



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciada en Astronomía

**Comptonización variable
en sistemas binarios de rayos X**

Candela Abril Bellavita

Director: Dr. Federico García
Co-director: Dr. Jorge A. Combi

LA PLATA, ARGENTINA

- MARZO DE 2023 -

A mi abu Alicia.

Candela Abril Bellavita
e-mail: bellavitacandela@gmail.com
La Plata, Marzo de 2023.

Agradecimientos

Con esta tesis concluye una etapa llena de aprendizaje, que tuvo sus altos y bajos, pero que me llenó de felicidad. Quiero agradecerles a todas esas personas que se cruzaron en mi camino durante este proceso y me ayudaron a disfrutarlo. La compañía y apoyo de cada uno de ustedes fue fundamental y estoy infinitamente agradecida de que estén en mi vida.

En primer lugar, le agradezco a Fede por su guía y compañía a lo largo de este último tramo. Gracias por enseñarme, por confiar en mi y por estar tan presente en cada paso. Me saqué la lotería al elegirte como director.

A Mariano, por sus valiosos consejos y apoyo en mis primeros pasos en el mundo de la ciencia.

A Jorge, por su siempre buena disposición y ánimos para encarar todos los trámites que a veces pueden ser muy abrumadores.

A los jurados de esta tesis, Gustavo Romero y Diego Altamirano, por sus sugerencias para mejorarla y por sus valiosos aportes para mi trabajo futuro.

A mis docentes que me ensañaron con tanta dedicación y esfuerzo. Gracias por inspirarme a seguir aprendiendo.

A todos mis amigos, los del colegio, los del obser, los de física y los de la vida, gracias por acompañarme a transitar esta etapa, por sacarme una sonrisa en los momentos más difíciles y hacerme reír hasta que me duela la panza. Tengo la suerte de tener amigos de oro. Gracias por llenar mi vida con su amistad y alegría.

A los Alfans, que me adoptaron como una más en su familia. Les agradezco de corazón por dejarme ser parte de ustedes y por elegir compartir conmigo momentos tan especiales, me hacen muy feliz.

A mi familia, mis tíos y mis primos (que siempre serán mis bebés), que me acompañan en cada paso. Gracias por su amor incondicional y su apoyo constante.

A mi hermano. Gracias por alegrarme la vida con tu complicidad, tu amor y tus chistes

malos. Sin haberlo planeado, terminamos juntos esta etapa así que aprovecho para escribirte lo orgullosa que estoy de vos. También le agradezco a Euge, por su enorme cariño y por hacer tan feliz a Lu.

A Ebu, por alentarme en cada paso, por ayudarme en todo. Aunque a veces te haya tenido repasando conmigo hasta las 5 de la mañana seguiste eligiendo acompañarme. Ahora que no hay más finales buscaré formas un poco menos tortuosas de disfrutar juntos. Te amo hasta el infinito punto rojo, punto azul y punto todas las longitudes de onda. Gracias por hacerme tan feliz.

A mi mamá, que es la mejor mamá del mundo. Gracias por estar siempre, por empujarme a creer en mí misma y a ir por más, por hacer con tu compañía todo más fácil. Te amo infinitamente.

Por último, a mi abu Alicia, que llegó a verme arrancar la carrera y sé que estaría feliz de verme terminarla. Estoy eternamente agradecida de haber podido disfrutarte tanto y de haber sido tu mejor compinche. Te extraño todos los días y a vos te dedico esta tesis.

Cierro esta etapa sintiéndome feliz y afortunada de la gente que me rodea. Sin miedo de ser repetitiva, una vez más gracias a todos por su amor, que espero algún día podérselos devolver.

Resumen

Las binarias de rayos X de baja masa (LMXBs¹) presentan alta variabilidad en un amplio rango de escalas temporales, desde decenas de milisegundos hasta años. El análisis espectro-temporal de esta variabilidad es una herramienta fundamental en el estudio de las propiedades físicas y geométricas de los flujos de acreción hacia los objetos compactos que contienen estos sistemas. Estas fuentes presentan oscilaciones cuasi-periódicas (QPOs²) en sus espectros de potencias, a diferentes frecuencias, que funcionan como trazadoras de la dinámica de estos sistemas. El estudio de las características espectrales de estas QPOs permite comprender los procesos radiativos por lo cuales estas oscilaciones se traducen en observables, así como las propiedades geométricas de las fuentes en las que ocurren.

La emisión en rayos X de las LMXBs está principalmente dominada por el proceso de Comptonización inversa donde fotones poco energéticos ganan energía al interactuar con un plasma de electrones caliente. En esta Tesis de Licenciatura nos proponemos desarrollar un modelo de Comptonización variable en el tiempo, basado en el modelo de Karpouzas et al. (2020), para poder explicar las propiedades espectro-temporales de QPOs en sistemas binarios que contienen un agujero negro como objeto compacto.

¹Del inglés, *low mass X-ray binary*.

²Del inglés, *quasi-periodic oscillation*.

Índice general

Agradecimientos	VII
Resumen	XI
Índice de figuras	XV
Índice de cuadros	XVII
1. Introducción	1
1.1. Binarias de rayos X de baja masa (LMXBs)	1
1.1.1. Espectro de emisión de LMXBs	3
1.1.2. Agujeros negros en LMXBs: fuentes transitorias	6
1.2. Curvas de luz y espectros de potencias	9
1.3. Oscilaciones Cuasi-Periódicas (QPOs) en el espectro de potencias de LMXBs	11
1.3.1. Modelos geométricos para QPOs	13
1.3.2. Modelos de Comptonización dependiente del tiempo para QPOs	14
1.4. Instrumentos de rayos X	16
1.5. Objetivos de la tesis	18
2. Un modelo de Comptonización variable para QPOs: <i>vkompth</i>	19
2.1. Hipótesis y ecuaciones del modelo	19
2.2. Esquema numérico	22
2.3. Estructura del código	27
3. Impacto de los diferentes parámetros físicos en el modelo <i>vkompth</i>	31
3.1. Efecto de la retroalimentación	33
3.2. Efecto de los parámetros del disco	34
3.3. Efecto de los parámetros de la corona	36

4. Aplicación del modelo <i>vkompth</i> a la QPO de tipo B en MAXI J1348–630	39
4.1. Modelo <i>vkompthdk</i> : una región de Comptonización	40
4.2. Modelo <i>vkdualdk</i> : dos regiones de Comptonización	43
5. Conclusiones	51
Bibliografía	55

Índice de figuras

1.1. Superficies equipotenciales para un sistema binario de dos masas.	2
1.2. Esquema de la acreción en una LMXB típica con una NS como objeto compacto.	3
1.3. Ilustración de una BH LMXB.	4
1.4. Espectro de energía intrínseco de la binaria de rayos X Cyg X-1.	6
1.5. BH como fuentes transitorias: la q en el HID y los estados LHS y HSS.	7
1.6. Curvas de luz y espectros de potencia	10
1.7. Diagrama de la precesión de un toroide respecto al momento angular de BH rotante.	13
1.8. El instrumento <i>NICER</i>	17
2.1. Esquema del sistema físico considerado por <i>vkompthdk</i>	20
2.2. Diagrama de flujo del código <i>vkompthdk</i>	28
3.1. Espectros estacionarios, rms y retardos obtenidos utilizando <i>bbody</i> y <i>diskbb</i>	32
3.2. Espectros de rms fraccional y de retardos para diferentes valores de η	33
3.3. Espectros de rms fraccional y de retardos para diferentes valores de kT_s	34
3.4. Espectros de rms fraccional y de retardos para diferentes valores de a y de $\delta\dot{H}_{\text{ext}}$	35
3.5. Espectros de rms fraccional y de retardos para diferentes valores de kT_e	36
3.6. Espectros de rms fraccional y de retardos para diferentes valores de Γ	37
3.7. Espectros de rms fraccional y de retardos para diferentes valores de L	38
4.1. Espectros rms y retardos de QPO en MAXI J1348–630.	40
4.2. Mejor ajuste de <i>vkompthdk</i> a rms y retardos de la QPO en MAXI J1348–630	43
4.3. Matriz de distribuciones de probabilidad obtenida con <i>vkompthdk</i>	44
4.4. Mejor ajuste de <i>vkdualdk</i> a rms y retardos de la QPO en MAXI J1348–630	47

- 4.5. Matriz de distribuciones de probabilidad obtenida con $vk_{dual}dk$ 48
- 4.6. Esquema del sistema físico al considerar dos regiones de Comptonización . . 49

Índice de cuadros

4.1. Valores del mejor ajuste para los parámetros físicos de MAXI J1348–630 y sus correspondientes incertezas a $1-\sigma$ (68 %) obtenidas con el modelo <code>vkompthdk</code> .	44
4.2. Valores del mejor ajuste para los parámetros físicos de MAXI J1348–630 y sus correspondientes incertezas a $1-\sigma$ (68 %) obtenidas con el modelo de dos componentes <code>vkdualdk</code> .	47

Capítulo 1

Introducción

1.1. Binarias de rayos X de baja masa

Las binarias de rayos X son sistemas binarios que consisten en un objeto compacto, que puede ser una estrella de neutrones (NS¹) o un agujero negro (BH²), acretando materia de una compañera estelar. De acuerdo a la masa de la estrella donante se clasifican en binarias de rayos X de alta masa (HMXB³) y de baja masa (LMXB⁴). En las HMXBs, la componente estelar es más masiva que el objeto compacto, usualmente se trata de una estrella de tipo O-B de masa $> 10 M_{\odot}$ que a través de sus vientos estelares le transfiere materia a la componente acretante. Por otro lado, en las LMXBs, la componente donante es una estrella evolucionada de masa $\lesssim 1 M_{\odot}$ que desbordó su lóbulo de Roche, transfiriendo materia al objeto compacto a través de un disco de acreción.

En sistemas binarios con órbitas aproximadamente circulares, se suele utilizar un sistema de referencia co-rotante con el sistema donde el origen está en el centro de masa y cuyo plano coincide con el orbital. Debido a la no inercialidad del sistema de referencia, además de la fuerza gravitatoria, debemos considerar la fuerza ficticia centrífuga. Definimos entonces una fuerza gravitatoria efectiva como la diferencia entre estas dos fuerzas, $F_{g \text{ efect}} = F_g - F_c$. Si un objeto se encuentra cerca de una de las masas, sobre él predominará la interacción gravitatoria. De lo contrario, estando lejos, comenzará a dominar la fuerza centrífuga y, por lo tanto, la gravedad efectiva apuntará hacia afuera. En la Fig. 1.1 se muestran las superficies donde el potencial gravitatorio efectivo es constante. Cerca de las

¹Del inglés, *neutron star*.

²Del inglés, *black hole*.

³Del inglés, *high-mass X-ray binary*.

⁴Del inglés, *low-mass X-ray binary*.

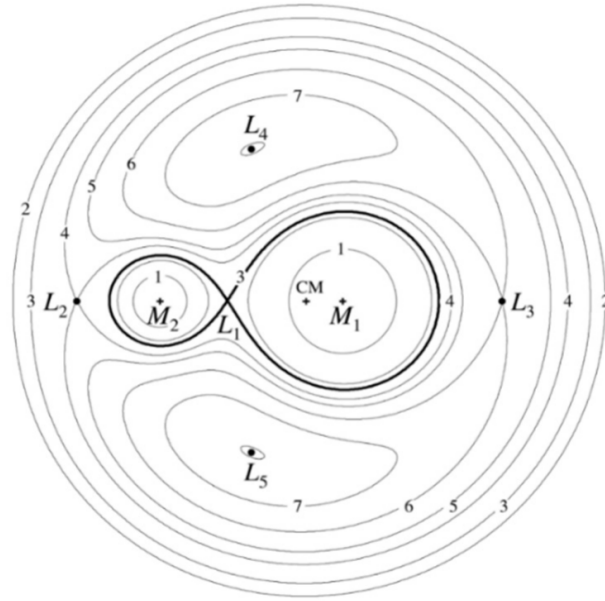


Figura 1.1: Superficies equipotenciales para un sistema binario de dos masas M_1 y M_2 , con $M_1 > M_2$. Los números del 1 al 7 indican que el potencial está en aumento. Se indica con CM y L_i , $i = 1, \dots, 5$, el baricentro de la binaria y los diferentes puntos de Lagrange, respectivamente. Figura tomada de Tan (2021).

componentes del sistema, las superficies equipotenciales son esferas concéntricas mientras que, a medida que nos alejamos, éstas se van deformando hacia el centro. Identificamos una superficie equipotencial crítica que se intersecta a sí misma en el punto de Lagrange L_1 . Los volúmenes encerrados son los lóbulos de Roche, que constituyen la región en torno a las masas donde la materia se encuentra gravitacionalmente ligada a ellas.

En la Fig. 1.2 se muestra un esquema del proceso de transferencia de masa en las LMXBs. A medida que la componente estelar del sistema evoluciona, llena su lóbulo de Roche, alcanzando el punto de equilibrio inestable L_1 . A través de este punto, comienza a transferirse materia, esencialmente hidrógeno ionizado, la cual es atraída hacia el objeto compacto. La materia que es acretaada posee momento angular, de modo que no cae directamente hacia el objeto compacto, sino que forma una estructura de disco en torno a él, llamada disco de acreción. El gas en el disco posee una rotación diferencial, es decir que cuanto más se acerca al objeto acretante, más rápido rota. La presencia de viscosidad y de campos magnéticos permite el transporte del momento angular y genera la disipación de energía a través del calentamiento del gas. De esta forma, la energía gravitacional de la materia que cae al objeto compacto es transformada en energía térmica y en energía

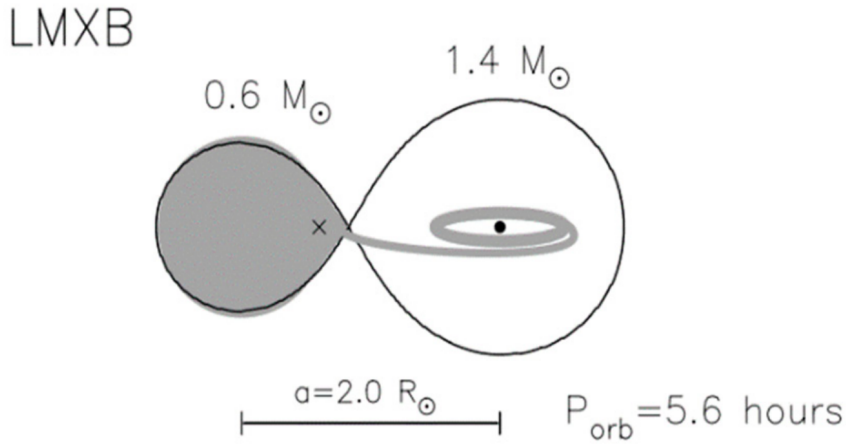


Figura 1.2: Esquema de la acreción en una LMXB típica con una NS como objeto compacto. La NS acreta materia a través de un disco formado por corrientes de acreción que se originan por el desborde del lóbulo de Roche a través del punto de Lagrange L_1 . Figura tomada de Tan (2021).

rotacional (Shakura & Sunyaev 1973; Frank et al. 2002).

En la Fig. 1.3 presentamos una ilustración de una LMXB con un BH como objeto compacto (BH LMXB), que son las fuentes en las que nos enfocaremos a lo largo de esta Tesis. En concordancia con la descripción previa de estos sistemas, identificamos la transferencia de materia desde una estrella a un BH a través de un disco de acreción. Parte de la materia del disco, en lugar de ser acretada por el BH, puede ser eyectada en forma de chorros colimados en la dirección del eje de rotación del BH, como se representa en color blanco en la figura. Este chorro de materia, conocido como *jet*, suele detectarse principalmente a frecuencias de radio.

1.1.1. Espectro de emisión de LMXBs

Para todas las binarias de rayos X, tanto de alta como de baja masa, la física detrás de los mecanismos de emisión es similar. Por lo tanto, todas poseen un espectro de energía semejante al de la Fig. 1.4, representado por la línea negra continua. Notamos que el espectro posee dos máximos locales anchos, uno a bajas energías, del orden de ~ 1 keV y otro a energías de ~ 100 keV. Además, se observa un pico angosto en $\sim 6-7$ keV. Estas tres características se vinculan a tres componentes espectrales independientes, aunque relacionadas, que pueden ajustarse adecuadamente con tres modelos aditivos, indicados en la figura con distintos colores y tipos de línea. La componente de bajas energías, o blanda, se corresponde con la emisión de un disco de acreción geoméricamente delgado y ópti-

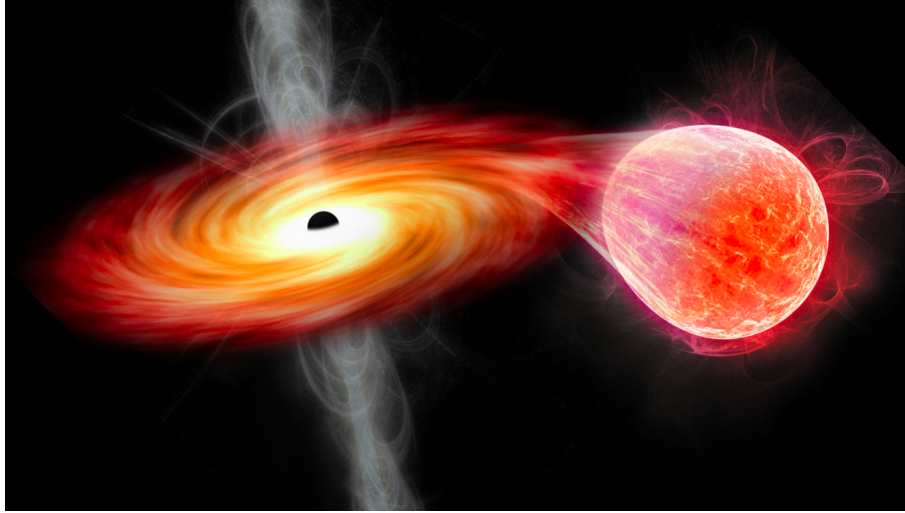


Figura 1.3: Ilustración de un BH LMXB. Se observa un BH acreta materia de una estrella evolucionada a través de un disco de acreción. Figura adaptada de Gomez et al. (2015).

camente grueso (Shakura & Sunyaev 1973). En el caso de las binarias donde el objeto compacto es una NS, se considera también la emisión en rayos X blandos de su superficie, usualmente modelada como un cuerpo negro o una atmósfera. El disco puede ser modelado como un cuerpo negro multi-temperatura (Mitsuda et al. 1984), es decir, como una sucesión de anillos que emiten como cuerpos negros con diferentes temperaturas, siguiendo la ley de potencias $T \sim R^{-3/4}$, con R el radio del anillo. Como es evidente en la Fig 1.4, la contribución del disco no es suficiente para explicar el comportamiento espectral de la fuente a energías mayores de algunos keV, incluso suponiendo las condiciones óptimas para la emisión.

En las regiones próximas al objeto compacto, existe un plasma caliente con electrones, que llamaremos corona, cuya forma geométrica aún está en discusión: podría tratarse de una componente del flujo de acreción (Ingram et al. 2009) o de la base de un *jet* saliente (Giannios et al. 2004; Markoff et al. 2005a; Reig & Kylafis 2021). Cuando un fotón ingresa a la corona, puede colisionar con los electrones muy energéticos allí presentes y ganar energía mediante el proceso de dispersión Compton inversa (IC⁵, Ghisellini 2013). Un mismo fotón puede interactuar muchas veces con distintos electrones, siendo dispersado en cada interacción hacia energías más altas. El proceso mediante el cual un fotón de relativamente baja energía sufre repetidas dispersiones al interactuar con una población de electrones muy calientes que sigue una distribución de Maxwell se conoce como

⁵Del inglés, *inverse Compton*.

Comptonización térmica. En cada interacción, el fotón ganará una energía promedio de $4 \frac{kT_e}{m_e c^2}$, donde T_e es la temperatura de los electrones, k la constante de Boltzmann y $m_e c^2$ la energía en reposo del electrón (Pozdnyakov et al. 1983). Si se tiene un plasma con electrones calientes, pero no relativistas, con una profundidad óptica τ cercana a 1, con el que actúa una población de fotones, el espectro resultante será una ley de potencias con un quiebre exponencial, es decir, de la forma $\sim (h\nu/kT_e)^{-\alpha} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$ (Ghisellini 2013). El índice espectral, α , de esta ley de potencias está vinculado a la profundidad óptica y a la temperatura del plasma, según la siguiente ecuación

$$\alpha = \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{1}{\frac{kT_e}{511 \text{ keV}} \tau (1 + \tau/3)}} - \frac{3}{2}, \quad (1.1)$$

y a partir de este, introducimos la cantidad $\Gamma = \alpha + 1$ que llamamos índice de fotones. El comportamiento del espectro a altas energías de las BH LMXBs puede explicarse mediante la Comptonización de fotones provenientes del disco de acreción. El modelo de Comptonización térmica más utilizado en la literatura para ajustar el espectro del continuo es `nthcomp` (Zdziarski et al. 1996; Życki et al. 1999). Dicho modelo considera una población de fotones emitida por una fuente de temperatura T_s , que puede ser modelada como un cuerpo negro o como un cuerpo negro multi-temperatura; estos fotones inciden en un plasma con electrones térmicos de temperatura T_e donde son dispersados por Comptonización. De todas formas, esta contribución al espectro de una BH LMXB no puede explicar el pico observado a 6 – 7 keV.

Para lograr el ajuste adecuado del espectro, introducimos la última componente llamada de reflexión. Esta contribución es generada por la emisión del disco al ser iluminado por fotones muy energéticos que regresan de la corona luego de atravesar varios procesos de dispersión. Notamos en la Fig. 1.4 que el espectro de reflexión también presenta una componente angosta a 6 – 7 keV. Este pico corresponde a la línea de emisión del hierro $K\alpha$ originada por la fluorescencia: un átomo de hierro se excita al absorber un fotón de alta energía y luego decae a un estado menos excitado emitiendo un fotón a energías de $\sim 6.4\text{--}7$ keV, dependiendo de su estado de ionización. Por otro lado, el espectro de reflexión presenta un máximo ancho a ~ 50 keV. Fotones con energías menores a ~ 20 keV son absorbidos por el disco y por lo tanto no se observan en el espectro de reflexión. Fotones con energías superiores a ~ 70 keV son dispersados hacia energías más bajas mediante la interacción Compton directa, donde un fotón altamente energético le transfiere energía a un electrón de menor energía. De esta forma, los fotones de energías más altas, si es que no son absorbidos en el disco, logran escapar luego de reducir considerablemente

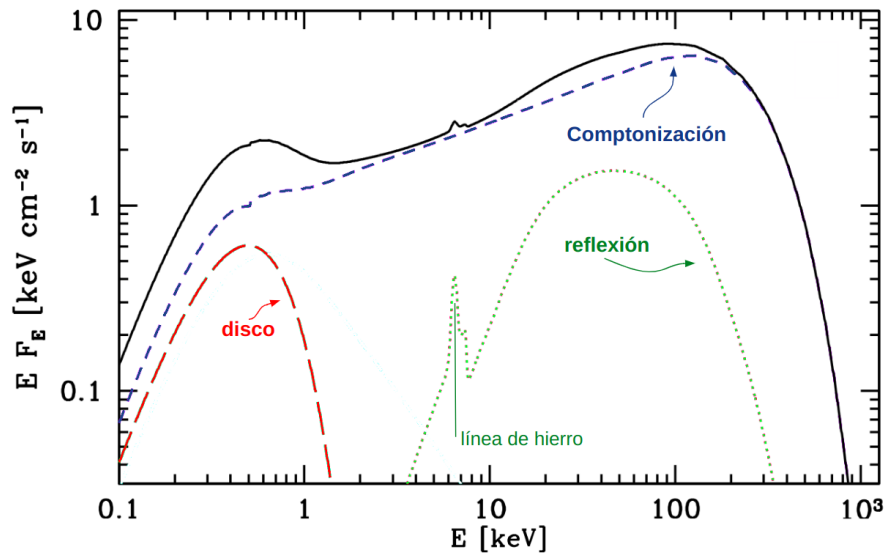


Figura 1.4: Espectro de energía intrínseco de la binaria de rayos X Cyg X-1 con línea sólida negra. Con líneas largas discontinuas rojas se indica el espectro del disco de acreción, con líneas cortas discontinuas azules la componente de Comptonización debida a dispersión de los fotones con electrones calientes térmicos. La línea punteada verde identifica la componente de reflexión en la que se distingue la línea de hierro $\text{Fe K}\alpha$. Figura adaptada de Zdziarski & Gierliński (2004).

su energía, dando lugar a lo que se conoce como *Compton Hump*, o joroba (Zdziarski & Gierliński 2004).

Concluimos entonces que, mediante la contribución de estas tres componentes (disco, Comptonización y reflexión) podemos explicar satisfactoriamente las características principales del espectro observado en las binarias de rayos X.

1.1.2. Agujeros negros en LMXBs: fuentes transitorias

Mientras buena parte de las LMXBs cuyo objeto compacto es una NS (NS LMXB) suele presentar una luminosidad aproximadamente constante, del orden de 10^{36} erg/s, la gran mayoría de las BH LMXBs cambian su luminosidad de forma cíclica desde luminosidades del orden de 10^{30} erg/s hasta 10^{38} erg/s. Las BH LMXBs son entonces fuentes transitorias que pasan de un período de inactividad, usualmente llamado *quiescent*, a atravesar distintos estadios espectro-temporales durante una erupción, o *outburst*. Es esperable que estos estadios estén conectados con cambios en la tasa de acreción del BH debido a que la mayor parte de la energía se produce a partir de dicho proceso. Para estudiar estas transiciones,

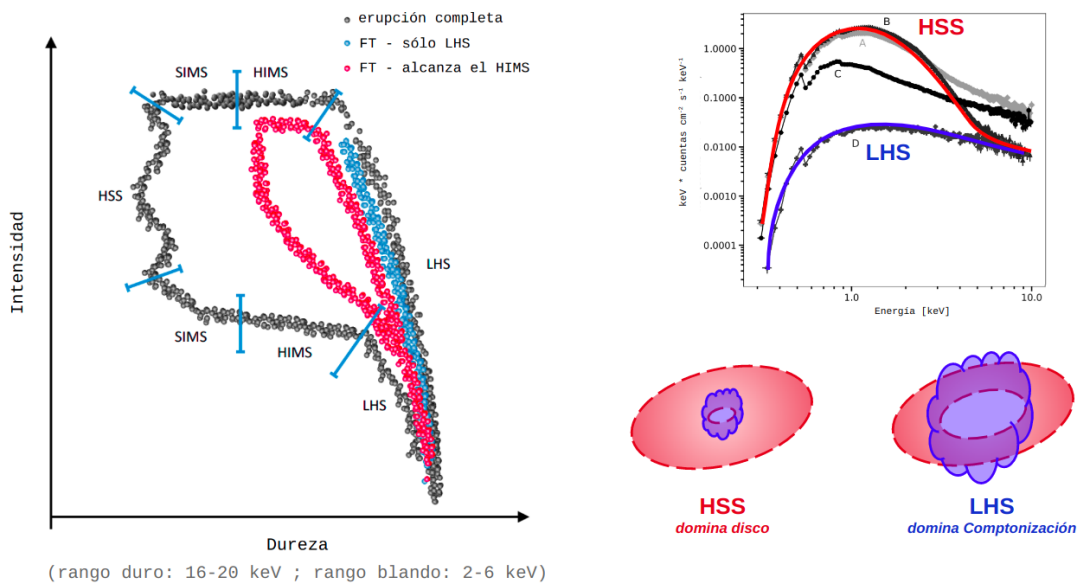


Figura 1.5: Panel izquierdo: diagrama dureza-intensidad tomado de Alabarta et al. (2021). Se indican los diferentes estados espectrales de acuerdo a la posición en el diagrama. Se observan erupciones completas, en gris, y transiciones fallidas (FT), en rojo y azul. Las FT rojas son aquellas fuentes que abandonan el LHS pero no alcanzan el HSS, mientras que las azules son las que permanecen siempre en el LHS. Panel superior derecho: espectros de energía correspondientes a las distintas etapas o estados de la erupción. Figura adaptada de Alabarta et al. (2020). En particular, se indica con rojo el espectro para el HSS y en azul para el LHS. Panel inferior derecho: diagrama esquemático de la relación de tamaños entre disco y corona de acuerdo a cuál es la componente dominante en cada estado. (Créditos a Federico García).

es usual construir un diagrama, llamado de dureza-intensidad (HID⁶), donde se indica la intensidad de la fuente en las ordenadas, y su dureza en las abscisas. La dureza es el cociente de las cuentas obtenidas en un rango de energías altas (duro) respecto de uno de energías bajas (blando), pesando así las contribuciones relativas de los distintos procesos radiativos asociados. El ancho de estos rangos depende de la fuente, y del instrumento utilizado. En el panel izquierdo de la Fig. 1.5 presentamos un HID donde la dureza se calcula utilizando los rangos de energías duro de 16–20 keV y blando de 2–6 keV. Como es claro para el camino de puntos grises, durante una erupción la fuente describe en el HID una forma de q , recorrida en sentido antihorario. Al iniciar el ciclo, la fuente se encuentra en un estado duro (LHS⁷) donde su luminosidad es baja y su espectro de energía alcanza altas energías, dominado por Comptonización. A medida que la erupción se desarrolla, la fuente sigue un camino casi vertical en el HID, aumentando su intensidad y apenas decreciendo su dureza. Eventualmente, la fuente sufre una transición hacia estados intermedios, duro y blando (HIMS y SIMS⁸) donde, a una intensidad esencialmente constante, el espectro se suaviza hasta que la fuente alcanza el estado blando (HSS⁹), cuyo espectro se corta a energías más bajas que en el estado duro, pasando a estar dominado por la emisión del disco de acreción. En este estado, la intensidad decrece mientras la dureza permanece más o menos constante. Finalmente, la fuente regresa al LHS completando la q , y volviendo así a un nuevo período de inactividad. En el HID presentado en la Fig. 1.5 se observan caminos de color que indican transiciones fallidas (FT¹⁰), donde la fuente no logra atravesar todos los estadios que mencionamos, cerrando su ciclo con un recorrido más corto.

En el panel derecho de la Fig 1.5, se presentan espectros de energías para los diferentes estadios de la erupción y la geometría de la fuente que se espera para el HSS y el LHS. En el HSS, el espectro es blando y está dominado por la emisión del disco. Se cree que el disco tiene su radio interno muy cerca del BH y que la región de Comptonización es muy pequeña. En cambio, en el LHS el espectro es duro y está dominado por la corona. Se espera un disco muy truncado y una región de Comptonización muy extendida, aunque existe un largo debate en la comunidad acerca de la naturaleza del disco en este estado (García et al. 2015; Basak & Zdziarski 2016). En el HSS, la fuente es bastante estable,

⁶Del inglés, *hardness-intensity diagram*.

⁷Del inglés, *low-hard state*.

⁸Del inglés, *hard-intermediate* y *soft-intermediate state*.

⁹Del inglés, *high-soft state*

¹⁰Del inglés, *failed transition*.

mientras que en el LHS presenta una gran variabilidad. Esto motiva a pensar a que dicha variabilidad está asociada a la corona, ya que es quien domina el espectro en ese estado.

Las LMXBs presentan alta variabilidad en un amplio rango de escalas temporales, desde decenas de milisegundos hasta años. El análisis de esta variabilidad es fundamental, pues provee información clave para el entendimiento del proceso de acreción en estos objetos.

1.2. Curvas de luz y espectros de potencias

A diferencia de lo que ocurre en el estudio de diferentes longitudes de onda donde los instrumentos miden flujos integrados, los detectores de rayos X miden fotones individuales. Esto se debe a que los fotones de rayos X tienen energías relativamente grandes, $E > 0.1$ keV, pero con flujos relativamente bajos de modo que son fáciles de detectar y de contar. Como consecuencia, se construye una lista de eventos detallada con varios atributos como la posición a la que llegó el fotón al detector, la energía y el tiempo de arribo, entre otras. A partir de esta lista de eventos, se puede llevar a cabo un estudio detallado de fuentes emisoras en estas longitudes de onda.

Antes de cualquier análisis, es necesario calibrar los datos y realizar un filtrado descartando los intervalos de tiempo en los cuales la emisión del fondo haya sido alta y los eventos que hayan ocurrido durante el período de lectura del detector, comúnmente llamados *out-of-time events*. Además, si se estudian fuentes muy brillantes, se debe tener en cuenta el efecto de *pile-up* que genera una pérdida en la lectura de fotones: al impactar más de un fotón en un mismo píxel durante un ciclo de lectura puede ocurrir que se detecten como un sólo fotón en vez de varios o que directamente la suma de las energías supere el límite del rango operativo del telescopio de modo que no pueda leerse. El *pile-up* también produce distorsiones en las energías de los fotones y en la distribución de los patrones obtenidos.

El punto de partida de cualquier análisis espectro-temporal en la astronomía de rayos X es la construcción de la curva de luz, es decir, cuentas (número de fotones acumulados) por segundo. La mayoría de las fuentes de rayos X son intrínsecamente variables en escalas de tiempo desde milisegundos hasta años pero, como las curvas de luz suelen ser ruidosas, resulta difícil identificar las señales sobre el ruido. La forma usual de estudiar la variabilidad es construir el espectro de potencias utilizando la transformada de Fourier. De esta forma, se descompone la curva de luz en una suma de sinusoides con frecuencias

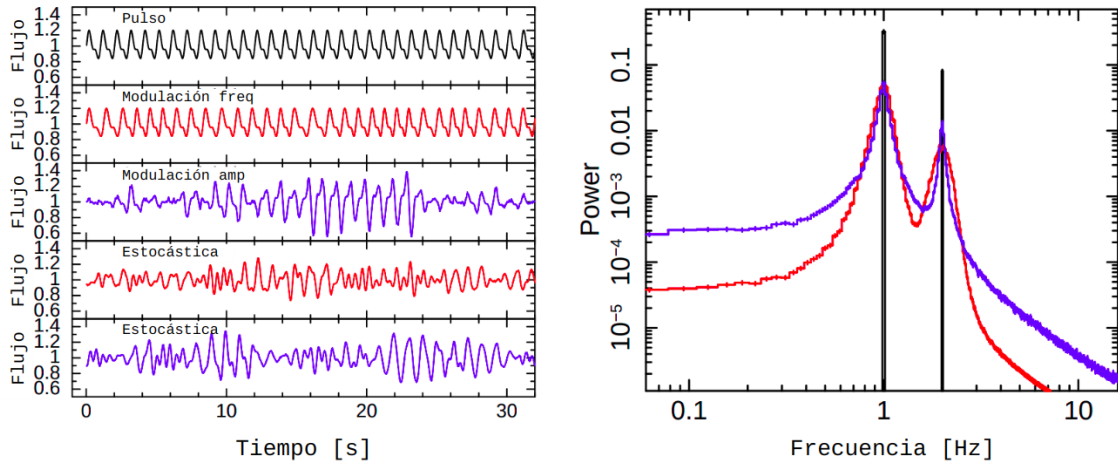


Figura 1.6: Figura tomada de Ingram & Motta (2019), en el panel izquierdo se muestran curvas de luz y en el derecho sus correspondientes espectros de potencias. En el panel superior se muestra una curva de luz periódica cuyo PDS consiste en dos funciones δ , que se muestran en línea negra. En el segundo y tercer panel se introducen, respectivamente, modulaciones de frecuencia y de amplitud, es decir, en la primera la amplitud se toma constante y en la segunda la frecuencia. Estas modulaciones llevan cada una a dos armónicos en el PDS. En los dos paneles inferiores, se muestran curvas de luz estocásticas y vemos que sus PDSs coinciden con los obtenidos para las modulaciones de frecuencia y de amplitud.

desde f_{\min} hasta f_{Nyq} . La frecuencia de Nyquist f_{Nyq} es la mitad de la tasa de muestreo de un sistema de procesamiento de una señal. Es decir, si tenemos una curva de luz de longitud temporal T con N muestras y valores x_k ($k = 0, \dots, N - 1$), entonces $f_{\text{Nyq}} = N/2T$, $f_{\min} = 1/T$ y los coeficientes de Fourier son:

$$a_j = \sum_k x_k \exp(2\pi i j k / N) \quad (1.2)$$

donde $j = -N/2, \dots, N/2 - 1$ (van der Klis 1989; Smith et al. 2011). Para computar la transformada de Fourier se utiliza el algoritmo *Fast Fourier Transform* (FFT), que para ser más eficiente requiere que N sea una potencia de 2.

Normalizando adecuadamente el producto de la transformada de Fourier $X(\nu)$ de una curva de luz $x(t)$ por su compleja conjugada, $X^*(\nu)$, se obtiene la densidad de potencia. El gráfico de esta cantidad real en función de la frecuencia es lo que se denomina espectro de potencias (PDS¹¹) e indica la cantidad de flujo que está variando para cada frecuencia y si existe periodicidad de alguna señal. En la Fig. 1.6, se presentan curvas de luz y sus

¹¹Del inglés, *power-density spectrum*.

respectivos PDSs. En particular, en el panel superior derecho se observa la curva de luz de una señal periódica y notamos que su espectro de potencias consiste en dos funciones δ .

Es importante remarcar que el incremento del tiempo de integración de la curva de luz no reduce el ruido del PDS sino que sólo reduce la f_{\min} y distribuye el ruido en un rango de frecuencias más amplio. Para reducir el ruido se suele dividir la curva de luz en segmentos, se calcula el espectro de potencias para cada uno de ellos y luego se realiza un promedio. Esto genera una reducción del error en un factor igual a la raíz cuadrada del número de segmentos. Al dividir la curva de luz, podemos estudiar la variación del espectro de potencias en el tiempo.

Con una normalización adecuada del espectro de potencias, puede obtenerse una medida de la variabilidad de la curva de luz integrando el PDS respecto de la frecuencia. Esta cantidad es la que se conoce como media cuadrática fraccional (rms¹² fraccional, Smith et al. 2011).

Por otro lado, pueden extraerse curvas de luz para diferentes bandas de energía y a cada una de ellas calcularle su transformada de Fourier. Las curvas de luz serán similares entre sí pero posiblemente estarán desfasadas las unas respecto las otras. Luego, si $X(\nu, E_1)$ y $X(\nu, E_2)$ son las transformadas de las curvas de luz $x(t, E_1)$ y $x(t, E_2)$ tomadas para las energías E_1 y E_2 , respectivamente, puede calcularse el espectro cruzado. Este último se obtiene de graficar en función de la frecuencia el producto de $X(\nu, E_2)$ con $X^*(\nu, E_1)$. Esta es una cantidad compleja y como tal, tendrá una fase que será el desfasaje entre las curvas de luz de distinta energía. Al dividir por la frecuencia angular asociada, la diferencia de fase se traduce en un retardo temporal.

Se suele obtener el espectro de potencias cruzado para varias bandas de energía respecto de una de referencia, que se elige arbitrariamente, y se calculan los retardos temporales asociados para cada uno de ellos. Si se tiene un retardo positivo, los fotones de esa banda de energía llegan más tarde que los de referencia, mientras que si es negativo, es al revés. Se habla de retardos duros si los fotones más energéticos se retrasan respecto de los menos energéticos y de retardos blandos si ocurre lo opuesto.

1.3. El espectro de potencias de las LMXBs: QPOs

El espectro de potencias de las LMXBs suele presentar una componente de ruido de banda ancha y, sobre ésta, componentes angostas llamadas oscilaciones cuasi-periódicas

¹²Del inglés, *root mean square*.

(QPOs¹³) en frecuencias características. Las QPOs corresponden a variabilidad en la curva de luz de rayos X en escalas de tiempo bien definidas y proveen información de las regiones más internas del flujo de acreción (Ingram & Motta 2019). De esta forma, su estudio resulta fundamental para entender las propiedades geométricas y los procesos físicos que ocurren en las zonas más cercanas al objeto compacto. Una QPO está caracterizada por una frecuencia central, ν_0 , el ancho a mitad de altura, FWHM¹⁴, su amplitud y el retardo en la fase dependientes de la energía (Belloni et al. 2005; Casella et al. 2005).

En las BH LMXBs se observan QPOs de baja frecuencia en el rango de 0.1 – 30 Hz, que pueden clasificarse en 3 tipos, A, B y C, de acuerdo a su fuerza, factor de calidad, $Q = (\nu_0/\text{FWHM})$, su amplitud rms fraccional, las propiedades que subyacen la componente de ruido de banda ancha en el PDS, y el estado espectral de la fuente. Las QPO de baja frecuencia de tipo A son picos anchos con frecuencias centrales en torno a 8 Hz y variabilidad débil; tienen un factor de calidad $Q < 3$ y aparecen en el HSS. Las QPOs de tipo B son más angostas que las de tipo A y tienen frecuencias centrales en torno a 6 Hz con $Q > 6$: presentan variabilidad relativamente baja de aproximadamente 4% y se encuentran en el SIMS donde el espectro es dominado por la componente blanda. Las QPO de tipo C son muy angostas y pronunciadas con frecuencias centrales entre 0.1 y 30 Hz; tienen un $Q > 10$ y son muy frecuentes en el LHS y HIMS, donde el espectro es dominado por la componente dura.

En lugar de calcular el rms fraccional de la QPO integrando en todo el rango de energías, puede integrarse en bandas angostas y obtener su valor como función de la energía. El rms fraccional dependiente de la energía permite determinar qué parte del espectro de energía es más variable a la frecuencia de la QPO y, por lo tanto, predecir en qué región de la fuente se produce la variabilidad.

Para las QPOs presentes en LMXBs, la variabilidad aumenta con la energía alcanzando un 20–30 % en torno a ~ 30 keV. A estas energías, la contribución de la componente blanda al espectro de rayos X es despreciable, por lo tanto, el disco de acreción por si solo no puede explicar el comportamiento de la amplitud rms. Recientemente se pudo observar que la reflexión tampoco puede explicar el espectro rms de una QPO detectada a ~ 200 keV en MAXI J1820+070 (Ma et al. 2020), pues si bien la reflexión alcanza su máximo en torno a ~ 20 keV, decae a energías más altas de modo que es imposible reproducir la variabilidad observada entre 150 y 300 keV. Luego, la única explicación posible para esta alta amplitud

¹³Del inglés *quasi-periodic oscillations*.

¹⁴Del inglés *full width half maximum*.

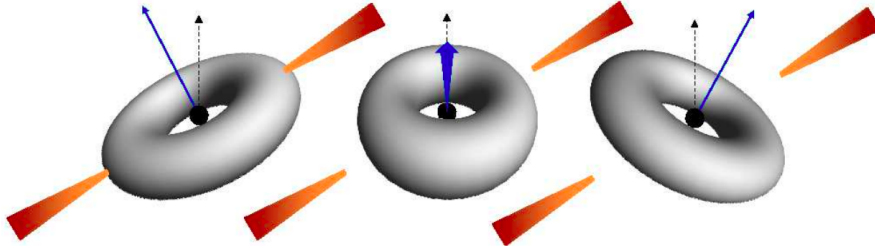


Figura 1.7: Figura tomada de Ingram et al. (2009). Se observa en gris una estructura toroidal precesando respecto del momento angular del BH. El disco se mantiene alineado con la componente estelar que cede la materia acretada.

rms de las QPOs a muy altas energías es que la corona sea la que lidera la variabilidad, ya sea produciéndola directamente o amplificando las oscilaciones producidas en el disco a diferentes bandas de energía.

El proceso IC naturalmente conduce a retardos duros: los fotones más energéticos son aquellos que sufrieron más procesos de dispersión y, por lo tanto, tuvieron que recorrer un camino más largo dentro de la corona por lo que escapan más tarde de ella (Miyamoto et al. 1988). Por otro lado, el mecanismo de retroalimentación produce retardos blandos: los fotones dispersados en la corona regresan al disco y son re-emitidos a menores energías en un tiempo posterior (Lee et al. 2001a).

1.3.1. Modelos geométricos para QPOs

Si se tiene una masa de prueba orbitando un BH rotante en una órbita circular pequeña ligeramente perturbada respecto del plano ecuatorial del BH, las frecuencias angulares epicíclicas orbital, radial y vertical serán distintas entre ellas considerando la métrica de Kerr (Ingram & Motta 2019). El hecho de que las frecuencias angulares orbital y radial no coincidan genera una precesión del periastro, es decir, una rotación del semieje mayor de la órbita con una frecuencia igual a la diferencia entre esas dos. Por otro lado, como las frecuencias orbital y vertical son distintas, se produce un tambaleo vertical de la órbita desalineada respecto del plano ecuatorial del BH. Esto es lo que se conoce como precesión de Lense-Thirring (Lense & Thirring 1918, LTP¹⁵), donde la frecuencia angular del movimiento es igual a la diferencia entre las frecuencias orbital y vertical.

Si se considera un disco inicialmente inclinado respecto del plano ecuatorial de un BH

¹⁵Del inglés, *Lense-Thirring precession*.

rotante, debido a la LTP, el disco se verá deformado. La deformación se propagará en el disco por ondas de presión desde el interior hasta un cierto radio donde otros efectos serán más relevantes. Fragile & Anninos (2005) realizaron simulaciones magnetohidrodinámicas en Relatividad General para estudiar si el movimiento de los anillos más internos del disco podría modelarse como la precesión de un cuerpo rígido. Este movimiento podría generar una señal cuasi-periódica en la curva de luz. En Ingram et al. (2009) estudiaron la precesión de un toroide encerrado por un disco de acreción en torno a un BH. En la Fig. 1.7 se observa un diagrama de la configuración que consideraron. Suponiendo la existencia de esta estructura toroidal que precesa y emite fotones altamente energéticos, Ingram et al. (2009) logran explicar cualitativamente la variabilidad observada en las curvas de luz.

1.3.2. Modelos de Comptonización dependiente del tiempo para QPOs

Llamamos Comptonización al mecanismo mediante el cual fotones son dispersados hacia mayores energías a través de sucesivas colisiones con electrones altamente energéticos que le transfieren energía por el proceso Compton inverso.

Como mencionamos en la Sección 1.3, el hecho de que la amplitud de variabilidad o rms de las QPOs crezca con la energía, presentando valores de 10–20% en el rango de 10 a 100 keV, donde el espectro de estas fuentes está dominado por la Comptonización, nos sugiere que dicho proceso radiativo debería a su vez dominar la variabilidad y por ende ser capaz de explicar la dependencia con la energía tanto de los rms fraccionales como de los retardos relativos asociados a estas QPOs. La modelización y comprensión de estas características observables asociadas a estos fenómenos resulta de gran importancia para obtener información de las propiedades físicas y geométricas del flujo de acreción.

La ecuación que permite describir la evolución temporal del espectro de una población de fotones que son dispersados múltiples veces al atravesar un plasma con electrones caliente es la ecuación de Kompaneets (1957). Siguiendo a Katz (1987), la ecuación puede escribirse de la siguiente manera:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x} + n + n^2 \right) \right], \quad (1.3)$$

donde n es la densidad numérica de fotones, y el parámetro Compton, definido como

$$y = t \frac{kT_e}{m_e c^2} n_e \sigma_T c, \quad (1.4)$$

con k la constante de Boltzmann, T_e la temperatura del plasma con electrones, m_e la masa del electrón, c la velocidad de la luz, n_e la densidad numérica de electrones, σ_T la sección eficaz de Thompson y t el tiempo. La variable x es una cantidad adimensional, asociada a la energía de los fotones, y se define como

$$x = \frac{h\nu}{kT_e}, \quad (1.5)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón y kT_e la temperatura de los electrones. La ecuación de Kompaneets puede aplicarse en el régimen no relativista, es decir que $kT_e \ll m_e c^2$ y $h\nu \ll kT_e$, suponiendo que las densidades de fotones y de electrones son isotrópicas y que no hay movimiento en bloque de los electrones dentro del plasma.

El primer término del lado derecho de la Ec. 1.3 corresponde a la difusión en energía de los fotones. El segundo término es de retroceso, en la literatura *recoil*, que implica la falta de uniformidad que tendrá la distribución de probabilidad en la dirección y en la energía del fotón saliente debido a la velocidad con la que incide el electrón. El último término, que es no lineal, describe el efecto de la dispersión Compton inducida: cuantos más fotones de una cierta energía haya, más probable será que fotones de distinta energía sean dispersados hacia esa energía. Al igual que en Lee & Miller (1998), en este trabajo despreciaremos los efectos de la dispersión inducida.

De la ecuación de Kompaneets vemos que en el proceso de Comptonización no se crean ni destruyen fotones, sino que se redistribuyen en energía. Esta ecuación admite una solución de equilibrio: en el caso no lineal, es decir, considerando dispersión inducida, es la distribución de Bose-Einstein; en el caso lineal es la distribución de Wien (Shirk 2006).

Varios trabajos propusieron que las propiedades radiativas de la variabilidad en NS LMXBs se deben a la oscilación de propiedades termodinámicas de la corona o de la fuente de fotones blandos (Lee & Miller 1998; Lee et al. 2001b; Kumar & Misra 2014a). Recientemente, Karpouzas et al. (2020) presentaron un modelo numérico de Comptonización dependiente del tiempo que explica los espectros de rms y retardos de QPOs en NS LMXBs. Si bien este modelo fue originalmente desarrollado para explicar QPOs presentes en NS LMXBs, también fue aplicado satisfactoriamente a QPOs de baja frecuencia presentes en BH LMXBs. En los trabajos Karpouzas et al. (2021); Méndez et al. (2022); García et al. (2022) utilizaron dicho modelo para explicar QPOs de tipo C presentes en GRS 1915+105. Además, en García et al. (2021) los autores aplicaron el modelo para explicar una QPO de tipo B detectada en la BH LMXB MAXI J1348–630. Para obtener un buen ajuste de los espectros de rms y retardos, García et al. (2021) consideraron no una sino dos regiones

de Comptonización independientes pero físicamente acopladas. De manera similar, pero considerando únicamente el modelado de espectros estacionarios, Zdziarski et al. (2021) encontraron que al menos dos regiones de Comptonización diferentes son necesarias para ajustar el espectro de MAXI J1820+070.

En las NS LMXBs, la superficie de la estrella de neutrones es quien emite los fotones blandos que se inyectan en la corona y, por lo tanto, es razonable modelar la emisión como un cuerpo negro esférico, como lo hacen Karpouzas et al. (2020). Esta suposición deja de ser apropiada para el caso de las BH LMXBs, donde la fuente de fotones blandos es el disco de acreción. En esta tesis, construiremos entonces un modelo, basado en Karpouzas et al. (2020), donde consideraremos el espectro de emisión de fotones blandos como un cuerpo negro multi-temperatura (*diskbb*, Mitsuda et al. 1984). Este modelo fue publicado recientemente en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (volumen 515, página 2099) bajo el título *vKomph: a variable Comptonization model for low-frequency quasi-periodic oscillations in black hole X-ray binaries* (Bellavita et al. 2022) y fue posteriormente aplicado en algunos trabajos como Zhang et al. (2022); Rawat et al. (2023); Peirano et al. (2023). El código que desarrollamos es público y de acceso libre, y puede encontrarse y descargarse del repositorio GitHub: <https://github.com/candebellavita/vkomph>.

1.4. Instrumentos de rayos X

La misión histórica para llevar adelante estudios temporales de fuentes de rayos X fue *Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE)*. Este satélite fue lanzado por la Agencia Espacial Estadounidense (NASA) en 1995 y, si bien originalmente fue diseñado para funcionar por un bienio, se mantuvo operativo durante 16 años hasta que fue dado de baja en 2012. *RXTE* contó con una resolución espectral moderada y una resolución temporal sin precedentes que fue clave para el estudio de la variabilidad de las fuentes de rayos X. Este satélite cubría escalas temporales desde microsegundos hasta meses en un rango espectral de 2 a 250 keV.

En 2017 se puso en funcionamiento el telescopio *Neutron Star Interior Composition ExploreR (NICER)* abordo de la Estación Espacial Internacional (ISS¹⁶). Este instrumento se utiliza actualmente para realizar estudios temporales de fuentes de rayos X, trabajando en la banda de rayos X blandos, de 0.2 a 12 keV. *NICER* proporciona mejoras del orden

¹⁶Del inglés, *International Space Station*.

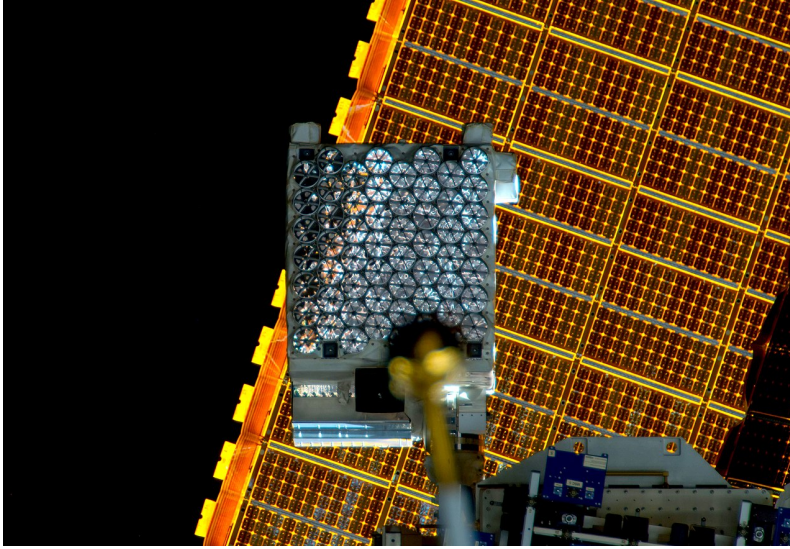


Figura 1.8: El instrumento *NICER*

Imagen del instrumento *NICER* abordo de la Estación Espacial Internacional (ISS).

de magnitud en resolución temporal, de energía y sensibilidad respecto de *RXTE*. En la Fig. 1.8 se observa una fotografía de *NICER* abordo de la ISS.

En 2009 la Agencia Japonesa de Exploración Aeroespacial puso en funcionamiento el telescopio *Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI)* abordo de la ISS. Este instrumento realiza un monitoreo total del cielo cada 92 minutos, que es el período orbital de la ISS. Los principales objetivos de *MAXI* consisten en la detección temprana de eventos de rayos X transitorios y el monitoreo de la fluctuación en intensidad de fuentes de rayos X conocidas durante largos períodos de tiempo.

En esta tesis, utilizamos observaciones realizadas por *NICER* de la fuente MAXI J1348–630. Se trata de una BH LMXB descubierta por el instrumento *MAXI* durante una erupción el 26 de Enero de 2019 (Yatabe et al. 2019; Tominaga et al. 2020). A lo largo de la erupción, la fuente experimentó una transición del LHS al HSS. Dicha transición fue minuciosamente observada por *NICER* (Gendreau et al. 2012) y en ella se detectó una fuerte QPO de tipo B a una frecuencia $\nu_0 \approx 4.45$ Hz cuyas propiedades, dadas por sus amplitudes rms y retardos, fueron obtenidas por Belloni et al. (2020), en el rango de energía de 0.75 a 10 keV.

1.5. Objetivos de la tesis

Dado que la emisión en rayos X de las LMXBs está principalmente dominada por el proceso de Comptonización inversa, en este trabajo proponemos que este mecanismo radiativo es el responsable del espectro de variabilidad asociado a las QPOs. Por lo tanto, desarrollamos un modelo de Comptonización inversa variable en el tiempo que permita explicar las propiedades espectro-temporales de las QPOs de baja frecuencia presentes en BH LMXBs.

Con este propósito, nos basamos en Karpouzas et al. (2020) para construir un modelo capaz de predecir la dependencia con la energía de las amplitudes rms fraccional y de los retardos asociados a las QPOs de baja frecuencia en BH LMXBs. Como primer paso, buscamos optimizar el código de forma de tornarlo computacionalmente viable para implementarlo como modelo local en XSPEC, paquete de análisis espectral de datos de rayos-X. De esta forma, permitimos su difusión en la comunidad científica para su directa aplicación al ajuste de datos observacionales. Luego, buscando que el modelo fuera más realista para la descripción de una BH LMXB, donde un disco de acreción es el que emite los fotones que serán posteriormente Comptonizados, modificamos el espectro de emisión de fotones blandos propuesto por Karpouzas et al. (2020). Además, nos propusimos estudiar el impacto de los distintos parámetros físicos del modelo en el comportamiento de los espectros de rms y de retardos que éste predice.

Por otro lado, con el objetivo de poner a prueba el modelo, lo aplicamos a una QPO de tipo B presente en MAXI J1348–630, que ha sido previamente estudiada por García et al. (2021), donde los autores utilizaron el modelo de Karpouzas et al. (2020) para ajustar sus propiedades espectro-temporales. Finalmente, como en García et al. (2021), intentamos extender el modelo a una corona de dos capas, de modo de considerar dos regiones de Comptonización en lugar de una.

Capítulo 2

Modelo de Comptonización variable para QPOs de baja frecuencia en BH LMXBs

Basados en el trabajo de Karpouzas et al. (2020), hemos desarrollado un modelo dependiente del tiempo llamado `vkompth` que describe tanto el espectro estacionario como el espectro variable asociado a QPOs, dado este último por los rms y retardos dependientes de la energía. Esta versión del modelo fue orientada a LMXBs donde el objeto compacto es un agujero negro. En este capítulo daremos una descripción completa del modelo, ecuaciones asociadas, y su solución numérica.

2.1. Hipótesis y ecuaciones del modelo

En la Fig. 2.1 presentamos un esquema del sistema físico. Consideramos un disco de acreción geoméricamente delgado y ópticamente grueso, caracterizado por una temperatura T_s en el radio más interno del disco, a_f . Este disco inyecta fotones a una tasa $\dot{n}_{s\gamma}$ por unidad de volumen y unidad de tiempo en un plasma con electrones caliente que llamaremos *corona*. Modelamos la corona como un plasma homogéneo con simetría esférica de tamaño L y temperatura T_e . Los electrones que la componen están distribuidos uniformemente con densidad numérica n_e . Los fotones que ingresan a la corona con una energía E , son dispersados múltiples veces por efecto Compton inverso, proceso mediante el cual los electrones le transfieren energía a los fotones. Como el medio es finito, luego de varias

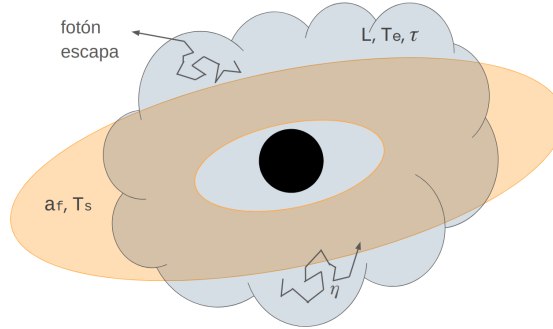


Figura 2.1: Esquema del sistema físico. BH en el centro, en naranja el disco de acreción de radio interno a_f y temperatura T_s , en azul la corona de tamaño L , temperatura T_e y profundidad óptica τ . El parámetro η caracteriza la retroalimentación.

dispersiones, los fotones escapan del medio con una energía en promedio $E' > E$ a una tasa \dot{n}_{esc} por unidad de volumen y por unidad de tiempo. Además, consideramos la retroalimentación o *feedback*, proceso por el cual una fracción de los fotones dispersados en la corona regresa a la fuente de fotones blandos, donde son reprocesados y posteriormente reemitidos. Definimos la cantidad η_{int} como la fracción de flujo de la corona que vuelve a incidir sobre el disco.

Bajo estas hipótesis, podemos describir la evolución del espectro de fotones dependiente del tiempo, n_γ , a través de la ecuación de Kompaneets (Kompaneets 1957), que tiene en cuenta múltiples dispersiones IC:

$$t_c \frac{\partial n_\gamma}{\partial t} = \frac{1}{m_e c^2} \frac{\partial}{\partial E} \left(-4kT_e E n_\gamma + E^2 n_\gamma + kT_e \frac{\partial}{\partial E} (E^2 n_\gamma) \right) + t_c \dot{n}_{s\gamma} - t_c \dot{n}_{\text{esc}} \quad , \quad (2.1)$$

donde m_e es la masa en reposo del electrón, c es la velocidad de la luz en el vacío, k es la constante de Boltzmann, y $t_c = L/c\tau_T$ es la escala de tiempo de colisión de Thomson con τ_T la profundidad óptica de Thompson que, bajo la suposición de una corona esférica y uniforme, está dada por $\tau_T = \sigma_T n_e L$, donde σ_T es la sección eficaz de Thompson.

La emisión del disco la modelamos como un cuerpo negro multi-temperatura (diskbb, Mitsuda et al. 1984), que viene dado por dos parámetros: su radio más interno, a_f , y la temperatura en ese radio, kT_s . Por construcción, el flujo integrado de este modelo es igual al producido por un cuerpo negro esférico de radio a_f y temperatura kT_s . De esta forma, podemos escribir la tasa de inyección como:

$$\dot{n}_{s\gamma} = \left[\frac{3a_f^2}{[(a_f + L)^3 - a_f^3]} \right] \left(\frac{2\pi}{h^3 c^2} \text{DiskBB}(E, kT_s) \right), \quad (2.2)$$

donde h es la constante de Planck.

Un fotón, luego de ser inyectado en la corona, sufre un número N_{esc} de dispersiones antes de abandonar el medio. Si suponemos que cada dispersión es un evento independiente, podemos asignar la probabilidad de escape por dispersión $P_{\text{esc}} = 1/N_{\text{esc}}$. Para calcular N_{esc} y la tasa de escape \dot{n}_{esc} , nos basamos en el trabajo de Lightman & Zdziarski (1987), donde los autores resuelven la ecuación de difusión espacial teniendo en cuenta que la densidad numérica de fotones con energía entre E y $E + dE$ en un cierto instante t es $n_\gamma(E, t)$. De este modo, tenemos que el número de dispersiones N_{esc} viene dado por:

$$N_{\text{esc}} = \tau_T \left(1 + \frac{1}{3} \tau_{\text{KN}}(E) f(E) \right), \quad (2.3)$$

donde

$$f(E) = \begin{cases} 1 & \text{if } E \leq 0.1 m_e c^2 \\ (1 - \frac{E}{m_e c^2})/0.9 & \text{if } 0.1 m_e c^2 < E < m_e c^2 \\ 0 & \text{if } E \geq m_e c^2 \end{cases} \quad (2.4)$$

y la profundidad óptica de Klein Nishina

$$\tau_{\text{KN}}(E) = \frac{\tau_T \sigma_{\text{KN}}(E)}{\sigma_T}, \quad (2.5)$$

con σ_{KN} la sección eficaz de Klein Nishina. La tasa de escape de fotones la calculamos multiplicando $n_\gamma(E, t)$ por la probabilidad de escape por unidad de tiempo, entonces

$$\dot{n}_{\text{esc}} = \frac{c \tau_T n_\gamma(t, E)}{L N_{\text{esc}}} = \frac{n_\gamma(t, E)}{t_c N_{\text{esc}}}. \quad (2.6)$$

Si bien los electrones de la corona son calientes, no son relativistas (i.e. $kT_e \ll m_e c^2$), entonces para los cálculos de dispersión podríamos usar la sección eficaz de Thompson. Sin embargo, para preservar la generalidad con el resto de la literatura donde se consideran correcciones relativistas, usaremos la sección eficaz de Klein Nishina. Destacamos que de utilizar σ_T obtendríamos los mismos resultados que presentaremos en esta tesis ya que trabajamos esencialmente a bajas energías.

Al igual que Karpouzas et al. (2020), modelamos la QPO como una pequeña oscilación armónica del espectro, a la frecuencia ν_{QPO} , en torno al promedio temporal, $n_{\gamma 0}$. Este último se obtiene de hallar la solución estacionaria (SSS¹) imponiendo $\frac{\partial n_{\gamma 0}}{\partial t} = 0$ en la Ec. 2.1.

¹Del inglés, *steady state solution*.

La perturbación puede ser el resultado de la variación de cualquiera de las cantidades físicas involucradas en la ecuación de Kompaneets y el espectro variable en el tiempo puede escribirse como $n_\gamma = n_{\gamma 0}(1 + \delta n_\gamma e^{-i\omega t})$, donde $\omega = 2\pi\nu_{\text{QPO}}$ y δn_γ son la frecuencia angular y la amplitud fraccional compleja dependiente del tiempo de la QPO, respectivamente. δn_γ es una función de la energía que puede vincularse directamente con los observables de la QPO: los valores de $|\delta n_\gamma|$ y de $\arctan\left(\frac{\text{Im}(\delta n_\gamma)}{\text{Re}(\delta n_\gamma)}\right)$ son, respectivamente, las amplitudes rms y retardos de la QPO dependientes de la energía.

En las fuentes que consideramos, a pesar de los múltiples procesos de dispersión, no se observa una disminución significativa de la temperatura de la corona, sino que se observa consistentemente la presencia de un espectro estacionario subyacente para el cual kT_e es esencialmente constante. Proponemos entonces la existencia de una tasa de calor externa, \dot{H}_{ext} , que permitiría explicar dicho comportamiento, y que últimamente sería aportada por la conversión de energía gravitatoria en energía térmica de los electrones, producto del proceso de acreción. Esta tasa de calor externa oscila en el tiempo, $\dot{H}_{\text{ext}} = \dot{H}_{\text{ext}0}(1 + \delta\dot{H}_{\text{ext}}e^{-i\omega t})$, generando que la temperatura de la corona también se vea perturbada según $T_e = T_{e0}(1 + \delta T_e e^{-i\omega t})$. Suponemos que esta variación de T_e es la responsable de las fluctuaciones del espectro, i.e., de la QPO. Como también consideramos el proceso de retroalimentación, supondremos que los fotones que regresan al disco habiendo sido dispersados a energías más altas, generan una oscilación en la temperatura del mismo. Es decir, la temperatura de la fuente de fotones blandos también es variable en el tiempo y podemos expresarla como $T_s = T_{s0}(1 + \delta T_s e^{-i\omega t})$. Notamos que las tres cantidades, δT_e , $\delta\dot{H}_{\text{ext}}$ y δT_s son adimensionales y complejas, lo que naturalmente permite introducir los retardos entre las variaciones armónicas de cada una de dichas cantidades físicas.

2.2. Esquema numérico

Para resolver las ecuaciones involucradas en este trabajo, empleamos el método de diferencias finitas: un método numérico para resolver ecuaciones diferenciales con condiciones de contorno que se caracteriza por ser muy estable. Consiste en aproximar las derivadas por las fórmulas de diferencias finitas en una grilla de puntos discreta, transformando la ecuación diferencial en un sistema de ecuaciones algebraico. Entonces, si estamos trabajando en un intervalo $[a, b]$, definimos una grilla de n puntos con un paso h , que puede o no ser constante, y expresamos las derivadas primeras y segundas de una

función y usando las fórmulas de diferencia centradas:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{y_{i+1} + y_{i-1}}{2h} \quad (2.7)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{y_{i-1} + 2y_i + y_{i+1}}{h^2} \quad (2.8)$$

Para poder trabajar con una ecuación adimensional, introducimos los cambios de variables $x = E/kT_e$ y $N = n_\gamma/n_c$, con $n_c = \frac{2\pi m_e c k T_{e0} 3a^2}{h^3 [(a+L)^3 - a^3]}$. En Karpouzas et al. (2020), la solución numérica, δn_γ , se calculó utilizando una grilla de energías linealmente equiespaciada. Pero como el rango de energía de los fotones que nos interesa cubre varios órdenes de magnitud, por propósitos numéricos, en esta tesis proponemos utilizar, en cambio, una grilla logarítmicamente equiespaciada. Este cambio introducido en el esquema de resolución lleva a una gran reducción en el tiempo computacional del código, que es proporcional a M^2 , con M el número de puntos de la grilla. Obtenemos una muestra razonable de la grilla de energía —e incluso mejor que en el caso lineal para bajas energías, para las cuales estamos mayormente interesados— usando 10 veces menos puntos que la grilla lineal; esto reduce el tiempo computacional en un factor 100. Con este objetivo, introducimos el cambio de variable $u = \log(x)$ en la Eq. (2.1).

Comenzaremos por plantear el caso estacionario, donde $n_{\gamma 0}$ es tal que $\frac{\partial n_{\gamma 0}}{\partial t} = 0$, de modo que la Ec.2.1 se reduce a:

$$\frac{d^2N}{du^2} + \frac{dN}{du}(e^u - 1) + N(2 - 2e^u + c_2) = -f(e^u, kT_s)e^{2u} \quad , \quad (2.9)$$

con $c_2 = \frac{m_e c^2}{kT_{e0} N_{\text{esc}}(e^u)}$. Al aproximar las derivadas de N con diferencias finitas, la Ec. 2.9 resulta:

$$\begin{aligned} N^{j-1} \underbrace{\left(\frac{1}{\delta u^2} - \frac{1}{2\delta u} (e^{u_j} - 1) \right)}_{L(u_j)} + N^j \underbrace{\left(-\frac{2}{\delta u^2} - 2 + 2e^{u_j} - c_2 \right)}_{D(u_j)} + N^{j+1} \underbrace{\left(\frac{1}{\delta u^2} + \frac{1}{2\delta u} (e^u - 1) \right)}_{U(u_j)} \\ = \underbrace{-f(e^{u_j}, kT_s) e^{2u_j}}_{C(u_j)} \quad , \end{aligned} \quad (2.10)$$

donde $j = 1, 2, \dots, M-1$, siendo M el número de puntos en la grilla y δu el paso logarítmico. Tenemos así un sistema de ecuaciones, donde la matriz del sistema es tridiagonal, siendo L la subdiagonal, D la diagonal y U la supradiagonal, e imponemos en los bordes la condición $N^0 = N^M = 0$.

El método más clásico para la resolución de sistemas de ecuaciones lineales es la eliminación Gaussiana que consiste en dos etapas: (i) la aplicación de operaciones elementales por filas para llevar el sistema a uno equivalente con una matriz de coeficientes triangular superior y (ii) la solución de este sistema equivalente a través de las relaciones de recurrencia utilizando sustitución hacia atrás. Para resolver la Ec. 2.10, utilizamos la subrutina *dgtsv*² de la biblioteca de software estandar de álgebra lineal numérica, LAPACK, que resuelve un sistema de ecuaciones de la forma $A \cdot x = b$, donde A es una matriz tridiagonal, mediante eliminación Gaussiana. El espectro estacionario que se obtiene como solución es esencialmente idéntico al espectro de continuo calculado por *nthcomp*, sólo que se utiliza un método diferente para resolver la misma ecuación diferencial.

Una vez resuelto el problema estacionario, estamos en condiciones de resolver la Ec. 2.1. Como primer paso, introducimos en la ecuación las expresiones para n_γ , T_s y T_e , que son de la forma $g = g_0(1 + \delta g e^{-i\omega t})$, con δg amplitud compleja, usamos los mismos cambios de variables que definimos previamente para el caso estacionario e introducimos la cantidad $c_5 = \frac{\omega m_e t c^2}{k T_{e0}}$. Trabajando a primer orden, resulta:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \delta n_\gamma}{du^2} + \frac{d \delta n_\gamma}{du} (e^u - 1) + \frac{2}{N} \frac{dN}{du} \frac{d \delta n_\gamma}{du} - \frac{1}{N} f(e^u, k T_{s0}) \delta n_\gamma + i c_5 \delta n_\gamma \\ & = \delta T_e \left(2 + \frac{1}{N} \frac{dN}{du} - \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{du^2} \right) - \delta T_s \frac{1}{N} \frac{T_{s0}}{(T_{e0})^2} \frac{\partial f(e^u, k T_s)}{\partial k T_s} \Big|_{k T_{s0}}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

donde las cantidades δT_e y δT_s se obtienen de la primera ley de la termodinámica y de la luminosidad de la fuente emisora de fotones, respectivamente.

Siguiendo el razonamiento y la formulación de Kumar & Misra (2014b), y usando la primera ley de la termodinámica, escribimos:

$$\frac{3}{2} k \frac{\partial T_e}{\partial t} = \dot{H}_{\text{ext}} - \langle \Delta \dot{E} \rangle, \quad (2.12)$$

donde $\langle \Delta \dot{E} \rangle$ es la variación temporal del trabajo producido por partícula en un gas ideal, en este caso los electrones en el medio, \dot{H}_{ext} es el calor ofrecido al sistema por unidad de tiempo por partícula, y $\frac{3}{2} k (\partial T_e / \partial t)$ es el cambio en la energía interna por partícula por unidad de tiempo. El término $\langle \Delta \dot{E} \rangle$ para el proceso de Comptonización es la tasa de enfriamiento Compton por partícula y está dada por:

²https://netlib.org/lapack/explore-html/d4/d62/group__double_g_tsolve.html

$$\langle \Delta \dot{E} \rangle = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} (4kT_e - E) \frac{E}{m_e c} n_\gamma \sigma dE , \quad (2.13)$$

donde E_{\min} y E_{\max} son límites arbitrarios. Reemplazando con las expresiones de T_e , n_γ y \dot{H}_{ext} , usando los cambios de variables $E = xkT_{e0}$ y $n_\gamma = Nn_c$ y despreciando términos de segundo orden obtenemos:

$$\begin{aligned} -\frac{3}{2}i\omega kT_{e0}\delta T_e e^{-i\omega t} = \dot{H}_{\text{ext}0}(1 + \delta\dot{H}_{\text{ext}}e^{-i\omega t}) - \frac{(kT_{e0})^3 n_c}{m_e c} \left[-4 \int \sigma_{\text{KN}}(x)xNdx + \int \sigma_{\text{KN}}(x)x^2Ndx \right. \\ \left. -4 \int \sigma_{\text{KN}}(x)xN\delta T_e e^{-i\omega t} dx - 4 \int \sigma_{\text{KN}}(x)xN\delta n_\gamma e^{-i\omega t} dx + \int \sigma_{\text{KN}}(x)x^2N\delta n_\gamma e^{-i\omega t} dx \right]. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Luego, a partir de esta ecuación linealizada, podemos identificar los términos perturbativos y así hallar:

$$\delta T_e = \frac{\dot{H}_{\text{ext}0}\delta\dot{H}_{\text{ext}} + \frac{n_c(kT_{e0})^3}{m_e c} \left(\int \sigma_{\text{KN}}(x)x^2N\delta n_\gamma dx - 4 \int \sigma_{\text{KN}}(x)xN\delta n_\gamma dx \right)}{-\frac{3}{2}i\omega kT_{e0} + \frac{4(kT_{e0})^3 n_c}{m_e c} \int \sigma_{\text{KN}}(x)xNdx} , \quad (2.15)$$

donde $\dot{H}_{\text{ext}0}$ es la tasa de calor externo cuando la corona se encuentra en equilibrio térmico, que suponemos constante. Para calcular esta cantidad debemos considerar la solución de equilibrio de la Ec. 2.14 que conduce a:

$$\dot{H}_{\text{ext}0} = \frac{(kT_{e0})^3 n_c}{m_e c} \left(4 \int \sigma_{\text{KN}}(x)xNdx - \int \sigma_{\text{KN}}(x)x^2Ndx \right) . \quad (2.16)$$

El modelo de `diskbb` tiene la particularidad de que su flujo integrado coincide con la expresión para un cuerpo negro, cuya luminosidad es $4\pi a^2 \sigma T_s^4$, donde σ es la constante de Stefan Boltzman, a es el radio interno del disco y T_s su temperatura. De acuerdo con Lee et al. (2001c) y Kumar & Misra (2014b) es válido suponer que la fracción η_{int} de los fotones Comptonizados que regresan al disco, aumentan su temperatura y, por lo tanto, su luminosidad. Basándonos en este efecto podemos modelar la luminosidad del disco como la superposición de la luminosidad de un cuerpo negro con una temperatura fija inherente $T_{s,\text{inh}}$, y una fracción η_{int} del espectro saliente de la corona. Entonces escribimos:

$$4\pi a^2 \sigma T_s^4 = 4\pi a^2 \sigma T_{s,\text{inh}}^4 + \eta_{\text{int}} V_c \int \frac{n_\gamma}{t_c N_{\text{esc}}(E)} E dE , \quad (2.17)$$

donde $V_c = (4/3)\pi[(a+L)^3 - a^3]$ es el volumen del medio. Notamos que η_{int} posee un límite superior η_{max} que se obtiene para $T_{s,\text{inh}} = 0$ en la Ec. 2.17. Definimos entonces el

parámetro de retroalimentación $\eta = \frac{\eta_{\text{int}}}{\eta_{\text{max}}}$ que toma valores entre 0 y 1. Esta cantidad corresponde a la fracción del flujo del disco que proviene del reprocesamiento del flujo de la corona. Suponiendo que $T_{s,\text{inh}}$ no varía, entonces δT_s es el resultado de la oscilación de la densidad de fotones, δn_γ , que afecta la temperatura observada, T_s , a través de la retroalimentación. Reemplazando con los términos perturbados, utilizando los cambios de variables previos y linealizando la ecuación se obtiene:

$$4\pi a^2 \sigma T_{s0}^4 (1 + 4\delta T_s e^{-i\omega t}) = 4\pi a^2 \sigma T_{s,\text{inh}}^4 + \frac{\eta V_c n_c k T_{e0}^2}{t_c} \int \frac{xN}{N_{\text{esc}}(x)} dx, \quad (2.18)$$

donde hemos utilizado que $(1 + y)^4 \approx 1 + 4y$ si $y \ll 1$. Luego, la amplitud compleja δT_s es:

$$\delta T_s = \frac{k^4 \eta V_c n_c (k T_{e0})^2}{16\pi a^2 \sigma (k T_{s0})^4 t_c} \int \frac{xN \delta n_\gamma}{N_{\text{esc}}(x)} dx. \quad (2.19)$$

De esta forma completamos el sistema de ecuaciones que usaremos para construir el modelo. Notamos que las integrales que aparecen en las amplitudes δT_e , δT_s y $\delta \dot{H}_{\text{ext}0}$ deben ser calculadas numéricamente con límites de integración arbitrarios. Para esto utilizamos la regla de Simpson: un método numérico que permite calcular el valor de una integral definida de una función f , dividiendo al intervalo de integración $[a, b]$ en un número impar $n = 2m + 1$ de puntos equiespaciados con paso h , según:

$$\int_a^b f(x) dx \approx \frac{h}{3} (f_1 + 4\sigma_{\text{par}} + 2\sigma_{\text{impar}} + f_n), \quad (2.20)$$

donde $f_i = f(x_i)$, $\sigma_{\text{par}} = \sum_{j=2,4}^{n-1} f_j$, i.e., la suma de los índices pares, y $\sigma_{\text{impar}} = \sum_{j=3,5}^{n-2} f_j$, i.e., la suma de los índices impares.

Volviendo a la ecuación 2.11, aplicamos nuevamente las fórmulas de diferencias finitas y obtenemos:

$$\begin{aligned} & \underbrace{\delta n_\gamma^{j-1} \left(-\frac{1}{\delta u^2} + \frac{1}{2\delta u} (e^u - 1) + \frac{dN}{du} \Big|_{u_j} \frac{1}{N\delta u} \right)}_{L(u_j)} + \underbrace{\delta n_\gamma^j \left(\frac{2}{\delta u^2} + \frac{1}{N} \frac{f(e^{u_j}, kT_{s0})}{(kT_{e0})^2} - ic_5 \right)}_{D(u_j)} \\ & + \underbrace{\delta n_\gamma^{j+1} \left(-\frac{1}{\delta u_j^2} - \frac{1}{2\delta u} (e^u - 1) - \frac{dN}{du} \Big|_{u_j} \frac{1}{N\delta u} \right)}_{U(u_j)} = \quad (2.21) \\ & \underbrace{\delta T_e \left(-2 + \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{du^2} \Big|_{u_j} + \frac{1}{N} \frac{dN}{du} \Big|_{u_j} \right)}_{C(u_j)} + \delta T_s \frac{1}{N} \frac{kT_{s0}}{(kT_{e0})^2} \frac{\partial f(e^{u_j}, kT_s)}{\partial T_s} \Big|_{T_{s0}}. \end{aligned}$$

Nuevamente tenemos un sistema de ecuaciones lineales, pero en este caso la matriz de coeficientes no será tridiagonal, pues las expresiones para δT_e y δT_s dependerán de la suma de los valores de δn_γ^j en toda la grilla.

En este caso, en lugar de resolver directamente por eliminación Gaussiana, será conveniente recurrir a la factorización LU. Este método consiste en la descomposición de la matriz de coeficientes A de un sistema de ecuaciones $A \cdot x = b$, en el producto de dos matrices $A = L \cdot U$, donde L y U son matrices triangulares inferior y superior, respectivamente. De esta forma, resolver el sistema de ecuaciones original es equivalente a resolver secuencialmente los siguientes dos sistemas de ecuaciones:

$$L \cdot y = b,$$

$$U \cdot x = y.$$

El primero de ellos se resuelve por sustitución hacia adelante y el segundo por sustitución hacia atrás.

Para resolver la Ec. 2.21 utilizamos entonces las subrutinas *zgetrf* y *zgetrs*³ de LAPACK. La primera calcula la factorización LU de la matriz de coeficientes complejos con doble precisión y la segunda resuelve el sistema de ecuaciones asociado usando la descomposición obtenida.

Una vez obtenido el vector solución δn_γ , interpolamos la solución para obtener una función continua que luego se utilizará para ajustar las observaciones. Para la interpolación, buscaremos generar una *spline* (i.e., una curva diferenciable definida en porciones mediante polinomios), que pase por los puntos solución. La *spline* pasará por todos los puntos de la grilla $(x_j, \delta n_\gamma^j)$ y permitirá aproximar el valor de δn_γ para cualquier valor del intervalo $[x_0, x_n]$.

2.3. Estructura del código

El código presentado en esta tesis requirió del desarrollo de varios módulos y subrutinas propias así como el uso de otras subrutinas externas preexistentes. En la Fig. 2.2 mostramos un diagrama de flujo del código señalando sus componentes principales. Las nubes grises representan los módulos que subyacen al código. El módulo *global* define las constantes físicas y conversiones de unidades necesarias. El módulo *arrays* define herramientas variadas: *arrdef* calcula la corrección de Klein Nishina, *linspace* genera una grilla equiespaciada de puntos e *interpolated_univariate_spline* calcula una *spline* constitui-

³https://netlib.org/lapack/explore-html/d3/d01/group__complex16_g_ecomputational.html.

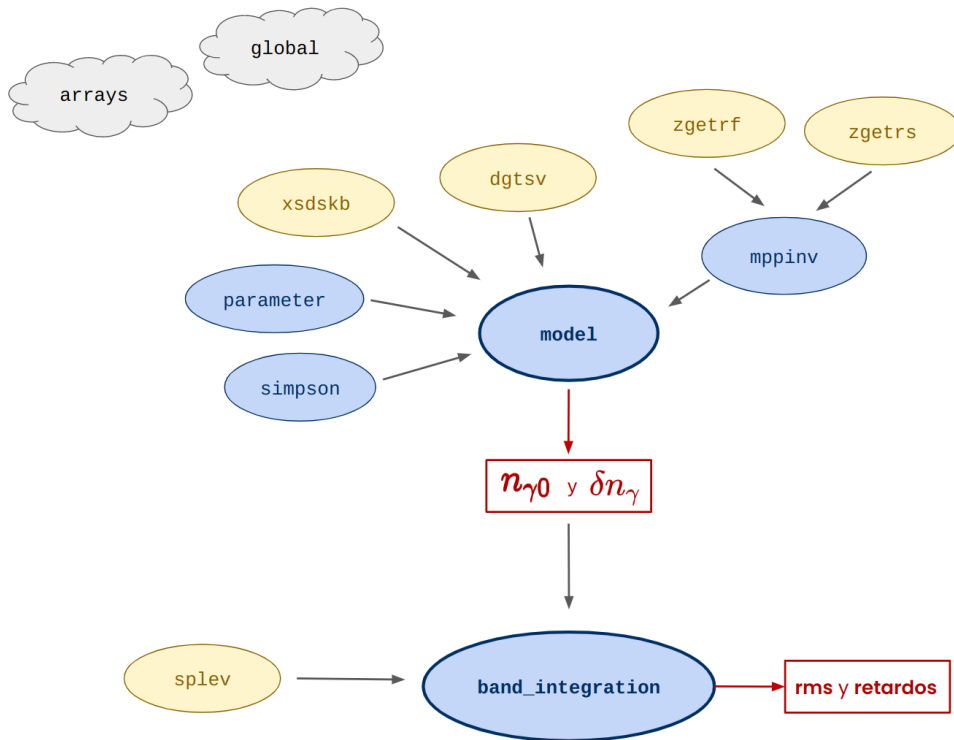


Figura 2.2: Diagrama de flujo del código `vkompthdk`. En forma de nube gris se representan los módulos. Con elipses azules las subrutinas desarrolladas por nosotros y con elipses naranjas las principales subrutinas externas utilizadas. Las dos elipses de mayor grosor indican las subrutinas principales y en rectángulos rojos se destaca lo que se obtiene de cada una de ellas.

da por polinomios de grado 3 que pasa por un determinado conjunto de puntos dados. En la Fig. 2.2, identificamos con elipses las subrutinas. Los azules corresponden a las que hemos desarrollado nosotros mientras que los naranjas a las externas. En el diagrama elegimos destacar sólo algunas de las subrutinas externas necesarias con el fin de simplificar la interpretación general del código.

Una de la subrutinas principales del código es `model` que tiene como objetivo calcular el espectro estacionario, dado por el vector $n_{\gamma 0}$, y el espectro variable, dado por el arreglo de números complejos δn_{γ} . Como se representa en el diagrama, `model` recurre a varias subrutinas para poder hallar las soluciones. A continuación explicitamos algunas. La subrutina externa `xsdskb`⁴ calcula el modelo de cuerpo negro multi-temperatura permitiendo definir la emisión del disco de acreción. La subrutina `parameter` calcula varias cantidades como el volumen de la corona, probabilidades de escape, y cantidades combinadas, definidas en la Sección anterior, como N_{esc} , c_2 y c_5 , entre otras. La subrutina externa `dgstv`⁵ es la encargada de resolver el problema estacionario mediante eliminación gaussiana, y así hallar $n_{\gamma 0}$, correspondiente al espectro estacionario. La subrutina `simpson` calcula integrales usando el método de integración homónimo. En la subrutina `mppinv` se confecciona la matriz de la Ec. 2.21 y se resuelve el sistema de ecuaciones lineales mediante factorización LU, utilizando las subrutinas externas `zgetrf` y `zgetrs`⁶ que trabajan con números complejos en doble precisión. De esta forma, se logra hallar la solución compleja δn_{γ} , correspondiente al espectro variable. Finalmente, utilizamos la subrutina `band_integration` que, haciendo uso de la subrutina externa `sp1ev`⁷, evalúa las *spline* que representan a las soluciones dadas por $n_{\gamma 0}$ y δn_{γ} , en un cierto conjunto de puntos, para así calcular el espectro propiamente dicho, así como el rms fraccional y los retardos en la grilla de energías en que están dados los datos que quieran ajustarse.

⁴<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node163.html>.

⁵https://netlib.org/lapack/explore-html/d4/d62/group__double_g_tsolve.html.

⁶https://netlib.org/lapack/explore-html/d3/d01/group__complex16_g_ecomputational.html.

⁷<https://netlib.org/dierckx/>.

Capítulo 3

Impacto de los diferentes parámetros físicos en el modelo

En este capítulo nos proponemos mostrar el comportamiento de los espectros de rms y retardos que predice nuestro modelo y explorar así su dependencia con los diferentes parámetros físicos involucrados.

En la Fig. 3.1 mostramos en línea continua azul la SSS, la amplitud rms fraccional y los retardos obtenidos utilizando nuestro modelo, considerando los siguientes valores típicos para los parámetros: $\eta = 0.5$, $kT_s = 0.5$ keV, $kT_e = 20$ keV, $\Gamma = 3.5$, $a_f = 250$ km y $L = 7100$ km. A modo de comparación, mostramos con línea punteada oliva, la SSS, rms y retardos obtenidos al utilizar como fuente de fotones blandos un cuerpo negro (bbody, como es el caso de Karpouzas et al. 2020) y los mismos valores para los parámetros. Notamos que ambas SSSs presentan un máximo en torno a 1–3 keV y se comportan del mismo modo a energías más altas pero, a bajas energías, el `diskbb` tiene un comportamiento más suave que el `bbody`. El espectro de rms del `bbody` muestra un punto de pivote a la misma energía que el máximo de la SSS y que correlaciona con la abrupta caída en los retardos. Consistentemente con el comportamiento más suave de la SSS, el espectro rms para el `diskbb` no tiene un mínimo pronunciado como en el caso del `bbody`. Del mismo modo, vemos que la caída en los retardos para el `diskbb` es mucho menos pronunciada. A energías más bajas, $E \lesssim 1$ keV, el espectro rms del `diskbb` exhibe amplitudes de variabilidad más pequeñas que el `bbody`. A altas energías, donde todos los fotones ya fueron Comptonizados, ambos espectros se vuelven muy similares.

En las siguientes figuras presentamos cómo varían el rms fraccional y los retardos al variar de forma independiente los distintos parámetros de entrada del modelo consideran-

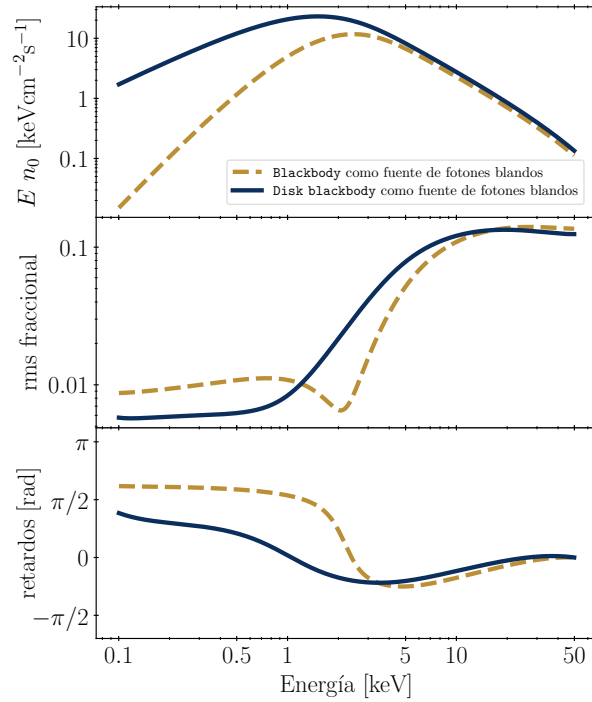


Figura 3.1: En el panel superior se muestran los espectros estacionarios (SSS, i.e., promediados en el tiempo) obtenidos de la solución utilizando un `bbody` (línea punteada oliva) o un `diskbb` (línea sólida azul) como fuente de fotones blandos. En los paneles medio e inferior se observan las amplitudes rms fraccional y los retardos dependientes de la energía para cada modelo de emisión (con la misma convención de colores que en el panel superior). En ambos casos, consideramos los siguientes valores para los parámetros: $\eta = 0.5$, $kT_s = 0.5$ keV, $kT_e = 20$ keV, $\Gamma = 3.5$, $a_f = 250$ km y $L = 7100$ km.

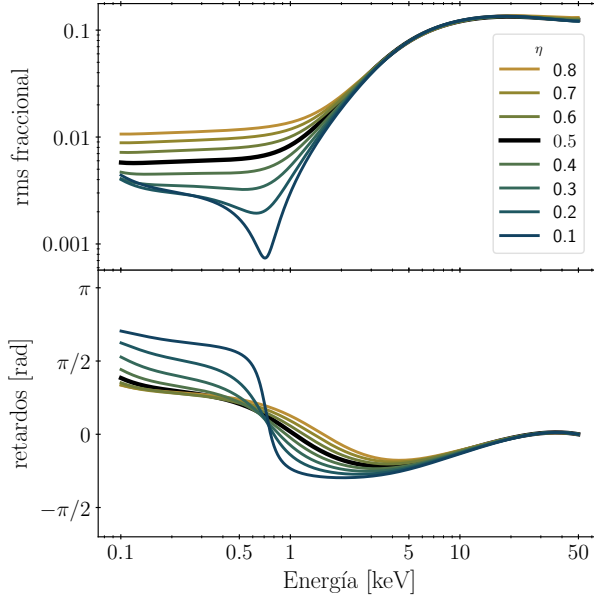


Figura 3.2: Espectros del rms fraccional y de los retardos para diferentes valores del parámetro de retroalimentación, desde $\eta = 0.1$ en azul a $\eta = 0.8$ en oliva, dejando el resto de los parámetros fijos en $kT_s = 0.5$ keV, $kT_e = 20$ keV, $\Gamma = 3.5$, $a_f = 250$ km, $L = 7100$ km, $\delta\dot{H}_{\text{ext}} = 0.1$. En negro se muestran espectros guía, comunes en todas las figuras.

do que el espectro de emisión de fotones blandos es un *diskbb*. Para todas estas figuras, usaremos el espectro de la Fig. 3.1 como referencia, al que trazaremos con una línea sólida negra para distinguirlo con facilidad.

3.1. Efecto de la retroalimentación

En la Fig. 3.2 presentamos los espectros de rms y retardos para diferentes valores del parámetro de retroalimentación, η , desde 0.1 en azul a 0.8 en oliva. A altas energías ($E \gtrsim 5$ keV) el modelo predice que tanto los retardos como rms son independientes del parámetro de retroalimentación, pues las curvas son esencialmente idénticas para todos los valores de η . Esta independencia surge de que los fotones son re-emitidos siguiendo el espectro de la fuente de fotones blandos, que domina por debajo de los 2 keV, pero es despreciable arriba de los 5 keV. A bajas energías ($E \lesssim 5$ keV) las curvas comienzan a separarse de acuerdo al valor de η . Para $\eta \gtrsim 0.4$, la amplitud rms se vuelve plana asumiendo valores en torno al $\sim 1\%$ por debajo de 1 keV. Para valores de retroalimentación más bajos, $\eta < 0.4$, se observa que la amplitud decrece aún más cerca de 0.8 keV, revelando un

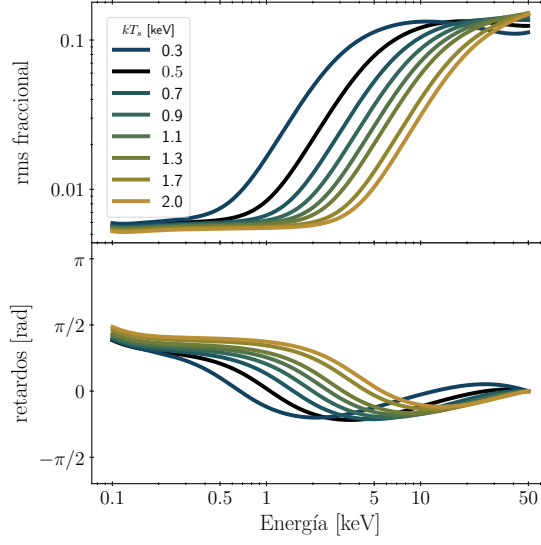


Figura 3.3: Espectros del rms fraccional y de los retardos para diferentes valores de la temperatura de la fuente de fotones blandos, desde $kT_s = 0.3$ keV en oliva a $kT_s = 2$ keV en azul, dejando el resto de los parámetros fijos en $\eta = 0.5$, $kT_e = 20$ keV, $\Gamma = 3.5$, $a_f = 250$ km, $L = 7100$ km, $\delta\dot{H}_{\text{ext}} = 0.1$. En negro se muestran espectros guía, comunes en todas las figuras.

punto de pivote, y luego vuelve a aumentar hasta $\sim 0.5\text{--}0.8\%$, a 0.1 keV. En el rango de energía de 1–5 keV, observamos que los retardos presentan un mínimo y que la energía a la que este punto crítico se manifiesta decrece a medida que lo hace el parámetro de retroalimentación. Para energías por debajo del punto de pivote ($E < 1$ keV), los retardos aumentan nuevamente y lo hacen de forma más abrupta para los valores más bajos de η .

3.2. Efecto de los parámetros del disco

En la Fig. 3.3 mostramos el comportamiento de los espectros de rms y retardos para diferentes valores de la temperatura de la fuente de fotones blandos, kT_s , desde 0.3 keV en azul hasta 2 keV en oliva. En esta figura vemos que el modelo predice esencialmente las mismas curvas de amplitud rms para todos los valores de kT_s pero desplazadas hacia energías más altas a medida que la temperatura aumenta. Para $kT_s = 0.3$ keV, la amplitud de variabilidad aumenta a partir de 0.4 keV. La energía a la que ocurre este aumento de variabilidad se desplaza hacia la derecha a medida que kT_s aumenta, alcanzando energías $E \sim 3$ keV para una temperatura de 2 keV. De manera similar, notamos un mínimo en los retardos cuya energía es mayor cuanto mayor es kT_s : desde ~ 2 keV para $kT_s = 0.3$ keV a

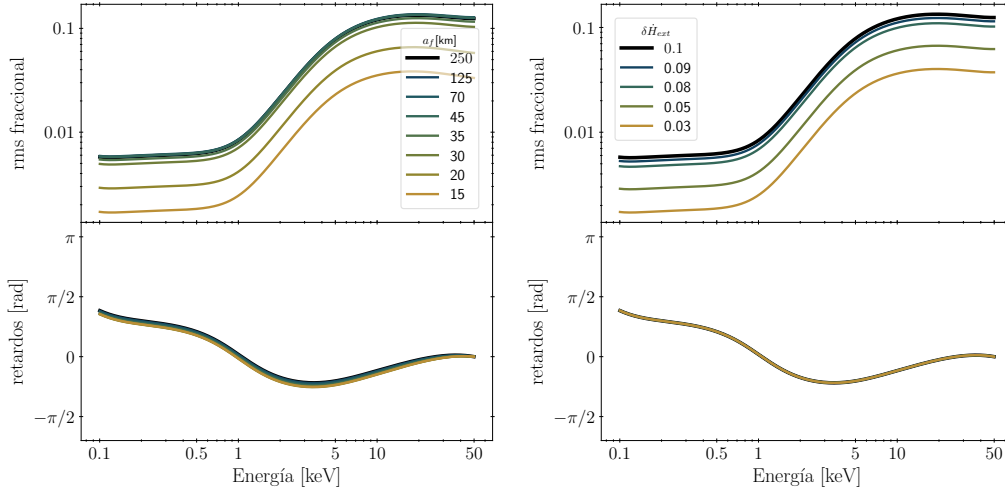


Figura 3.4: En el panel izquierdo, espectros del rms fraccional y de los retardos para diferentes valores del radio de la última órbita estable, desde $a_f = 15$ km en oliva a $a_f = 250$ km, dejando el resto de los parámetros fijos en $\eta = 0.5$, $kT_s = 0.5$ keV, $kT_e = 20$ km, $\Gamma = 3.5$, $L = 7100$ km, $\delta\dot{H}_{\text{ext}} = 0.1$. En el panel derecho, espectros de rms fraccional y de retardos fijando $a_f = 250$ km y explorando valores de $\delta\dot{H}_{\text{ext}}$, desde 0.03 en oliva hasta 0.1. En negro se muestran espectros guía, comunes en todas las figuras.

~ 14 keV para $kT_s = 2$ keV, lo cual sugiere la existencia de una correlación entre ambas cantidades. Ajustamos entonces la relación entre kT_s y la energía del mínimo en el espectro de los retardos, E_{min} , con una función lineal y encontramos una correlación de alta significancia (coeficiente de correlación $r = 0.999$, con una probabilidad de 10^{-32} para las hipótesis de que los datos no estén correlacionados), dada por $E_{\text{min}} \approx 6.87 kT_s$, en keV.

En el panel izquierdo de la Fig. 3.4 exploramos el comportamiento de la amplitud rms y los retardos para diferentes valores del radio interno del disco, a_f , desde 15 km en oliva (equivale a $\sim 1 R_g$ para un BH de $10 M_\odot$) hasta 250 km. Se observa que el espectro rms tiene un cierto rango dinámico por debajo de los ≈ 40 km, a partir del cual la forma del espectro es esencialmente la misma, pero que presenta cada vez menos variabilidad a medida que a_f disminuye. Por encima de ≈ 40 km el espectro de rms es esencialmente independiente del valor de a_f . Notamos que el valor de este parámetro no tiene ninguna repercusión sobre el espectro de los retardos. En el panel derecho de la Fig. 3.4 estudiamos cómo se comportan los espectros al variar el $\delta\dot{H}_{\text{ext}}$. De la figura surge que el parámetro a_f queda completamente degenerado con \dot{H}_{ext} , pues éste último tampoco produce un efecto sobre los retardos y podría generar las mismas curvas para los valores de rms fraccional al cambiar su valor. Es decir que el modelo podría explicar los mismos resultados variando

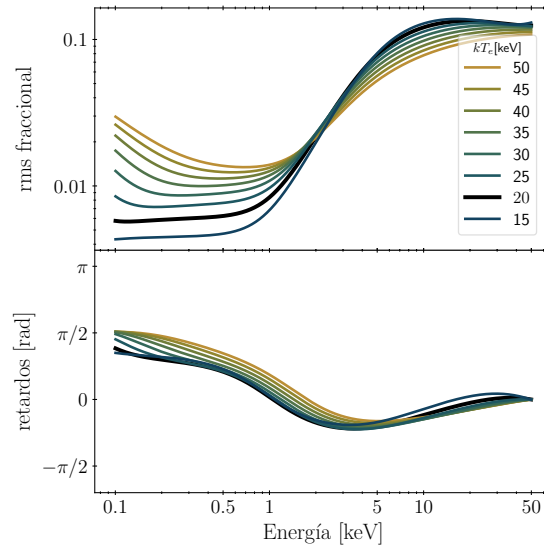


Figura 3.5: Espectros del rms fraccional y de los retardos para diferentes valores de la temperatura de la corona, desde $kT_e = 15$ keV en azul a $kT_e = 50$ keV en oliva, dejando el resto de los parámetros fijos en $\eta = 0.5$, $kT_s = 0.5$ keV, $\Gamma = 3.5$, $a_f = 250$ km, $L = 7100$ km, $\delta\dot{H}_{\text{ext}} = 0.1$. En negro se muestran espectros guía, comunes en todas las figuras.

a_f ó $\delta\dot{H}_{\text{ext}}$ de forma independiente.

3.3. Efecto de los parámetros de la corona

En la Fig. 3.5 presentamos el comportamiento de los espectros de rms y retardos como función de la temperatura de la corona, kT_e , desde 15 keV en azul hasta 50 keV en oliva. En general, observamos que la amplitud rms aumenta con la energía desde $\approx 1\%$ hasta $\approx 10\%$ volviéndose plana arriba de los ~ 10 keV. Vemos que a energías superiores a 2 keV, si bien son bastante similares, el modelo predice mayor variabilidad para menores valores de kT_e . En torno a 2 keV, todas las curvas se unen y, para energías menores, la tendencia de la amplitud rms que describimos se invierte, de modo que la variabilidad aumenta a medida que lo hace la temperatura de la corona. El espectro de los retardos es más suave cuanto mayor es kT_e . Para energías menores a $\sim 3\text{--}5$ keV los retardos son blandos debido a la retroalimentación, pues los fotones menos energéticos son en su mayoría producto de la re-emisión en el disco. Para energías mayores a ~ 5 keV, los retardos se vuelven duros debido a la Comptonización, pues los fotones más energéticos atraviesan, en promedio, un mayor número de dispersiones antes de salir de la región de Comptonización. Para

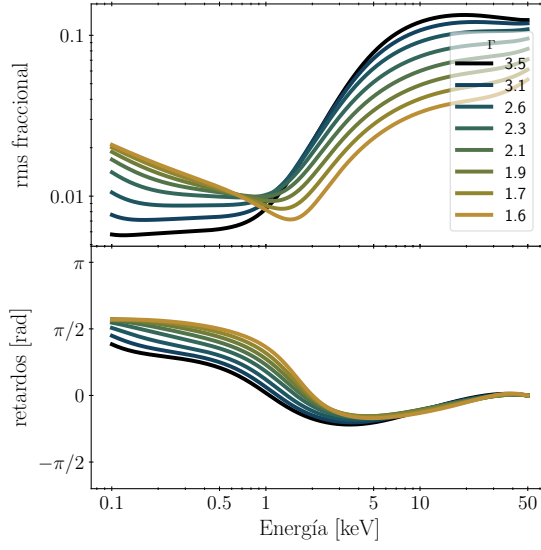


Figura 3.6: Espectros del rms fraccional y de los retardos para diferentes valores del índice de fotones, desde $\gamma = 1.5$ en oliva a $\gamma = 3.5$ en azul, dejando el resto de los parámetros fijos en $\eta = 0.5$, $kT_s = 0.5$ keV, $kT_e = 20$ keV, $a_f = 250$ km, $L = 7100$ km, $\delta\dot{H}_{\text{ext}} = 0.1$. En negro se muestran espectros guía, comunes en todas las figuras.

energías $E > kT_e$, los retardos alcanzan un máximo local y se vuelven blandos nuevamente, debido a la dispersión Compton directa que lleva a energías más bajas.

La Fig. 3.6 corresponde a diferentes valores del índice de fotones, Γ . Para todas las curvas fijamos la temperatura de la corona en $kT_e = 20$ keV, de modo que cualquier cambio en el índice de fotones refleje un cambio en la profundidad óptica, τ , a través de la relación:

$$\Gamma = \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{1}{\frac{kT_e}{511 \text{ keV}} \tau(1 + \tau/3)}} - \frac{1}{2} \quad (3.1)$$

(Ghisellini 2013). Consideramos valores de Γ desde 1.6 en oliva (que corresponde a $\tau = 4.64$) hasta 3.5 en azul ($\tau = 1.3$). Para energías menores a 1 keV, el modelo predice mayor variabilidad cuanto menor sea el valor de Γ . En el rango de energía 1–2 keV, se observa un punto de pivote para $\Gamma \lesssim 2.6$, que se vuelve cada vez más profundo a medida que Γ decrece. Por otro lado, para energías mayores a 2 keV, la variabilidad aumenta con Γ . Para fotones con energías menores a 4 keV, el modelo predice retardos más blandos cuanto menor sea Γ . En concomitancia con la aparición del punto pivote en el rms, la caída en los retardos se vuelve más abrupta para valores de Γ más pequeños, a medida que el mínimo en el espectro del rms se vuelve más pronunciado. En torno a 4 keV, las curvas comienzan a solaparse hasta que resulta muy difícil separar una de otra para energías mayores a

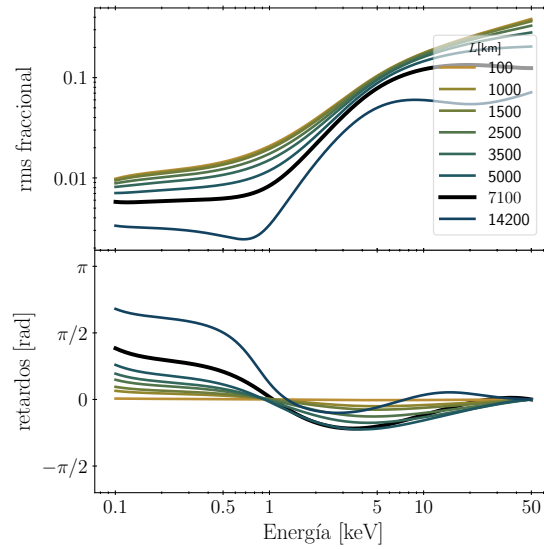


Figura 3.7: Espectros del rms fraccional y de los retardos para diferentes tamaños de la corona, desde $L = 100$ km en oliva a $L = 14200$ km en azul, dejando el resto de los parámetros fijos en $\eta = 0.5$, $kT_s = 0.5$ keV, $kT_e = 20$ keV, $\Gamma = 3.5$, $a_f = 250$ km, $\delta\dot{H}_{\text{ext}} = 0.1$. En negro se muestran espectros guía, comunes en todas las figuras.

5 keV.

En la Fig. 3.7 mostramos cómo varían los espectros de rms y retardos al explorar diferentes valores para el tamaño de la corona L , desde 100 km en oliva a 14200 km en azul. El modelo predice una mayor variabilidad y un comportamiento espectral más suave para coronas más pequeñas. A medida que L aumenta, se comienza a vislumbrar un pivote en torno a 0.8 keV que coincide con una caída más abrupta en el espectro de retardos. En particular, para una corona de 14200 km, se observa un mínimo relativo en el espectro de variabilidad en torno a ≈ 20 keV que se condice con una nueva bajada más suave en los retardos. El valor de L tiene un fuerte impacto en el espectro de los retardos. Se observa que para $L = 100$ km, el espectro es plano y que se necesitan tamaños del orden de 1000 km para tener retardos más o menos notables. A medida que L aumenta, se obtienen retardos cada vez más significativos.

Capítulo 4

Aplicación del modelo *vkompth* a la QPO de tipo B en MAXI J1348–630

Como mencionamos previamente, MAXI J1348–630 es una BH LMXB descubierta en *outburst* el 26 de Enero de 2019 con el instrumento *MAXI*, abordo del *ISS* (Yatabe et al. 2019; Tominaga et al. 2020). Esta fuente mostró una transición del estado LHS al HSS, que primero fue detectada con *MAXI* y luego confirmada por *INTEGRAL* (Cangemi et al. 2019), seguida por una fuerte fulguración en radio (Carotenuto et al. 2019, 2022). A lo largo del *outburst*, se realizó un seguimiento minucioso con *NICER* en el rango de energía de 0.2–12 keV (Gendreau et al. 2012). En Belloni et al. (2020), los autores presentaron el análisis espectral detallado de una QPO prominente de tipo B, observada durante la transición. Esta fuerte QPO fue detectada en todo el rango de energía, desde 0.75 a 10 keV, a una frecuencia estable $\nu_0 \approx 4.45$ Hz. Belloni et al. (2020) ajustaron el espectro usando un modelo de disco multi-temperatura, una componente de Comptonización y una línea de emisión a ~ 6.3 keV correspondiente a la línea de hierro Fe $K\alpha$. Los autores encontraron que el flujo de emisión está dominado por la componente de disco, que presentó una temperatura en su radio interno de ~ 0.6 keV. El ajuste espectral reveló además una componente de Comptonización empinada, con un índice espectral de fotones de ≈ 3.5 .

La Fig. 4.1 es una adaptación de la figura 4 de Belloni et al. (2020), donde los autores presentaron la amplitud rms fraccional y los retardos como función de la energía para la QPO de tipo B presente en MAXI J1348–630. En dicho trabajo, se observó que la variabi-

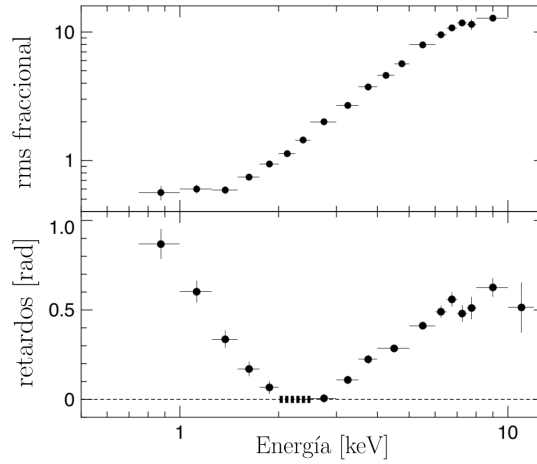


Figura 4.1: Figura adaptada de Belloni et al. (2020). En el panel superior se muestra el espectro rms fraccional de la QPO presente en MAXI J1348–630 y en el inferior los correspondientes retardos. La banda de líneas identifica la banda de energía tomada como referencia.

lidad aumenta con la energía desde $\lesssim 1\%$ hasta $\sim 10\%$. Para el espectro de los retardos, se tomó como referencia la banda de 2–2.5 keV, y se notó que tanto los fotones de mayor como los de menor energía se retrasan respecto de aquellos situados en la banda de referencia elegida. El retardo para los fotones de energías menores a 2 keV aumenta a medida que la energía decrece alcanzando un valor de ~ 0.9 rad (que corresponde a un retardo temporal de 32 ms) debajo de 1 keV, mientras que los fotones de altas energías presentan un retardo promedio de ~ 0.6 rad (equivalentemente a 22 ms).

4.1. Modelo *vkompthdk*: una región de Comptonización

Como mencionamos en el Capítulo 1, García et al. (2021) aplicaron el modelo originalmente desarrollado por Karpouzas et al. (2020) a MAXI J1348–630, modelando la fuente de fotones blandos como un cuerpo negro. Si bien obtuvieron un ajuste relativamente bueno, el modelo no pudo explicar los altos valores de rms fraccional observados a altas energías. Por lo tanto, introdujeron dos regiones de Comptonización independientes pero físicamente acopladas con las que obtuvieron un buen ajuste tanto para los retardos como los rms de la QPO. Consideraron que estas regiones, llamadas *pequeña* y *grande*, tienen igual temperatura pero tamaños de ~ 30 y $\sim 700 R_g$, donde R_g es un radio gravitacional, suponiendo que el BH es de $10 M_\odot$, con valores de retroalimentación $\eta \sim 0.2$ y ~ 0.8 , respectivamente. Consecuentemente con las diferencias espectrales entre un *diskbb*

y un `bbody`, en García et al. (2021) encontraron que la temperatura del cuerpo negro era $kT_{\text{bb}} \sim 0.35$ keV, menor que la obtenida por Belloni et al. (2020) usando una componente de `diskbb`, aplicado al espectro promedio o estacionario.

Nos propusimos aplicar el modelo espectro-temporal de Comptonización variable que desarrollamos en esta tesis, y que a partir de ahora llamaremos `vkompthdk`, para ajustar el mismo conjunto de observaciones de MAXI J1348–630 que García et al. (2021). Para realizar el ajuste, usamos el paquete de análisis espectral de datos de rayos-X, XSPEC v12.12.0g, cargando `vkompthdk` como un modelo externo local. Además, escribimos los espectros de rms y retardos en formato PHA y creamos los correspondientes archivos de respuesta diagonal (RMF). Obtuvimos el mejor ajuste utilizando el algoritmo de Levenberg-Marquardt (o método de los mínimos cuadrados amortiguados) y calculamos las incertezas en los parámetros a partir de simulaciones Monte Carlo de cadenas Markov para 10^5 muestras usando 60 exploradores del espacio de parámetros o *walkers*, mediante el algoritmo de Goodman-Weare, provisto por XSPEC.

En este procedimiento, mantuvimos fija la temperatura de los electrones de la corona en 20 keV (García et al. 2021) y para el índice de fotones utilizamos el valor $\Gamma = 3.5$ de Belloni et al. (2020) que implica, siguiendo la Ec. 3.1, una profundidad óptica $\tau \sim 1.3$, mientras que al resto de los parámetros los dejamos libres. Al igual que García et al. (2021), dado que los errores relativos del rms son significativamente más pequeños que aquellos de los retardos, aumentamos arbitrariamente en un factor cinco las barras de error en el espectro de rms de modo de volver el ajuste más sensible al espectro de retardos.

El modelo que aquí presentamos sólo considera variaciones en la componente de Comptonización, `nthcomp`, y como según Belloni et al. (2020) el modelo que mejor ajusta al espectro promedio de la fuente es `diskbb+nthcomp+gaussian`, introducimos una corrección a la amplitud rms fraccional computada en el modelo para tener en cuenta la fracción de fotones que fueron emitidos por el disco de acreción `diskbb` y la línea de Hierro `gaussian` y que alcanzan al observador sin ser Comptonizados. Esta corrección contempla que las amplitudes rms observadas son modificadas por un factor de dilución¹ respecto de las predichas por `vkompthdk`.

En la Fig. 4.2 presentamos el modelo de mejor ajuste y los residuos que obtuvimos usando `vkompthdk` como hemos descrito anteriormente. Notamos que logramos reproducir la tendencia tanto de las amplitudes rms como de los retardos, pero que el ajuste

¹Este factor es una función de la energía y viene dado por `nthcomp/(nthcomp + diskbb + gaussian)`.

no es estadísticamente aceptable, con $\chi^2_\nu = 3.45$ (calculado como $\sum(D_i - M_i)^2/\sigma_i^2$, donde D_i son los valores medidos y M_i los predichos por el modelo, y σ_i^2 la varianza) para 27 grados de libertad (g.d.l, diferencia entre el número de canales de energía y el número de parámetros libres). Si bien el ajuste mejoró respecto del de García et al. (2021) pues, en concordancia con los datos observacionales, obtuvimos amplitudes de variabilidad mayores para energías por encima de 5 keV, no pudimos reproducir el espectro de los retardos en el rango de 2–3 keV.

Como ya hemos mencionado, para obtener los valores de los parámetros y sus respectivas incertezas, corrimos un gran número de simulaciones MCMC que tuvieron como resultado una extensa tabla con los posibles valores de cada parámetro. Si tomamos una columna cualquiera, es decir, seleccionamos un parámetro y vemos todos los valores que arrojaron las simulaciones, podemos armar un histograma. Así obtenemos la distribución de probabilidad individual para dicho parámetro y podemos calcular su mediana como valor representativo con un intervalo de confianza del 68 % ($1-\sigma$). Si en lugar de una, tomamos dos columnas, podemos armar un histograma bidimensional de contornos. De esta forma, obtenemos la distribución de probabilidad conjunta del par de parámetros. A partir de los histogramas se suele generar una matriz de distribuciones de probabilidad de muestras Monte Carlo (o *corner plot* en la literatura), colocando los histogramas unidimensionales en la diagonal principal y los bidimensionales en los paneles inferiores. Para realizar este diagrama utilizamos el programa tkXspecCorner² que crea de forma interactiva *corner plots* basados en las simulaciones MCMC de cadenas Markov de XSPEC. En la Fig. 4.3 presentamos el *corner plot* de los parámetros físicos de MAXI J1348–630 obtenidos al utilizar el modelo vkompthdk. Notamos que arriba de cada distribución de probabilidad individual se indica el valor de la mediana y el intervalo de confianza de 68 % para el parámetro correspondiente.

En la Tabla 4.1 condensamos los valores del mejor ajuste para los distintos parámetros del modelo y sus respectivas incertezas a $1-\sigma$ (68 %). El modelo de mejor ajuste requiere una corona relativamente grande de 11 000 km ($\sim 600 R_g$, para un BH de $10 M_\odot$) con un valor de retroalimentación relativamente bajo, $\eta \sim 35\%$. En García et al. (2021) la temperatura obtenida para el espectro de bbody fue de ~ 0.2 keV, mientras que aquí hallamos una temperatura para el diskbb de ~ 0.45 keV, un valor mucho más compatible con el resultante del ajuste de Belloni et al. (2020) para el espectro estacionario de la

²<https://github.com/garciafederico/pyXspecCorner>

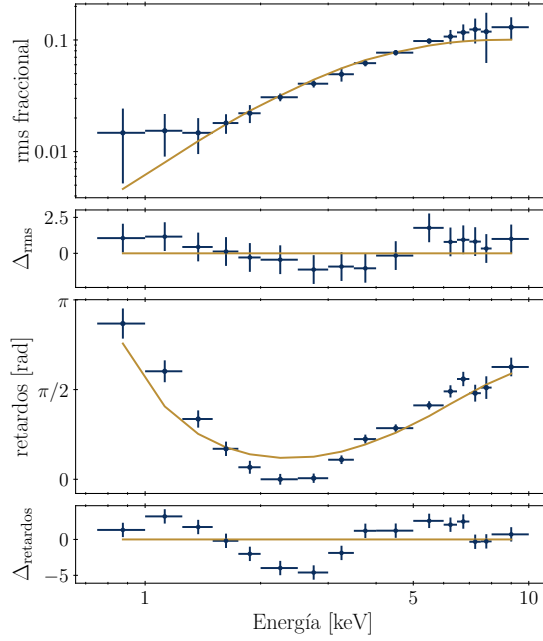


Figura 4.2: De arriba hacia abajo, en el primer y tercer panel se muestran, respectivamente, el espectro de rms fraccional y el de retardos para la QPO de tipo B de 4.45 Hz presente en MAXI J1348–630. La línea sólida representa el mejor ajuste del modelo `vkompthdk` obtenido para una corona de $\sim 11\,000$ km de tamaño y de $\eta = 0.35$ para una fuente de fotones blandos emitiendo como un `diskbb` con $kT_s \sim 0.45$ keV. En los paneles segundo y cuarto se muestran los residuos, $\Delta = (\text{data} - \text{model})/\text{error}$, del ajuste de rms y retardos, respectivamente. Las barras de error de la amplitud rms se multiplicaron por un factor cinco y se incluyó la dilución del rms.

fuelle, $kT_{\text{in}} \sim 0.6$ keV. La amplitud de la oscilación de la tasa de calor externo es $\sim 13\%$, también mayor que la obtenida por García et al. (2021), que fue del $\sim 4\%$.

4.2. Modelo *vkdualdk*: dos regiones de Comptonización

Debido al alto valor de χ^2 obtenido usando el modelo de una sola componente de Comptonización `vkompthdk`, siguiendo a García et al. (2021), exploramos la posibilidad de que los espectros de variabilidad se originen como consecuencia de la presencia de dos regiones de Comptonización, que también denominaremos *pequeña (1)* y *grande (2)*; a esto lo llamaremos modelo *dual*, `vkdualdk`.

De la combinación de dos modelos oscilantes, necesitamos obtener la amplitud rms fraccional y los retardos en función de la energía totales, para lo cual tenemos que sumar las contribuciones de cada componente en el espacio de Fourier en unidades absolutas

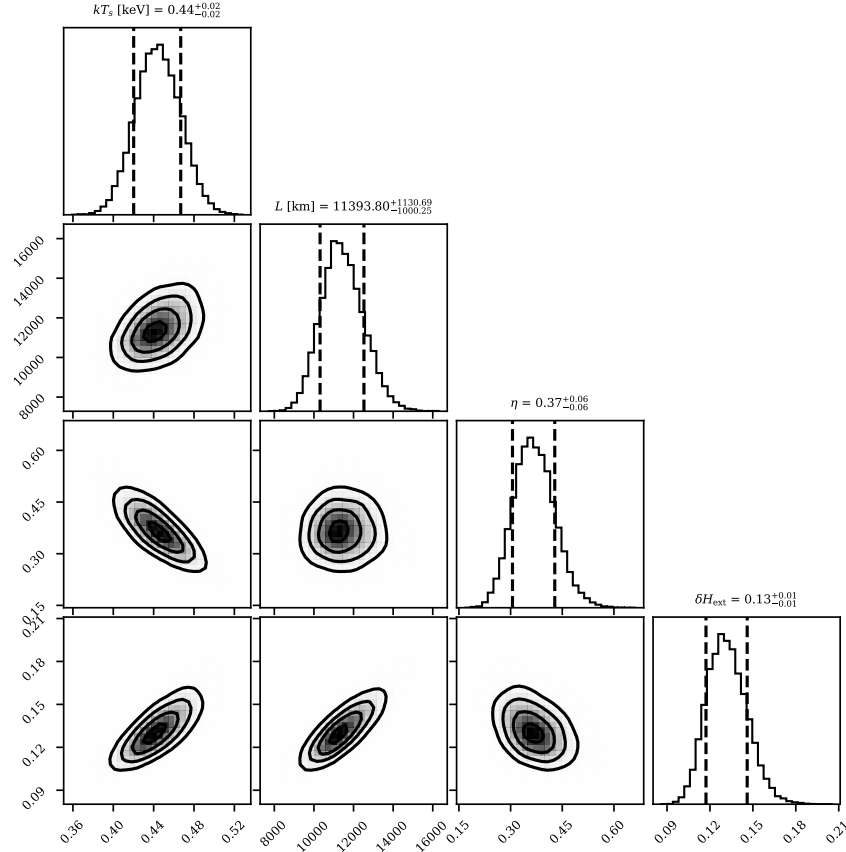


Figura 4.3: Matriz de distribuciones de probabilidad de muestras Monte Carlo de los parámetros físicos de MAXI J1348–630 obtenidos con el modelo de Comptonización `vkompthdk`. Arriba de cada panel de la diagonal se indica el valor de la mediana y el intervalo de confianza del 68 % para cada parámetro.

Tabla 4.1: Valores del mejor ajuste para los parámetros físicos de MAXI J1348–630 y sus correspondientes incertezas a $1-\sigma$ (68 %) obtenidas con el modelo `vkompthdk`.

kT_e (keV)	Γ	τ	kT_s (keV)	L (10^3 km)	η	δH_{ext} (%)	χ^2_{ν} (gdl)
20^{\dagger}	3.5^{\dagger}	1.3^{\dagger}	0.44 ± 0.02	11 ± 1	0.37 ± 0.06	13 ± 1	3.45 (27 gdl)

\dagger Parámetros fijos.

y renormalizar a unidades fraccionales usando las cuentas por segundo para cada banda de energía, dadas por la suma de ambos espectros estacionarios predichos por el modelo, $SSS_1(E)$ y $SSS_2(E)$. La suma de dos exponenciales complejas de igual frecuencia tiene como resultado una nueva exponencial compleja, pues:

$$N(E, t, \omega_0) = N_1(E)e^{i\omega_0 t} + N_2(E)e^{i(\omega_0 t + \phi)} = (N_1(E) + N_2(E)e^{i\phi}) e^{i\omega_0 t} = |N(E)|e^{i\Phi(E)} e^{i\omega_0 t},$$

donde $N_1(E)$ y $N_2(E)$ son las amplitudes complejas dependientes de la energía de la oscilación a la frecuencia de la QPO, $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, en unidades absolutas de rms, retrasadas por una fase, ϕ . $N(E, t)$ es la curva de luz compleja resultante, dependiente de la energía, de amplitud $|N(E)|$ y ángulo de fase $\Phi(E)$. Expresando en forma polar las amplitudes complejas $N_1(E) = |N_1(E)|e^{i\phi_1(E)}$ y $N_2(E) = |N_2(E)|e^{i\phi_2(E)}$, la amplitud y la fase de $N(E, t)$ estarán dadas por:

$$|N(E)| = \left[(N_1(E) + N_2(E)e^{i\phi}) (N_1(E) + N_2(E)e^{i\phi})^* \right]^{1/2} = \left[|N_1(E)|^2 + |N_2(E)|^2 + 2|N_1(E)||N_2(E)|\cos(\phi_2(E) - \phi_1(E) + \phi) \right]^{1/2}, \quad (4.1)$$

$$\tan(\Phi(E)) = \frac{\text{Im}\{N_1(E)\} + \text{Im}\{N_2(E)e^{i\phi}\}}{\text{Re}\{N_1(E)\} + \text{Re}\{N_2(E)e^{i\phi}\}}, \quad (4.2)$$

donde Re e Im son las partes real e imaginaria de las amplitudes complejas, respectivamente. Finalmente, para obtener la amplitud rms fraccional, dividimos la amplitud rms absoluta por la suma de las soluciones estacionarias: $n(E) = |N(E)| / (SSS_1(E) + SSS_2(E))$. De esta forma concluimos que los espectros de rms y retardos resultantes de la combinación de dos modelos de Comptonización pueden obtenerse incorporando como parámetro libre el ángulo de fase ϕ entre los dos modelos en la banda de referencia. El cero de la fase se hace coincidir con el \dot{H}_{ext} , de modo que ϕ será el ángulo entre $\dot{H}_{\text{ext}1}$ y $\dot{H}_{\text{ext}2}$.

Al aplicar el `vkdua1dk` a MAXI J1348–630, suponemos que ambas regiones de Comptonización tienen temperatura $kT_{e,1-2} = 20$ keV e índice de fotones $\Gamma_{1-2} = 3.5$, de modo que el espectro estacionario coincida con las propiedades del espectro observado por Belloni et al. (2020). Al ajustar las observaciones de la QPO con este modelo dual, consideramos errores a $1-\sigma$ tanto para rms como para retardos y tuvimos en cuenta la dilución en los rms.

En la Fig. 4.4 mostramos el mejor ajuste y los residuos obtenidos con el modelo `vkdua1dk`. Este modelo ajusta los datos muy bien estadísticamente, con un $\chi^2_{\nu} = 0.96$ para 22 g.d.l., que es significativamente mejor que el ajuste obtenido con el modelo de una

sola componente de Comptonización. El modelo dual es capaz de predecir tanto la baja variabilidad aproximadamente constante para energías menores a ~ 1.5 keV como el crecimiento estable hasta $\gtrsim 10\%$ a ~ 5 – 10 keV. Además, obtuvimos la misma forma de U del espectro de los retardos, que se vuelve relativamente estable en el rango de altas energías. Por otro lado, notamos que los residuos no exhiben tendencias sistemáticas.

En la Fig. 4.5 presentamos el *corner plot* de los parámetros físicos más relevantes de MAXI J1348–630 obtenidos al utilizar el modelo `vkdua1dk`. En la Tabla 4.2 se presentan los valores obtenidos del mejor ajuste para todos los parámetros, con subíndices 1 y 2 para distinguir si corresponden a la componente *pequeña* o a la *grande* de la corona, y las correspondientes incertezas a $1-\sigma$ (68%). El modelo de mejor ajuste predice una región *pequeña* de Comptonización de ~ 150 km ($\sim 8 R_g$ para un BH de $10 M_\odot$) con un alto valor del parámetro de retroalimentación ($> 90\%$) que está siendo iluminada por una región del disco a temperatura de ~ 0.9 keV. Esto último indicaría que la fuente de fotones blandos que se inyectan en la corona *pequeña* se trataría de las parte más internas del `diskbb`. Además, el ajuste predice una región *grande* de $\sim 12\,200$ km ($\sim 650 R_g$) con η relativamente bajo, $\sim 25\%$, y una temperatura para el `diskbb` de ~ 0.4 keV, similar a la obtenida usando `vkompthdk` con una única componente de Comptonización. El bajo valor para el parámetro de retroalimentación permite asociar esta región extendida con la base de un *jet* (Fender et al. 1999; Markoff et al. 2005b; Reig & Kylafis 2015; Wang et al. 2021; Peirano et al. 2023), cuyas eyecciones han sido observadas en radio por Carotenuto et al. (2020), cuasi-simultáneamente con esta QPO Tipo B. En la Fig. 4.6 se muestra un esquema del sistema físico sugerido. Las oscilaciones entre las dos componentes de Comptonización tienen un retraso $\phi \sim 3.0 \pm 0.1$ rad. Las amplitudes de la oscilación de la tasa de calor externo son $\sim 23\%$ para la *pequeña* y $\sim 20\%$ para la *grande*.

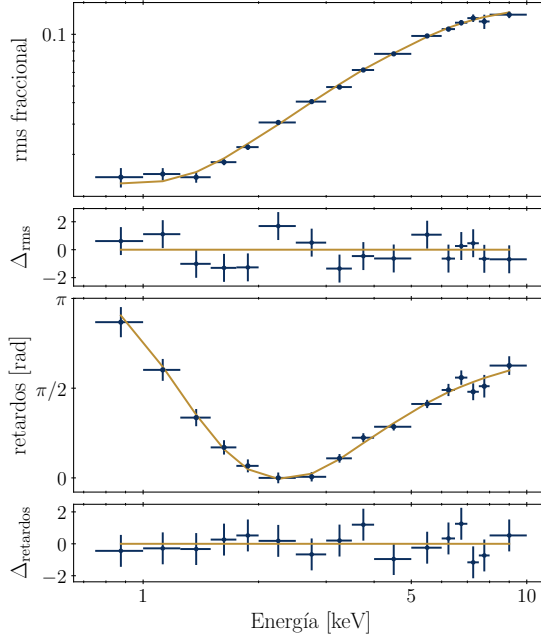


Figura 4.4: De arriba hacia abajo, en el primer y tercer panel se muestran, respectivamente, el espectro de rms fraccional y el de retardos para la QPO de tipo B de 4.45 Hz presente en MAXI J1348–630. La línea sólida representa el mejor ajuste obtenido con el modelo `vkdualdk`, usando una combinación de dos componentes de Comptonización. En los paneles segundo y tercero, se muestran los residuos $\Delta = (\text{datos} - \text{modelo})/\text{error}$. Para estos ajustes se incluyó la dilución del rms por la componente del disco.

Tabla 4.2: Valores del mejor ajuste para los parámetros físicos de MAXI J1348–630 y sus correspondientes incertezas a $1-\sigma$ (68 %) obtenidas con el modelo de dos componentes `vkdualdk`. Los subíndices 1 y 2 indican si se refiere a la región *pequeña* o a la *grande*, respectivamente.

$kT_{s,1}$ (keV)	L_1 (10^3 km)	η_1	$\delta H_{\text{ext},1}$ (%)	kT_e (keV)	Γ	τ
0.93 ± 0.11	0.16 ± 0.06	> 0.88	25 ± 6	20^\dagger	3.5^\dagger	1.3^\dagger
$kT_{s,2}$ (keV)	L_2 (10^3 km)	η_2	$\delta H_{\text{ext},2}$ (%)	ϕ (rad)	χ^2_ν (gdl)	-
0.42 ± 0.02	$13.4^{+3.6}_{-2.3}$	0.27 ± 0.10	20 ± 3	3.0 ± 0.1	0.96 (22 gdl)	

† Parámetros fijos.

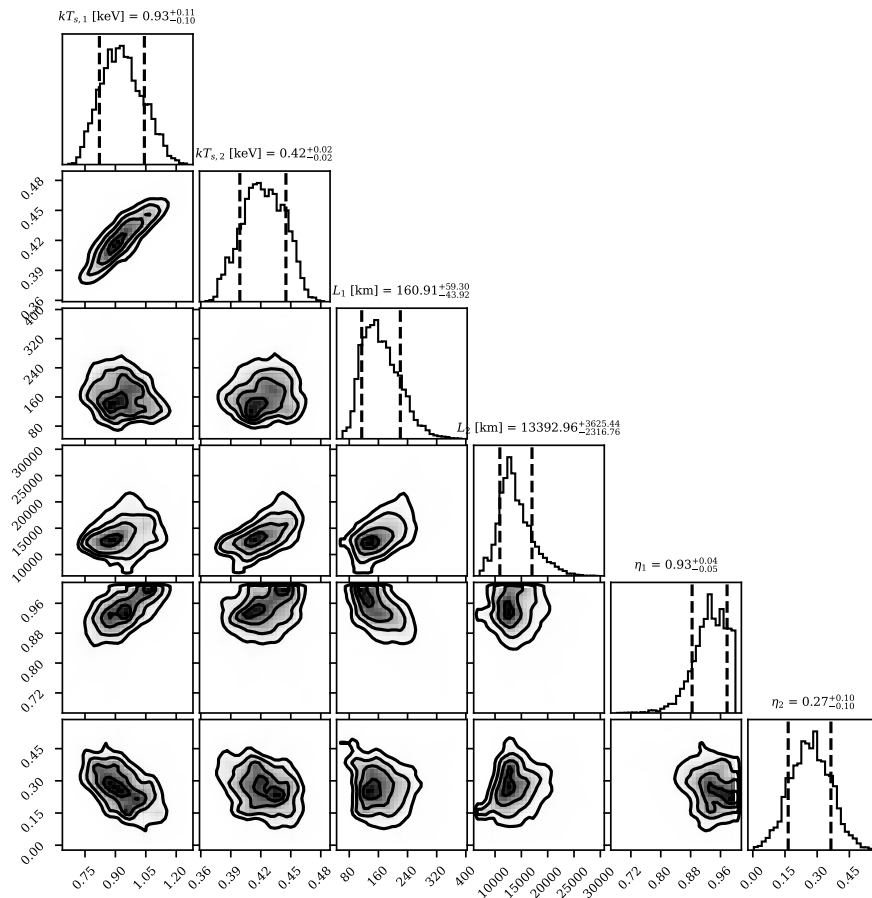


Figura 4.5: Matriz de distribuciones de probabilidad de muestras Monte Carlo de los parámetros físicos más relevantes de MAXI J1348–630 obtenidos con el modelo de dos componentes de Comptonización `vkua1dk`. Arriba de cada panel de la diagonal se indica el valor de la mediana y el intervalo de confianza del 68 % para cada parámetro.

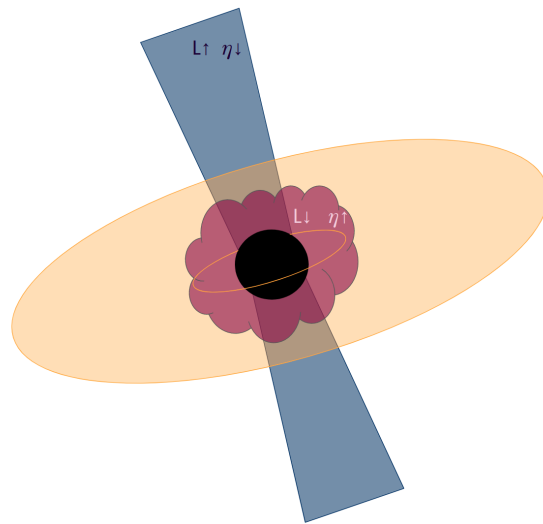


Figura 4.6: Esquema del sistema físico sugerido al considerar dos regiones de Comptonización: una pequeña cerca del BH con alto valor de η y otra muy extendida con bajo valor de η , que interpretamos asociada al *jet*.

Capítulo 5

Conclusiones

Como objetivo fundamental de esta tesis nos hemos propuesto desarrollar un modelo capaz de explicar los espectros de las amplitudes rms y de los retardos de las QPOs de baja frecuencia presentes en BH LMXBs.

La amplitud de variabilidad de estas componentes del espectro de potencias aumenta con la energía desde $\lesssim 1\%$ a energías menores a 1–2 keV (Belloni et al. 2020) hasta 10–20% para ~ 30 –50 keV (Zhang et al. 2017, 2020), y en algunos casos incluso hasta 100–200 keV (e.g., Huang et al. 2018; Ma et al. 2021). A energías altas, la Comptonización es el proceso que domina el espectro y, por lo tanto, resulta natural suponer que debería ser el mecanismo responsable de las propiedades radiativas observadas de las QPOs.

Basados en Karpouzas et al. (2020), hemos desarrollado el modelo `vkompth` de Comptonización variable en el tiempo que considera al disco de acreción como fuente de fotones blandos que se inyectan en la corona donde son dispersados por IC. Hemos modelado a la QPO como una pequeña oscilación armónica del espectro de la fuente en torno al espectro promediado en el tiempo, causada por fluctuaciones de las propiedades termodinámicas de la región de Comptonización o del disco de acreción. El modelo `vkompth` logra predecir la dependencia con la energía de amplitudes rms y retardos de QPOs de baja frecuencia en BH LMXBs.

Al desarrollar el código `vkompth`, hemos utilizado una grilla de energías equiespaciada logarítmicamente que permitió acelerar los cálculos en un factor 100 sin perder resolución respecto de Karpouzas et al. (2020). Esta optimización hizo computacionalmente viable la incorporación de nuestro modelo a XSPEC y poder utilizarlo dentro de dicha interfaz para realizar ajustes de observaciones. El código que hemos desarrollado es público y de acceso libre, y puede encontrarse en el repositorio GitHub <https://github.com/maurogatti/vkompth>.

[//github.com/candebellavita/vkompth](https://github.com/candebellavita/vkompth) y cargarse como modelo externo en XSPEC para ajustar tanto el espectro promediado como el dependiente del tiempo con sus características observables asociadas, rms y retardos dependientes de la energía.

Hemos analizado la dependencia de los espectros de rms y de retardos con los diferentes parámetros físicos del modelo. La amplitud rms, a energías mayores a 1 keV, depende principalmente de la profundidad óptica de la región de Comptonización y, en menor medida, de las temperaturas del disco y de la corona. El parámetro de retroalimentación η no modifica el espectro de variabilidad para esas energías. Por otro lado, a energías menores a 1 keV, todos los parámetros excepto la temperatura del disco afectan el espectro de rms. El espectro de retardos, a energías superiores a ~ 5 keV, es esencialmente independiente del valor que tome cualquiera de los parámetros. En cambio, para energías por debajo de ~ 5 keV, la forma del espectro de retardos está estrechamente vinculada al valor de las cantidades físicas que caracterizan el sistema. La pendiente del espectro depende fuertemente de la retroalimentación y a medida que el valor de η aumenta los retardos se ablandan. Además, hemos observado que los retardos se endurecen a medida que la temperatura de la corona disminuye o que el índice de fotones aumenta. Finalmente, hemos encontrado una fuerte correlación entre la energía del mínimo en el espectro de retardos y la temperatura del disco.

Como ejemplo de aplicación del modelo, hemos ajustado los datos disponibles de una QPO de baja frecuencia presente en MAXI J1348–630, observada durante la transición de un estado duro a uno blando (Belloni et al. 2020). Estas observaciones han sido previamente ajustadas por García et al. (2021) usando el modelo desarrollado por Karpouzas et al. (2020) que considera a la fuente de fotones blandos emitiendo como un cuerpo negro. Los ajustes obtenidos en esta tesis, comparados con los presentados en García et al. (2021), parecen ser estadísticamente mejores y condujeron a parámetros físicos aparentemente más apropiados respecto de los que se obtienen del espectro promediado en el tiempo.

Siguiendo García et al. (2021), inicialmente hemos ajustado de forma simultánea ambos espectros, de rms y de retardos, de la QPO considerando una única región de Comptonización, `vkompthdk` en XSPEC. El modelo de mejor ajuste reproduce las tendencias de los datos de forma razonable, aunque estadísticamente no resulta adecuado. El ajuste requiere una corona grande, $L \sim 11000$ km ($\sim 600 R_g$ para un BH de $10M_\odot$), con una retroalimentación relativamente baja, $\eta \sim 35\%$. A continuación, hemos aplicado el modelo `vkdua1dk` considerando dos regiones de Comptonización para ajustar los mismo datos.

Hemos encontrado que el mejor ajuste requiere una corona grande, similar a la hallada con `vkompthdk`, y una pequeña de $L \sim 150$ km ($\sim 8 R_g$ para un BH de $10 M_\odot$) con un valor de retroalimentación muy elevado, $\eta > 90\%$. Interpretamos este resultado como una corona dual consituída por dos regiones distintas: una región compacta y caliente situada muy cerca del BH que está siendo iluminada por las parte más internas del disco de acreción, con temperaturas efectivas relativamente altas, $kT_s \sim 0.9$ keV, y una región grande y extendida alimentada por partes más externas del disco y que, por lo tanto, tienen temperaturas más bajas, $kT_s \sim 0.4$ keV. Esta última región de la corona podría estar asociada a la base de un *jet* que comienza a desarrollarse durante la transición en MAXI J1348–630 (Carotenuto et al. 2022), etapa que coincide con la aparición de la QPO Tipo B estudiada.

Para resolver de forma semi-analítica el problema abordado en esta tesis, hemos formulado las siguientes dos hipótesis:

- La fuente de fotones blandos es esféricamente simétrica e inyecta fotones en la corona de forma isotrópica (Sunyaev & Titarchuk 1980; Zdziarski et al. 1996; Życki et al. 1999).
- La corona es una esfera homogénea cuya profundidad óptica, y por lo tanto densidad, permanece constante durante la oscilación.

En el futuro esperamos relajar las restricciones del modelo para volverlo más realista. Por ejemplo, agregaremos oscilaciones en la profundidad óptica, densidad de electrones y/o tamaño de la corona. En la misma línea, buscaremos extender el modelo dual a N capas, como aproximación a una corona continua cuyas propiedades sigan distribuciones suaves, como leyes de potencias. Además, intentaremos incorporar la interacción entre las capas por mutua realimentación.

Bibliografía

- Alabarta, K., Altamirano, D., Méndez, M., et al. 2021, MNRAS, 507, 5507
- Alabarta, K., Altamirano, D., Méndez, M., et al. 2020, MNRAS, 497, 3896
- Basak, R. & Zdziarski, A. A. 2016, MNRAS, 458, 2199
- Bellavita, C., García, F., Méndez, M., & Karpouzas, K. 2022, MNRAS, 515, 2099
- Belloni, T., Homan, J., Casella, P., et al. 2005, A&A, 440, 207
- Belloni, T. M., Zhang, L., Kylafis, N. D., Reig, P., & Altamirano, D. 2020, MNRAS, 496, 4366
- Cangemi, F., Belloni, T., & Rodriguez, J. 2019, The Astronomer's Telegram, 12471, 1
- Carotenuto, F., Corbel, S., Fender, R., Woudt, P., & Miller-Jones, J. 2020, The Astronomer's Telegram, 13467, 1
- Carotenuto, F., Tetarenko, A. J., & Corbel, S. 2022, MNRAS, 511, 4826
- Carotenuto, F., Tremou, E., Corbel, S., et al. 2019, The Astronomer's Telegram, 12497, 1
- Casella, P., Belloni, T., & Stella, L. 2005, ApJ, 629, 403
- Fender, R., Corbel, S., Tzioumis, T., et al. 1999, ApJ, 519, L165
- Fragile, P. C. & Anninos, P. 2005, ApJ, 623, 347
- Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, Accretion Power in Astrophysics: Third Edition (Cambridge University Press)
- García, F., Karpouzas, K., Méndez, M., et al. 2022, MNRAS, 513, 4196
- García, F., Méndez, M., Karpouzas, K., et al. 2021, MNRAS, 501, 3173

- García, J. A., Steiner, J. F., McClintock, J. E., et al. 2015, *ApJ*, 813, 84
- Gendreau, K. C., Arzoumanian, Z., & Okajima, T. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8443, *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray*, 844313
- Ghisellini, G. 2013, *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*, Vol. 873 (Springer International Publishing Switzerland)
- Giannios, D., Kyllafis, N. D., & Psaltis, D. 2004, *A&A*, 425, 163
- Gomez, S., Mason, P. A., & Robinson, E. L. 2015, in *AAS Meeting*, Vol. 17, *American Astronomical Society*
- Huang, Y., Qu, J. L., Zhang, S. N., et al. 2018, *ApJ*, 866, 122
- Ingram, A., Done, C., & Fragile, P. C. 2009, *MNRAS*, 397, L101
- Ingram, A. R. & Motta, S. E. 2019, *New Astronomy Reviews*, 85, 101524
- Karpouzas, K., Méndez, M., García, F., et al. 2021, *MNRAS*, 503, 5522
- Karpouzas, K., Méndez, M., Ribeiro, E. M., et al. 2020, *MNRAS*, 492, 1399
- Katz, J. 1987, *High Energy Astrophysics, Frontiers in Physics : a lecture note and reprint series* (Addison-Wesley Publishing Company)
- Kompaneets, A. S. 1957, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 4, 730
- Kumar, N. & Misra, R. 2014a, *MNRAS*, 445, 2818
- Kumar, N. & Misra, R. 2014b, *MNRAS*, 445, 2818
- Lee, H. C. & Miller, G. S. 1998, *MNRAS*, 299, 479
- Lee, H. C., Misra, R., & Taam, R. E. 2001a, *ApJ*, 549, L229
- Lee, H. C., Misra, R., & Taam, R. E. 2001b, *ApJ Letters*, 549, L229
- Lee, H. C., Misra, R., & Taam, R. E. 2001c, *ApJ Letters*, 549, L229
- Lense, J. & Thirring, H. 1918, *Physikalische Zeitschrift*, 19, 156
- Lightman, A. P. & Zdziarski, A. A. 1987, *ApJ*, 319, 643

- Ma, X., Tao, L., Zhang, S.-N., et al. 2020, *Nature Astronomy*
- Ma, X., Tao, L., Zhang, S.-N., et al. 2021, *Nature Astronomy*, 5, 94
- Markoff, S., Nowak, M. A., & Wilms, J. 2005a, *ApJ*, 635, 1203
- Markoff, S., Nowak, M. A., & Wilms, J. 2005b, *ApJ*, 635, 1203
- Méndez, M., Karpouzas, K., García, F., et al. 2022, *Nature Astronomy*, 6, 577
- Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., et al. 1984, *PASJ*, 36, 741
- Miyamoto, S., Kitamoto, S., Mitsuda, K., & Dotani, T. 1988, *Nature*, 336, 450
- Peirano, V., Méndez, M., García, F., & Belloni, T. 2023, *MNRAS*, 519, 1336
- Pozdnyakov, L. A., Sobol, I. M., & Syunyaev, R. A. 1983, *Astrophysics Space Physics Research*, 2, 189
- Rawat, D., Méndez, M., García, F., et al. 2023, *MNRAS*, in press
- Reig, P. & Kylafis, N. D. 2015, *A&A*, 584, A109
- Reig, P. & Kylafis, N. D. 2021, *A&A*, 646, A112
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shirk, D. G. 2006, in *A Practical Review of the Kompaneets Equation and its Application to Compton Scattering*
- Smith, R. K., Arnaud, K. A., & Siemiginowska, A. 2011, *Data analysis, Cambridge Observing Handbooks for Research Astronomers (Cambridge University Press)*, 86–113
- Sunyaev, R. A. & Titarchuk, L. G. 1980, *A&A*, 500, 167
- Tan, C. 2021, *Journal of Physics: Conference Series*, 2012
- Tominaga, M., Nakahira, S., Shidatsu, M., et al. 2020, *ApJ Letters*, 899, L20
- van der Klis, M. 1989, in *NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C, Vol. 262, Timing Neutron Stars*, ed. H. Ögelman & E. P. J. van den Heuvel, 27
- Wang, J., Mastroserio, G., Kara, E., et al. 2021, *The Astrophysical Journal Letters*, 910, L3
- Yatabe, F., Negoro, H., Nakajima, M., et al. 2019, *The Astronomer's Telegram*, 12425, 1

- Zdziarski, A. A., Dziełak, M. A., De Marco, B., Szanecki, M., & Niedźwiecki, A. 2021, *ApJ*, 909, L9
- Zdziarski, A. A. & Gierliński, M. 2004, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 155, 99
- Zdziarski, A. A., Johnson, W. N., & Magdziarz, P. 1996, *MNRAS*, 283, 193
- Zhang, L., Méndez, M., Altamirano, D., et al. 2020, *MNRAS*, 494, 1375
- Zhang, L., Wang, Y., Méndez, M., et al. 2017, *ApJ*, 845, 143
- Zhang, Y., Méndez, M., García, F., et al. 2022, *MNRAS*, 512, 2686
- Życki, P. T., Done, C., & Smith, D. A. 1999, *MNRAS*, 309, 561