1.3 $^{+0.4}_{-0.2}$	6.99 $^{+0.06}_{-0.04}$	0.5 $^{+0.4}_{-0.3}$
30	0.78	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.2 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.03}_{-0.06}$	1.01 $^{+0.24}_{-0.23}$	6.99 $^{+0.04}_{-0.06}$	0.6 $^{+0.3}_{-0.3}$
31	0.79	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.97 $^{+0.24}_{-0.24}$	6.66 $^{+0.03}_{-0.05}$	0.99 $^{+0.24}_{-0.24}$	6.99 $^{+0.06}_{-0.05}$	0.33 $^{+0.24}_{-0.24}$

### A.2.8 Phase resolved Fe lines gaussian parameters for the out-of-dip periods of the out-of-eclipse observation.

Table A.10: Fe lines gaussian parameters for the out-of-dip regions within the out-of-eclipse observation. All  $\sigma$  values were set to  $1 \times 10^{-3}$  keV.

Spectra	Orb. Phase	Fe K $\alpha$ Centroid (keV)	Fe K $\alpha$ Norm ( $\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	Fe xxv Centroid (keV)	Fe xxv Norm ( $\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	Fe xxvi Centroid (keV)	Fe xxvi Norm ( $\times 10^{-3}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )
1	0.36	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.33 $^{+0.18}_{-0.22}$	6.68 $^{+0.03}_{-0.02}$	2.3 $^{+0.22}_{-0.18}$	6.97 $^{+0.07}_{-0.04}$	1.0 $^{+1.0}_{-0.2}$
2	0.38	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.6 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.8 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.99 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.4 $^{+1.4}_{-0.2}$
3	0.42	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.59 $^{+0.22}_{-0.24}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.47 $^{+0.24}_{-0.23}$	6.98 $^{+0.05}_{-0.04}$	1.1 $^{+1.1}_{-0.2}$
4	0.43	6.41 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.3 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.67 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.4 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.04}_{-0.05}$	1.0 $^{+1.0}_{-0.3}$
5	0.45	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.2 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.67 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.5 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.99 $^{+0.05}_{-0.08}$	1.0 $^{+1.0}_{-0.3}$
6	0.46	6.41 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.2 $^{+0.5}_{-0.5}$	6.68 $^{+0.05}_{-0.05}$	2.6 $^{+0.5}_{-0.5}$	6.97 $^{+0.09}_{-0.06}$	1.2 $^{+1.2}_{-0.5}$
7	0.5	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.3 $^{+0.2}_{-0.2}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.0 $^{+0.2}_{-0.2}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.6 $^{+0.6}_{-0.2}$
8	0.52	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.38 $^{+0.22}_{-0.24}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.11 $^{+0.24}_{-0.24}$	6.97 $^{+0.05}_{-0.06}$	0.9 $^{+0.9}_{-0.2}$
9	0.57	6.41 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.54 $^{+0.14}_{-0.16}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.24 $^{+0.16}_{-0.14}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.7 $^{+0.7}_{-0.2}$
10	0.58	6.41 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.6 $^{+0.4}_{-0.5}$	6.67 $^{+0.04}_{-0.05}$	1.9 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.99 $^{+0.09}_{-0.08}$	0.8 $^{+0.8}_{-0.4}$
11	0.59	6.41 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.5 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.68 $^{+0.03}_{-0.06}$	2.6 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.97 $^{+0.05}_{-0.04}$	0.6 $^{+0.6}_{-0.4}$
12	0.6	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.35 $^{+0.18}_{-0.20}$	6.68 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.45 $^{+0.19}_{-0.18}$	6.97 $^{+0.15}_{-0.05}$	0.9 $^{+0.9}_{-0.2}$
13	0.62	6.41 $^{+0.01}_{-0.02}$	2.29 $^{+0.23}_{-0.24}$	6.67 $^{+0.02}_{-0.03}$	2.3 $^{+0.3}_{-0.2}$	6.97 $^{+0.05}_{-0.07}$	0.7 $^{+0.7}_{-0.2}$
14	0.64	6.41 $^{+0.03}_{-0.01}$	2.22 $^{+0.21}_{-0.24}$	6.66 $^{+0.03}_{-0.02}$	2.43 $^{+0.22}_{-0.20}$	6.97 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.8 $^{+0.8}_{-0.2}$
15	0.65	6.41 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.37 $^{+0.23}_{-0.24}$	6.67 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.10 $^{+0.23}_{-0.22}$	6.97 $^{+0.07}_{-0.08}$	0.3 $^{+0.3}_{-0.2}$
16	0.66	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.8 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.4 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.99 $^{+0.07}_{-0.06}$	0.7 $^{+0.7}_{-0.3}$
17	0.67	6.41 $^{+0.04}_{-0.02}$	2.1 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.67 $^{+0.04}_{-0.03}$	2.3 $^{+0.4}_{-0.4}$	6.97 $^{+0.09}_{-0.08}$	0.5 $^{+0.5}_{-0.4}$
18	0.68	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.8 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.04}_{-0.04}$	1.2 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.10}_{-0.08}$	0.6 $^{+0.6}_{-0.3}$
19	0.69	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.5 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.66 $^{+0.02}_{-0.04}$	1.4 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.99 $^{+0.06}_{-0.05}$	0.5 $^{+0.5}_{-0.3}$
20	0.7	6.41 $^{+0.02}_{-0.04}$	2.2 $^{+0.5}_{-0.5}$	6.66 $^{+0.05}_{-0.07}$	1.2 $^{+0.5}_{-0.5}$	6.97 $^{+0.05}_{-0.06}$	1.2 $^{+1.2}_{-0.4}$
21	0.71	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.2 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.66 $^{+0.02}_{-0.07}$	1.4 $^{+0.3}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.06}_{-0.09}$	0.7 $^{+0.5}_{-0.3}$
22	0.72	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.4 $^{+0.5}_{-0.3}$	6.67 $^{+0.05}_{-0.03}$	1.6 $^{+0.5}_{-0.3}$	6.99 $^{+0.05}_{-0.06}$	0.3 $^{+1.2}_{-0.3}$
23	0.72	6.39 $^{+0.04}_{-0.07}$	2.3 $^{+0.3}_{-0.8}$	6.68 $^{+0.06}_{-0.10}$	1.8 $^{+0.3}_{-0.8}$	6.98 $^{+0.11}_{-0.23}$	0.5 $^{+0.7}_{-0.6}$
24	0.73	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.4 $^{+0.3}_{-0.2}$	6.68 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.7 $^{+0.3}_{-0.2}$	6.99 $^{+0.05}_{-0.07}$	0.7 $^{+0.3}_{-0.2}$
25	0.75	6.41 $^{+0.07}_{-0.02}$	2.6 $^{+0.9}_{-0.3}$	6.67 $^{+0.06}_{-0.06}$	1.2 $^{+0.7}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.1}_{-0.05}$	0.7 $^{+0.5}_{-0.3}$
26	0.76	6.41 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.4 $^{+0.2}_{-0.3}$	6.68 $^{+0.03}_{-0.06}$	1.6 $^{+0.2}_{-0.3}$	6.97 $^{+0.06}_{-0.05}$	0.5 $^{+0.7}_{-0.3}$
27	0.77	6.41 $^{+0.02}_{-0.01}$	2.1 $^{+0.3}_{-0.2}$	6.68 $^{+0.04}_{-0.03}$	1.2 $^{+0.3}_{-0.2}$	6.97 $^{+0.05}_{-0.05}$	0.4 $^{+0.7}_{-0.2}$

### A.3 The first X-ray spectrum of the HMXB XTE J1855-026 during the compact object eclipse

#### A.3.1 Strong emission lines

Table A.11: Parameters of the strongest lines found in the average and flux resolved spectra (Fig. ??) (ATOMDB data base).

		Average	Flare	Plateau	High plateau	Low plateau
Ne x	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	110 $^{+120}_{-80}$	90 $^{+60}_{-50}$	370 $^{+300}_{-200}$	340 $^{+300}_{-200}$	270 $^{+240}_{-190}$
	Center (keV)	1.32 $\pm$ 0.07	1.40 $^{+0.04}_{-0.03}$	1.30 $^{+0.03}_{-0.04}$	1.30 $^{+0.05}_{-0.04}$	1.30 $^{+0.02}_{-0.06}$
	Sigma (eV)	20 $^{+1}_{-20}$	20 $^{+1}_{-20}$	20 $^{+1}_{-20}$	20 $^{+1}_{-20}$	1 $^{+20}_{-0}$
	Eqw (eV)	4000 $^{+4000}_{-2000}$	2600 $^{+1600}_{-1500}$	6000 $^{+4000}_{-3000}$	14000 $^{+12000}_{-8000}$	7000 $^{+6000}_{-5000}$
Si K $\alpha$	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	10 $^{+0}_{-3}$	10 $^{+0}_{-4}$	10 $^{+0}_{-4}$	10 $^{+0}_{-4}$	8 $^{+2}_{-4}$
	Center (keV)	1.72 $^{+0.02}_{-0.01}$	1.72 $\pm$ 0.01	1.72 $\pm$ 0.01	1.72 $\pm$ 0.01	1.72 $\pm$ 0.01
	Sigma (eV)	1 $^{+20}_{-0}$	2 $^{+20}_{-0}$	1 $^{+20}_{-1}$	1 $^{+20}_{-1}$	1 $^{+20}_{-1}$
	Eqw (eV)	550 $^{+0}_{-160}$	380 $^{+0}_{-160}$	660 $^{+0}_{-240}$	700 $^{+0}_{-300}$	3900 $^{+700}_{-2000}$
Si XIII / Fe XXIV	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	7 $\pm$ 3	8 $^{+2}_{-6}$	6 $^{+3}_{-3}$	5 $^{+4}_{-3}$	2 $^{+2}_{-2}$
	Center (keV)	1.83 $^{+0.01}_{-0.02}$	1.81 $^{+0.02}_{-0.01}$	1.83 $^{+0.01}_{-0.02}$	1.82 $^{+0.01}_{-0.03}$	1.83 $^{+0.01}_{-0.02}$
	Sigma (eV)	4 $^{+20}_{-3}$	20 $^{+1}_{-20}$	2 $^{+20.0}_{-1}$	1 $^{+20}_{-0}$	2 $^{+20}_{-1}$
	Eqw (eV)	420 $\pm$ 170	320 $^{+80}_{-240}$	440 $^{+220}_{-210}$	370 $^{+280}_{-240}$	1100 $^{+1200}_{-1000}$
Si XIII	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	3 $^{+2}_{-2}$	7 $^{+4}_{-4}$	3 $\pm$ 2	4 $^{+2}_{-2}$	0.4 $^{+0.9}_{-0.4}$
	Center (keV)	1.99 $^{+0.04}_{-0.05}$	1.93 $^{+0.04}_{-0.03}$	2.00 $^{+0.04}_{-0.04}$	2.00 $^{+0.04}_{-0.04}$	2.05 $^{+0.06}_{-0.15}$
	Sigma (eV)	1 $^{+20}_{-0}$	10 $^{+10}_{-9}$	1 $^{+20}_{-0}$	1 $^{+20}_{-0}$	1 $^{+20}_{-0}$
	Eqw (eV)	180 $^{+130}_{-110}$	310 $\pm$ 10	200 $\pm$ 130	280 $^{+170}_{-160}$	200 $^{+400}_{-200}$
S XII	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	4 $^{+1}_{-1}$	5 $^{+3}_{-2}$	3 $\pm$ 1	3 $\pm$ 2	0.8 $\pm$ 0.7
	Center (keV)	2.38 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.39 $^{+0.02}_{-0.04}$	2.37 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.38 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.37 $^{+0.04}_{-0.08}$
	Sigma (eV)	1 $^{+20}_{-0}$	20 $^{+1}_{-20}$	1 $^{+20}_{-0}$	1 $^{+20}_{-0}$	1 $^{+20}_{-0}$
	Eqw (eV)	290 $^{+110}_{-100}$	290 $^{+140}_{-130}$	260 $\pm$ 130	280 $\pm$ 140	500 $\pm$ 500
Fe K $\alpha$	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	10 $^{+1}_{-1}$	20 $^{+2}_{-6}$	8 $\pm$ 1	9 $\pm$ 1	8 $\pm$ 1
	Center (keV)	6.41 $\pm$ 0.01	6.41 $^{+0.01}_{-0.02}$	6.40 $\pm$ 0.01	6.40 $\pm$ 0.01	6.40 $\pm$ 0.01
	Sigma (eV)	40 $^{+14}_{-18}$	40 $^{+20}_{-40}$	50 $^{+17}_{-21}$	50 $^{+20}_{-24}$	1 $^{+30}_{-0}$
	Eqw (eV)	2500 $^{+180}_{-200}$	3200 $^{+300}_{-900}$	2500 $\pm$ 240	2500 $\pm$ 300	15300 $^{+1500}_{-1400}$
Fe XXV	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	2 $^{+1}_{-1}$	3 $^{+2}_{-2}$	2 $^{+1}_{-1}$	2 $\pm$ 1	1.0 $^{+0.3}_{-0.4}$
	Center (keV)	6.69 $^{+0.03}_{-0.04}$	6.67 $^{+0.05}_{-0.08}$	6.70 $\pm$ 0.04	6.70 $^{+0.04}_{-0.05}$	6.70 $\pm$ 0.04
	Sigma (eV)	1 $^{+100}_{-1}$	1 $^{+100}_{-0}$	1 $^{+100}_{-0}$	1 $^{+100}_{-0}$	1.0 $^{+70.0}_{-0.1}$
	Eqw (eV)	500 $^{+300}_{-200}$	500 $\pm$ 300	470 $^{+210}_{-220}$	500 $\pm$ 240	1600 $^{+600}_{-800}$
Fe XXVI	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	2 $^{+1}_{-1}$	2 $^{+2}_{-2}$	1 $^{+1}_{-1}$	1 $^{+1}_{-1}$	0.3 $^{+0.4}_{-0.3}$
	Center (keV)	6.93 $\pm$ 0.06	6.85 $^{+0.15}_{-0.01}$	6.93 $\pm$ 0.07	6.95 $^{+0.05}_{-0.10}$	6.96 $^{+0.04}_{-0.11}$
	Sigma (eV)	30 $^{+70}_{-30}$	2 $^{+100}_{-1}$	1 $^{+100}_{-0}$	1 $^{+100}_{-0}$	1 $^{+100}_{-0}$
	Eqw (eV)	400 $^{+300}_{-200}$	300 $\pm$ 300	400 $^{+50}_{-200}$	350 $^{+180}_{-240}$	700 $^{+1000}_{-700}$

## A.3.2 Emission lines

Best fit parameters for all the gaussians included in the phenomenological model (see Section ??).

Table A.12: Tentative identification and parameters of weaker lines found in the average and flux resolved spectra.

		Average	Flare	Plateau	High plateau	Low plateau
Ar xvii	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$0.5 \pm 0.5$	$1 \pm 1$	$0.3^{+0.5}_{-0.3}$	$0.4^{+0.6}_{-0.4}$	$0.1^{+0.3}_{-0.1}$
	Center (keV)	$3.17^{+0.23}_{-0.07}$	$3.19^{+0.21}_{-0.07}$	$3.15^{+0.24}_{-0.05}$	$3.13^{+0.24}_{-0.03}$	$3.17^{+0.23}_{-0.07}$
	Sigma (eV)	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$
	Eqw (eV)	$50 \pm 50$	$90 \pm 80$	$30^{+60}_{-30}$	$50^{+80}_{-50}$	$120^{+240}_{-120}$
Ca K $\alpha$	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$0.8^{+0.6}_{-0.5}$	$0.9^{+1.0}_{-0.8}$	$0.6^{+0.6}_{-0.4}$	$0.7^{+0.5}_{-0.5}$	$0.4 \pm 0.3$
	Center (keV)	$3.64^{+0.05}_{-0.06}$	$3.63^{+0.17}_{-0.13}$	$3.67^{+0.06}_{-0.09}$	$3.66^{+0.05}_{-0.07}$	$3.71^{+0.04}_{-0.04}$
	Sigma (eV)	$30^{+70}_{-30}$	$1^{+100}_{-0}$	$1^{+100}_{-0}$	$1^{+100}_{-0}$	$1.0^{+80.0}_{-0.1}$
	Eqw (eV)	$110^{+70}_{-60}$	$80^{+120}_{-70}$	$100^{+90}_{-70}$	$110 \pm 80$	$500 \pm 300$
Ca xix	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$0.4^{+0.4}_{-0.3}$	$0.9^{+0.8}_{-0.7}$	$0.1^{+0.3}_{-0.1}$	$0.4 \pm 0.4$	$0.01^{+0.20}_{-0.01}$
	Center (keV)	$4.01^{+0.09}_{-0.12}$	$4.02^{+0.06}_{-0.12}$	$4.2^{+0.1}_{-0.3}$	$4.3^{+0.1}_{-0.4}$	$4.0^{+0.3}_{-0.1}$
	Sigma (eV)	$1^{+20}_{-0}$	$10^{+10}_{-9}$	$1^{+20}_{-0}$	$20^{+0}_{-20}$	$16^{+4}_{-15}$
	Eqw (eV)	$50 \pm 50$	$90^{+80}_{-70}$	$20^{+40}_{-20}$	$3 \pm 3$	$3 \pm 3$
Cr K $\alpha$ / Ca xx	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$0.7 \pm 0.3$	$0.8^{+1.3}_{-0.8}$	$0.4 \pm 0.4$	$0.6 \pm 0.4$	$0.2 \pm 0.2$
	Center (keV)	$5.4^{+0.1}_{-0.1}$	$5.4^{+0.4}_{-0.2}$	$5.3^{+0.5}_{-0.3}$	$5.38^{+0.06}_{-0.12}$	$5.3^{+0.5}_{-0.3}$
	Sigma (eV)	$20^{+1}_{-20}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$20^{+1}_{-20}$	$1^{+20}_{-0}$
	Eqw (eV)	$130 \pm 60$	$120^{+180}_{-110}$	$140^{+150}_{-140}$	$140 \pm 90$	$400 \pm 400$
Cr K $\beta$ / Mn K $\alpha$	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$1.1^{+0.8}_{-0.3}$	$1.9^{+0.9}_{-1.2}$	$1.5 \pm 0.5$	$1.1^{+0.8}_{-0.4}$	$0.6 \pm 0.2$
	Center (keV)	$5.94^{+0.05}_{-0.08}$	$5.88^{+0.12}_{-0.12}$	$5.93^{+0.04}_{-0.04}$	$5.95^{+0.05}_{-0.06}$	$5.93^{+0.03}_{-0.03}$
	Sigma (eV)	$2^{+100}_{-1}$	$100^{+1}_{-100}$	$80^{+30}_{-70}$	$1^{+100}_{-0}$	$1^{+70}_{-0}$
	Eqw (eV)	$310^{+220}_{-90}$	$290^{+130}_{-190}$	$370^{+120}_{-120}$	$400^{+300}_{-100}$	$1100 \pm 400$
Fe xxvi	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$0.9^{+0.6}_{-0.9}$	$3^{+1}_{-2}$	$0.8^{+0.6}_{-0.8}$	$0.8^{+0.5}_{-0.8}$	$0.1^{+0.4}_{-0.1}$
	Center (keV)	$7.12^{+0.08}_{-0.07}$	$7.00^{+0.19}_{-0.01}$	$7.10^{+0.09}_{-0.08}$	$7.11^{+0.09}_{-0.08}$	$7.06^{+0.14}_{-0.06}$
	Sigma (eV)	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$
	Eqw (eV)	$230^{+150}_{-230}$	$400^{+200}_{-300}$	$230^{+170}_{-230}$	$240^{+160}_{-240}$	$100^{+400}_{-100}$
Ni K $\alpha$	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$0.9 \pm 0.4$	$1.4^{+0.9}_{-1.2}$	$0.9 \pm 0.4$	$0.9 \pm 0.5$	$0.03^{+0.20}_{-0.03}$
	Center (keV)	$7.4^{+0.1}_{-0.1}$	$7.21^{+0.19}_{-0.01}$	$7.40^{+0.01}_{-0.02}$	$7.40^{+0.01}_{-0.02}$	$7.40^{+0.01}_{-0.20}$
	Sigma (eV)	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$
	Eqw (eV)	$250 \pm 110$	$260^{+180}_{-230}$	$270^{+20}_{-10}$	$300 \pm 160$	$70^{+400}_{-70}$
Co K $\beta$ / Ni xxvi	$I$ ( $\times 10^{-6}$ ph s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$1.2 \pm 0.4$	$2.2 \pm 0.9$	$1.0 \pm 0.5$	$0.8 \pm 0.5$	$0.1 \pm 0.1$
	Center (keV)	$7.7 \pm 0.1$	$7.5 \pm 0.1$	$7.7 \pm 0.1$	$7.7 \pm 0.1$	$7.7^{+0.1}_{-0.2}$
	Sigma (eV)	$20^{+1}_{-20}$	$20^{+1}_{-20}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$	$1^{+20}_{-0}$
	Eqw (eV)	$360 \pm 120$	$440^{+180}_{-170}$	$350 \pm 160$	$280 \pm 160$	$400^{+600}_{-400}$

### A.3.3 Eclipsing systems parameters

Source	Donor spectral type	Companion radius	Inclination $i$	Semi mayor axis $a$	Eccentricity $e$	$\omega$	$v_{\infty}$	$\dot{M}$	Ratio	$\delta$
		$R_{\odot}$	deg	$R_{\odot}$		deg	km s <sup>-1</sup>	$\times 10^7 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	deg	$R_{\odot}$
Cen X-3	O6.5 II-III (1)	12.1 ± 0.5 (1)	65 ± 1 (6)	18.84 ± 0.02 (11)	≤ 0.0016 (16)	0 ± 0(6)	2050 ± 600 (6)	5.3(6)	9.79 (19)	16 ± 1
LMC X-4	O8 III (1)	7.8 ± 0.4 (1)	59.3 ± 9 (6)	13.19 ± 0.04 (12)	0.0006 ± 0.0002 (12)	0 ± 0(6)	1950 ± 600(6)	2.4 (6)	237.18* (19)	13 ± 3
SMC X-1	B0 I (2)	18 ± (7)	62 ± 2 (6)	26.08 ± 0 (13)	≤ 0.0007 (7)	166 ± 12(6)	870 ± 260(6)	15(6)	76.62 (19)	24 ± 1
4U 1700-377	O7f (3)	21.9 ± 1.3 (8)	62 ± 1 (6)	31.69 ± 4.2(14)	≤ 0.0008 (17)	49 ± 11 (6)	1850 ± 550(6)	21(6)	8.01 (19)	30 ± 1
4U 15382-22	B0Iab (4)	17.2 ± 1 (9)	67 ± 1 (6)	24.84 ± 37 (15)	0.174 ± 0.015(15)	40 ± 12(6)	1000 ± 300 (6)	8.3 (6)	30.28 (19)	19 ± 1
IGR J180272-2016	B1-Ib (5)	19.2 ± 4.2 (10)	72 ± 2 (6)	30.78 ± 0 (10)	0.2 ± 0 (18)	0 ± 0(6)	680 ± 200(6)	6.3 (6)	43.38 (19)	19 ± 2
XTE J1855-026	B0Iaep (6)	22 ± 2 (6)	71 ± 2 (6)	36.65 ± 17.27 (6)	0.04 ± 2 (6)	226 ± 15 (6)	620 ± 190(6)	65 (6)	~ 70	24 ± 2

Table A.13: Eclipsing systems. References: (1) van der Meer et al. (2007b), (2) Reynolds et al. (1993), (3) Penny et al. (1973), (4) Parkes et al. (1978), (5) Torrejón et al. (2010a), (6) Falanga et al. (2015), (7) Primini et al. (1977), (8), Clark et al. (2002), (9) Reynolds et al. (1992), (10) Hill et al. (2005), (11) Raichur & Paul (2010), (12) Levine et al. (2000), (13) Levine et al. (1993), (14) Jones et al. (1973), (15) Mukherjee et al. (2007), (16) Bildsten et al. (1997), (17) Islam & Paul (2016), (18) Augello et al. (2003), (19) Aftab et al. (2019a). (\* Mean value).