

VIRGINIA CÚNEO  
SISTEMAS BINARIOS INTERACTUANTES CON  
COMPONENTES COMPACTAS



El trabajo "*Sistemas binarios interactuantes con componentes compactas*"  
de Virginia Cúneo se distribuye bajo una  
Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-CompartirIgual  
2.5 Argentina (CC BY-NC-SA 2.5 AR)

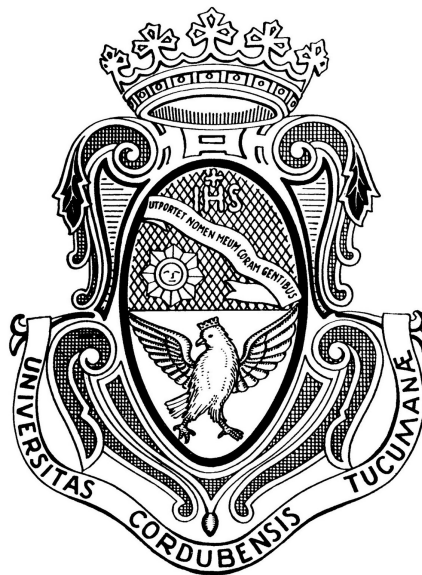


# SISTEMAS BINARIOS INTERACTUANTES CON COMPONENTES COMPACTAS

VIRGINIA CÚNEO

presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación  
como parte de los requerimientos para la obtención del grado de  
Doctor es Astronomía de la

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA



Córdoba, 27 de Marzo de 2017

DIRECTORA  
Dra. Mercedes Gómez

Virginia Cúneo: *Sistemas binarios interactuantes con componentes compactas*, Un estudio espectroscópico, © 27 de Marzo de 2017

DIRECTORA:

Dra. Mercedes Gómez

LUGAR:

Córdoba, Argentina

FECHA:

27 de Marzo de 2017

## RESUMEN

---

En el presente trabajo me propongo realizar un estudio de diferentes fenómenos físicos observados en distintos tipos de sistemas binarios que albergan componentes compactas, tales como estrellas simbióticas y binarias emisoras de rayos X. Estos estudios abarcan: un análisis espectroscópico de la estrella simbiótica PU Vul, utilizando observaciones tomadas a lo largo de 32 años, con el objetivo de estudiar los cambios que ha sufrido el sistema como consecuencia natural de su evolución; el estudio de la composición química del sistema V4641 Sgr, para examinar el escenario de formación de los sistemas binarios con agujeros negros; un estudio multi-frecuencia del sistema binario Swift J1753.5–0127, para determinar la correlación entre las propiedades ópticas y los estados de la fuente en rayos X; y un análisis espectroscópico del sistema IGR J17062–6143, para estudiar la naturaleza de la fuente de acuerdo a los diferentes escenarios propuestos. Estos sistemas abarcan un gran número de fenómenos comúnmente observados en el Universo, pero pobremente comprendidos. El objetivo general de este trabajo es analizar algunos de estos fenómenos para entender mejor el rol que juegan los objetos compactos en la evolución estelar y los sistemas binarios en la evolución de la propia Galaxia.

## ABSTRACT

---

In this thesis I develop a study of different physical phenomena that take place in different types of binary systems that harbour compact components, such as symbiotic stars and X-ray binaries. These studies include: a spectroscopic analysis of the symbiotic star PU Vul, using data taken during 32 years, for studying the changes the system suffered as a natural consequence of its evolution; a study of the chemical composition of the system V4641 Sgr, for examining the formation scenario of binary systems with black holes; a multi-wavelength study of the binary system Swift J1753.5–0127, for determining the correlation between optical properties and the X-ray states of the source; and a spectroscopic analysis of the system IGR J17062–6143, for studying the nature of the source, according to the different proposed scenarios. These systems comprise a big amount of phenomena commonly observed, but poorly understood, in the Universe. The main objective of this thesis is to analyze some of these phenomena to better understand the role the compact objects play in stellar evolution and the role the binary systems play in the evolution of the Galaxy.



## AGRADECIMIENTOS

---

Como la mayoría se podrá imaginar, el camino del doctorado no fue nada fácil. Es largo y muy corto a la vez. Por momentos se siente que tenemos todo el tiempo del mundo, y en otros momentos las horas no son suficientes. El último año parece que todo se precipita, pero al mismo tiempo el final se presenta inalcanzable. Los estados de ánimo fluctúan de manera imprevisible, junto con los avances o retrocesos del trabajo. Nada resulta como se planea, ni siquiera algo tan básico como la alimentación. El caos nos envuelve, nos arrolla, nos lleva a la cima y nos hunde en lo profundo, para luego dejarnos laxos, con la mirada perdida y el cerebro seco. Pero todo está en nuestra cabeza. Nada es tan terrible y el nuevo día se presenta como una nueva posibilidad de acercarnos al final. En medio de todo el enredo, la gente que nos rodea se convierte en la calma que anhelamos. El apoyo, la buena onda o simplemente la buena predisposición nos demuestran que nada es tan tremendo, que en definitiva esto es lo que buscamos, lo que elegimos y lo que queremos, y que si no somos tan negativos, además del lógico desenlace, también el camino nos llena de satisfacciones. Quiero agradecer a toda la gente que me acompañó en el camino, me transmitió seguridad, tranquilidad y, sobre todo, buena onda.

En primer lugar, agradezco a mis viejos. Por ustedes soy la persona que soy. Me enseñaron desde sostener el tenedor, hasta perseguir mis sueños. Me enseñaron el significado de la paciencia, la perseverancia, la determinación, la superación y la plenitud. Me enseñaron también a valorar, a compartir, a dar y recibir. Me dieron un hogar y una familia sarpada. Son mi ejemplo y mi orgullo. Sin dudas, gracias a ustedes llegué hasta acá.

A mi familia. Beni, Pablo, Quequi, Flor, Sil, Tati, Gon y Abue. Son mi apoyo constante, mis pilares y sostenes. Son también mi orgullo y felicidad.

A Mercedes, por apoyarme, ayudarme y empujarme hasta el final, a pesar de todo.

A quienes colaboraron y ayudaron a construir este trabajo: Dr. Scott Kenyon, Dr. Diego Altamirano y Dra. Olga Pintado. No solo por ayudarme a construir la tesis, sino también por la permanente buena onda.

Al tribunal y la comisión: Walter, Iván, Carlos, Martín y David. Porque sus correcciones, comentarios y sugerencias, me ayudaron a enriquecer el trabajo y me dieron herramientas para seguir adelante.

A Mat. Llegaste a mi vida en un momento convulsionado, por lo que no decido si fue el mejor o el peor. Sin embargo, agradezco que lo hicieras, porque este último año representaste una gran compañía. Me ayudaste a reconectarme o desconectarme cada día. Me llenaste de ganas y felicidad. Me contagiaste tu entusiasmo y me impulsaste a llegar al final.

A los que me acompañaron y me bancaron día a día, ya sea de a ratitos, de a horas o de a días y noches: Lechu, Fla, Eli, Gabu, Vale, Bebu, Vicky, Lala, Heli, Carito.

Y si de buenos amigos hablamos, quiero agradecer a los que a pesar de la distancia estuvieron firmes a mi lado: Cinchu (gracias por compartir todos los días conmigo como si nunca hubieses dejado la oficina y por las eternas horas de charla!), Denu, Emi, Magui.

Finalmente, agradezco a quienes de alguna manera se cruzaron en este camino y lo hicieron ameno y agradable. En especial a los “Colgados”, por la distracción y diversión diaria.



# ÍNDICE GENERAL

---

INTRODUCCIÓN 1

**i BINARIAS SIMBIÓTICAS: ANÁLISIS EVOLUTIVO DEL SISTEMA PU VUL**

	3	
1	ESTRELLAS SIMBIÓTICAS Y EL SISTEMA PU VUL	5
1.1	Clasificación	8
1.1.1	Las Novas Simbióticas	9
1.2	La Nova Simbiótica PU Vul	9
1.3	Curva de luz de PU Vul	9
1.4	Evolución espectral de PU Vul	14
2	32 AÑOS DE ESPECTROSCOPIA ÓPTICA PARA PU VUL	19
2.1	Introducción	19
2.2	Observaciones y reducción	19
2.2.1	Análisis de las observaciones	21
2.2.2	Determinación de anchos equivalentes y flujos	24
2.3	Cálculo de la temperatura de la componente caliente	28
2.3.1	Comparación de las temperaturas estimadas con las de literatura	30
2.4	Luminosidades	31
2.4.1	Comparación de las luminosidades con los flujos	33
2.4.2	Dispersión	33
2.4.3	Determinación de luminosidades a partir de datos fotométricos	34
2.4.4	Diagrama de temperatura vs. luminosidad	37
2.4.5	Correlación de color	39
2.5	Cloudy, un código de síntesis espectral	39
2.5.1	Comparación del método utilizado para determinar temperaturas, con las predicciones de Cloudy	42
2.5.2	Comparación del método utilizado para determinar luminosidades, con las predicciones de Cloudy	43
2.5.3	Comparación de nuestros flujos medidos con los predichos por Cloudy	43
2.5.4	Comparación de los parámetros calculados con los predichos por Cloudy	45
2.5.5	Cálculo de densidades tales que la región de emisión tenga un volumen igual al de la gigante roja	45
2.6	Geometría de la nebulosa	46
2.6.1	Densidades de la nebulosa para el nuevo volumen considerado	48
2.6.2	Masa de la nebulosa	50
2.6.3	Tasa de pérdida de masa	50
2.7	Escenario cualitativo de las componentes del sistema PU Vul	50
2.7.1	El efecto de iluminación	51

2.7.2	Otros posibles escenarios	52
2.8	Resumen de resultados y conclusión	53
ii	ESTUDIO DE ABUNDANCIAS QUÍMICAS: ANÁLISIS DE LA COMPAÑERA VISIBLE DEL AGUJERO NEGRO EN EL SISTEMA V4641 SGR	57
3	ESCENARIO EVOLUTIVO DE LOS OBJETOS COMPACTOS MASIVOS	59
3.1	Estrellas masivas	59
3.1.1	Evolución de las estrellas masivas en la secuencia principal	60
3.1.2	Evolución y colapso nuclear de las estrellas masivas post-secuencia principal	61
3.2	Explosiones de supernova	62
3.2.1	Remanentes de supernovas	65
3.3	Escenario de contaminación atmosférica	66
4	ABUNDANCIAS QUÍMICAS DE LA COMPAÑERA VISIBLE DEL AGUJERO NEGRO BINARIO V4641 SGR	69
4.1	Introducción	69
4.1.1	Características generales del sistema	69
4.1.2	Revisión de los estudios de abundancias químicas en V4641 Sgr	74
4.2	Observación y reducción	74
4.3	Análisis de abundancias químicas	75
4.4	Resultados	77
4.5	Discusión	82
4.5.1	Escenario de la explosión de supernova	87
4.6	Resumen de resultados y conclusión	88
iii	SISTEMAS BINARIOS EMISORES DE RAYOS X	91
5	SISTEMAS BINARIOS EMISORES DE RAYOS X	93
5.1	Clasificación de los XRBs	93
5.1.1	Clasificación de acuerdo a la masa de la estrella compañera	93
5.1.2	Clasificación de acuerdo a la emisión de rayos X	95
5.2	Espectro en rayos X	96
5.3	Variaciones en rayos X de corto período	97
5.4	Estados de emisión en rayos X	97
5.4.1	Estados activos	98
5.4.2	Estado inactivo	100
5.4.3	El diagrama de “intensidad de la dureza”	100
5.5	Oscilaciones cuasi-periódicas	101
6	ESTUDIO MULTI-FRECUENCIA DEL SISTEMA BINARIO SWIFT J1753.5-0127	105
6.1	Introducción	105
6.1.1	Estudios ópticos de Swift J1753.5–0127	105
6.1.2	Estudios en rayos X de Swift J1753.5–0127	108
6.1.3	Correlación entre las características en el óptico y en rayos X	110

6.2	Observaciones ópticas	113
6.2.1	Análisis de los espectros ópticos	115
6.3	Observaciones en rayos X	117
6.3.1	Modelado de los espectros Swift/XRT de Swift J1753.5–0127	120
6.3.2	Análisis de los ajustes de los espectros Swift/XRT	124
6.4	Discusión	128
6.5	Resumen de resultados y conclusión	129
7	LA NATURALEZA DEL SISTEMA BINARIO DE RAYOS X IGR J17062-6143, QUE ALBERGA UNA ESTRELLA DE NEUTRONES	131
7.1	Introducción	131
7.1.1	¿Cuál es el origen de los XRBs de baja luminosidad en rayos X?	132
7.1.2	Acerca de IGR J17062–6143	134
7.2	Observaciones y reducción	135
7.2.1	Espectroscopía óptica	135
7.2.2	Observaciones en el infrarrojo cercano	137
7.2.3	Observaciones en rayos X	137
7.3	Un espectro sin características	139
7.3.1	Confrontación con sistemas con espectros de similares características	139
7.4	¿Naturaleza ultra-compacta?	142
7.5	Resumen de resultados y conclusión	143
	RESULTADOS, CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS FUTURAS	145
	RESULTADOS Y CONCLUSIONES GENERALES	147
	PERSPECTIVAS FUTURAS	150
	BIBLIOGRAFÍA	153
	ÍNDICE DE FIGURAS	175
	ÍNDICE DE TABLAS	178



## INTRODUCCIÓN

---

Los objetos compactos (enanas blancas, estrellas de neutrones y agujeros negros), representan la última etapa en la evolución de las estrellas. Durante su estadía en la secuencia principal las estrellas queman su núcleo de H, transformándolo en He. Luego, las mismas evolucionan fuera de la secuencia principal a medida que las reacciones nucleares continúan, desarrollando capas de masa concéntricas compuestas por los diferentes materiales sintetizados. Las reacciones nucleares pueden cesar a diferentes tiempos, lo que genera un reajuste de la estructura de la estrella. Finalmente, cuando la estrella agota todo su combustible nuclear, colapsa bajo alguna presión de soporte que le permite alcanzar una nueva configuración de equilibrio. Si la masa de la estrella en la secuencia principal era menor a  $\sim 8 M_{\odot}$ , la misma se contrae y se forma una enana blanca. Una enana blanca es una estrella muy pequeña y caliente en su superficie, pero de masa comparable a la del Sol, que brilla únicamente por la energía que genera al contraerse. Por otro lado, si la masa de la estrella en la secuencia principal era mayor a  $\sim 8 M_{\odot}$ , se producen reacciones termonucleares que dan origen a eventos de supernova. En consecuencia, se forma como remanente una estrella de neutrones, una estrella más compacta que una enana blanca, con una presión y densidad tan grandes que los protones y electrones son obligados a interactuar formando un gas de neutrones; o un agujero negro, una estrella cuya masa ha colapsado hasta confinarse en unos pocos kilómetros de diámetro, con una gran densidad y con una fuerza de gravedad tan intensa que nada puede escapar de su interior (ver, por ejemplo, [Woosley et al., 2002](#); [Hansen et al., 2004](#); [Carroll & Ostlie, 2006](#)).

Debido a la baja luminosidad intrínseca de las enanas blancas y las estrellas de neutrones, y dado que los agujeros negros no emiten ningún tipo de radiación de manera directa, los objetos compactos son generalmente difíciles de detectar. Sin embargo, se los puede identificar cuando los mismos forman parte de un sistema binario, debido a los efectos que ejercen sobre su entorno. Dado que los sistemas binarios son bastante comunes en el Universo (ver, por ejemplo, [Duquennoy & Mayor, 1991](#)), estas fuentes no resultan difíciles de descubrir. Al tratarse de objetos compactos, su fuerza de gravedad es muy intensa, por lo que suelen acretar material proveniente de su estrella compañera en el sistema binario, desatando una gran cantidad de fenómenos físicos. En los últimos años se han desarrollado métodos muy variados para el estudio de los diferentes fenómenos observados en estos sistemas. No obstante, muchos de ellos todavía representan una incógnita, ya que sus propiedades son tan variadas que resulta difícil encontrar cierto número de sistemas donde un mismo fenómeno se presente de igual manera. La acreción propiamente dicha, por ejemplo, se ha manifestado de formas muy diversas: en períodos largos o cortos de tiempo, por única vez o repetidamente, con flujo continuo o de manera entrecortada, etc. Todas estas características han generado un gran interés en el análisis de estos sistemas, buscando similitudes entre sus propiedades, intentando incrementar el número de sistemas estudiados y tratando de englobar las diferentes manifestaciones en un escenario único que las abarque a todas. Sin

embargo, el análisis no ha resultado sencillo y aún quedan muchas cuestiones sin resolver (ver, por ejemplo, [Charles & Coe, 2006](#); [Remillard & McClintock, 2006](#)).

Con el objetivo de realizar un estudio espectroscópico de los diferentes fenómenos observados en distintos sistemas binarios que albergan una componente compacta, en esta tesis analizamos 4 sistemas diferentes, elegidos, en cada caso, de acuerdo a propiedades que los diferencian de otros sistemas de la misma clase. En el Capítulo 1 introducimos las características y propiedades generales de las estrellas simbióticas, sistemas binarios compuestos, generalmente, por una enana blanca y una estrella evolucionada de tipo espectral tardío. Se presenta, además, un compendio de la evolución del sistema PU Vul, una binaria simbiótica compuesta por una enana blanca y una gigante roja de tipo espectral M6, en base a estudios de la literatura. El Capítulo 2 compila un estudio espectroscópico de la evolución en los últimos años del sistema binario PU Vul, que realizamos con observaciones propias, adquiridas a lo largo de 32 años. El seguimiento de la fuente a lo largo de tantos años, la convierten en una herramienta muy interesante para el estudio de los procesos físicos en sistemas simbióticos, en largos períodos de tiempo. En el Capítulo 3 exponemos el escenario de evolución de las estrellas masivas y presentamos distintos estudios de abundancias químicas en sistemas binarios con componentes compactas, obtenidos de la literatura. En el Capítulo 4 analizamos la composición química de la compañera óptica del sistema binario V4641 Sgr, elegido para este estudio dado su brillo relativamente alto, en comparación con otros sistemas binarios que albergan componentes compactas, en longitudes de onda ópticas ( $V \sim 13.7$ , [Orosz et al., 2001](#)), lo que facilita su observación. V4641 Sgr está compuesto por un agujero negro y una estrella de tipo B tardía, y en este trabajo proponemos un escenario de formación para el sistema y para la explosión de supernova que originó el agujero negro. Las propiedades generales de los sistemas binarios emisores de rayos X se resumen en el Capítulo 5. En el Capítulo 6 realizamos un estudio multi-frecuencia del sistema binario Swift J1753.5–0127, que alberga un agujero negro, comparando las características ópticas con las observadas en rayos X. Esta fuente particular permite el estudio multi-frecuencia gracias al seguimiento que se ha realizado de la misma en rayos X desde su descubrimiento y a observaciones ópticas realizadas en diferentes épocas que se suman a nuestras propias observaciones. Finalmente, en el Capítulo 7 analizamos el primer espectro óptico del sistema binario IGR J17062–6143, que alberga una estrella de neutrones, obtenido a partir de observaciones propias. Este sistema ha sido pobremente estudiado en la literatura y en este trabajo nos proponemos estudiar la naturaleza del mismo.

## Parte I

### BINARIAS SIMBIÓTICAS: ANÁLISIS EVOLUTIVO DEL SISTEMA PU VUL

Desde su descubrimiento en el año 1932 (Merrill & Humason, 1932), se ha tratado de explicar la gran diversidad de fenómenos físicos observados en un conjunto de objetos que presentan en su espectro, de manera simultánea, tanto características asociadas a estrellas gigantes rojas, como a nebulosas planetarias. Si bien aún no es posible dar una descripción absoluta, que englobe todas las propiedades observadas para estos objetos, se los ha denominado estrellas simbióticas, en referencia justamente a las dos componentes combinadas observadas en su espectro.





Las estrellas simbióticas fueron descubiertas en el año 1932 por Merrill y Humason en el observatorio de Mt. Wilson, en California, Estados Unidos (Merrill & Humason, 1932). Estos autores observaron los espectros de 3 estrellas gigantes de tipo espectral M con la línea de He II ( $\lambda 4686 \text{ \AA}$ ) en emisión, inusualmente intensa. Esto llamó mucho la atención, debido a que estas características son producidas por fenómenos muy diferentes. Estas estrellas eran variables fotométricas de largo período y dos de ellas habían sufrido una erupción tipo nova de 3 magnitudes en años anteriores. Con el tiempo se fueron sumando objetos a este grupo de variables peculiares. Algunos de ellos presentaban las variaciones de velocidad radial observadas normalmente en sistemas binarios, mientras que otros sistemas parecían fluctuar aleatoriamente y se pensó que eran estrellas simples. Finalmente, Merrill (1950) adoptó el término “estrellas simbióticas” para denominar a estos objetos cuyo espectro muestra simultáneamente características asociadas a estrellas gigantes rojas, como bandas de TiO de la fotosfera de la gigante roja, y a nebulosas planetarias, como líneas de emisión de H I, He II y [O III], y, algunas veces, un continuo azul débil. La Figura 1 muestra el espectro de la binaria simbiótica RW Hydrae, donde se observan claramente las líneas del H ( $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  y  $H_{\gamma}$ ) y del He I ( $\lambda 5876$ ) en emisión, superpuestas a las características de gigante roja, como las bandas de TiO en  $\sim 6800$ ,  $7100$  y  $7600 \text{ \AA}$  (Kenyon & Fernandez-Castro, 1987).

Actualmente, las binarias simbióticas se definen como sistemas binarios en los cuales una estrella tardía, evolucionada, pierde masa que es acretaada por su compañera caliente (ver, por ejemplo, Aller, 1984; Kenyon, 1986b). Debido a la intensidad de los vientos desde la gigante roja, el sistema binario está rodeado por una nebulosa densa que es ionizada por radiación UV de la fotosfera de la componente caliente y/o del disco de acreción. En algunas simbióticas, la nebulosa puede ser ionizada además por la región donde chocan los vientos de ambas fuentes (Willson et al., 1984). Algunos sistemas pueden incluso presentar jets (ver, por ejemplo, Taylor et al., 1986; Brocksopp et al., 2004). Como las líneas de emisión son muy intensas, estos sistemas se pueden observar a grandes distancias.

Las estrellas simbióticas representan un laboratorio natural en el cual examinar procesos físicos como: la pérdida de masa de gigantes rojas y la formación de nebulosas planetarias, la acreción sobre estrellas compactas y la evolución de erupciones tipo nova, y la fotoionización y transferencia radiativa dentro de nebulosas gaseosas. Las condiciones físicas encontradas en estos sistemas son normalmente muy extremas y, por lo tanto, presentan actividad que no se observa fácilmente en otras binarias. Históricamente se intentó caracterizar a las estrellas simbióticas como sistemas que presentan, por ejemplo, variabilidad óptica irregular y líneas de emisión de iones con un potencial de ionización que excede los 55 eV. Sin embargo, cada estrella simbiótica conocida ha violado alguna vez todos los criterios de clasificación inventados. Posteriormente, se redefinieron los criterios de clasificación de acuerdo a las características que presentan dos sistemas prototipo, CI Cyg

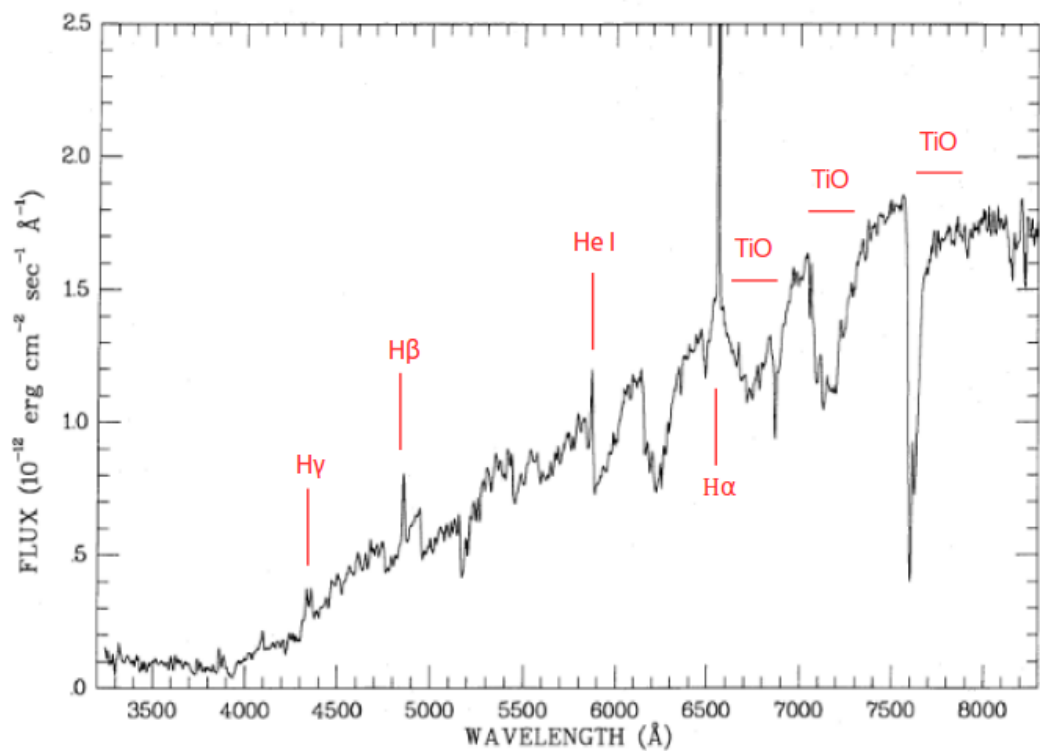


Figura 1: Espectro de la binaria simbiótica RW Hydrae, donde se observan simultáneamente las características de gigante roja, como las bandas de TiO en  $\sim 6800$ ,  $7100$  y  $7600$  Å, y las de nebulosa planetaria, como las líneas del H ( $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  y  $H_{\gamma}$ ) y del He I ( $\lambda 5876$ ) en emisión (Kenyon & Fernandez-Castro, 1987).

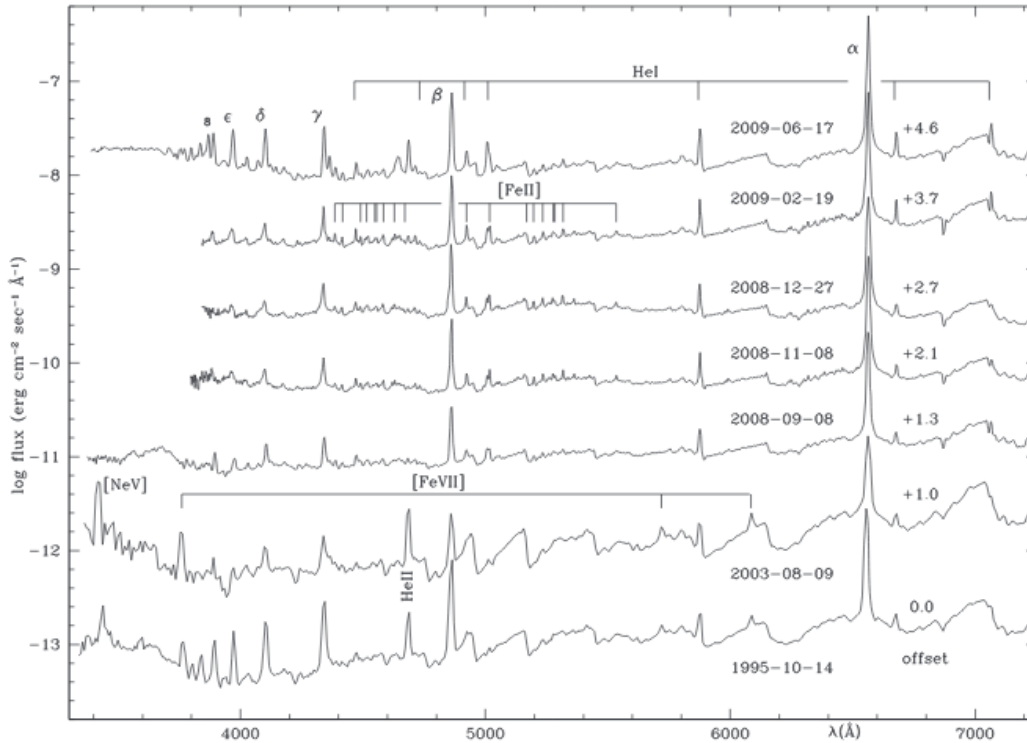


Figura 2: Evolución espectral de la binaria simbiótica CI Cygni entre 1995 y 2009 (Siviero et al., 2009).

y V1016 Cyg, cuyas propiedades observadas representan mejor las encontradas entre estos objetos (Kenyon, 1986b):

1. presentan las características de absorción de una estrella gigante de tipo tardío (una estrella G, K o M); esto incluye Ca I, Ca II, Na I, Fe I, H<sub>2</sub>O, CN, CO, TiO y VO, entre otros;
2. presentan líneas de emisión de H I y He I brillantes e incluso:
  - a) líneas brillantes adicionales de iones con un potencial de ionización de al menos 20 eV (por ejemplo [O III]) y un ancho equivalente que excede 1 Å, o
  - b) un continuo tipo A o F con líneas de absorción de H I, He I y metales una vez ionizados. Esta última característica representa el estado de estallido (*outburst*) de una estrella simbiótica típica.

La Figura 2 muestra la evolución del espectro de una de las binarias prototipo, CI Cygni, entre 1995 y 2009 (Siviero et al., 2009). Los espectros de 1995 y del 2003 estaban dominados por absorción molecular de la gigante roja y líneas de emisión de alta ionización, como [Ne V], [Fe III] y He II. En 2008 el sistema se encontraba en *outburst* y se observó que las líneas de alta ionización desaparecieron, mientras que las de baja ionización, las líneas de Balmer, las de He I y los multipletes de Fe II, se mantuvieron. Finalmente, se observó en el último espectro que las líneas de alta ionización, como el He II, comenzaron a reaparecer.

## 1.1 CLASIFICACIÓN

Existen diferentes criterios de clasificación. A continuación se mencionan los más comunes.

1. La estrella gigante roja puede transferir material a diferentes tipos de compañeras compactas. A aquellas que tienen enanas blancas como compañeras, se las llama “Simbióticas con Enanas Blancas”, mientras que aquellas cuyas compañeras son estrellas de neutrones o incluso agujeros negros, son llamadas “Binarias Simbióticas de Rayos X” (Masetti et al., 2006). También existen sistemas donde la compañera caliente es una estrella de secuencia principal con un disco de acreción.

Aunque en las simbióticas con enanas blancas éstas suelen tener masas de  $0.6 M_{\odot}$  (Mikolajewska, 2007), existen sistemas con enanas blancas más masivas, incluyendo algunas con masas cercanas al límite de Chandrasekhar ( $\sim 1.44 M_{\odot}$ ), que experimentan explosiones tipo nova<sup>1</sup> recurrentemente, o producen fuerte emisión de rayos X duros (por ejemplo RS Oph, RT Cru, Sokoloski et al., 2006; Luna & Sokoloski, 2007).

2. Las estrellas simbióticas se pueden dividir en dos clases, en base a las características observadas en el infrarrojo cercano (Webster & Allen, 1975). Si presentan un exceso de emisión infrarroja que resulta del polvo, se llaman tipo D (“dust”, polvo en inglés). En estos sistemas, la gigante roja es una variable Mira<sup>2</sup> muy evolucionada rodeada de polvo caliente. En los casos donde la emisión del continuo de la compañera gigante domina el espectro infrarrojo, las simbióticas pertenecen al tipo S (“stellar”, estelar en inglés), en las cuales la estrella gigante es una gigante roja regular, usualmente llenando su lóbulo de Roche<sup>3</sup>. Los períodos orbitales de las simbióticas tipo S son de 2 – 3 años, mientras que los de las tipo D son de al menos un orden de magnitud más largos (Schmid & Schild, 2002).
3. De acuerdo al tipo de *outburst*, estos sistemas se pueden clasificar en base a la amplitud ( $\Delta V$ ) y duración ( $\Delta t$ ) de los mismos en longitudes de onda ópticas en: simbióticas clásicas ( $\Delta V \lesssim 2 - 3$  mag,  $\Delta t \lesssim 1 - 2$  años) y novas simbióticas ( $\Delta V \gtrsim 3 - 6$  mag,  $\Delta t \gtrsim 10 - 100$  años). A su vez, entre las novas simbióticas, se distinguen dos clases de acuerdo a su evolución espectral. El primer grupo, que incluye sistemas como AG Peg, RT Ser, RR Tel y PU Vul, presenta un espectro de supergigante A-F en el máximo óptico, evoluciona gradualmente

<sup>1</sup> Una nova es un evento termonuclear (*outburst*) en una enana blanca, producido por la rápida fusión del material acretado desde su compañera. Después de que sucede el estallido de la cáscara de hidrógeno, la envoltura de la enana blanca se expande a un tamaño gigante. Luego de alcanzar el pico óptico, la envoltura se estabiliza. La magnitud óptica decrece a medida que la masa de la envoltura lo hace, mientras que la temperatura fotosférica aumenta con el tiempo. La fase de decaimiento puede ser sucedida por una secuencia cuasi estática (Kato et al., 2011).

<sup>2</sup> Una variable Mira es una estrella gigante roja, evolucionada, pulsante, caracterizada por períodos de pulsación mayores a 100 días, amplitudes de más de una magnitud aparente, masas inferiores a las  $2 M_{\odot}$  y luminosidades miles de veces superiores a la del Sol.

<sup>3</sup> El lóbulo de Roche representa el punto, ubicado entre las dos componentes de un sistema binario, a partir del cual la materia deja de estar ligada gravitacionalmente a la estrella secundaria y es acretada por la primaria.

hacia temperaturas mayores y luego desarrolla líneas de emisión intensas similares a las de una nebulosa planetaria (ver, por ejemplo [Iben, 1982](#); [Kenyon & Truran, 1983](#); [Mikolajewska & Kenyon, 1992](#); [Iben & Tutukov, 1996](#)). En el segundo grupo, que incluye V1016 Cyg, HBV 475 y HM Sge, el estado de supergigante A-F es muy corto y el espectro nebuloso con fuertes líneas de emisión aparece casi inmediatamente después de alcanzar el máximo óptico ([Murset & Nussbaumer, 1994](#)).

### 1.1.1 Las Novas Simbióticas

Las novas simbióticas son binarias de largo período, donde el viento de la componente fría es acretao por la enana blanca. La componente fría de una nova simbiótica es una variable Mira. Las novas simbióticas son similares a las novas clásicas en el sentido de que se componen de un sistema binario cercano y un mecanismo de *outburst* termonuclear. Sin embargo, los sistemas simbióticos albergan una gigante evolucionada como componente secundaria en lugar de una estrella de secuencia principal. Además, como mencionamos anteriormente, los *outbursts* de las novas simbióticas tienen largas duraciones, del orden de décadas, y grandes amplitudes, de más de 5 magnitudes, mientras que los *outbursts* correspondientes a las novas clásicas pueden durar entre uno y varios meses, y las variaciones de brillo se encuentran entre 2 y 3 magnitudes. Según la teoría actual, los *outbursts* en las novas simbióticas son el resultado de escapes termonucleares del material acretao sobre la superficie de la enana blanca (ver, por ejemplo, [Allen, 1980](#); [Kenyon & Webbink, 1984](#); [Webbink et al., 1987](#); [Murset & Nussbaumer, 1994](#); [Iben & Tutukov, 1996](#)). La Figura 3 muestra, a modo de ejemplo, imágenes de las novas simbióticas AG Peg, He 2-104, HM Sge, RR Tel, RT Ser y V1016 Cyg.

## 1.2 LA NOVA SIMBIÓTICA PU VUL

PU Vulpecula es un sistema variable descubierto independientemente por Kozai ([Kozai et al., 1979](#)) y Honda ([Argyle et al., 1979](#)) en el *outburst* de 1979. Se encuentra ubicada en la constelación Vulpecula del hemisferio norte (ver Figura 4), a una distancia de 4.7 Kpc ([Kato et al., 2012](#)). El análisis de sus propiedades fotométricas y espectroscópicas reveló que este objeto no se comporta como una nova clásica, por lo que se clasificó como nova simbiótica. El sistema está compuesto por una gigante roja de tipo espectral M6 y una enana blanca, con un período de 13.4 años. La Tabla 1 muestra las características principales del sistema PU Vul.

### 1.3 CURVA DE LUZ DE PU VUL

La Figura 5 muestra la curva de luz de PU Vul en 4 bandas diferentes: I, R, V y B. Se observa que el sistema presentó cambios lentos en su evolución en comparación con las novas clásicas. Antes del lento incremento de brillo en 1978-1979 (JD ~ 2443500 – 2443800), el sistema oscilaba entre  $B = 14.5$  y  $B = 16.6$  ([Liller & Liller, 1979](#)). Al alcanzar el máximo óptico, PU Vul logró una magnitud  $V = 8.6$  y mantuvo aproximadamente ese valor hasta que se produjo un mínimo repentino



Figura 3: Imágenes, de izquierda a derecha y de arriba hacia abajo, de las novae simbióticas AG Peg, RR Tel, RT Ser, V<sub>1016</sub> Cyg (DSS - *Digitized Sky Survey*, [Aladin Lite](#)), He 2-104 (HST - *Hubble Space Telescope*, *HST images*) y HM Sge (<http://slideplayer.com/slide/5102385/>).

Tabla 1: Características principales de PU Vul.

$\alpha$ (J2000)	20 21 13.317	<a href="#">Høg et al. (2000)</a>
$\delta$ (J2000)	+21 34 18.72	<a href="#">Høg et al. (2000)</a>
D [Kpc]	4.7	<a href="#">Kato et al. (2012)</a>
Componente primaria	Enana Blanca	<a href="#">Nussbaumer &amp; Vogel (1996)</a>
Componente secundaria	Gigante Roja, M6	<a href="#">Nussbaumer &amp; Vogel (1996)</a>
P [años]	13.4	<a href="#">Nussbaumer &amp; Vogel (1996)</a>
$P_{\text{puls}}$ [días]	$\sim 218$	<a href="#">Chochol et al. (1998)</a>
$M_{\text{EB}}$ [ $M_{\odot}$ ]	$\sim 0.6$	<a href="#">Kato et al. (2011)</a>
$M_g$ [ $M_{\odot}$ ]	$\sim 0.5 - 0.9$	<a href="#">Kato et al. (2012)</a>

en 1980 (JD  $\sim 2444200$ ), donde el brillo del sistema decayó casi 5 magnitudes en V, permaneciendo en ese nivel por más de un año. Después del mínimo, el sistema recuperó el máximo óptico hasta  $\sim 1988$  (JD  $\sim 2447100$ ), donde comenzó a declinar. En 1994 (JD  $\sim 2449350$ ), después de alcanzar  $V \sim 11.3$ , el sistema atravesó un segundo mínimo, menos profundo, con una magnitud mínima de  $V \sim 11.8$  ([Kato et al., 2012](#)), dejando claro que PU Vul es una binaria eclipsante con un período orbital de 13.4 años y una duración del eclipse de la componente caliente de  $\sim 300$  días (ver, por ejemplo, [Nussbaumer & Vogel, 1996](#); [Shugarov et al., 2012](#)). El pico plano de larga duración (*outburst*) y la lenta evolución de la curva de luz, diferencian a este objeto de las novae clásicas.

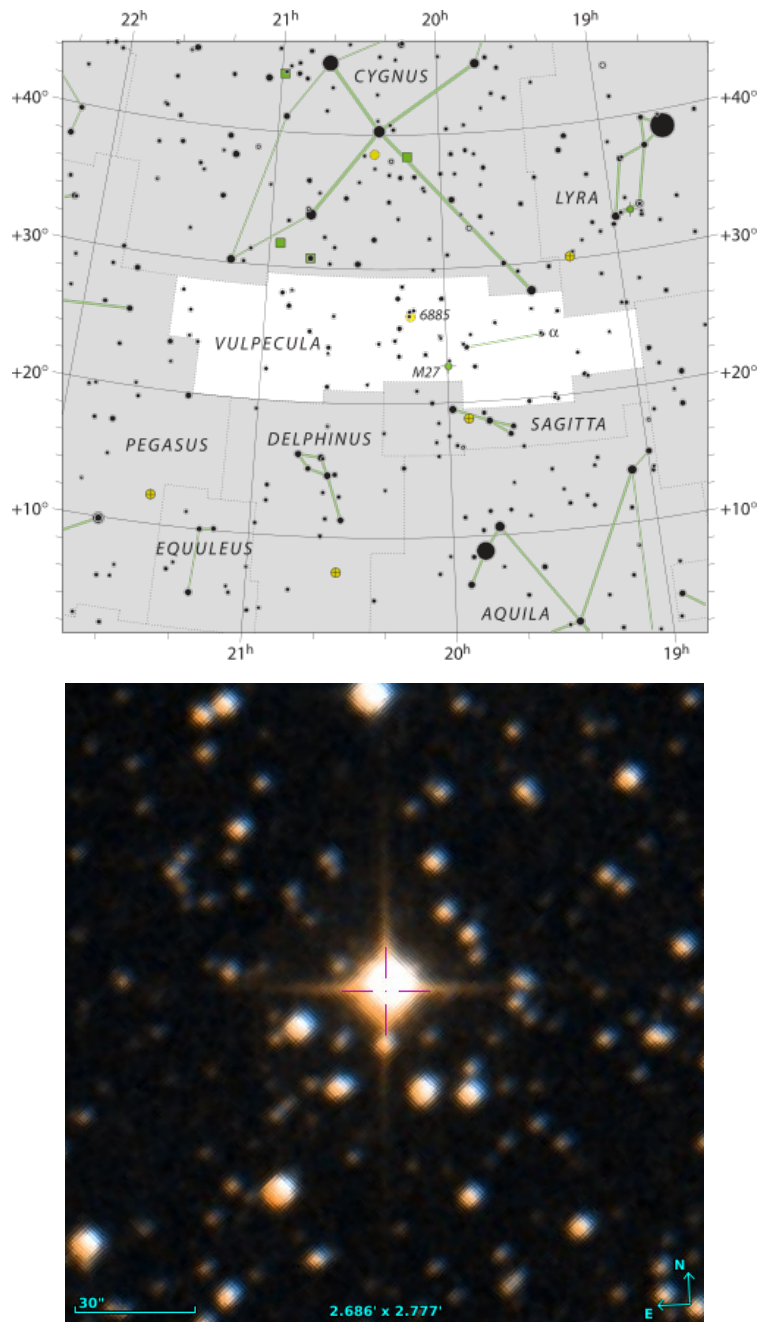


Figura 4: Arriba: Constelación Vulpecula en el hemisferio norte (IAU - *Constellations*). Abajo: Imagen óptica combinada (azul, verde y rojo) de PU Vul (DSS - *Digitized Sky Survey*, *Aladin Lite*).

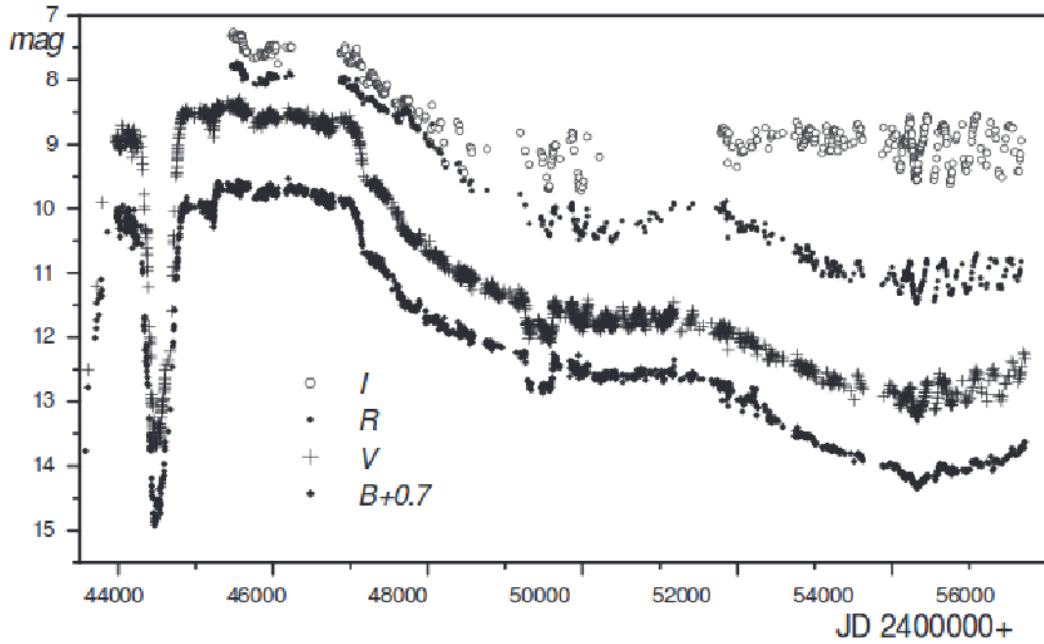


Figura 5: Curva de luz de PU Vul en las bandas B, V, R, I, desde 1978 hasta 2011 (Shugarov et al., 2012). Los eclipses sucedieron en los JDs 2444532, 2449447 y 2454362, sin embargo, el tercer eclipse solo se detectó en la banda U.

El tercer eclipse, esperado para el 2007 (JD  $\sim$  2454100) de acuerdo al período de la binaria, solo fue detectado en la banda U (Shugarov et al., 2012), dado que la enana blanca se encontraba muy oscurecida en la banda óptica para ese entonces. La Figura 6 muestra la curva de luz en la banda U, donde se observan claramente los 3 eclipses que atravesó el sistema. Shugarov et al. (2012) reportaron además un incremento gradual en las magnitudes U, B y V después del tercer eclipse, lo que indica que una componente nebulosa originada por la enana blanca (Kato et al., 2012) está rodeando a la misma y además está esparcida por la órbita, por lo que esta vez la gigante roja eclipsó un período completo de la fase orbital.

Poco después de la última fase del *outburst*, cuando la enana blanca comenzó a oscurecerse, se comenzó a observar una modulación periódica de la magnitud V, que sugiere que la gigante roja es una estrella pulsante con un período de  $\sim$  218 días (Chochol et al., 1998; Kato et al., 2012; Shugarov et al., 2012). La Figura 7 muestra las variaciones en la amplitud y la forma de la pulsación como función de la fase orbital para  $\Delta V$ . Las pulsaciones solo son visibles alrededor del eclipse primario (en las fases 0.875 y 1.375, respectivamente), cuando la enana blanca es eclipsada por la gigante (Shugarov et al., 2012). Esto se observa más claramente alrededor del tercer eclipse, entre los JDs  $\sim$  2454000 y 2455000, en la Figura 5, por ejemplo en la banda R. Se estima que la masa pulsante de la estrella gigante es  $M_g = 0.5 - 0.9 M_\odot$  (Kato et al., 2012), mientras que la masa de la enana blanca es  $\sim 0.6 M_\odot$  (Kato et al., 2011).



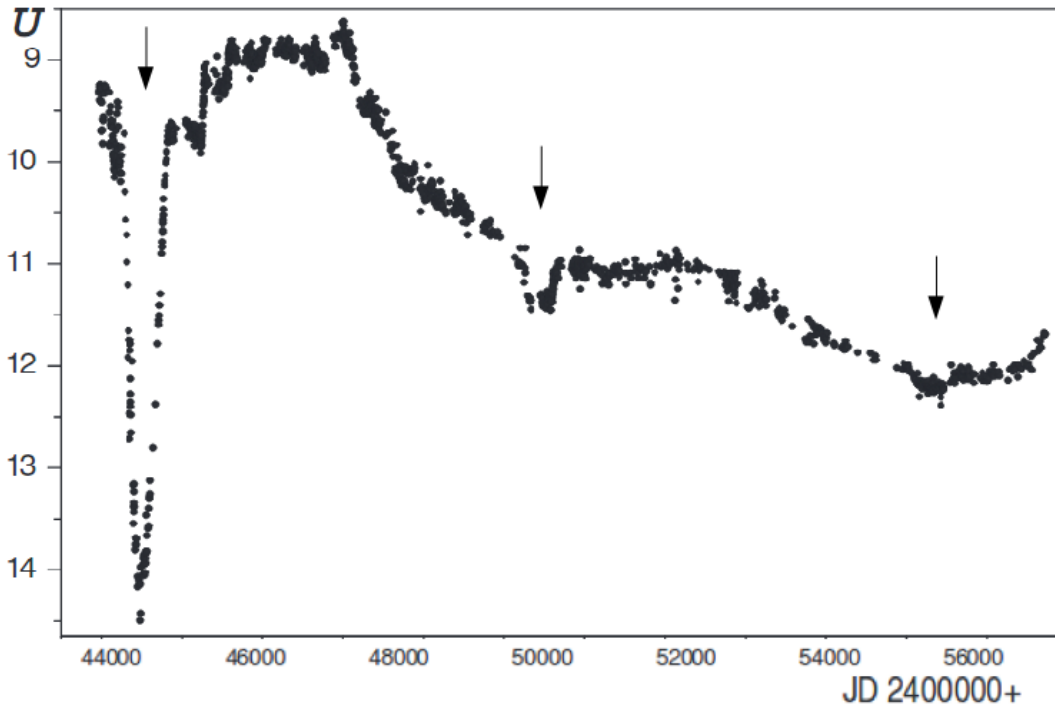


Figura 6: Curva de luz de PU Vul en la banda U, desde 1978 hasta 2011 (adaptada de [Shugarov et al., 2012](#)). Los eclipses, señalados con flechas, sucedieron en los JDs 2444532, 2449447 y 2454362.

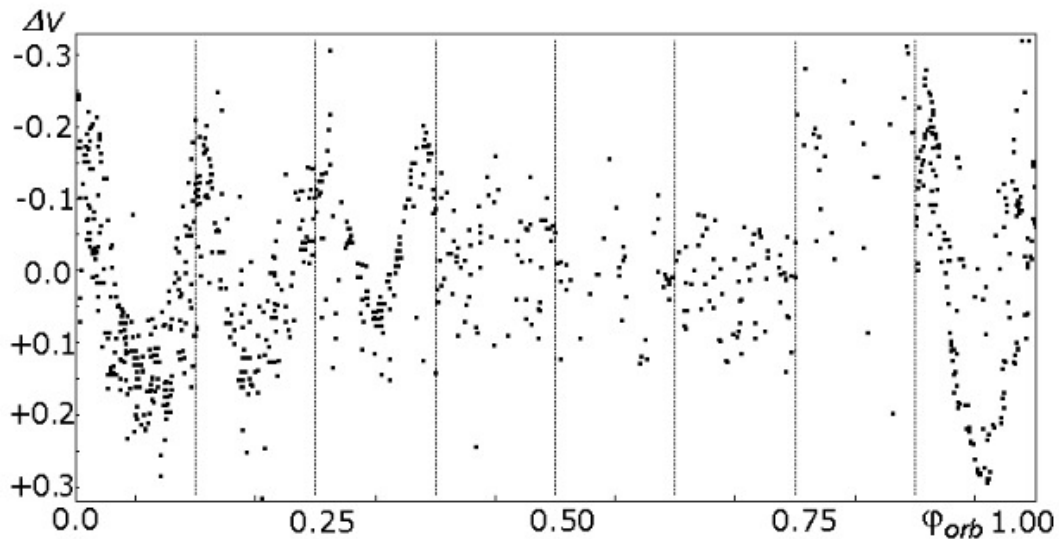


Figura 7: Curva de luz de la pulsación en la banda V para ocho intervalos sucesivos de las fases orbitales. La pulsación no fue detectada en las fases orbitales 0.375 – 0.875 ([Shugarov et al., 2012](#)).

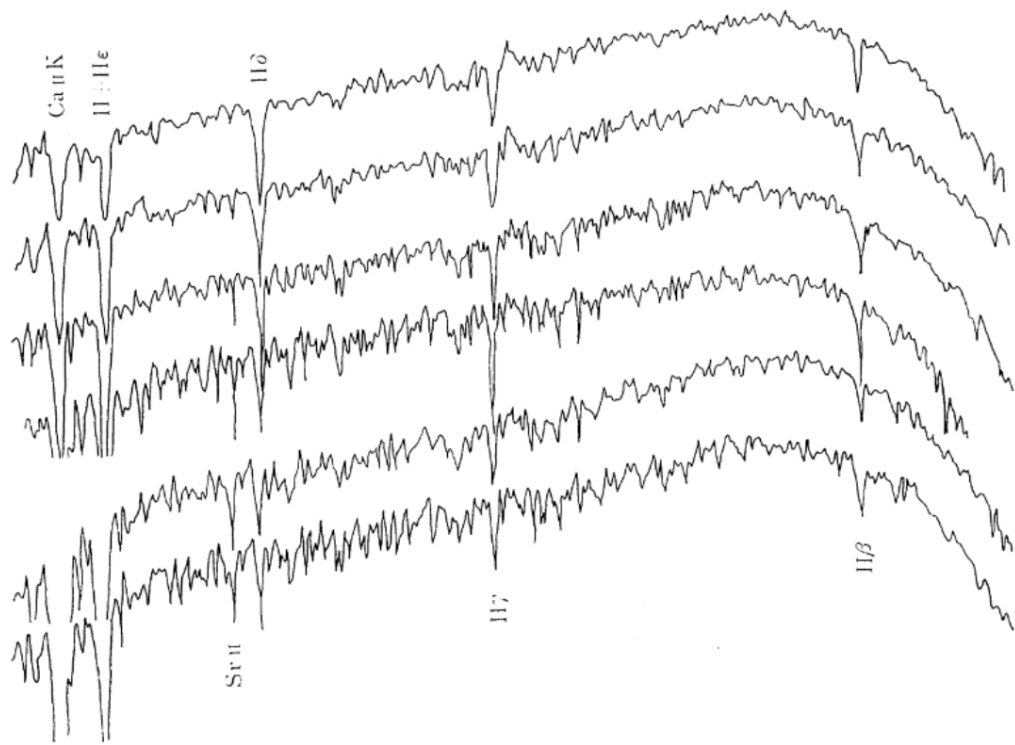


Figura 8: Evolución espectral de PU Vul, de  $\sim 3900 - 5000 \text{ \AA}$ , durante el *outburst*. De arriba hacia abajo, los espectros corresponden a Abril de 1979, Mayo de 1979, Septiembre de 1979, Noviembre de 1979, Julio de 1981 y Agosto de 1981 (Yamashita et al., 1982).

#### 1.4 EVOLUCIÓN ESPECTRAL DE PU VUL

A lo largo de la evolución de PU Vul, los datos espectroscópicos en el óptico y el ultravioleta (UV) han permitido el estudio de la estrella eruptiva. Durante el *outburst* y antes del mínimo, entre 1979 y 1980, el espectro óptico reflejaba el de una supergigante A tardía, evolucionando hacia un tipo espectral F (Yamashita et al., 1982; Kanamitsu, 1991). La Figura 8 muestra la evolución espectral durante el *outburst*, antes y después del mínimo. Durante el eclipse, en 1980, el espectro cambió, presentando características de gigante de tipo espectral M, como las bandas de TiO observadas en la Figura 9, en los espectros tomados en Abril de 1980 (arriba) y Septiembre de 1980 (abajo). También se observaron, durante el mínimo varias líneas en emisión. En la Figura 10 se observan dos espectros correspondientes a Junio de 1979 (arriba) y Agosto de 1980 (abajo), mostrando el cambio que se produce en líneas como las del doblete del Na ( $\sim \lambda 5890$ ) (panel izquierdo) y  $H_{\alpha}$  (panel derecho). Al recobrar el brillo el sistema, luego del mínimo, se recuperaron las características de supergigante A–F, tal como se observa en los espectros de 1981 en la Figura 8. En el espectro obtenido en Junio de 1981 (espectro superior de la Figura 11),  $H_{\alpha}$  se observa claramente en emisión, lo que indica que el sistema comenzó a cambiar.

Desde 1982 y hasta 1990, el espectro evolucionó desde el de una estrella de tipo espectral A con las líneas de Balmer ocasionalmente en emisión, hacia el de

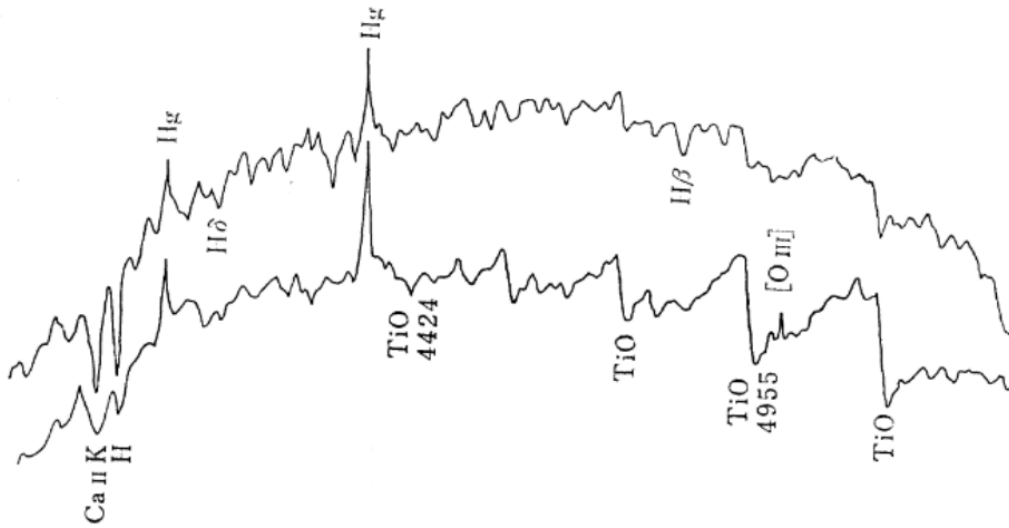


Figura 9: Espectros de PU Vul, de  $\sim 3900 - 5100 \text{ \AA}$ , durante el mínimo de 1980, correspondientes a Abril de 1980 (arriba) y Septiembre de 1980 (abajo, Yamashita et al., 1982).

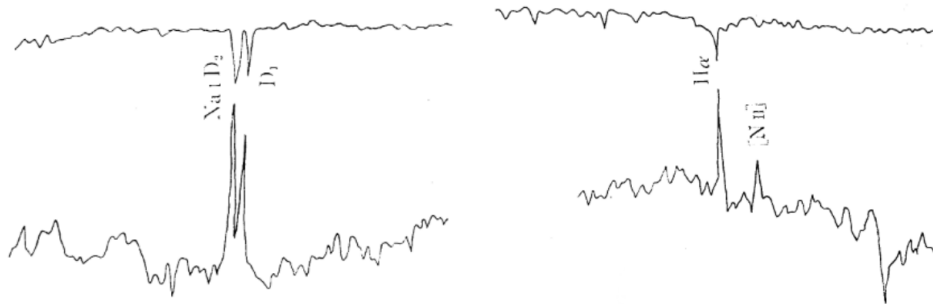


Figura 10: Espectros de PU Vul correspondientes a Junio de 1979 (arriba) y Agosto de 1980 (abajo), en las regiones espectrales del doblete del Na ( $\sim \lambda 5890$ , panel izquierdo) y  $H\alpha$  (panel derecho, Yamashita et al., 1982).

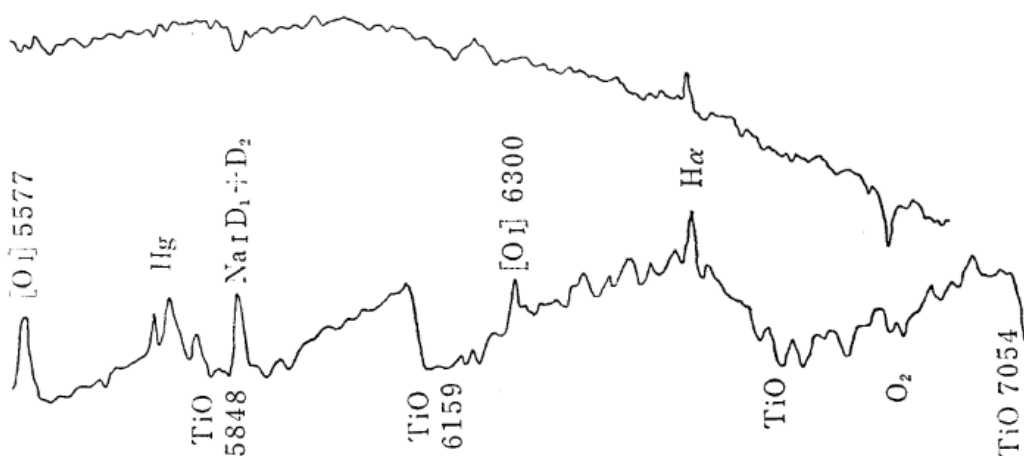


Figura 11: Espectros de PU Vul, de  $\sim 5570 - 7060 \text{ \AA}$ , durante el mínimo, en Septiembre de 1980 (abajo), y después del mínimo, en Junio de 1981 (arriba, Yamashita et al., 1982).

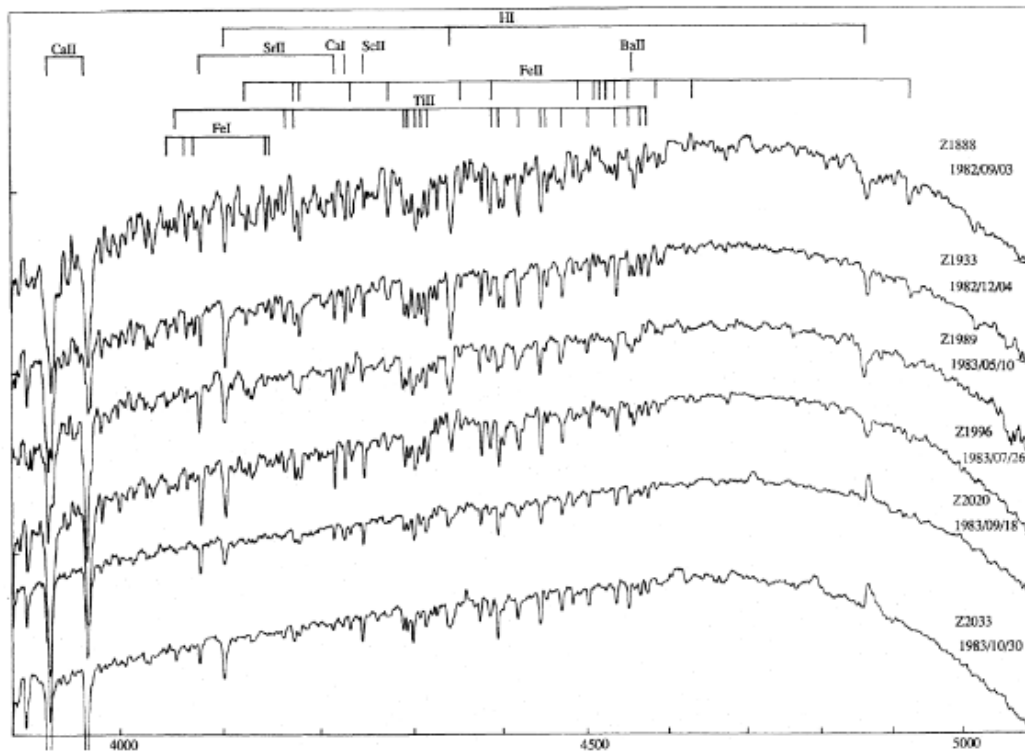


Figura 12: Evolución espectral de PU Vul entre Septiembre de 1982 y Octubre de 1983 (Kanamitsu, 1991).

una estrella de tipo espectral B con intensas líneas de Balmer en emisión y líneas débiles de Fe II también en emisión, y finalmente al de una estrella muy azul con líneas anchas de He II, características de estrellas Wolf-Rayet (Belyakina et al., 1989; Kenyon, 1986a; Iijima, 1989; Kanamitsu et al., 1991; Gochermann, 1991; Tomov et al., 1991; Vogel & Nussbaumer, 1992; Sion et al., 1993; Klein et al., 1994). En la Figura 12 se observa la variación del espectro de PU Vul entre Septiembre de 1982 y Octubre de 1983. Lo más llamativo de las variaciones es el cambio en  $H\beta$ , que pasó de la absorción a la emisión entre Julio y Septiembre de 1983.

En Octubre de 1987, cuando muchas de las líneas comenzaron a observarse en emisión (Iijima, 1989; Kanamitsu et al., 1991), el espectro se volvió nebuloso. La Figura 13 muestra los espectros de PU Vul tomados entre Noviembre de 1986 y Junio de 1988. Se puede observar que entre Abril y Diciembre de 1987 el espectro cambió de manera drástica a uno nebuloso, ya que la mayoría de las líneas se observan en emisión. Estas líneas de emisión intensas, se asocian a una atmósfera expandida de la enana blanca, aunque la emisión nebulosa en sistemas simbióticos está normalmente relacionada al viento desde la gigante fría (Vogel & Nussbaumer, 1992).

Durante el eclipse de 1994, las líneas altamente ionizadas desaparecieron. La Figura 14 muestra la evolución espectral de PU Vul entre Agosto de 1992 y Abril de 1995. En este período, se observa claramente la desaparición de las líneas de alta excitación, como por ejemplo He II ( $\lambda 1640$ ) y N IV ( $\lambda 1718$ ), en los espectros de Noviembre de 1993 y Abril de 1994, durante el eclipse, y la posterior reaparición de las líneas en el espectro de Julio de 1994. Se cree que esa ausencia se debe a que

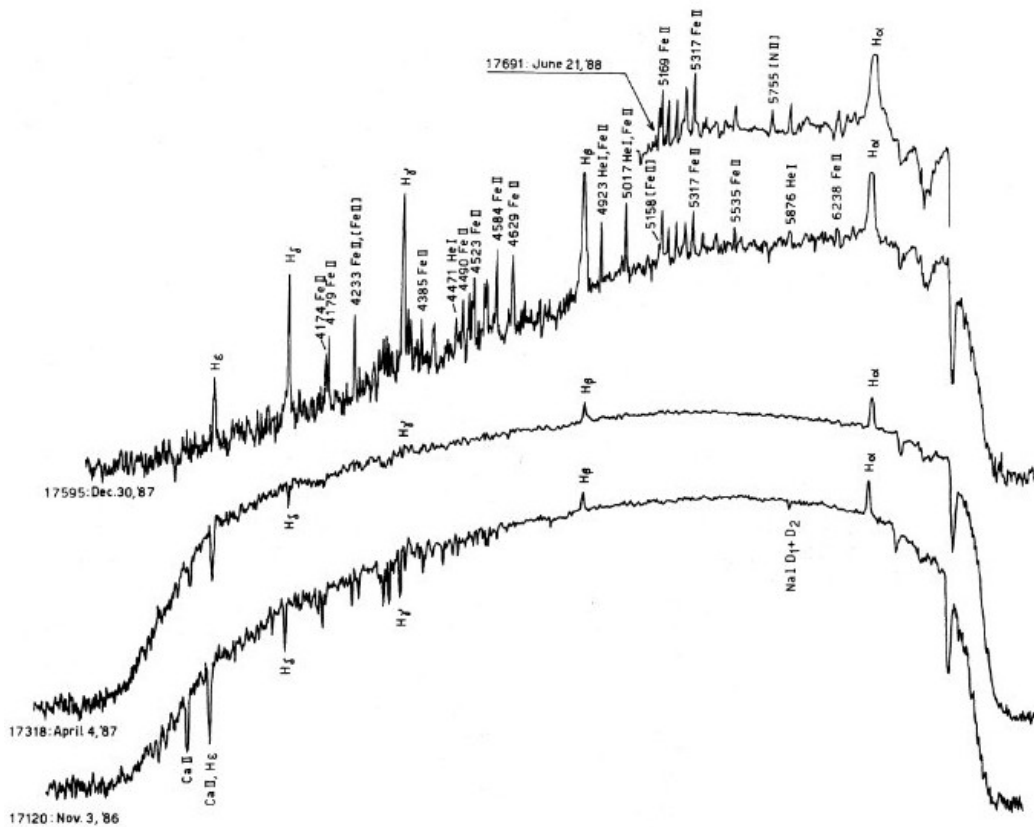


Figura 13: Espectros de PU Vul, de  $\sim 3700 - 7000 \text{ \AA}$ , tomados entre Noviembre de 1986 y Junio de 1988 (Iijima, 1989).

las líneas de alta excitación son generadas cerca de la enana blanca y, por lo tanto, ocultadas durante el eclipse (Nussbaumer & Vogel, 1996).

Entre el segundo y tercer eclipse, el espectro de emisión de PU Vul sufrió varios cambios. Se observó una atenuación en el nivel de la parte azul del continuo del espectro, los flujos de algunas líneas también disminuyeron, mientras que los flujos de otras líneas se incrementaron considerablemente (Tatarnikova et al., 2011). Todos estos datos demuestran que PU Vul es un sistema binario compuesto por una gigante M6 pulsante y una enana blanca eruptiva (Friedjung et al., 1984; Kenyon, 1986a; Nussbaumer & Vogel, 1996; Tatarnikova et al., 2011; Kato et al., 2012; Shugarov et al., 2012). Luego de la erupción, la enana blanca comenzó a ionizar la nebulosa que rodea al sistema, formada por un viento desde la gigante roja y el material eyectado por la propia enana blanca, oscureciendo al sistema. Se observaron además tres mínimos, en 1980, 1994 y 2007 (este último solo en la banda U), durante los cuales la gigante roja oculta a la enana blanca y al material ionizado que la rodea. Así, los tres mínimos permitieron una estimación del período orbital del sistema de 13.4 años. Este sistema resulta entonces muy interesante para el estudio de una gran variedad de procesos físicos que ocurren y ocurrieron a lo largo de su evolución.

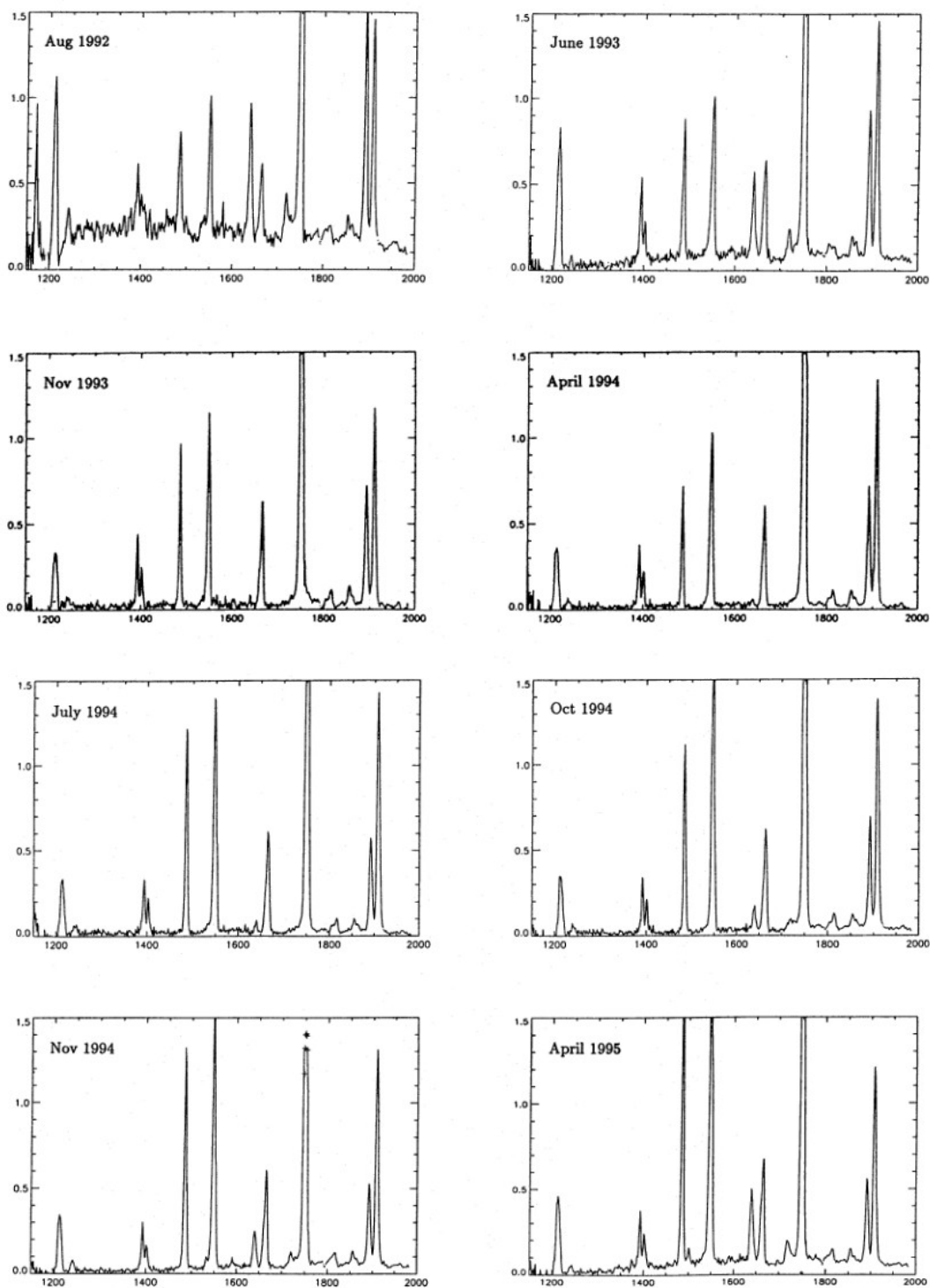


Figura 14: Evolución espectral de PU Vul entre Agosto de 1992 y Abril de 1995 (Nussbaumer & Vogel, 1996).

## 2.1 INTRODUCCIÓN

Como se mencionó en el capítulo anterior, el análisis de las propiedades fotométricas y espectroscópicas de PU Vul permitió determinar que este sistema binario está compuesto por una enana blanca eruptiva y una gigante roja pulsante de tipo espectral M6. Este sistema pertenece a las denominadas “binarias simbióticas”. Atravesó un solo *outburst* en 1980 y después de 7 – 8 años su brillo comenzó a decaer debido a un oscurecimiento provocado por la atmósfera extendida de la enana blanca, eyectada durante el *outburst*, y un viento proveniente de la gigante. El sistema presentó tres eclipses, en 1980, 1994 y 2007, donde la estrella gigante ocultó a la enana blanca y todo el material ionizado que la rodea. Esto permitió calcular el período orbital de 13.4 años.

Durante el declive del máximo óptico en las novae simbióticas, la temperatura efectiva de la enana blanca debería evolucionar, a luminosidad aproximadamente constante, de 5000 – 6000 K a 150000 – 200000 K y luego evolucionar a luminosidades menores a radio aproximadamente constante. Para PU Vul, un análisis detallado de datos UV parecen apoyar esta predicción (Kato et al., 2012): dentro de un factor dos, la enana blanca mantuvo una luminosidad constante entre 1982 y 2011, mientras que su temperatura efectiva se incrementó de aproximadamente 6500 K a 150000 – 165000 K. Sin embargo, espectros ópticos sugieren una caída dramática en luminosidad, de  $\sim 10^4 L_{\odot}$  a  $\sim 10^3 L_{\odot}$ , entre 1992 y 2008.

Para tratar de resolver esta diferencia, el Dr. Scott Kenyon realizó un seguimiento del sistema PU Vul entre los años 1984 y 2016, obteniendo espectrofotometría óptica de la fuente. Estos datos se presentan y analizan por primera vez en el trabajo que describiremos a continuación. Además de colaborar con nuestro entendimiento de la evolución de una supergigante de tipo espectral F en una estrella de tipo Wolf-Rayet (ver también Kenyon, 1986b), estos datos prueban la evolución de las líneas de emisión durante la época en que la luminosidad se mantuvo aproximadamente constante (Kato et al., 2012) o declinó en un factor 10 (Tatarnikova et al., 2011). La densidad del cubrimiento temporal de nuestros espectros nos permite probar la evolución de la componente compacta en escalas de tiempo cortas y largas.

## 2.2 OBSERVACIONES Y REDUCCIÓN

Entre los años 1984 y 1992, el Dr. Scott Kenyon obtuvo 21 espectros ópticos de baja resolución (2 – 3 Å/píxel) de PU Vul con el *Intensified Reticon Scanner* (IRS) de doble haz y con el CCD *GoldCam*, montados en el espectrógrafo *White* del telescopio de 0.9 metros del observatorio KPNO (*Kitt Peak National Observatory*) en Tucson, USA. Los tiempos de exposición de estos datos variaron entre 150 y 1200 segundos.

Se calibraron en longitud de onda los espectros usando NOAO IRAF<sup>1</sup>. Después de recortar el final de la ranura de cada imagen del CCD, se corrigieron las imágenes por nivel de *bias*, se aplicó la corrección por *flat* en cada una de ellas, se aplicó la corrección por iluminación y se derivó una solución de longitud de onda a partir de lámparas de calibración adquiridas inmediatamente después de cada exposición. La solución de longitud de onda para cada imagen tiene un error estimado de  $\pm 0.5 \text{ \AA}$  o mejor. Para construir los espectros unidimensionales finales, se extrajeron los espectros de objeto y cielo usando el algoritmo de extracción óptima APEXTRACT dentro de IRAF. Observaciones de 5 – 10 estrellas estándares permitieron calibrar en flujo los espectros de acuerdo con la escala de Hayes & Latham (1975). La dispersión entre las diferentes calibraciones, revelaron errores típicos en la calibración en flujo que varían entre 3 % y 5 %. Los errores en la región espectral roja (1 % – 2 %) son menores que en la región azul (3 % – 4 %), donde las variaciones en la extinción atmosférica a lo largo de la noche producen errores mayores. Para los datos del IRS, la región de superposición de los espectros azules (3500 – 6200  $\text{\AA}$ ) y rojos (5800 – 8400  $\text{\AA}$ ) obtenidos en noches consecutivas, permitió una estima independiente de la precisión de la calibración en flujo. Para esa región de superposición, la diferencia en el nivel del continuo es pequeña,  $\lesssim 3 \%$ . Para estos espectros, la relación señal-ruido (S/N) típica en el continuo a 5500  $\text{\AA}$  es de 15 – 20 por pixel.

Por otro lado, la muestra más grande de observaciones se realizó entre 1994 y 2016. P. Berlind, M. Calkins y varios otros observadores, adquirieron espectros ópticos de baja resolución ( $\sim 6 \text{ \AA}$ ) de PU Vul con FAST (*FAst Spectrograph for the Tillinghast Telescope*), un espectrógrafo de ranura de alto rendimiento montado en el telescopio Tillinghast de 1.5 metros del observatorio Fred L. Whipple en Mount Hopkins, Arizona, USA (Fabricant et al., 1998). Para estas observaciones se usó una rendija de 300 líneas/mm, con un ángulo de Blaze tal que la longitud de onda central fuera 4750  $\text{\AA}$ , una ranura de 3" y un CCD de  $512 \times 2688$  pixeles. Estos espectros cubren el rango espectral 3800 – 7500  $\text{\AA}$ . Ejecutamos la reducción de estos datos de manera análoga a lo realizado para los espectros obtenidos entre 1984 y 1992. Obtuvimos en total 458 espectros FAST con tiempos de exposición de 1 – 300 segundos. Para estimar la S/N en el continuo, examinamos tres regiones diferentes relativamente libres de líneas de emisión (4750 – 4840  $\text{\AA}$ , 5900 – 6070  $\text{\AA}$  y 6700 – 6800  $\text{\AA}$ ) y medimos fluctuaciones relativas al nivel del continuo. Dado que los valores para la S/N no varían significativamente de una región del espectro a otra, los promediamos para cada espectro. La mayoría de los espectros tiene una S/N moderada,  $S/N \gtrsim 15$ , para un tiempo de exposición de 100 segundos.

Para la calibración en flujo de estos espectros en noches fotométricas, se observaron varias estrellas estándares del manual IRS de Barnes & Hayes (1982). Para cada espectro, derivamos la extinción como función de la longitud de onda utilizando la curva de extinción de KPNO y una rutina de interpolación polinomial de Press et al. (1992). Después de aplicar la corrección por extinción, agrupamos las cuentas en bins de 50  $\text{\AA}$  centrados en las longitudes de onda de los archivos de estrellas estándares de NOAO incluidos en IRAF (por ejemplo el directorio "irscal"). La comparación con las magnitudes de las estrellas estándares arrojó el factor de corrección para cada bin. Usamos una rutina de interpolación polinomial (Press

<sup>1</sup> <http://iraf.noao.edu/>



et al., 1992) para aplicar los factores de corrección bineados al espectro original de la estrella estándar. El espectro resultante se calibra luego en flujo usando la escala de Hayes & Latham (1975) (ver también Massey et al., 1988). Para testear la calibración en flujo, integramos los espectros corregidos sobre las curvas de respuesta de los filtros B y V; nuestra aproximación arroja las magnitudes B y V correctas para cada estándar dentro de  $\pm 0.01$  magnitudes.

En todas las noches, la mayoría de las estándares son observadas a masas de aire de entre  $\pm 0.1 - 0.2$  de cada espectro de PU Vul. Para aplicar la calibración en flujo a los espectros de PU Vul, derivamos la calibración media para el set de estrellas estándares. El rango *inter-quartile*<sup>2</sup> provee entonces una estimación del error en la calibración. Para noches con al menos 4 observaciones de estrellas estándares, las calibraciones promedio y media concuerdan en  $\pm 0.02$  magnitudes. Cuando las noches son aproximadamente fotométricas, el rango *inter-quartile* de las calibraciones es  $0.02 - 0.03$  magnitudes. En noches no fotométricas, el rango *inter-quartile* es  $0.1 - 1.5$  magnitudes.

### 2.2.1 Análisis de las observaciones

Entre 1984 y 1992, el espectro óptico de PU Vul evolucionó dramáticamente. En la Figura 15 se observa una muestra de nuestros espectros en este período. Antes de 1987, el espectro reflejaba el de una supergigante A-F, con las líneas  $H_\alpha$  y  $H_\beta$  ocasionalmente en emisión (ver Kenyon, 1986a; Ivison et al., 1991). Como las características de absorción A-F desaparecieron en 1987-88, el continuo azul se fortaleció. También aparecieron líneas de emisión prominentes de He I y Fe II/[Fe II]. Para Mayo de 1991, las líneas de He I, como  $\lambda 4471$ , alcanzaron una intensidad máxima dos o tres veces mayor que la línea de He II ( $\lambda 4686$ ), mucho más ancha. Líneas anchas de He II se intensificaron entre 1992 y 1993. La Figura 16 muestra la evolución de la línea He II ( $\lambda 4686$ ) entre 1991 y 2000. Se observa que la línea es muy ancha al principio, luego desarrolla una característica angosta que se superpone a la ancha para Octubre de 1995 y finalmente la característica ancha desaparece para Mayo de 1996.

Para ilustrar la evolución de PU Vul entre 1994 y 2016, la Figura 17 muestra 8 espectros FAST. A lo largo de este período, las características espectrales también cambiaron apreciablemente. Desde Septiembre de 1994 hasta Junio de 2000, las líneas de H I (por ejemplo  $H_\beta$  y  $H_\gamma$ ) ganaron intensidad en relación a líneas de [O III] vecinas. Entre Septiembre de 1994 y Junio de 1996, la línea de He II ( $\lambda 4686$ ) también se volvió más intensa. Para Junio de 2005, el espectro se volvió mucho más rico, con fuerte emisión de [Fe VII] ( $\lambda 3758$  y  $\lambda 6087$ ) y la banda de dispersión de Raman<sup>3</sup> O VI en  $\lambda 6830$ . Para Septiembre de 2007, He II  $\lambda 4686$  se volvió más intensa que  $H_\beta$ . Después de Junio de 2009, líneas permitidas de alta ionización y las líneas

<sup>2</sup> El rango *inter-quartile* es una medida de la dispersión estadística, igual a la diferencia entre el 75 % y el 25 % de la dispersión de una dada cantidad.

<sup>3</sup> La dispersión Raman es la dispersión inelástica de un fotón por moléculas excitadas a niveles de energía rotacional o vibracional, mayores. Cuando un fotón es dispersado por un átomo o molécula, la mayoría de esas dispersiones son elásticas (dispersión de Rayleigh), tal que los fotones tienen la misma energía (frecuencia y longitud de onda) que los fotones incidentes. Una pequeña fracción de esos fotones dispersados (aproximadamente uno en un millón) son dispersados por excitación a una frecuencia diferente, generalmente menor, que la de los fotones incidentes.

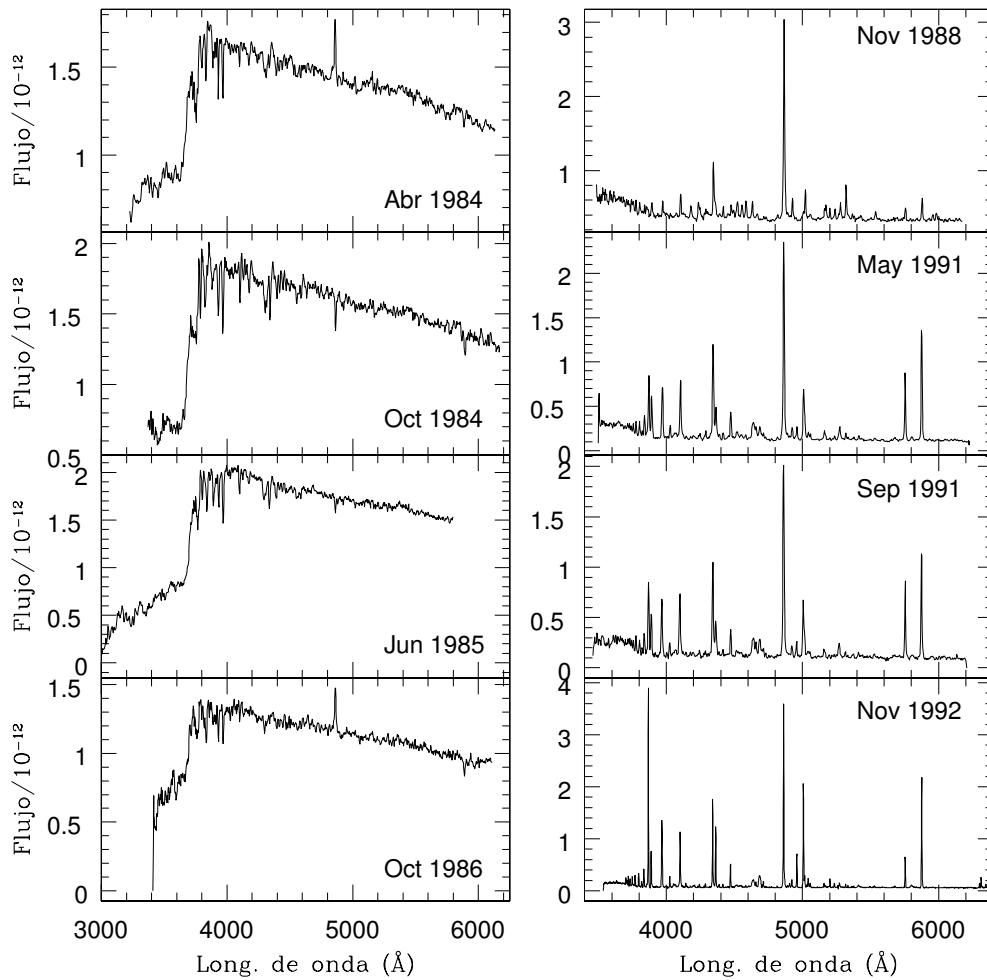


Figura 15: Muestra de los espectros de PU Vul obtenidos entre 1984 y 1992. Los flujos están en unidades de  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$ . Se observa que hasta Octubre de 1986 la fuente presenta un espectro de absorción con eventuales líneas en emisión, mientras que a partir de Noviembre de 1988 el espectro es completamente de emisión.

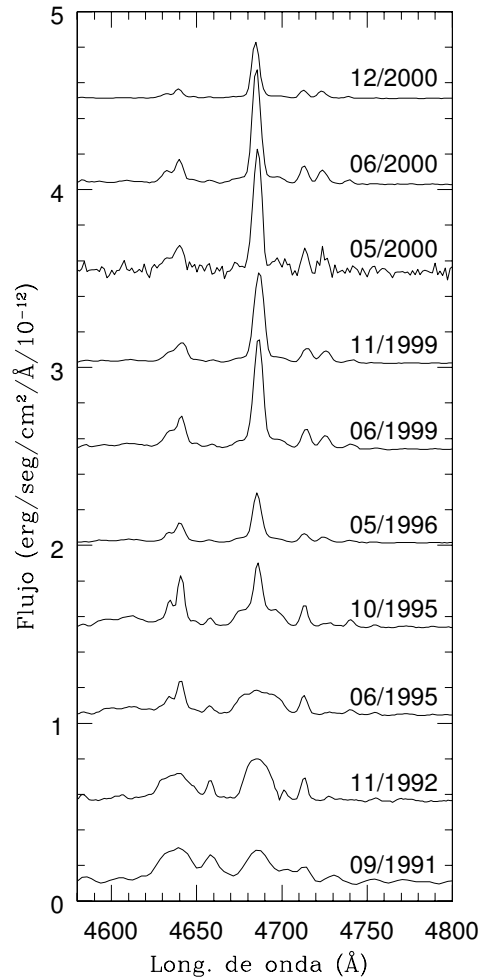


Figura 16: Evolución de He II ( $\lambda 4686$ ) entre 1991 y 2000. Cada espectro fue desplazado un factor múltiplo de 0.5 del nivel de flujo base para una mejor visualización. Se observa que la línea presenta una característica ancha en 1991, luego desarrolla una característica angosta que se superpone a la ancha para Octubre de 1995 y, finalmente, la característica ancha desaparece a partir de Mayo de 1996, volviéndose la angosta cada vez más intensa.

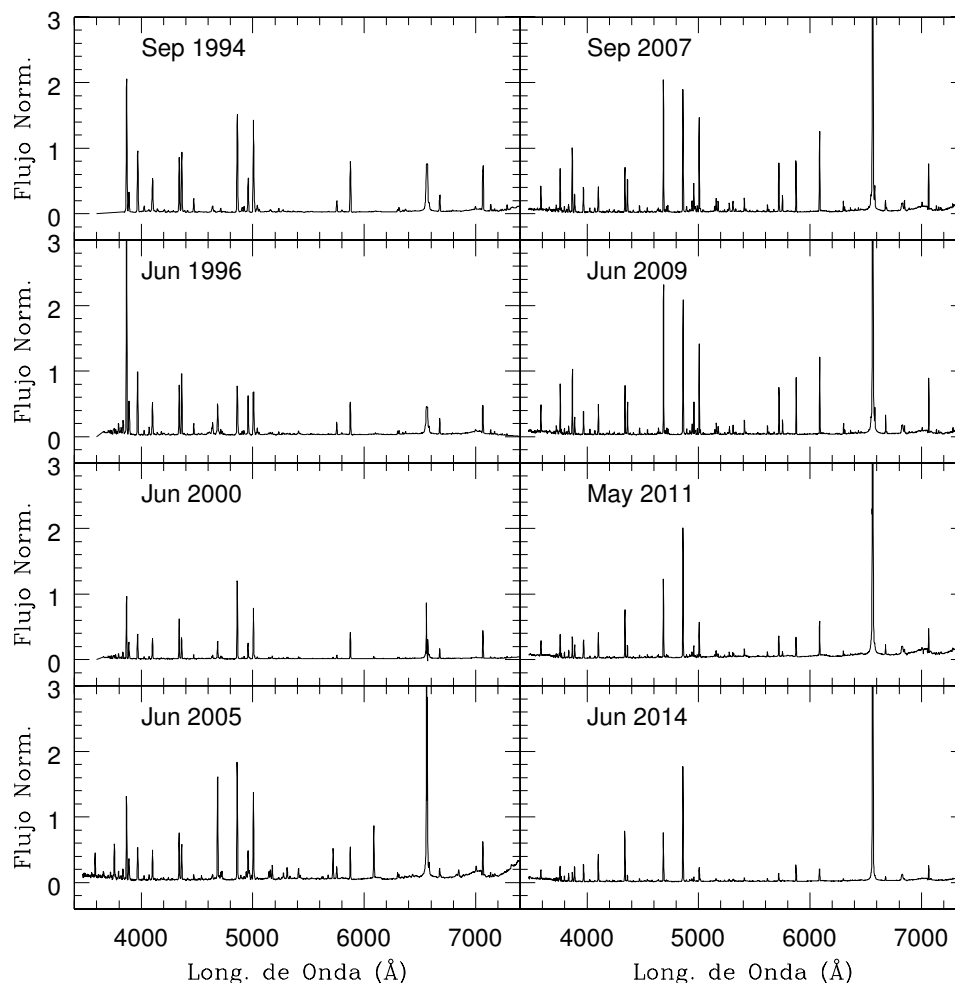


Figura 17: Muestra de los espectros de PU Vul obtenidos entre 1994 y 2014. Los flujos normalizados son los flujos relativos a  $H_{\beta}$ , normalizados a un valor de 2. Durante todo el período el espectro se mantuvo completamente en emisión, sin embargo, las intensidades de las líneas fueron variando.

de emisión nebular decaen considerablemente. De 2005 a 2009, la intensidad de  $[O\ III]$  ( $\lambda_{5007}$ ) rivalizó con la de  $H_{\beta}$ . El flujo en esta línea es menor al 30% de  $H_{\beta}$  en Mayo de 2011 y menor al 10% de  $H_{\beta}$  en Junio de 2014. A lo largo de este período, la intensidad de  $He\ II$  ( $\lambda_{4686}$ ) relativa a  $H_{\beta}$  decae en un factor de 3–4.

### 2.2.2 Determinación de anchos equivalentes y flujos

Para derivar anchos equivalentes y flujos en las líneas, usamos la tarea *splot* de IRAF. Para esto, elegimos dos puntos, uno a cada lado de la línea de interés, para trazar el continuo y ajustar un perfil gaussiano<sup>4</sup> a las líneas. También obtuvimos

<sup>4</sup> Dada la intensidad de las líneas de interés (ninguna alcanza la saturación) y la baja resolución espectral, lo que predomina en las líneas es el núcleo Doppler, por lo que el ajuste gaussiano resulta adecuado para las mediciones.

estos mismos parámetros usando la tarea *sbands*, especificando la longitud de onda central de la línea, dos puntos bien espaciados para definir el continuo y un ancho de banda adecuado para medir el flujo en la línea. Al comparar los valores, tanto de anchos equivalentes como de flujos, obtenidos con ambas tareas, encontramos que las diferencias se encuentran dentro de los errores de medición, donde el nivel del continuo representa la principal fuente de error. En la discusión que sigue, usaremos los anchos equivalentes y flujos medidos con *splot*.

Para la mayoría de las noches tenemos un set de 3 espectros observados con diferentes tiempos de exposición. Las exposiciones cortas evitan la saturación de las líneas más intensas, pero tienen una S/N pobre para el resto del espectro. Exposiciones largas e intermedias, arrojan una S/N óptima para líneas moderadas y débiles. Es por esto que para cada línea en este estudio, adoptamos los anchos equivalentes y flujos de los espectros con el mayor tiempo de exposición tal que no saturara la línea. Así, tenemos una medición óptima por línea, por noche.

Los tres paneles superiores de la Figura 18 muestran los flujos en las líneas He I ( $\lambda 4471$ ), He II ( $\lambda 4686$ ) y  $H_{\beta}$  ( $\lambda 4861$ ) de PU Vul, en función del tiempo y de la fase para el período comprendido entre Abril de 1984 y Junio del 2016. La fase fue estimada para el eclipse de 1980, usando  $JD = 2444532$  días para el día del eclipse medio y  $P = 4915$  días (Kato et al., 2012). Los puntos negros corresponden a cada noche de observación. Después de analizar diferentes fuentes de error, como estadísticos o sistemáticos, correspondientes a la calibración en longitud de onda de los espectros, el ajuste gaussiano de las líneas y la determinación del nivel del continuo, concluimos que la calibración en flujo es la mayor fuente de error. Por lo tanto, las barras de error en la Figura 18 corresponden a la incerteza en la calibración en flujo, de acuerdo a la calidad de la noche de observación. Descartamos los flujos correspondientes a noches con errores mayores al 50%. Por otro lado, los puntos rojos corresponden a la media móvil de los flujos, estimados sobre un período de 6 meses, es decir, cada punto rojo representa un promedio de los flujos obtenidos 3 meses antes y 3 meses después de la fecha considerada. Esta es una técnica muy utilizada para estos casos donde los datos presentan cierta dispersión, ya que permite observar mejor la tendencia de los mismos.

Como comparación, el último panel de la Figura 18 muestra la curva de luz correspondiente al mismo período que los paneles superiores, construida a partir de datos recolectados de AAVSO<sup>5</sup>, ASAS<sup>6</sup>, Yoon & Honeycutt (2000), Shugarov et al. (2012), Kolotilov et al. (1995), Klein et al. (1994) y Kanamitsu (1991). Durante este período, la curva de luz muestra dos eclipses, los observados en 1994 y en 2007, los cuales se señalan con flechas negras en la Figura. La curva de luz refleja la variación generada por la pulsación de la gigante roja, más visiblemente después del segundo eclipse (ver, por ejemplo, Shugarov et al., 2012).

Debido a que el espectro se encontraba en permanente cambio antes de 1994 y a que no contamos con muchos datos de esa época, vamos a analizar el comportamiento de los flujos después del segundo eclipse (fase 1 en la Figura 18). El objetivo es determinar las regiones del sistema en las que están siendo emitidas las diferentes líneas y estudiar así el aporte de cada componente a las observaciones.

5 <https://www.aavso.org/lcg>

6 <http://www.astrouw.edu.pl/asas/?page=acvs>

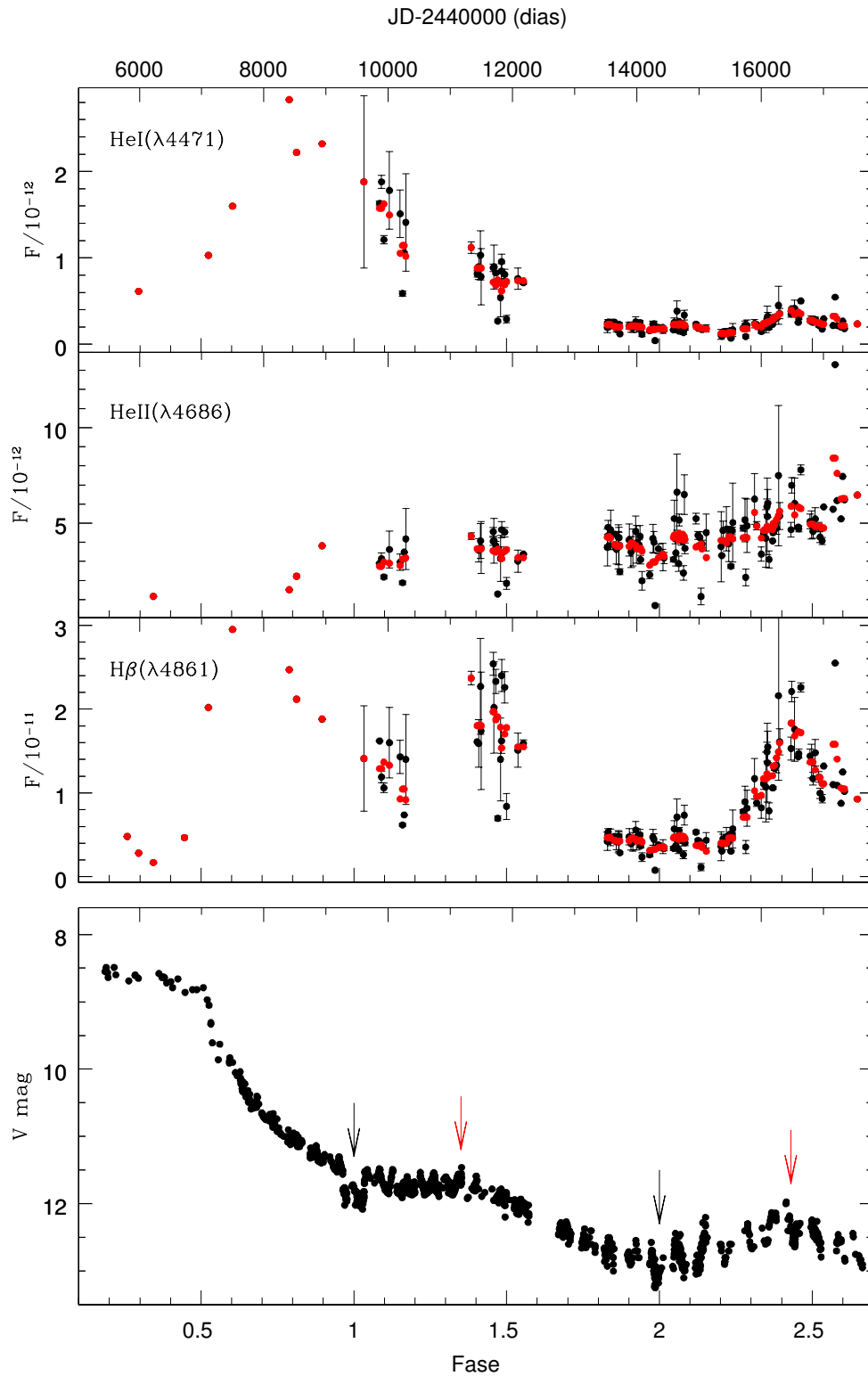


Figura 18: Flujos en función del tiempo y de la fase para las líneas He I ( $\lambda 4471$ ), He II ( $\lambda 4686$ ) y H $\beta$  ( $\lambda 4861$ ) (paneles superiores) y la curva de luz (panel inferior) de PU Vul. Los flujos están en unidades de  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ . La curva de luz contiene datos de AAVSO, ASAS, Yoon & Honeycutt (2000), Shugarov et al. (2012), Kolotilov et al. (1995), Klein et al. (1994) y Kanamitsu (1991). Las flechas negras señalan el segundo y el tercer eclipse, en las fases 1 y 2, respectivamente; las flechas rojas señalan las épocas de brillo máximo, en las fases  $\sim 1.3 - 1.4$  y  $\sim 2.4 - 2.45$ .

Se observa que la variación de  $H_{\beta}$  sigue aproximadamente la forma de la curva de luz, mostrando máximos cerca de los brillos máximos, señalados con flechas rojas en la curva de luz. Esto sucede aproximadamente en la mitad del período orbital, cuando la enana blanca se encuentra frente a la gigante roja: hay un máximo bastante claro en flujo y magnitud en  $\sim 2.4 - 2.45$ , mientras que la mitad del período orbital se da en 2.5. Hay otro máximo en la curva de luz antes de la mitad del período orbital,  $\sim 1.3 - 1.4$ , entre los eclipses 2 y 3. Aunque no tenemos un buen cubrimiento de ese período, incluso los flujos de  $H_{\beta}$  parecen presentar un máximo. La similitud entre la curva de luz y los flujos de  $H_{\beta}$ , indica que la emisión más importante de  $H_{\beta}$  es generada en la nebulosa que rodea a la enana blanca. El mínimo entre las fases 1.8 y 2.25 es plano, pero no nulo, lo que sugiere que también hay emisión de H desde la gigante roja o que la nebulosa que rodea a la enana blanca es lo suficientemente grande como para continuar emitiendo durante los eclipses. Durante el segundo eclipse, la nebulosa no era tan extensa, ya que el mínimo es angosto, pero también se detectó H. Entonces, probablemente exista emisión desde la gigante roja, pero para cuando sucede el tercer eclipse, la nebulosa se volvió tan extensa que la emisión más importante proviene de ella.

Para la línea de He I ( $\lambda 4471$ ) se observa un decaimiento permanente, indicando que se forma muy cerca de la enana blanca y que fue oscurecida gradualmente por la nebulosa ionizada en expansión. Sin embargo, también presenta el mismo comportamiento que  $H_{\beta}$ : durante el tercer eclipse el flujo es muy débil, pero no nulo, indicando que también hay emisión de He desde la gigante o que la nebulosa que rodea a la enana blanca está muy expandida. El máximo alrededor de la fase  $\sim 2.45$  también se observa en esta curva.

Para el caso de la línea de He II ( $\lambda 4686$ ) no es tan fácil determinar si los flujos siguen el mismo comportamiento que para las otras líneas. Estos flujos parecen permanecer constantes con un leve incremento, presentando una gran dispersión. Esto podría sugerir que esta línea está siendo emitida en algún lugar cerca de la gigante roja, que es siempre visible, y el leve incremento puede deberse a una expansión del material que rodea a la gigante roja.

El mínimo de flujo entre las fases 1.8 y 2.2 implica que la fuente es menos luminosa en este período o que está más caliente. Por este motivo vamos a analizar la evolución de la temperatura y las luminosidades de la componente caliente del sistema.

### 2.2.2.1 Comparación de las mediciones con otros trabajos

Para testear nuestros flujos medidos, los comparamos con valores de la literatura. En primer lugar, contrastamos nuestros flujos medidos con los observados por [Tatarnikova et al. \(2011\)](#). A pesar de que sus datos cubren un período temporal menor (2001 – 2008) en comparación con nuestros datos, estimamos el cociente de flujos para fechas aproximadas. El cociente promedio de sus flujos respecto a los nuestros es de  $3.45 \pm 1.81$  para la línea de He I  $\lambda 4471$ ,  $1.87 \pm 0.56$  para la línea de He II  $\lambda 4686$  y  $2.14 \pm 0.68$  para  $H_{\beta}$ , lo que implica que ambos sets de datos son consistentes. Los errores en estos valores corresponden solo a la desviación estándar del promedio, no se tuvieron en cuenta los errores en la medición.

Como otro test, compilamos flujos de la línea  $\text{He}^+$  ( $\lambda 1640$ ) de la literatura ([Tatarnikova & Tatarnikov, 2009](#); [Kato et al., 2011](#)). Después de desenrojecer estos flujos

y nuestros flujos medidos de  $\text{He}^+(\lambda 4686)$ , con un enrojecimiento  $E(B - V) \sim 0.3$  (Kato et al., 2012) y usando los coeficientes de extinción de Savage & Mathis (1979), comparamos los flujos de la línea  $\text{He}^+(\lambda 1640)$  con nuestros flujos de  $\text{He}^+(\lambda 4686)$ . De acuerdo con Aller (1984), el flujo de la línea  $\text{He}^+(\lambda 1640)$  debería ser 6–7 veces el flujo de  $\text{He}^+(\lambda 4686)$ . Nosotros obtuvimos un valor de  $3.32 \pm 0.94$  para el cociente promedio de los flujos. Teniendo en cuenta que el modelo considerado por Aller (1984) es estándar, mientras que nuestro sistema en estudio presenta cierta complejidad, consideramos que el resultado obtenido no se encuentra lejos del valor de 6–7 esperado; la diferencia puede atribuirse, además, a la contaminación de la línea  $\text{He}^+(\lambda 1640)$  con la línea  $\text{O}(\lambda 1641)$  para fechas cercanas al mínimo y a la diferencia temporal entre los flujos de la literatura y nuestros flujos medidos.

Finalmente, de acuerdo a Osterbrock (1989), el flujo de la línea de  $\text{He}^+(\lambda 5411)$  debería ser aproximadamente un 8% del flujo de la línea de  $\text{He}^+(\lambda 4686)$ , mientras que el flujo de  $\text{H}_\gamma$  debería ser aproximadamente el 47% del flujo en  $\text{H}_\beta$ . Estimamos  $0.098 \pm 0.003$  para el promedio del cociente entre  $\text{He}^+(\lambda 5411)$  y  $\text{He}^+(\lambda 4686)$  y  $0.427 \pm 0.005$  para el cociente entre  $\text{H}_\gamma$  y  $\text{H}_\beta$ . Nuevamente, teniendo en cuenta el modelo estándar considerado por Osterbrock (1989), los cocientes resultantes implican que nuestros flujos son consistentes con las estimaciones teóricas.

### 2.3 CÁLCULO DE LA TEMPERATURA DE LA COMPONENTE CALIENTE

Aplicamos dos métodos diferentes para calcular la temperatura de la componente caliente. El primer método, desarrollado por Kenyon (1986b), asume que los flujos en las líneas  $\text{H}_\beta$  y  $\text{He II}(\lambda 4686)$  se pueden estimar a partir del número de fotones ionizantes de H y  $\text{He}^+$ . Pero como los flujos de las líneas pueden medirse, se puede calcular el cociente de flujos para determinar el cociente del número de fotones ionizantes, asumiendo una nebulosa limitada por radiación y que la estrella radia como cuerpo negro, para  $T_e = 20000 \text{ K}$ , como

$$F_{\text{H}_\beta}/F_{\text{HeII}(\lambda 4686)} = 0.6N_\gamma(\text{H})/N_\gamma(\text{He}^+), \quad (1)$$

donde  $F_{\text{H}_\beta}$  es el flujo en la línea  $\text{H}_\beta$ ,  $F_{\text{HeII}(\lambda 4686)}$  es el flujo en la línea  $\text{He II}(\lambda 4686)$  y  $N_\gamma(\text{H})$  y  $N_\gamma(\text{He}^+)$  son los números de fotones ionizantes de H y  $\text{He}^+$ . Luego, el cociente  $N_\gamma(\text{H})/N_\gamma(\text{He}^+)$  es un indicador de temperatura para  $T_h \geq 50000 \text{ K}$ , como se muestra en la Figura 19 (Figura 2.5 de Kenyon (1986b)). Usamos este método para estimar las temperaturas a partir de los flujos medidos, corregidos por extinción, para las líneas  $\text{H}_\beta$  y  $\text{He II}(\lambda 4686)$ . Como el cociente de flujos  $F_{\text{H}_\beta}/F_{\text{HeII}(\lambda 4686)}$  es equivalente al cociente de los anchos equivalentes de las líneas, usamos también los anchos equivalentes para estimar las temperaturas. Para estos últimos cálculos, no es necesario calibrar en flujo los espectros. Las temperaturas resultantes, calculadas a partir de los flujos, se muestran en la Figura 20 en verde. Como los valores obtenidos a partir de los anchos equivalentes se asemejan mucho a los calculados a partir de los flujos, no los mostramos en la Figura.

El segundo método fue desarrollado por Iijima (1981), asumiendo que:

- La radiación emitida por la estrella caliente puede ser representada por un cuerpo negro.



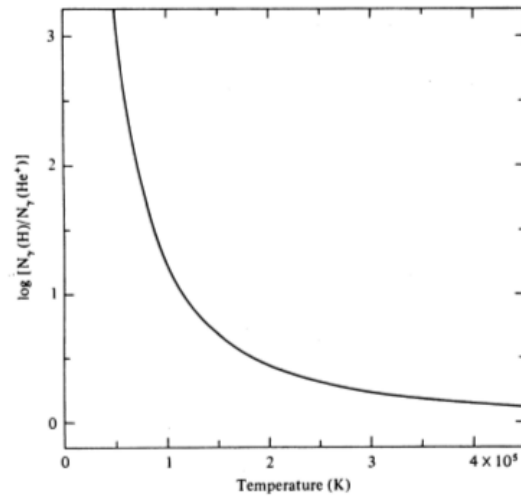


Figura 19:  $\log(N_\gamma(\text{H})/N_\gamma(\text{He}^+))$  como función de la temperatura de la componente caliente (Kenyon, 1986b).

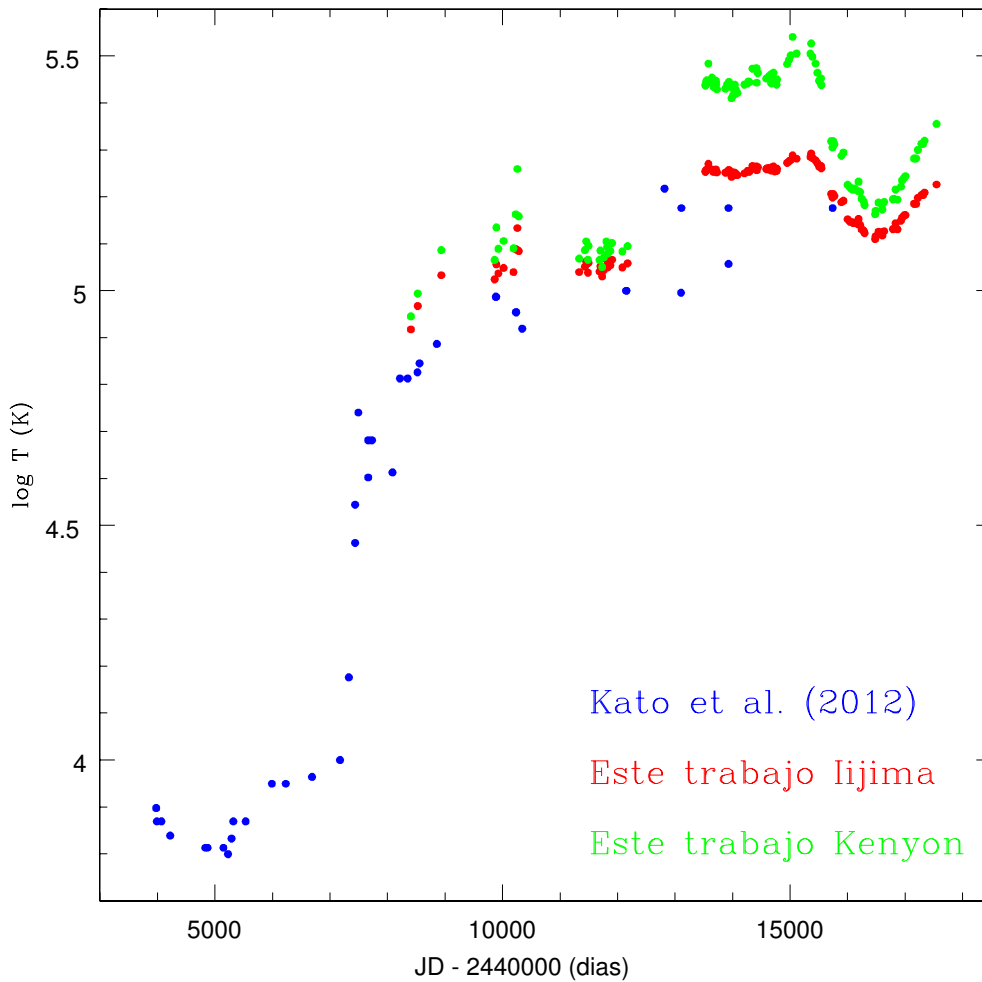


Figura 20: Evolución de la temperatura de la componente caliente en función del tiempo para los diferentes métodos utilizados.

- La radiación emitida por la estrella caliente en los intervalos de frecuencia que van de  $\nu_0$  a  $\nu_1$ , de  $\nu_1$  a  $4\nu_0$  y de  $4\nu_0$  a  $\infty$ , donde  $\nu_1 = 1.809\nu_0$  es el límite de ionización de He neutro y  $\nu_0$  y  $4\nu_0$  son los límites del continuo de Lyman de H y He una vez ionizado, son completamente absorbidos por H, He I y He II, respectivamente.
- Para el He neutro, las recombinaciones de los estados de triplete ocurren 3 veces más frecuentemente que las de los estados simples.

Luego, se asume que las intensidades de los flujos de radiación absorbida se correlacionan con las intensidades de sus líneas de recombinación (Osterbrock, 1989) y que la región de emisión de  $H_\beta$  tiene temperaturas electrónicas de  $\sim 10^4$  K, mientras que las regiones de emisión de He I ( $\lambda 4471$ ) y He II ( $\lambda 4686$ ) tienen valores de  $\sim 1.5 \times 10^4$  K. Finalmente, se asumen densidades electrónicas de  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$  para todas las regiones. Así, se obtiene una expresión que calcula la temperatura de estrellas ionizantes de nebulosas ópticamente gruesas a la radiación ionizante de hidrógeno, directamente a partir de los flujos en las líneas He I ( $\lambda 4471$ ), He II ( $\lambda 4686$ ) y  $H_\beta$ ,

$$T_h \times 10^{-4} = 19.38 \left( \frac{2.22F_{\text{HeII}(\lambda 4686)}}{4.16F_{H_\beta} + 9.94F_{\text{HeI}(\lambda 4471)}} \right)^{1/2} + 5.13. \quad (2)$$

En este caso, también necesitamos el flujo en la línea de He I ( $\lambda 4471$ ),  $F_{\text{HeI}(\lambda 4471)}$ . Este método funciona para  $70000 < T_h < 200000$  K. Las temperaturas calculadas con este procedimiento se muestran en rojo en la Figura 20. La Figura también muestra las temperaturas calculadas por Kato et al. (2012). A pesar de que las épocas de observación son diferentes, nuestras estimaciones son consistentes con las de Kato et al. (2012), y ambos sets de datos se superponen bastante bien en la región de solapamiento. Debido a que la relación de Iijima (ecuación 2) calcula la temperatura utilizando los flujos medidos directamente, en lugar de usar la relación intermedia entre cociente de número de fotones ionizantes y temperatura (Figura 19) como lo hace la relación de Kenyon (ecuación 1), decidimos trabajar con las temperaturas estimadas a partir de la ecuación de Iijima. Además, en el gráfico podemos ver que estos datos parecen seguir de mejor manera la tendencia de los de Kato et al. (2012).

### 2.3.1 Comparación de las temperaturas estimadas con las de literatura

Si bien consideramos que la ecuación de Iijima es más confiable para la determinación de temperaturas, ahora queremos verificar los valores absolutos de las mismas. Para esto, los comparamos con las temperaturas de Murset & Nussbaumer (1994). El método desarrollado por estos autores consiste en determinar el mayor potencial de ionización observado en un espectro y usar la relación

$$\frac{T}{X_{\text{max}}} = 1000 \text{ K/eV}, \quad (3)$$

donde  $X_{\text{max}}$  es el mayor potencial de ionización observado, para estimar las temperaturas. Los mayores potenciales de ionización observados en nuestros espectros

corresponden a [Fe VII]( $\lambda 6087$ ), con un potencial de ionización de 128.3 eV, y O VI ( $\lambda 6830$ ), con un potencial de ionización de 138.12 eV, lo que da temperaturas de 128300 K y 138120 K, respectivamente. A pesar de que este método falla para temperaturas mayores que 150000 K, debido a la ausencia de iones observables, al comparar estos valores con los de la Figura 20, podemos ver que nuestras temperaturas se aproximan, en promedio, a los valores predichos por los mayores potenciales de ionización. Particularmente, la línea de O VI( $\lambda 6830$ ) aparece en los espectros cuando la temperatura aumenta, cerca de JD = 2453875 días en la Figura 20 (la misma es visible en los últimos 3 espectros de la Figura 17), por lo cual representa un test confiable para las temperaturas calculadas.

## 2.4 LUMINOSIDADES

Para determinar la luminosidad de la fuente ionizante a partir de los flujos medidos, particularmente del flujo de  $H_\beta$ , derivamos una relación entre estas cantidades. Osterbrock (1989) lista los coeficientes de emisión para  $H_\beta$ ,  $K_\beta$ <sup>7</sup>, como función de la temperatura y la densidad electrónica del gas. Multiplicando  $K_\beta$  por la medida de la emisión,  $n_p n_e V$ , donde  $n_p$  es la densidad de protones,  $n_e$  es la densidad de electrones y  $V$  es el volúmen de la región HII, obtenemos la luminosidad del gas emitida en la línea,

$$L_g(H_\beta) = n_p n_e V K_\beta. \quad (4)$$

Para derivar la medida de la emisión usamos la ecuación para el radio de la esfera de Strömgren<sup>8</sup> (Osterbrock, 1989), que integra el flujo de fotones a partir de  $\nu_0$  (la frecuencia mínima de un fotón capaz de ionizar H). Asumiendo que la fuente ionizante es un cuerpo negro, obtenemos

$$f_{H\beta} p T^3 A = \left( \frac{4\pi r^3}{3} \right) n_p n_e \alpha_H, \quad (5)$$

donde  $pT^3$  es el número total de fotones emitidos por la estrella en todas las longitudes de onda ( $p = 1.52 \times 10^{11}$  fotones  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{K}^{-3}$ ),  $f_{H\beta}$  es la fracción de esos fotones que puede ionizar H,  $A$  es la superficie de la fuente ionizante y  $\alpha_H$  es el coeficiente de recombinación para el caso B de recombinación<sup>9</sup>. Estableciendo

$$A = \frac{L_s}{\sigma T^4}, \quad (6)$$

<sup>7</sup>  $K_\beta$  es el coeficiente de emisión en una línea que resulta de la transición radiativa de un nivel superior a uno inferior.

<sup>8</sup>  $4\pi R^2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\pi F_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} r^3 n_e^2 \alpha_H$ , donde  $R$  es el radio de la estrella,  $F_\nu$  es el flujo estelar por unidad de área, tiempo y frecuencia y  $\alpha_H$  es el coeficiente de recombinación para el caso B de recombinación.

<sup>9</sup> El caso B de recombinación asume que no todos los fotones emitidos en una nebulosa pueden escapar sin ser absorbidos, causando nuevas transiciones. Este caso se aplica a nebulosas ópticamente gruesas.

donde  $L_s$  es la luminosidad de la estrella y  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzmann, y

$$F(H_\beta) = \frac{L_g(H_\beta)}{4\pi d^2}, \quad (7)$$

donde  $F(H_\beta)$  es el flujo desrojado observado en  $H_\beta$ , y combinando con las ecuaciones de arriba, obtenemos

$$L_s(H_\beta) = \frac{4\pi d^2 \alpha_H \sigma TF(H_\beta)}{f_H p K_\beta}. \quad (8)$$

Finalmente, fijando los valores de  $\alpha_H$  y  $K_\beta$ , de acuerdo a una densidad electrónica típica de 20000 K, en  $1.43 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  y  $0.66 \times 10^{-25} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , respectivamente, obtenemos

$$L_s(H_\beta) = \frac{2.5 \times 10^7 \left(\frac{d}{\text{kpc}}\right)^2 TF(H_\beta)}{f_H}, \quad (9)$$

donde  $L_s(H_\beta)$  está en unidades de luminosidad solar. El coeficiente numérico puede variar eligiendo diferentes valores de  $\alpha$  y  $K$ , para otra temperatura electrónica, pero la diferencia sería menor al 5%. Análogamente, para la luminosidad a partir del flujo de He II ( $\lambda 4686$ ), fijando  $\alpha_{\text{He}^+} = 9.08 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  y  $K_{\text{He}^+} = 7.16 \times 10^{-25} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , para una densidad electrónica típica de 20000 K, obtenemos

$$L_s(\text{He}^+) = \frac{1.5 \times 10^7 \left(\frac{d}{\text{kpc}}\right)^2 TF(\text{He}^+)}{f_{\text{He}^+}}. \quad (10)$$

Los valores de  $f_H$  y  $f_{\text{He}^+}$ , se pueden estimar a partir de la temperatura y la energía requerida para ionizar H y  $\text{He}^+$  (13.6 eV y 54.4 eV, respectivamente). Luego, calculamos las luminosidades usando las ecuaciones de arriba y los flujos en las líneas  $H_\beta$  y He II ( $\lambda 4686$ ), para una distancia de 4.7 Kpc (Kato et al., 2012). La Figura 21 muestra las luminosidades calculadas a partir de los flujos de He II ( $\lambda 4686$ , panel izquierdo) y  $H_\beta$  (panel derecho), para las temperaturas estimadas a partir de la ecuación de Kenyon, en verde, y de Iijima, en rojo. Además, se muestran las luminosidades estimadas por Kato et al. (2012), en azul. En ambos paneles se observa que si bien el trabajo de Kato et al. (2012) tiene menos datos y presenta una gran dispersión, en la región en que nuestros datos se superponen, nuestros valores resultan en promedio menores que los determinados por Kato et al.. Notar que, a pesar de que se observaba una diferencia en las temperaturas determinadas por las ecuaciones de Kenyon e Iijima, no sucede lo mismo con las luminosidades, ambos métodos predicen prácticamente los mismos valores.

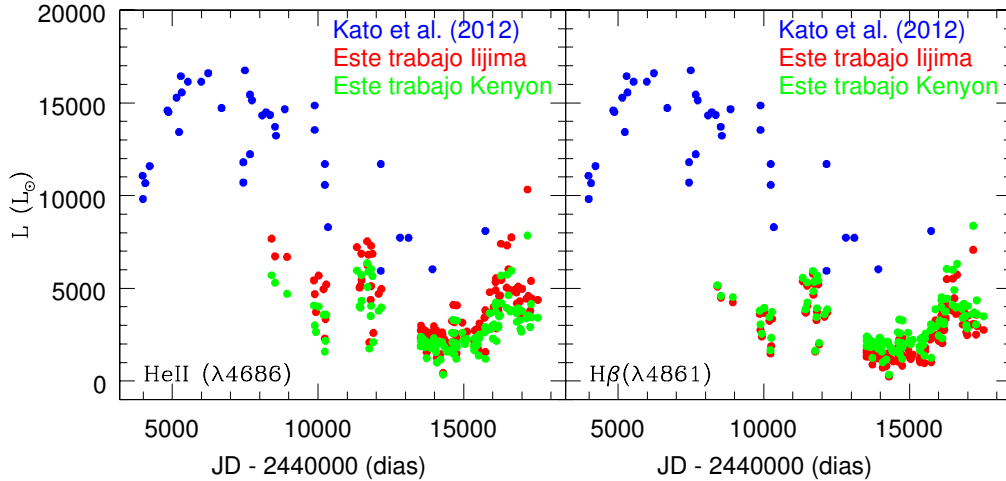


Figura 21: Luminosidades calculadas a partir de los flujos en las líneas He II ( $\lambda 4686$ , izquierda) y  $H\beta$  (derecha) en función del tiempo (puntos rojos y verdes) para los diferentes métodos usados en el cálculo de las temperaturas, en comparación con las luminosidades de Kato et al. (2012, puntos azules).

#### 2.4.1 Comparación de las luminosidades con los flujos

Si observamos atentamente la forma de la curva de luminosidades, vemos que presenta un comportamiento similar a la de los flujos en  $H\beta$  (ver panel 3 de la Figura 18), es decir que el sistema es más luminoso cuando los flujos son mayores y viceversa. Se observa además, que el comportamiento de las luminosidades en  $H\beta$  y He II ( $\lambda 4686$ ) es el mismo. Sin embargo, habíamos visto que resultaba difícil discernir si la curva de flujos en He II ( $\lambda 4686$ ) (panel 2 de la Figura 18) seguía el mismo comportamiento que las otras líneas. Por lo tanto, las luminosidades indican que, a pesar de la dispersión observada para los flujos de He II ( $\lambda 4686$ ), la curva se comporta de la misma manera que las de  $H\beta$ , He I ( $\lambda 4471$ ) y que la curva de luz. Concluimos entonces, que esta línea también está siendo emitida, en mayor parte, en la región cercana a la enana blanca.

#### 2.4.2 Dispersión

Debido a que las luminosidades muestran cierta dispersión, filtramos los datos de acuerdo a la calidad de las noches de observación, eliminando los datos correspondientes a noches lejos de ser fotométricas, para determinar si la dispersión corresponde a esas noches. Para saber cuál fue la calidad de cada noche, calculamos una magnitud de calibración promedio, en diferentes longitudes de onda, para cada noche, para varias estrellas estándares. Dado que en una misma noche el error de la magnitud no varió significativamente para las diferentes longitudes de onda consideradas, con el objetivo de obtener un error representativo de la magnitud en cada noche, promediamos los valores obtenidos para cada longitud de onda. También promediamos temperaturas y luminosidades para cada noche y, finalmente, filtramos aquellas noches con errores en la magnitud de calibración

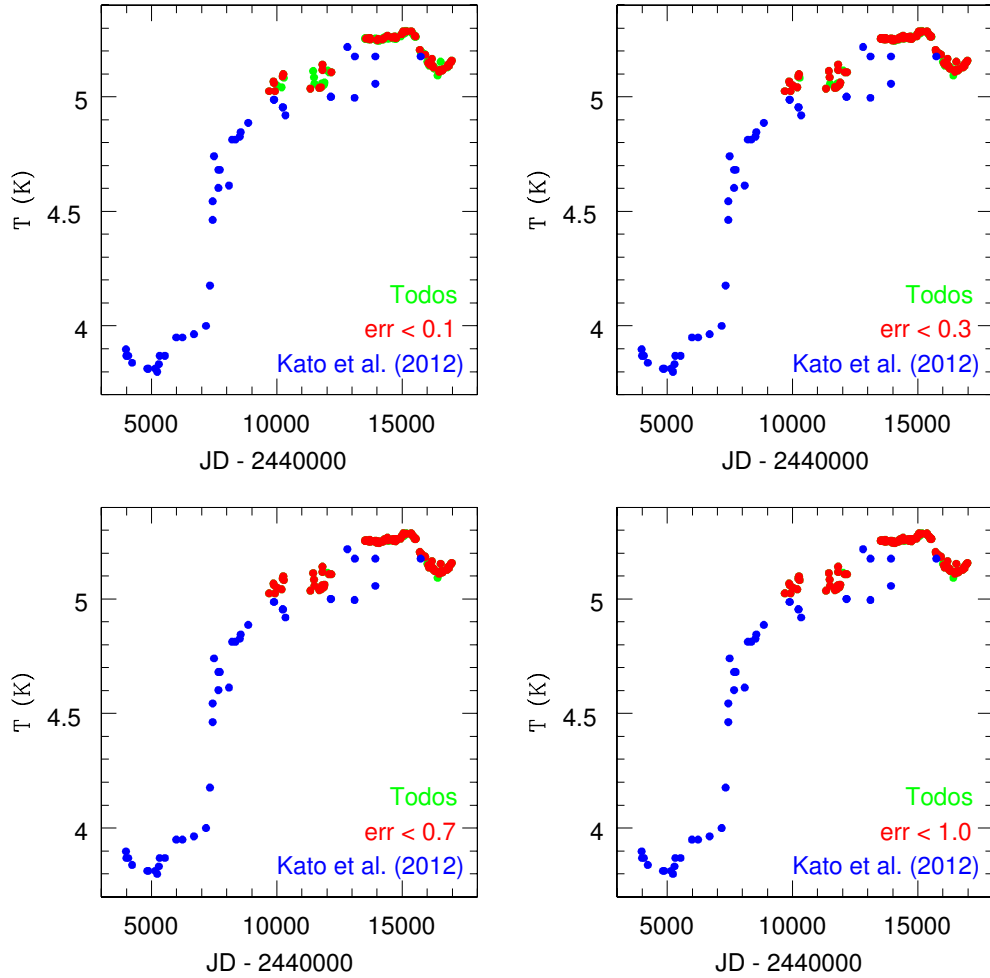


Figura 22: Temperaturas filtradas de acuerdo a los diferentes errores estimados para cada noche de observación.

< 0.1, 0.3, 0.7 y 1.0. Las temperaturas y luminosidades filtradas, en comparación con la muestra completa y los datos de [Kato et al. \(2012\)](#), se muestran en las Figuras 22, 23 y 24. Como puede verse en las figuras, la dispersión se mantiene a pesar del filtrado de acuerdo a la calidad de la noche. Por este motivo, decidimos testear las luminosidades de una manera diferente.

### 2.4.3 Determinación de luminosidades a partir de datos fotométricos

Para testear los valores de luminosidades obtenidos, aplicamos el método de [Murset & Nussbaumer \(1994\)](#) para calcular las luminosidades a partir de datos fotométricos, usando la ecuación

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left( \frac{d}{10 \text{ pc}} \right)^2 10^{0.4(M_{\text{bol}}^{\odot} - m_V + BC_V + A_V)}, \quad (11)$$

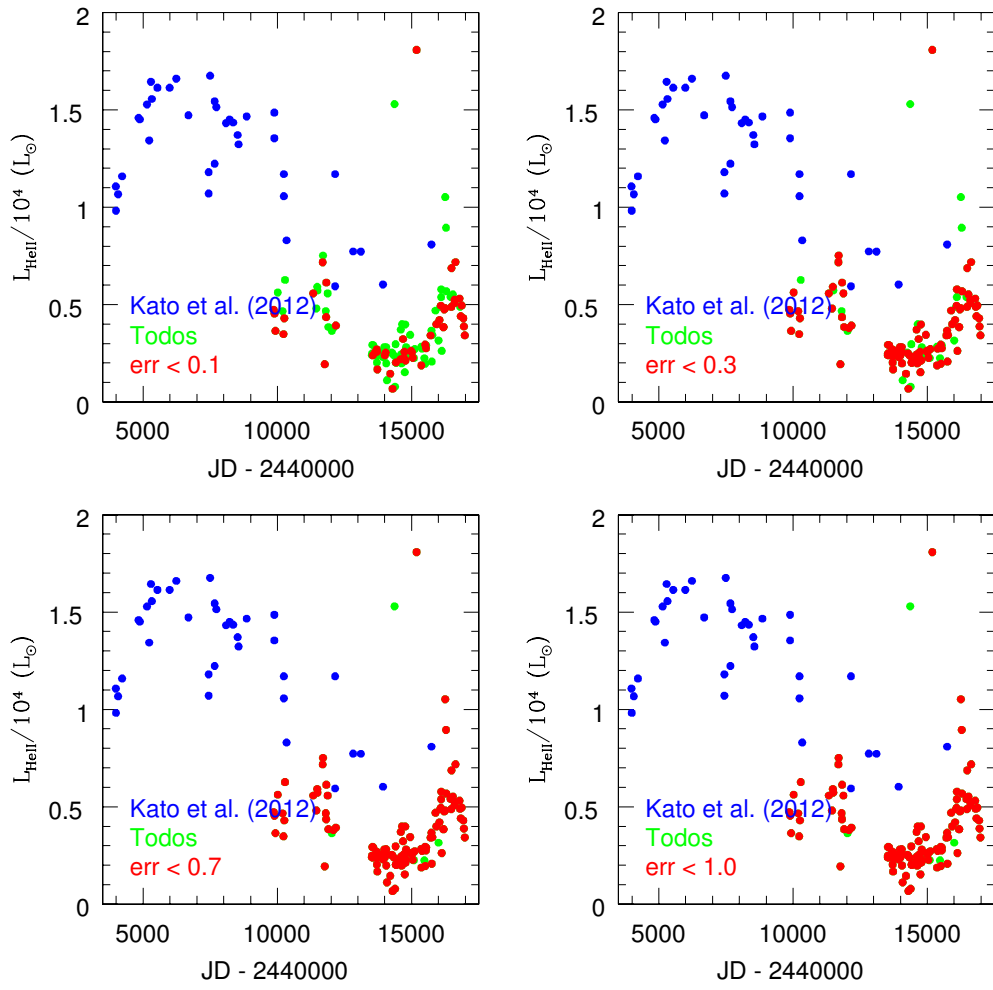


Figura 23: Luminosidades calculadas a partir del flujo en la línea He II ( $\lambda 4686$ ) filtradas de acuerdo a los diferentes errores estimados para cada noche de observación.

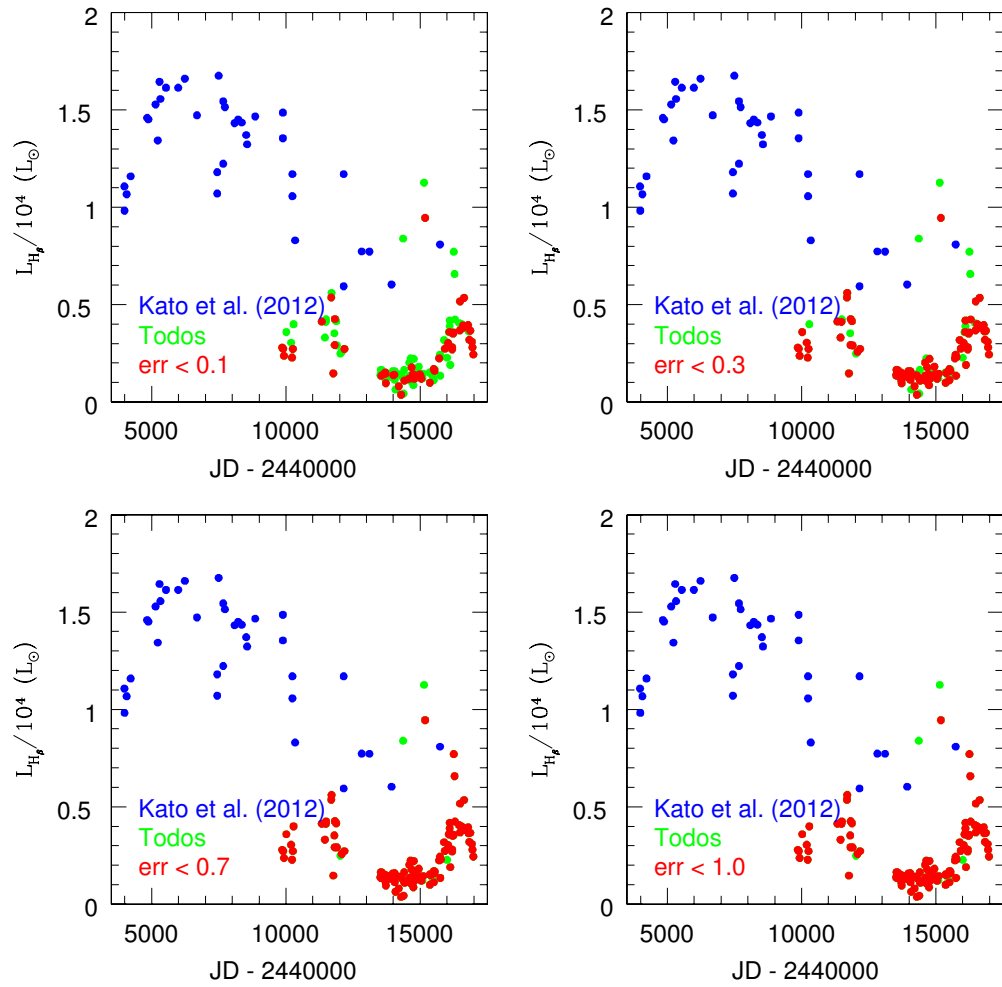


Figura 24: Luminosidades calculadas a partir del flujo en la línea  $H\beta$  filtradas de acuerdo a los diferentes errores estimados para cada noche de observación.



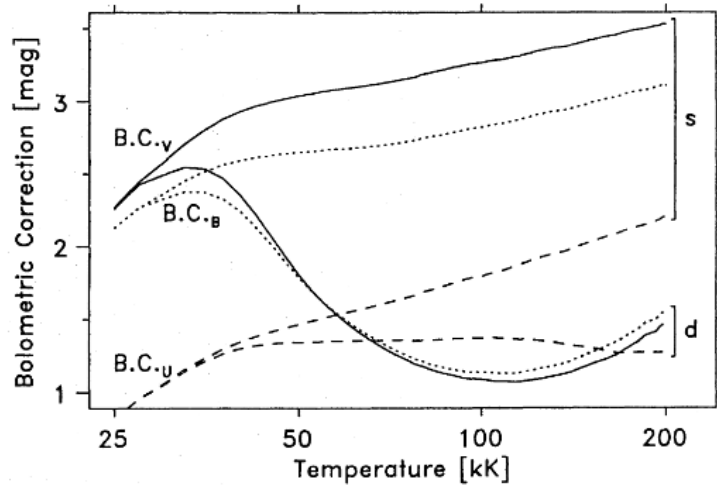


Figura 25: Correcciones bolométricas en las bandas U, B y V para binarias simbióticas tipo s y d, en función de la temperatura (Murset & Nussbaumer, 1994).

donde  $M_{\text{bol}}^{\odot} = 4.64$  es la magnitud bolométrica del Sol,  $BC_V$  es la corrección bolométrica en la banda V y  $A_V = 0.93$ . Para estimar los valores de la corrección bolométrica para nuestras temperaturas, utilizamos el gráfico de la Figura 25 (Murset & Nussbaumer, 1994). Los sistemas tipo s contienen nebulosas densas,  $N_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , mientras que los tipo d tienen densidades menores,  $N_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Para nuestros cálculos usamos los valores de la banda V, para una densidad electrónica de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Las magnitudes V se obtuvieron de una interpolación de las magnitudes V proporcionadas amablemente por los Drs. Drahomir Chochol y Sergey Shugarov (Shugarov et al., 2012). La Figura 26 muestra las luminosidades calculadas en comparación con las luminosidades de Kato et al. (2012) y las estimadas en la Sección 2.4 para las líneas  $H_{\beta}$  y  $\text{He II} (\lambda 4686)$ . Los datos fueron promediados para cada noche de observación. Las luminosidades calculadas a partir de los datos fotométricos parecen seguir de mejor manera la tendencia de los límites superiores estimados por Kato et al. (2012). Sin embargo, debido a las interpolaciones realizadas para las magnitudes y debido a que las correcciones bolométricas no se pueden determinar de manera muy precisa para este tipo de estrellas, creemos que este método no es confiable para determinar las luminosidades con precisión, y simplemente lo usamos como test del orden de valores esperados.

#### 2.4.4 Diagrama de temperatura vs. luminosidad

Para testear de una manera diferente las temperaturas y luminosidades que obtuvimos en la Sección 2.4, construimos un diagrama de temperaturas vs. luminosidades análogo al realizado por Tatarnikova et al. (2011, ver Figura 27). La Figura 28 muestra el diagrama para nuestros datos, calculado para una distancia de 4.7 Kpc, en comparación con el mismo diagrama pero con luminosidades calculadas para una distancia de 3.5 Kpc como en Tatarnikova et al. (2011), para los flujos en las líneas  $H_{\beta}$  y  $\text{He}^+ (\lambda 4686)$ . Se observa que nuestras luminosidades decrecen con la temperatura de la misma manera en que lo hacen las luminosidades en Tatarni-

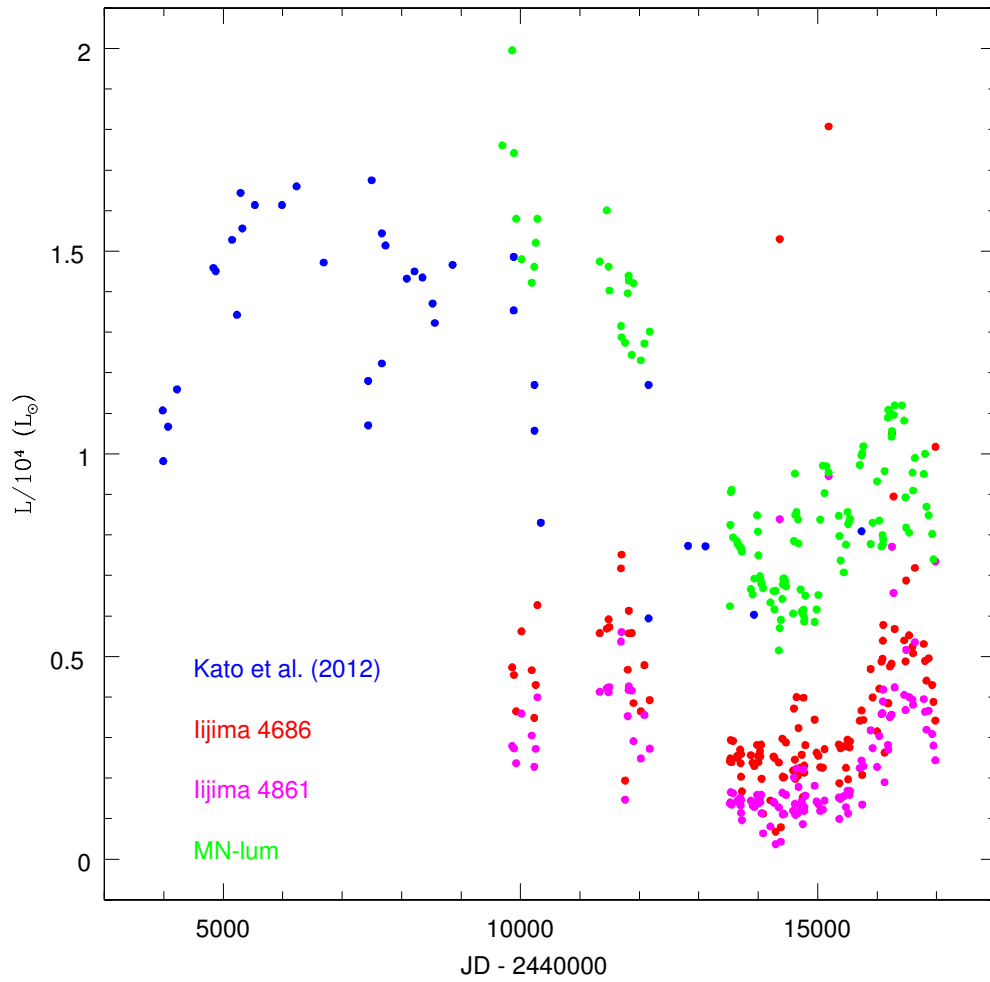


Figura 26: Luminosidades calculadas con el método de [Murset & Nussbaumer \(1994\)](#) en comparación con las luminosidades de [Kato et al. \(2012\)](#) y las estimadas en la Sección 2.4 para las líneas  $H_{\beta}$  y He II ( $\lambda 4686$ ). Los datos fueron promediados para cada noche de observación.

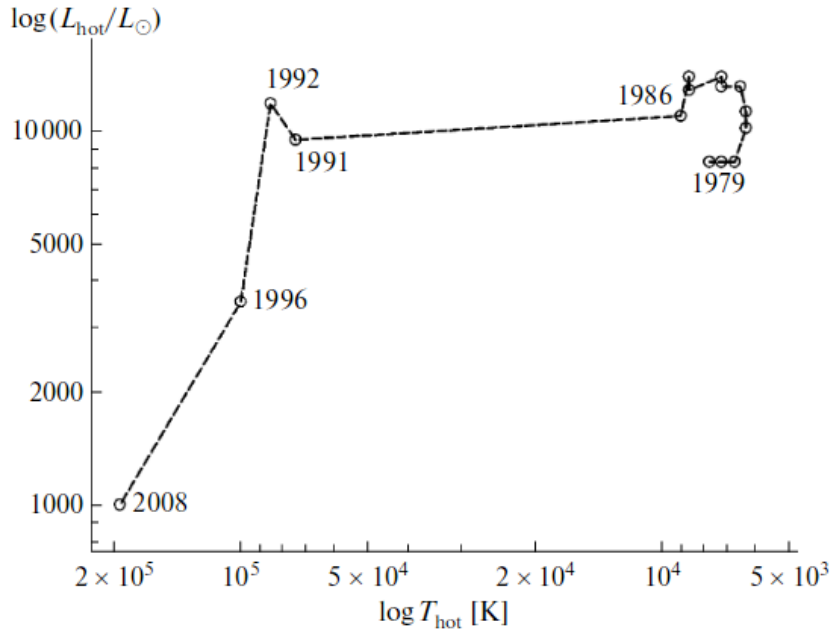


Figura 27: Diagrama de temperatura vs luminosidad para PU Vul (Tatarnikova et al., 2011). El intervalo de temperaturas que abarcan nuestros datos ( $2 \times 10^5 - 10^5$  K) van desde el punto marcado en 2008 hasta el de 1996.

kova et al. (2011). La única diferencia entre los sets de datos para las diferentes distancias son los valores de luminosidad menores obtenidos para la distancia de 3.5 Kpc.

#### 2.4.5 Correlación de color

Con el objetivo de determinar la calidad de la calibración en flujo de nuestros espectros, analizamos si existe alguna correlación entre el color (B–V) y las luminosidades. Una correlación implicaría que las calibraciones no fueron muy buenas. Para esto, medimos las magnitudes B y V usando la tarea *sbands* del paquete de reducción IRAF, con 4350 Å y 5550 Å como longitudes de onda centrales para B y V, respectivamente, 970 Å y 850 Å como anchos de banda para B y V, respectivamente, y las curvas de sensibilidad para cada filtro tomadas de la literatura (ver, por ejemplo, Johnson & Morgan, 1951; Landolt, 1992). La Figura 29 muestra las luminosidades para las líneas  $H_{\beta}$  y  $\text{He}^+(\lambda 4686)$  vs el color (B–V). No se observa ninguna correlación entre las luminosidades y el color, por lo que consideramos que nuestras calibraciones son confiables.

## 2.5 CLOUDY, UN CÓDIGO DE SÍNTESIS ESPECTRAL

Con el objetivo de testear de una manera más confiable, con un modelo más completo, los parámetros que estamos obteniendo para nuestro sistema y de determinar un escenario que explique nuestras observaciones a lo largo del período en

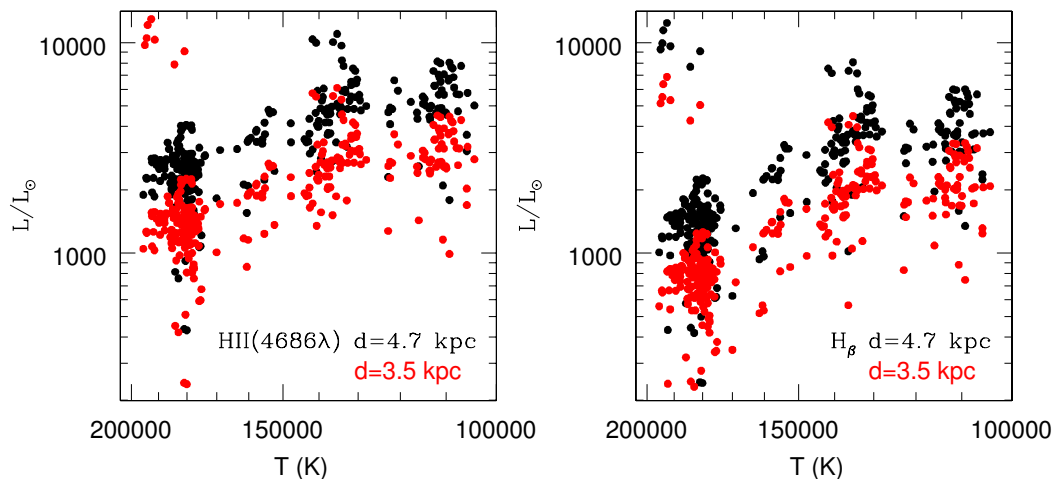


Figura 28: Diagrama de temperatura vs luminosidad calculadas a partir de los flujos en las líneas de  $\text{He}^+$  ( $\lambda 4686$ ) (izquierda) y  $\text{H}_\beta$  (derecha), para una distancia de 4.7 Kpc (puntos negros) y 3.5 Kpc (puntos rojos).

estudio, utilizamos el código de libre acceso Cloudy<sup>10</sup> (Ferland et al., 2013). Cloudy es un código de síntesis espectral diseñado para simular el estado de la materia interestelar bajo un amplio rango de condiciones. Permite simular las condiciones físicas de un gas que no se encuentra en equilibrio, que posiblemente está expuesto a una fuente de radiación externa y predice el espectro resultante, a partir de principios básicos. Es decir, permite predecir muchos parámetros observados especificando únicamente las propiedades de la nube y el campo de radiación que la afecta.

El código resuelve las ecuaciones de equilibrio estadístico, conservación de la carga y conservación de la energía. Esto determina el nivel de ionización, la densidad de partículas, la temperatura cinética del gas, el estado químico, la población de niveles en los átomos y el espectro completo, que normalmente incluye cientos de líneas. El objetivo es determinar los parámetros libres a partir de las observaciones.

Para realizar un cálculo, se crea un archivo de entrada donde se especifican la forma y el brillo del campo de radiación afectando a la nube, la densidad de H total, la composición del gas y si hay partículas de polvo presentes, y el grosor de la nube. A menos que se especifique lo contrario, las abundancias del gas serán cercanas a los valores solares y no se incluirán partículas. La densidad de H total se mantendrá constante a lo largo de la nube ya que este es el comportamiento por defecto.

Cloudy utiliza un modelo más simplificado que nuestro sistema; solo considera una fuente ionizando una nebulosa a su alrededor, mientras que en nuestro sistema también existe una gigante roja. Sin embargo, nuestros cálculos corresponden a los parámetros de la componente caliente, cuya temperatura de  $\sim 100000$  K es mucho mayor que la de la gigante roja ( $\sim 5000$  K), volviendo el aporte de la última despreciable. Por este motivo, Cloudy representa un test bastante aproximado de los parámetros de nuestro sistema.

<sup>10</sup> <http://www.nublado.org/>

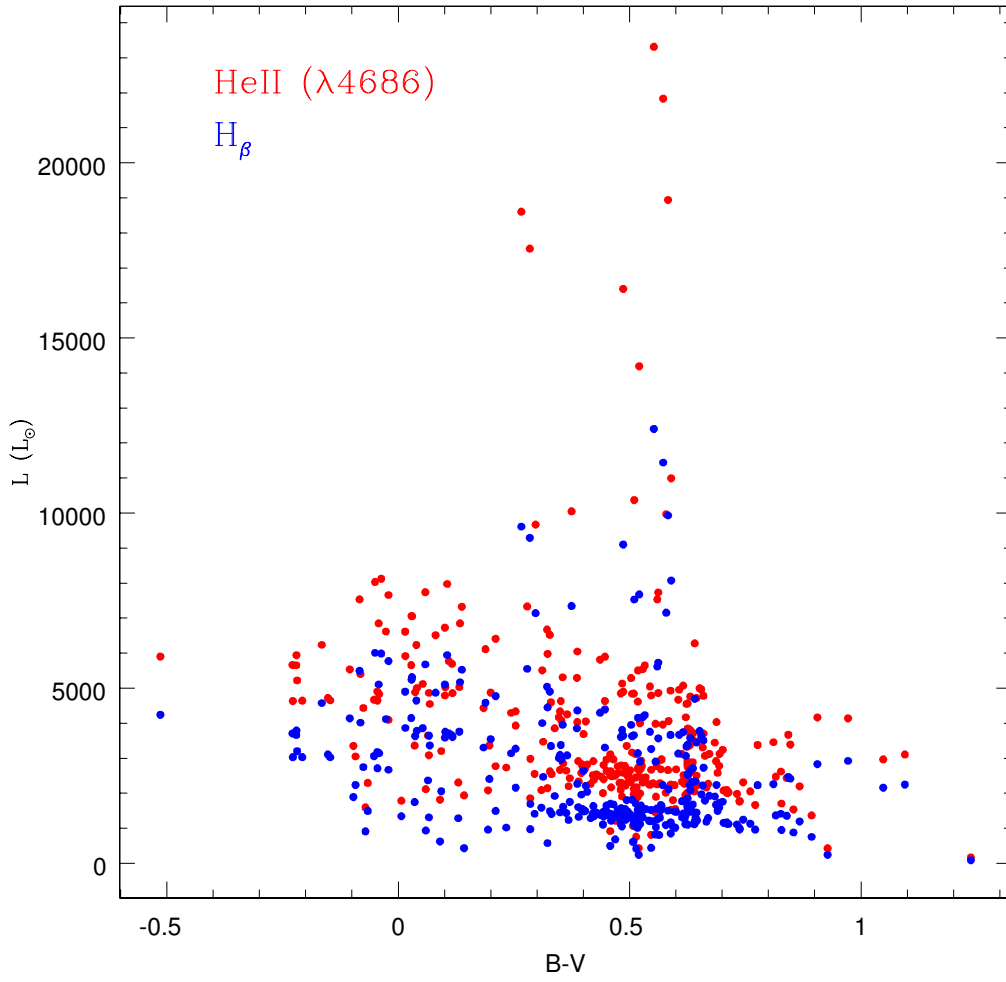


Figura 29: Luminosidades de las líneas H $_{\beta}$  y He $^{+}$ ( $\lambda 4686$ ) vs color (B-V).

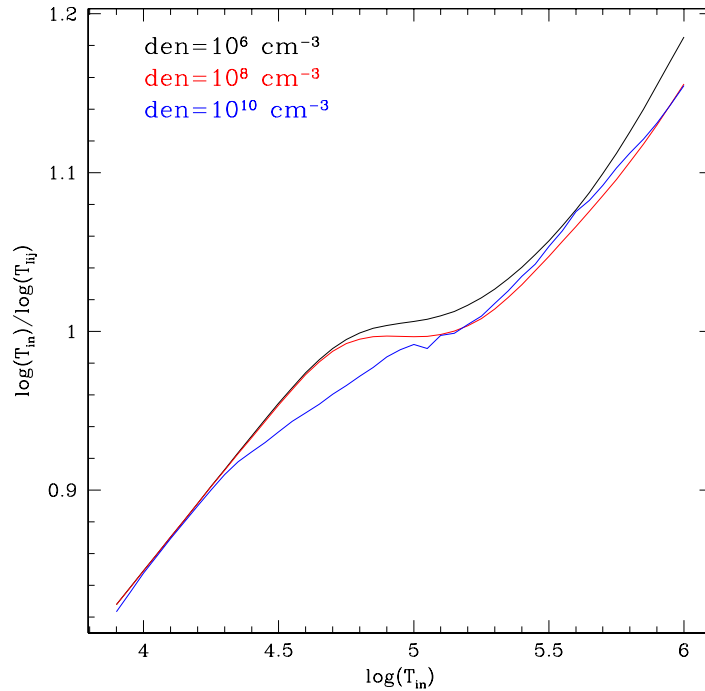


Figura 30: Comparación de temperaturas utilizadas por Cloudy,  $T_{in}$ , con las calculadas utilizando la ecuación de Iijima,  $T_{ij}$ , para diferentes valores de densidad de H.

### 2.5.1 Comparación del método utilizado para determinar temperaturas, con las predicciones de Cloudy

En primer lugar queremos determinar qué tan bien predice las temperaturas la ecuación de Iijima (ecuación 2) en comparación con las predicciones que realiza Cloudy. Para esto, ejecutamos el programa fijando la luminosidad en  $1000 L_{\odot}$  y la densidad de H en tres valores:  $10^6$ ,  $10^8$  y  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , y variamos la temperatura entre  $10^{3.5}$  y  $10^6$  K. Como resultado, obtuvimos un espectro para cada valor de temperatura, del cual extrajimos los flujos de las líneas necesarios para utilizar la ecuación de Iijima. Luego, calculamos las temperaturas utilizando esos flujos predichos por Cloudy y la ecuación de Iijima. En la Figura 30 se observa el cociente de temperaturas, donde  $T_{in}$  es la temperatura ingresada en Cloudy y  $T_{ij}$  es la calculada con la ecuación de Iijima, versus  $T_{in}$ , para los diferentes valores de densidad. Este gráfico nos dice que para temperaturas menores a los 100000 K la ecuación de Iijima predice temperaturas mayores que Cloudy, mientras que para temperaturas mayores a los 100000 K predice temperaturas menores. Sin embargo, los métodos son consistentes alrededor de los 100000 K, que es el orden de los valores que obtenemos para nuestro sistema.

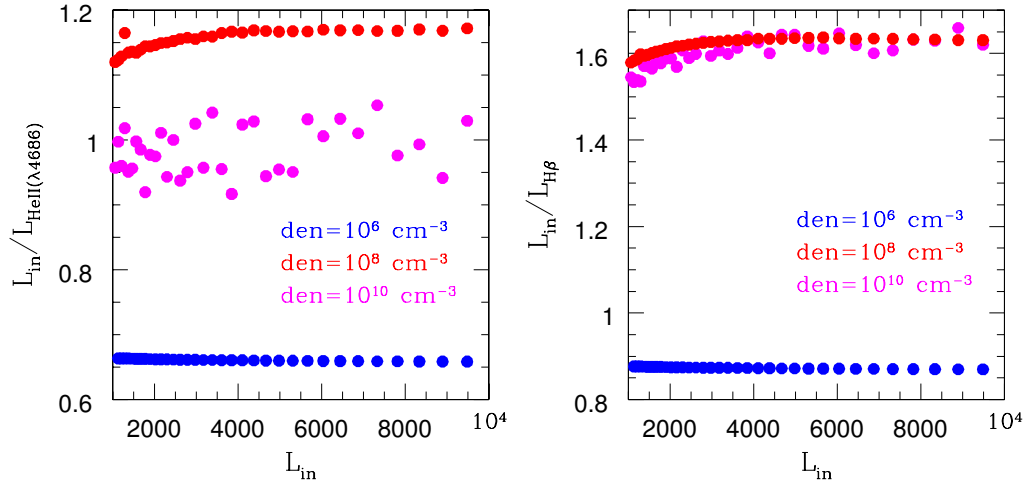


Figura 31: Comparación de luminosidades utilizadas por Cloudy,  $L_{in}$ , con las calculadas utilizando la fórmula de Iijima,  $L_{\text{HeII}(\lambda 4686)}$  (panel izquierdo) y  $L_{\text{H}\beta}$  (panel derecho), para diferentes valores de densidad de H.

### 2.5.2 Comparación del método utilizado para determinar luminosidades, con las predicciones de Cloudy

Análogamente a lo realizado en la Sección anterior, utilizamos Cloudy para testear las luminosidades que obtuvimos a partir de la fórmula que derivamos en la Sección 2.4. Para esto, fijamos la temperatura en 100000 K y la densidad de H en los mismos tres valores que antes ( $10^6$ ,  $10^8$  y  $10^{10}$   $\text{cm}^{-3}$ ), y variamos la luminosidad entre 1000 y 10000  $L_{\odot}$ . Luego usamos los flujos que predice Cloudy tras esas corridas para estimar temperaturas, usando la ecuación de Iijima, y calculamos las luminosidades para  $\text{H}\beta$  y  $\text{He II}(\lambda 4686)$  con nuestra fórmula (ecuaciones 9 y 10). En la Figura 31 graficamos el cociente de las luminosidades usadas como entrada de Cloudy y las calculadas con nuestra fórmula, versus las usadas como entrada, para ambas líneas y diferentes densidades de H. Vemos que, si bien existe cierta dispersión, las luminosidades para  $\text{He II}(\lambda 4686)$  (panel izquierdo) se aproximan bastante a las predicciones de Cloudy, más que las de  $\text{H}\beta$  (panel derecho), para una densidad de  $10^{10}$   $\text{cm}^{-3}$ . Concluimos entonces, que la fórmula derivada para el cálculo de luminosidades funciona correctamente. Notar que el cociente de luminosidades es independiente del valor de luminosidad.

### 2.5.3 Comparación de nuestros flujos medidos con los predichos por Cloudy

En las secciones anteriores analizamos la consistencia de los métodos que utilizamos para calcular temperaturas y luminosidades con las predicciones de Cloudy. A continuación queremos comparar nuestros datos medidos con los que predice el código. Para testear si el rango de flujos predichos por Cloudy para diferentes luminosidades coincide con el rango de nuestros flujos observados, nuevamente variamos la temperatura de la misma forma en que lo hicimos en la Sección 2.5.1, entre  $10^{3.5}$  y  $10^6$  K, fijando la densidad de H en  $10^8$   $\text{cm}^{-3}$  y fijando la luminosidad

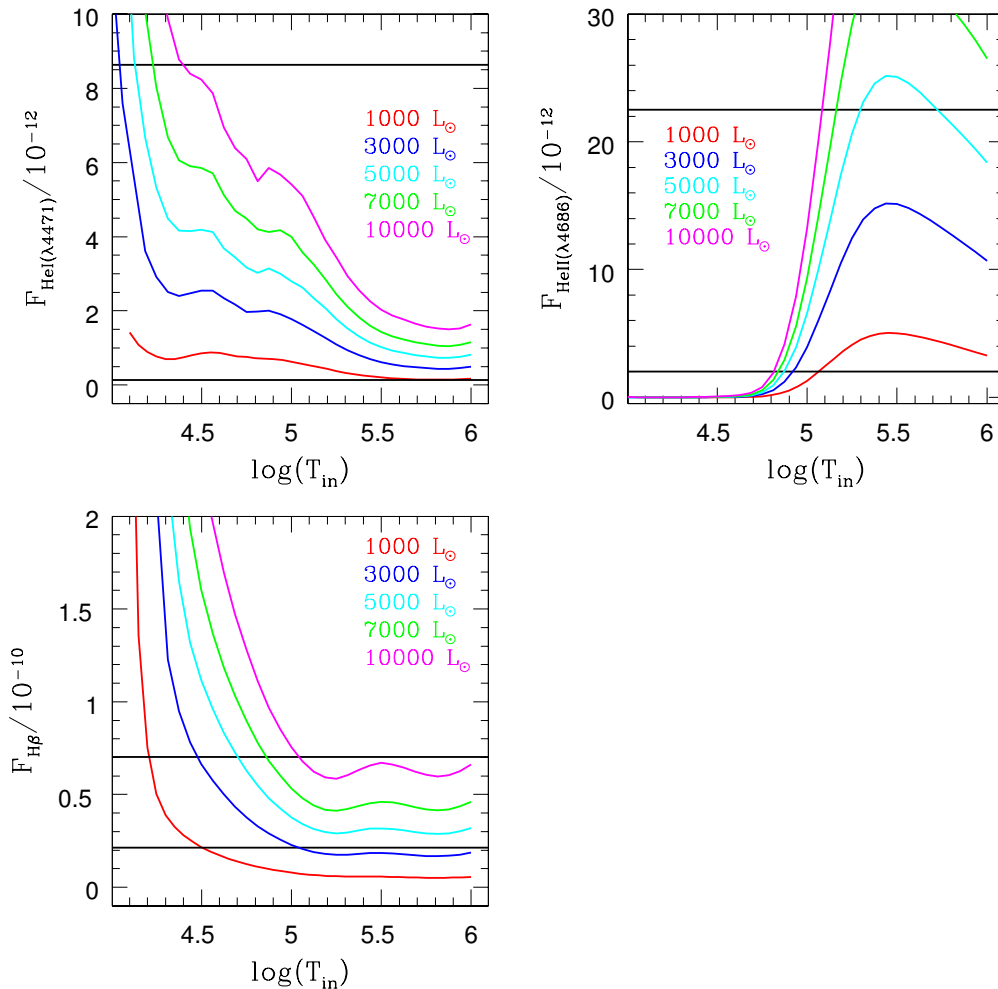


Figura 32: Flujos predichos por Cloudy para las líneas H I( $\lambda 4471$ ) (panel superior izquierdo), He II ( $\lambda 4686$ ) (panel superior derecho) y H $\beta$  (panel inferior), como función de la temperatura, para diferentes valores de luminosidad. Los flujos están en unidades de  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ . Las líneas negras horizontales denotan los límites entre los cuales se encuentran nuestros valores de los flujos medidos.

en diferentes valores: 1000, 3000, 5000, 7000 y 10000  $L_{\odot}$ . La Figura 32 muestra los flujos predichos por Cloudy en las diferentes líneas, como función de la temperatura, para los diferentes valores de luminosidad considerados. Las líneas negras horizontales denotan los límites entre los cuales se encuentran nuestros valores de los flujos medidos. Se observa que para una temperatura de alrededor de 100000 K, el valor de temperatura promedio para nuestros datos, todos los valores de luminosidad considerados caen dentro de los límites de nuestros flujos, exceptuando los valores límite de 1000 y 10000  $L_{\odot}$ . Sin embargo, esas luminosidades límite no se corresponden con los valores que estamos obteniendo de los cálculos y simplemente las consideramos para que el análisis resultara más completo. Podemos concluir entonces, que Cloudy predice los valores de flujos que estamos obteniendo, por lo que constituye un test útil para el análisis de nuestros datos.



#### 2.5.4 Comparación de los parámetros calculados con los predichos por Cloudy

Finalmente, utilizamos Cloudy en el sentido inverso, es decir le dimos como entrada nuestros flujos medidos para que simule las condiciones de la nube: temperatura y luminosidad. Hicimos esto para 3 fechas particulares, dos en los puntos donde  $H_{\beta}$  muestra máximos (JD = 2451902 y JD = 2456489 en el panel 3 de la Figura 18) y una en medio de estas dos (JD = 2454346), donde muestra un mínimo. La Tabla 2 muestra las temperaturas y luminosidades obtenidas por Cloudy y las calculadas con nuestras fórmulas. Vemos que nuestros cálculos de temperatura son consistentes con las predicciones de Cloudy, sin embargo, las luminosidades no lo son. A pesar de que los órdenes de luminosidades son similares, las determinadas por Cloudy son menores que las nuestras. En los máximos, nuestros cálculos son, en algunos casos, hasta un factor  $\sim 4$  mayores que los de Cloudy, mientras que en los mínimos la diferencia no es tan importante. Si bien mencionamos anteriormente que el aporte de la gigante roja en los valores de temperaturas y luminosidades es despreciable, los resultados que acabamos de manifestar sugieren que la diferencia entre los sistemas considerados podría ser importante. Vimos que Cloudy es un modelo que considera todos los procesos físicos que pueden estar teniendo lugar, pero a su vez la geometría es muy simplificada, solo tiene en cuenta una fuente que ioniza la nube a su alrededor, mientras que nuestro sistema es binario y tenemos material rodeando a cada una de las componentes.

En síntesis, Cloudy es un código bastante complejo que considera tanto las ecuaciones de equilibrio y conservación, como los diferentes procesos físicos que pueden tener lugar en una nube rodeando a una fuente ionizante, una geometría simplificada. Su aplicación nos permitió verificar que los valores de temperaturas y luminosidades que estamos derivando son razonables, dadas las diferencias entre los sistemas considerados.

Tabla 2: Parámetros calculados

Cálculos de Cloudy			
JD	Temp. [1000 K]	Lum. [1000 $L_{\odot}$ ]	
2451902	107.15	1.42	
2454346	187.68	1.03	
2456489	106.44	1.45	
Nuestros cálculos			
JD	Temp. [1000 K]	Lum. He II ( $\lambda 4686$ ) [1000 $L_{\odot}$ ]	Lum. $H_{\beta}$ [1000 $L_{\odot}$ ]
2451902	113.27	5.47	4.11
2454346	181.60	1.98	1.09
2456489	131.13	6.13	4.59

#### 2.5.5 Cálculo de densidades tales que la región de emisión tenga un volumen igual al de la gigante roja

A continuación queremos determinar las densidades de las regiones de emisión de He I ( $\lambda 4471$ ), He II ( $\lambda 4686$ ) y  $H_{\beta}$ , que vimos que se encuentran cerca de la

enana blanca, tales que la gigante roja quede oculta, es decir, tales que tengan un volumen igual al de la gigante roja. Entonces, calculamos la densidad como:

$$N_e^2 V = (F/k)4\pi d^2, \quad (12)$$

donde  $F$  es el flujo en la línea,  $k$  es el coeficiente de emisión,  $d = 4.7$  kpc es la distancia (Kato et al., 2012) y  $V = (4\pi r^3)/3 = 7.89 \times 10^{39} \text{ cm}^3$  es el volumen de la gigante roja, usando  $r = 0.247a$  (Kato et al., 2012) y  $a = 5 \times 10^{13} \text{ cm}$  (Taylor & Seaquist, 1984), donde  $r$  es un radio de equilibrio debido a la pulsación de la gigante roja. Los valores de los flujos corresponden a la media móvil de los mismos. En la Figura 33 se observa que las densidades tales que las regiones tengan un tamaño igual al de la gigante roja, son del orden de  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  para el He I y el He II, y del orden de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  para  $H_\beta$ . Habíamos visto, en la sección 2.5.2, que nuestros cálculos de luminosidades son consistentes con las predicciones de Cloudy para densidades de H del orden de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , los mismos valores que estamos obteniendo en estos cálculos para un volumen igual al de la gigante roja. Este resultado, indica que la región de emisión de estas líneas tiene aproximadamente el mismo volumen que la gigante roja, por lo que pueden ocultar a la misma. Sin embargo, consideramos que este cálculo no es muy realista, ya que se asume que la nebulosa tiene un volumen igual al de la gigante roja, lo que no parece muy probable dada la evolución del sistema desde el *outburst*. Para poder determinar densidades más realistas necesitamos una mejor estimación del tamaño de la nebulosa.

## 2.6 GEOMETRÍA DE LA NEBULOSA

Para tener una visión más clara del sistema, la Figura 34 muestra un esquema de la geometría de PU Vul, donde adoptamos una forma esférica como una primera aproximación para la nebulosa. En este caso consideramos que la nebulosa está formada solo por el material proveniente del viento de la gigante roja, por lo cual la nebulosa se centra en ella. Sin embargo, la separación entre ambas componentes del sistema binario es tan pequeña en comparación con el radio de la nebulosa que vamos a considerar, que la diferencia de volumen con una nebulosa centrada en la enana blanca, en caso de tener en cuenta la eyección de material durante el *outburst*, es prácticamente despreciable. Estimamos que en los  $\sim 36$  años desde el *outburst* de la componente compacta hasta la última fecha de nuestros datos, el material eyectado por la gigante roja puede haber alcanzado un radio de  $\sim 10^{15} \text{ cm} = 60 \text{ UA}$ . Como la edad de la gigante roja es mucho mayor, su viento debería haber llegado incluso mucho más lejos. De todas formas, creemos que  $10^{15} \text{ cm}$  es una buena aproximación para el radio de la nebulosa. Para el radio de la gigante roja, adoptamos el valor  $r = 0.247a$ , donde  $a = 5 \times 10^{13} \text{ cm}$ , tal como vimos en la sección anterior. En la Figura 34 se considera a la enana blanca como una masa puntual, mientras que tanto el tamaño de la gigante roja, como la separación entre las componentes, se aumentaron en un factor 5 con respecto al tamaño de la nebulosa para que las componentes del sistema puedan apreciarse. Existe una porción de la nebulosa, delimitada por un cono cuyo vértice es la enana blanca y cuya amplitud está determinada por el diámetro de la gigante roja, que no se encuentra ionizada por los fotones provenientes de la enana blanca. La gigante roja actúa

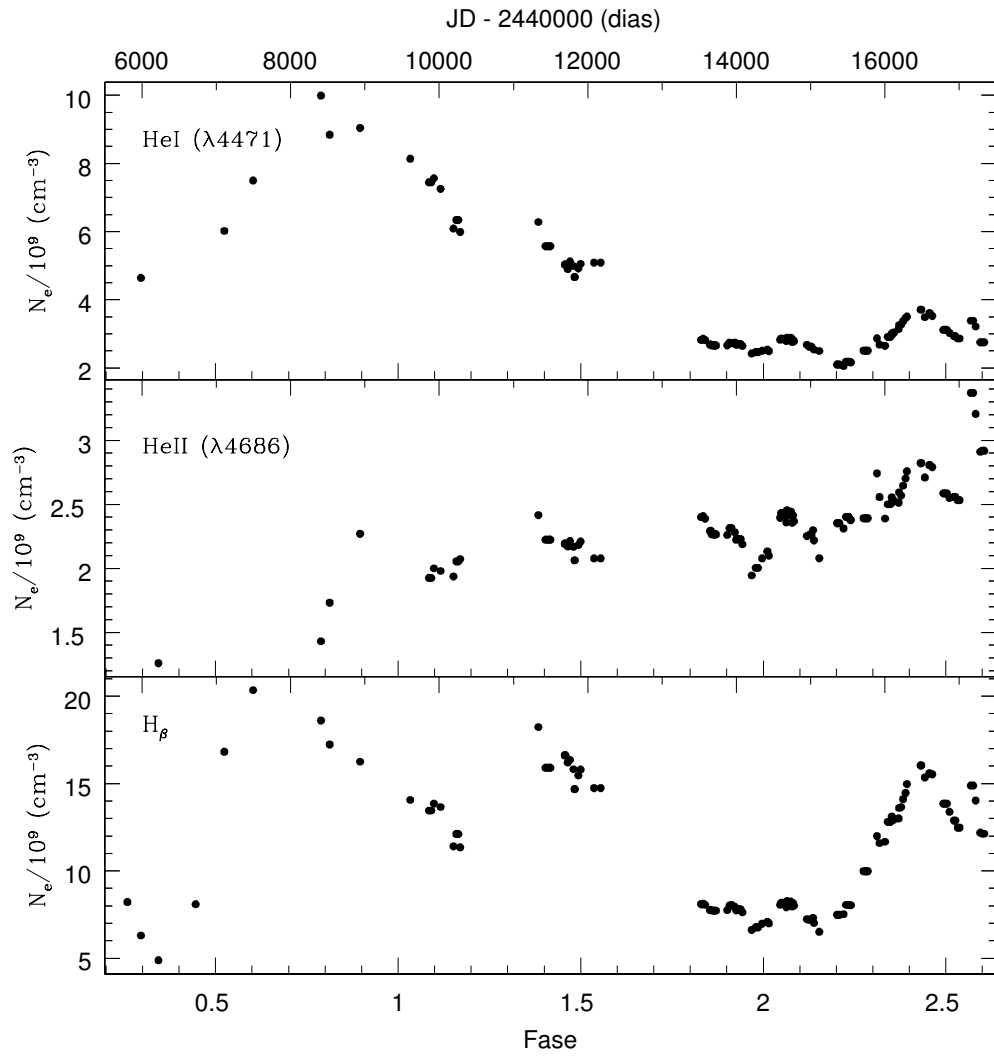


Figura 33: Densidades para las líneas H I ( $\lambda 4471$ , panel superior), He II ( $\lambda 4686$ , panel central) y  $H_\beta$  (panel inferior), como función del tiempo y de la fase, calculadas para un volumen igual al de la gigante roja.

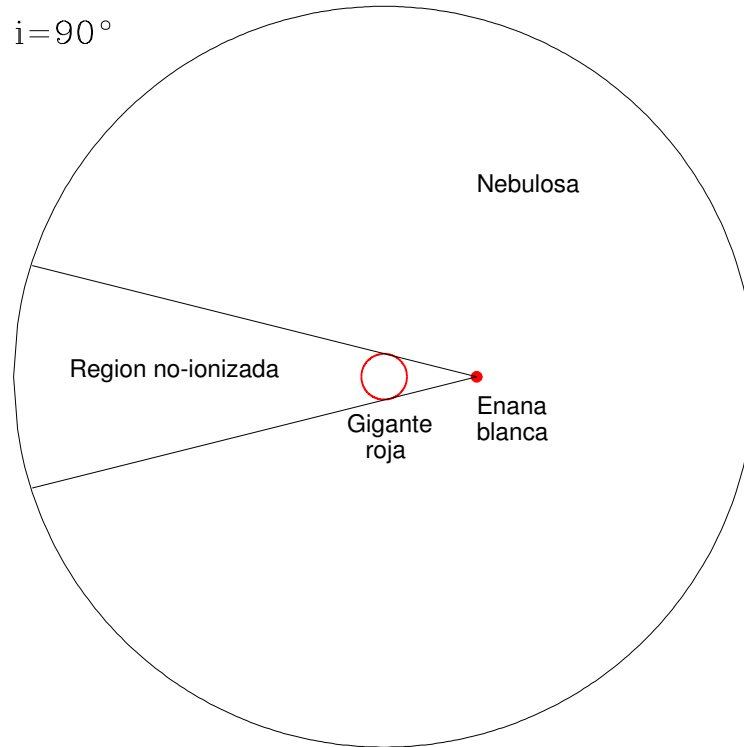


Figura 34: Esquema de la geometría del sistema. Para la enana blanca se asumió una masa puntual, mientras que el tamaño de la gigante roja y la separación entre las componentes se aumentaron en un factor 5 con respecto al tamaño de la nebulosa para que se puedan apreciar las componentes del sistema. El cono cuyo vértice se encuentra en la enana blanca y cuya amplitud está determinada por el diámetro de la gigante roja, delimita la región de la nebulosa donde los fotones ionizantes, provenientes de la enana blanca, no logran llegar debido a la presencia de la gigante roja.

como pantalla de esos fotones altamente energéticos. Tras calcular el volumen de esa región “ocultada” por la gigante roja, utilizando relaciones trigonométricas y los valores para los parámetros del sistema mencionados, determinamos que la misma representa  $\sim 1.77\%$  del volumen total de la nebulosa ( $\sim 4.2 \times 10^{45} \text{ cm}^3$ ).

#### 2.6.1 Densidades de la nebulosa para el nuevo volumen considerado

Considerando el volumen para la nebulosa calculado en la sección anterior, y utilizando la ecuación 12, determinamos las densidades correspondientes a las regiones de emisión de cada una de las líneas en estudio. La Figura 35, análoga a la Figura 33, muestra las densidades de las tres regiones de emisión, He I ( $\lambda 4471$ ), He II ( $\lambda 4686$ ) y  $H_\beta$ , como función de la fase y del día juliano. La diferencia fundamental con los resultados obtenidos en la sección 2.5.5 corresponde al orden de las densidades calculadas, en este caso obtuvimos densidades de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  para el He I y el He II, y del orden de  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  para  $H_\beta$ , menores que las obtenidas

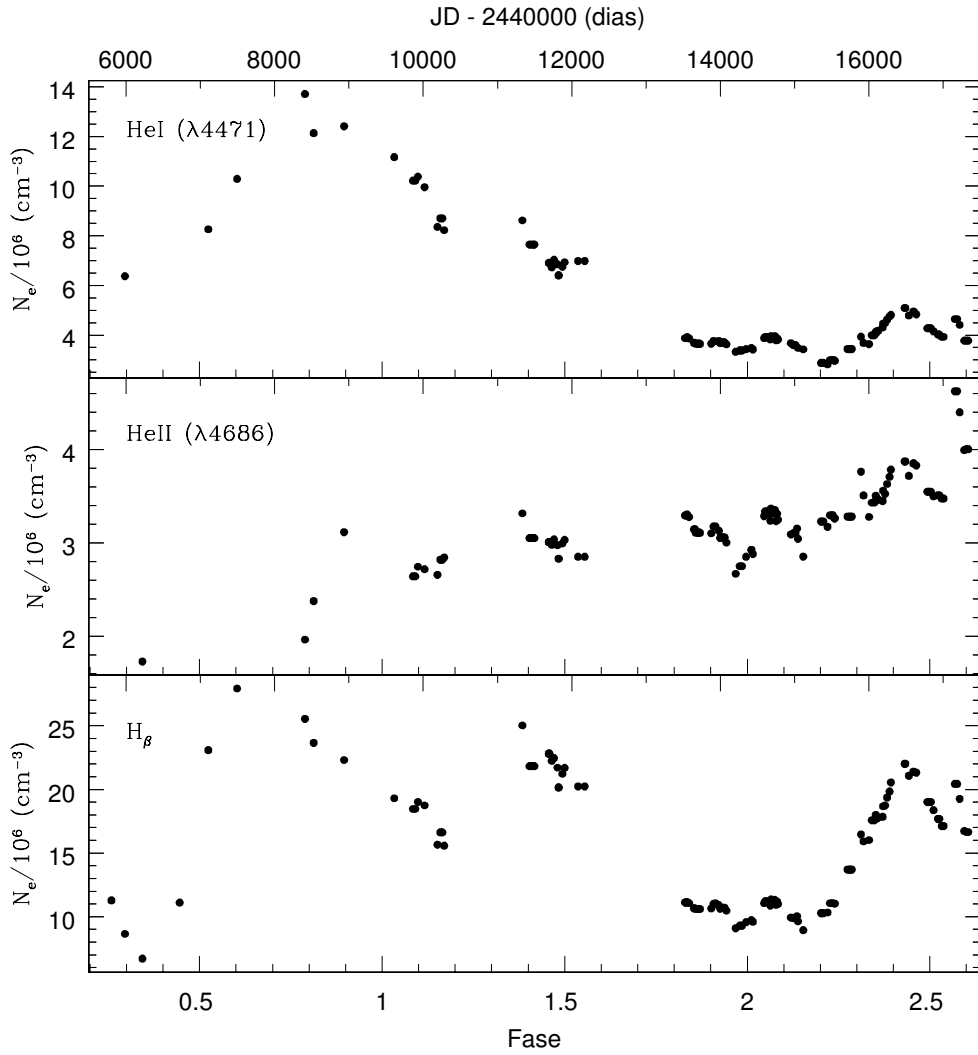


Figura 35: Densidades para las líneas H I ( $\lambda 4471$ , panel superior), He II ( $\lambda 4686$ , panel central) y H $_{\beta}$  (panel inferior), como función del tiempo y de la fase. El cálculo se realizó para un volumen de la nebulosa de  $\sim 4.2 \times 10^{45} \text{ cm}^3$ .

anteriormente, en todos los casos. Este resultado era de esperarse, ya que el volumen considerado en el presente cálculo (el de la nebulosa) es mayor al utilizado anteriormente (el de la gigante roja). Consideramos que las densidades calculadas en esta sección son más realistas que las calculadas anteriormente debido a que contemplan una geometría para la nebulosa también más realista. Las densidades obtenidas en este cálculo son consistentes con el valor determinado por Luna & Costa (2005) para PU Vul, quienes estimaron  $N_e = 1.53 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ , basándose en las intensidades de las líneas de [OIII].

### 2.6.2 Masa de la nebulosa

A continuación, estimamos la masa total de la nebulosa, utilizando las densidades calculadas en la sección anterior y el volumen de la nebulosa determinado en 2.6,

$$M_{\text{neb}} = n_e V m_{\text{H}}, \quad (13)$$

(Osterbrock, 1989), donde  $m_{\text{H}} = 1.67 \times 10^{-24}$  g es la masa del átomo de Hidrógeno. Se podría agregar también la masa de los átomos de He, pero típicamente hay solo un He por cada diez H (Aller, 1991), por lo que la despreciamos. Utilizando un valor de densidad aproximado de  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , obtenemos masas de  $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ . Este cálculo representa la masa actual de la nebulosa, que incluye la masa eyectada durante el *outburst* y la eyectada por la gigante roja. Es decir que en los  $\sim 36$  años transcurridos desde el *outburst*,  $\sim 10^{-5} M_{\odot}$  han sido eyectadas en total. La masa típica eyectada en una erupción tipo nova durante la historia completa de su *outburst* varía entre  $10^{-7}$  y  $10^{-3} M_{\odot}$  (ver, por ejemplo, Yaron et al., 2005; Bode & Evans, 2008). En la binaria simbiótica AG Peg, por ejemplo, el *outburst* ha durado al menos 150 años y se han eyectado  $\sim 10^{-5} M_{\odot}$  (Vogel & Nussbaumer, 1994). Dado que la gigante roja continúa eyectando material a través de sus vientos, PU Vul tiene aún un largo camino que recorrer.

### 2.6.3 Tasa de pérdida de masa

Teniendo en cuenta el cálculo para la masa total de la nebulosa que hicimos en la sección anterior ( $M_{\text{neb}} \sim 10^{-5} M_{\odot}$ ), y considerando que han trascurrido  $\sim 36$  años desde el *outburst* de PU Vul, calculamos una tasa de pérdida de masa de  $\sim 2.8 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$ . Nuevamente, este valor considera tanto la masa eyectada durante el *outburst*, como la despedida por los vientos desde la gigante roja. Por lo general, la tasa de pérdida de masa de una gigante roja varía entre  $10^{-7}$  y  $10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$  (Zuckerman, 1980; Kenyon, 1986b). Esto parece indicar que la mayor parte del gas ionizado proviene de la gigante roja. Sin embargo, nuestro cálculo representa simplemente una aproximación, dado que para calcular la masa de la nebulosa hicimos una suposición acerca del volumen de la misma. Sion et al. (1993), encontraron un valor  $\dot{M} < 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$  para la componente caliente en PU Vul. No obstante, el valor determinado por estos autores representa simplemente una cota superior del valor de la tasa de pérdida de masa de la enana blanca.

## 2.7 ESCENARIO CUALITATIVO DE LAS COMPONENTES DEL SISTEMA PU VUL

A continuación vamos a realizar un análisis de la geometría de la nebulosa para tratar de explicar el comportamiento de los flujos y de la curva de luz (Figura 18). La forma de las curvas de flujo es extraña, más visiblemente para  $H_{\beta}$ . El mínimo es plano como un eclipse, pero el máximo es más redondeado como una variación elipsoidal o un efecto de reflexión. Para analizar lo que está sucediendo en el sistema, vamos a proponer un escenario donde las variaciones son debidas al

movimiento orbital y existe un oscurecimiento debido a la expansión de la nebulosa. Además, vamos a considerar que existe un efecto de iluminación, tal como se describe en los trabajos de Proga et al. (1996, 1998). Este efecto podría explicar la forma redondeada del máximo, ya que la expansión de la nebulosa no puede hacerlo solo a partir de la geometría del sistema.

Vimos que después de 1987 (JD  $\sim$  2447000), el espectro de PU Vul comenzó a volverse nebuloso, mostrando fuertes líneas de emisión. Este comportamiento está asociado a una nebulosa ionizada en expansión, compuesta por material del *outburst* y un viento desde la gigante roja, rodeando a la enana blanca (Vogel & Nussbaumer, 1992). A medida que la nebulosa continuó con su expansión, el brillo de la enana blanca comenzó a decrecer, generando un decaimiento permanente de la curva de luz. Después del segundo eclipse, el brillo se mantuvo aproximadamente constante por un tiempo, de la fase  $\sim$  1.1 a la  $\sim$  1.35, luego continuó decayendo hasta que ocurrió el tercer eclipse, cuando la curva de luz alcanzó un nuevo mínimo. Pero después de este último eclipse, el brillo, en lugar de continuar decayendo o de mantenerse constante como sucedió después del segundo eclipse, aumentó alcanzando un máximo local antes de que la enana blanca se ubique frente a la gigante roja, en la fase  $\sim$  2.4, y luego comenzó a decaer nuevamente. Este comportamiento indica la existencia de algún efecto que incrementa el brillo del sistema antes de que la enana blanca se ubique frente a la gigante roja.

### 2.7.1 El efecto de iluminación

Normalmente, las curvas de luz de los sistemas binarios presentan dos mínimos, correspondientes a los eclipses de ambas componentes, en un período. Para PU Vul, observamos un mínimo solo cuando la enana blanca se encuentra detrás de la gigante roja. Pero cuando la enana blanca y la nebulosa que la rodea, que es la componente más brillante del sistema, se encuentran cerca de situarse frente a la gigante roja, se observa un máximo en el brillo. Tal como señalamos con flechas rojas en el último panel de la Figura 18, estos máximos suceden en las fases  $\sim$  1.3 – 1.4, aproximadamente 500 días antes de que la enana blanca se sitúe al frente, y en la fase  $\sim$  2.4 – 2.45, cerca de 300 días antes del medio período. Creemos que estos máximos se deben a una combinación del viento proveniente de la gigante roja y de un efecto de iluminación que sucede en un punto específico de la órbita.

Proga et al. (1996) modelaron el espectro emergente de una gigante roja iluminada por la componente caliente de un sistema binario simbiótico, encontrando que para producir los flujos observados, la componente caliente debe iluminar el viento de la gigante roja. La elevada temperatura efectiva del lado iluminado produce una expansión de la atmósfera de la gigante roja. Entonces, la tasa de pérdida de masa de la gigante roja aumenta, produciendo una componente caliente más luminosa y, por lo tanto, una variación sinusoidal del brillo. A modo de ejemplo, la Figura 36 muestra la curva de luz óptica de las binarias simbióticas AX Per y AG Peg (paneles central e inferior, respectivamente). En ambos casos, la forma redondeada de los máximos en las curvas de luz, se asocia al efecto de iluminación.

En resumen, proponemos un escenario donde las variaciones observadas en las curvas de flujo y la curva de luz se deben a un oscurecimiento provocado por la ex-

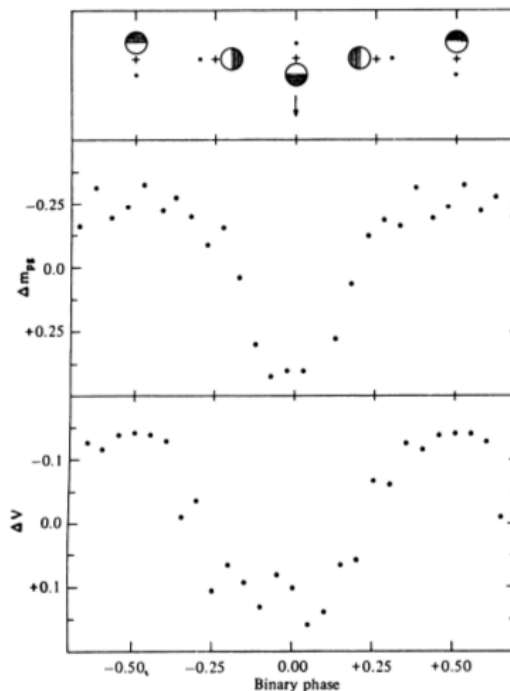


Figura 36: Esquema del efecto de iluminación para una binaria simbiótica (panel superior) y curvas de luz de las binarias simbióticas AX Per y AG Peg (paneles central e inferior, respectivamente). Figura extraída de [Kenyon, 1986b](#).

pansión de la nebulosa, que explica el decaimiento permanente de la curva de luz, y además un efecto de iluminación que genera el aumento de los flujos y del brillo del sistema en puntos de la órbita cercanos a los momentos en que la enana blanca se encuentra por delante de la gigante roja, presentando una variación sinusoidal en la curva de luz.

### 2.7.2 Otros posibles escenarios

Se han encontrado en la literatura otros escenarios para explicar las variaciones encontradas en la forma de las curvas de luz y de flujos:

- Excentricidad de la órbita: una posibilidad es que la órbita sea excéntrica y el punto donde se produce el efecto de iluminación, es decir antes de que la enana blanca se sitúe frente a la gigante roja, corresponda al pericentro de la órbita. [Shugarov et al. \(2012\)](#) propusieron una órbita excéntrica debido a la detección de un mínimo secundario solo en la banda I, 194 días después del medio período entre los eclipses 1 y 2 (fase 0.5). Sin embargo, nuestros máximos son detectados antes del medio período. La excentricidad es una posibilidad factible, pero se necesitan pruebas más contundentes para confirmarla.
- Nebulosa rodeando a la gigante roja: otra posibilidad para explicar los máximos, es que existe una nebulosa rodeando a la gigante roja, como propuso [Kato et al. \(2012\)](#), que podría estar bloqueando el brillo de la enana blanca cuando la misma no se encuentra frente a la gigante roja. Esta nebulosa po-



dría ser más densa en dirección a la enana blanca debido a los vientos, por ejemplo, ya que de ser simétrica en todas direcciones, bloquearía también la luz de la propia gigante y no seríamos capaces de observar las variaciones debido a las pulsaciones. Sin embargo, las pulsaciones se observan y son más evidentes durante los eclipses, cuando la enana blanca está completamente oculta, lo que favorece la idea de una nebulosa asimétrica.

Nussbaumer & Vogel (1996) observaron, a partir de espectros ultravioletas, que las líneas nebulares altamente ionizadas fueron eclipsadas durante el eclipse de 1994, mientras que las líneas de baja ionización no. Esto indica que las líneas altamente ionizadas se emiten cerca de la enana blanca, mientras que las líneas de baja ionización son generadas en una región más extendida (Kato et al., 2012). Kato et al. (2012), modelaron la curva de luz de PU Vul desde el comienzo del *outburst*, hasta el 2010, con un modelo de 4 componentes: la enana blanca, la gigante roja y dos nebulosas (ver Figura 37). La primera componente nebulosa es constante ( $V = 14$ ) y se asocia a un viento frío desde la gigante roja. Ellos suponen que esta componente todavía se encuentra presente porque Tatarnikova et al. (2011) observaron la línea O VI( $\lambda 6830$ ) de dispersión de Raman, lo que indica la presencia de H neutro, relacionado con el viento de la gigante roja. Sugirieron también que esta componente podría estar parcialmente ionizada por radiación de la enana blanca. La segunda componente nebulosa se encuentra decreciendo, se desarrolló cuando el espectro se volvió nebuloso y proviene de la enana blanca, ya que fue eclipsada con ella en 1994. Este modelo parece ajustar bastante bien las observaciones, pero a diferencia del nuestro, utiliza una componente extra.

- Disco de acreción: otra posibilidad es la existencia de un disco de acreción como propusieron Tatarnikova et al. (2011) como cuarta componente del sistema. Sin embargo, Kato et al. (2012) descartaron esta hipótesis debido a la falta de pruebas de la existencia de un disco.

## 2.8 RESUMEN DE RESULTADOS Y CONCLUSIÓN

- Obtuvimos un total de 479 espectros de la fuente, en un período de 32 años.
- Medimos los flujos de las líneas He I ( $\lambda 4471$ ), He II ( $\lambda 4686$ ) y  $H_{\beta}$ , y determinamos que las mismas están siendo emitidas principalmente en una región cercana a la enana blanca. Sin embargo, existe además una emisión más débil, posiblemente asociada a la región que rodea a la gigante roja.
- Determinamos temperaturas y luminosidades de la componente caliente y verificamos que estos parámetros son consistentes con otros de la literatura.
- Al comparar las luminosidades con los flujos, observamos que las curvas presentan el mismo comportamiento, es decir, el sistema es más luminoso cuando los flujos son mayores y viceversa.
- Utilizamos el código de síntesis espectral Cloudy para testear los métodos utilizados en la determinación de temperaturas y luminosidades, encontrando

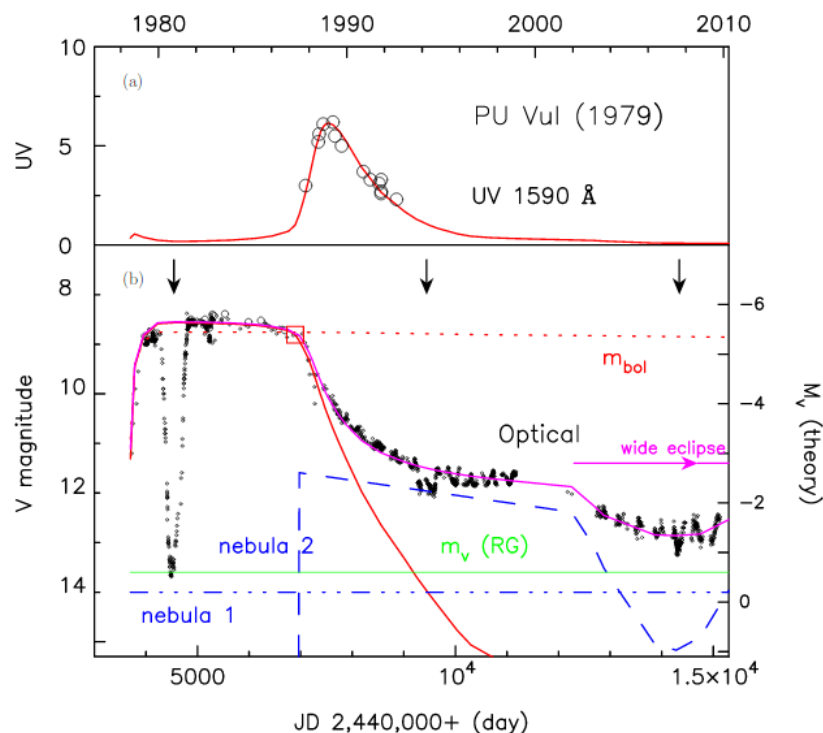


Figura 37: Modelado de la curva de luz de PU Vul con un modelo de 4 componentes: una enana blanca, una gigante roja y dos nebulosas (Kato et al., 2012).

que ambos predicen los mismos valores de temperatura para temperaturas de  $\sim 100000$  K, del orden de nuestros valores. También encontramos que las predicciones de luminosidades son consistentes con ambos métodos.

- Utilizamos Cloudy también para verificar los valores de los flujos medidos y encontramos que el código predice flujos dentro de nuestro rango.
- Finalmente, utilizamos Cloudy para determinar los parámetros del sistema a partir de los flujos medidos y encontramos que las temperaturas son consistentes, mientras que las luminosidades no lo son. Atribuimos estas diferencias a la diferencia entre la geometría considerada por Cloudy y la de nuestro sistema.
- Presentamos un modelo para la geometría de la nebulosa que rodea al sistema y determinamos la densidad de la región de emisión de las líneas de interés, la masa de la nebulosa y la tasa de pérdida de masa del sistema, encontrando que la mayor parte del gas ionizado proviene de la gigante roja.
- Finalmente propusimos un escenario para explicar la forma de la curva de luz y de las curvas de flujos, que considera una expansión de la nebulosa y un efecto de iluminación que genera un aumento en el brillo del sistema.

Tras el análisis espectroscópico de la binaria simbiótica PU Vul, concluimos que este sistema es único debido a su comportamiento y características. Vimos que presenta una curva de luz exótica, muy variable, que refleja un número importante

de fenómenos físicos que tienen lugar en el sistema y que lo hacen muy interesante para su estudio.



## Parte II

### ESTUDIO DE ABUNDANCIAS QUÍMICAS: ANÁLISIS DE LA COMPAÑERA VISIBLE DEL AGUJERO NEGRO EN EL SISTEMA V<sub>4641</sub> SGR

Desde los comienzos de la investigación astronómica se han realizado numerosos estudios tratando de explicar los variados fenómenos por los que atraviesan diferentes objetos en el Universo y, en particular, las estrellas, durante su ciclo de vida o evolución. Como consecuencia de este extenso análisis, en la actualidad se piensa que las estrellas de neutrones y los agujeros negros de masas estelares se forman como resultado de la evolución natural de las estrellas masivas, cuando las mismas alcanzan las etapas finales de su evolución, agotando todo su combustible nuclear.



## ESCENARIO EVOLUTIVO DE LOS OBJETOS COMPACTOS MASIVOS

---

Como vimos anteriormente, de acuerdo con la teoría de evolución estelar, las etapas que suceden a la secuencia principal involucran reacciones nucleares, tanto en el núcleo de la estrella como en las capas de masa concéntricas, que pueden cesar a diferentes tiempos, generando un reajuste de la estructura de la estrella. Este reajuste puede provocar la expansión o contracción del núcleo o de la cáscara exterior y el desarrollo de zonas de convección. El destino final de la estrella quedará determinado por la gran pérdida de masa desde la superficie en las etapas finales de su evolución.

Cuando el núcleo de la estrella ha agotado todo su combustible nuclear, colapsa bajo alguna presión de soporte que le permite alcanzar una nueva configuración de equilibrio. De acuerdo a la masa inicial ( $M_i$ ), se producirán diferentes colapsos o explosiones de supernova. Cuando  $M_i < 8 M_\odot$ , no se produce la explosión de supernova, solo hay contracción y se forma una enana blanca. Sin embargo, si la enana blanca acreta material (desde una compañera cercana, por ejemplo), podría también explotar como una supernova Ia (ver sección 3.2). Cuando  $M_i > 8 M_\odot$ , a medida que se van generando elementos químicos cada vez más pesados, la masa y la temperatura del núcleo que se contrae se vuelven lo suficientemente grandes, de manera que el núcleo colapsa rápidamente hasta alcanzar una alta densidad específica. Luego, el material nuclear se vuelve repulsivo generando la expansión de las capas externas de la estrella, resultando en una explosión de supernova (ver, por ejemplo [Woosley et al., 2002](#)). Los remanentes de estos eventos de supernova son estrellas de neutrones o agujeros negros. A continuación, analizaremos las diferentes etapas que atraviesan las estrellas masivas hasta producir las estrellas de neutrones y los agujeros negros.

### 3.1 ESTRELLAS MASIVAS

Tal como mencionamos anteriormente, las estrellas de neutrones y los agujeros negros se forman como consecuencia de la evolución natural de las estrellas masivas ( $M_i > 8 M_\odot$ ). Estas estrellas juegan un papel muy importante en la evolución del Universo, debido a que constituyen la principal fuente de elementos pesados y radiación ultravioleta (UV). Durante su evolución, expulsan al medio grandes cantidades de material, que en algunos casos es ionizado debido a la importante radiación UV que las mismas emiten. Las estrellas masivas finalizan sus vidas en explosiones de supernova, mediante las cuales enriquecen el medio interestelar (ISM, del inglés *Interstellar Medium*) con elementos pesados como C, N y O. Este proceso resulta en la formación de nuevas estrellas más ricas en metales. De esta manera, las estrellas masivas participan activamente en los procesos de formación de estrellas y planetas, como así también en la composición y estructura de las

galaxias (ver, por ejemplo, Burbidge et al., 1957; Fowler & Hoyle, 1964; Woosley et al., 2002; Bally et al., 2005; Kennicutt, 2005; Zinnecker & Yorke, 2007).

### 3.1.1 *Evolución de las estrellas masivas en la secuencia principal*

La evolución estelar es una consecuencia inevitable de la fuerza de gravedad y de los cambios en la composición química debidos a las reacciones nucleares. Cuando se forma una protoestrella a partir del colapso de una gran nube molecular de gas y polvo, la composición inicial es homogénea, consistiendo aproximadamente de un 70 % de H un 28 % de He y un pequeño porcentaje de otros elementos más pesados. La masa inicial de la estrella depende de las condiciones locales en la nube. Durante el colapso inicial, esta estrella de pre-secuencia principal genera energía a partir de la contracción gravitacional. Luego de alcanzar una densidad y temperatura determinadas, comienza a generarse energía en el núcleo a través de un proceso de fusión exotérmico que convierte H en He. Para masas superiores a  $1.5 M_{\odot}$  (estrellas de tipo espectral A o más calientes) el proceso de fusión nuclear usa principalmente átomos de C, N y O como catalizadores en el ciclo CNO que transforma H en He. Cuando la fusión nuclear del H se convierte en el proceso de generación de energía dominante y el exceso de energía ganado por contracción gravitacional se pierde, se tiene una estrella de secuencia principal (ver, por ejemplo, Hansen et al., 2004). Para estrellas en la secuencia principal, el brillo y temperatura superficial se incrementan aproximadamente con la edad. Estas estrellas se encuentran en equilibrio hidrostático, donde la fuerza generada por la presión térmica, que el núcleo caliente ejerce hacia afuera, está equilibrada por la fuerza que genera la presión gravitacional, que las capas superpuestas ejercen hacia adentro. La energía producida en el núcleo es llevada a la superficie por radiación o por convección (donde la energía es transportada por el movimiento de volúmenes de plasma). La convección ocurre en regiones con gradientes de temperatura pronunciados.

Para estrellas masivas, de más de  $10 M_{\odot}$ , la tasa de generación de energía durante el ciclo CNO es muy sensible a la temperatura. Como consecuencia, existe un importante gradiente de temperatura en la región del núcleo, que resulta en una zona de convección que da lugar a un transporte de energía más eficiente. Esta mezcla de material hace que el He sea desplazado de la zona del núcleo donde se produce la quema del H, permitiendo que una mayor cantidad del H de la estrella sea consumido durante su estadía en la secuencia principal. Las regiones exteriores de una estrella masiva transportan energía mediante la radiación. Las estrellas masivas son las primeras en alcanzar la secuencia principal, debido a que su gran cantidad de materia se contrae rápidamente. En general, cuanto más masiva es la estrella, más rápido consume su combustible de H y, por lo tanto, menor es su tiempo de vida en la secuencia principal. La estrella evoluciona fuera de la secuencia principal una vez que ha consumido  $\sim 10\%$  del H en el núcleo (ver, por ejemplo, Iben, 1967; Hansen et al., 2004).



### 3.1.2 Evolución y colapso nuclear de las estrellas masivas post-secuencia principal

Vamos a analizar el proceso de evolución de una estrella post-secuencia principal con una masa inicial superior a  $8 M_{\odot}$ . Como vimos, el H se convierte en He en la secuencia principal. Lo que sigue, es la quema del He, dando lugar a un núcleo de carbono-oxígeno. Las altas temperaturas en los núcleos de estrellas masivas permiten que el C y el O puedan quemarse también. A medida que el núcleo de carbono-oxígeno continúa contrayéndose, eventualmente se produce la quema del C, generando una variedad de elementos tales como O, Ne, Na y Mg. Asumiendo que cada una de estas reacciones nucleares que se suceden alcanza el equilibrio, se desarrolla en el interior de la estrella una estructura de “capas de cebolla” (ver Figura 38). Lo que sigue es la quema de estos elementos, generando una nueva composición dominada por Si. Finalmente, a temperaturas cercanas a los  $3 \times 10^9$  K, se genera la quema del Si y se produce un núcleo de Fe. A las altas temperaturas presentes ahora en el núcleo de la estrella, los fotones poseen suficiente energía como para destruir núcleos pesados, un proceso conocido como “fotodesintegración”. Cuando la masa del núcleo de Fe que se contrae es lo suficientemente grande y la temperatura lo suficientemente alta, la fotodesintegración puede desarmar el Fe en protones y neutrones individuales. La energía térmica es removida del gas, pues de otra manera aportaría la presión necesaria para soportar el núcleo de la estrella. Las masas del núcleo para las cuales este proceso tiene lugar varían desde  $1.3 M_{\odot}$ , para estrellas con  $10 M_{\odot}$  en la secuencia principal, a  $2.5 M_{\odot}$ , para estrellas con  $50 M_{\odot}$  en la secuencia principal (Iben, 1967; Hansen et al., 2004; Carroll & Ostlie, 2006).

Bajo estas condiciones extremas (temperatura nuclear de  $\sim 8 \times 10^9$  K y densidad nuclear de  $\sim 10^{13}$  kg m<sup>-3</sup>, para una estrella de  $15 M_{\odot}$ ), los electrones libres que ayudaban a soportar la estrella por medio de la presión, son capturados por los núcleos pesados y por los protones producidos por la fotodesintegración. La cantidad de energía que escapa de la estrella en forma de neutrinos es muy grande, de  $\sim 3.1 \times 10^{38}$  W. Como consecuencia, el soporte generado por la presión de los electrones en el núcleo desaparece y el mismo comienza a colapsar extremadamente rápido (en un segundo, un volumen del tamaño de la Tierra se puede comprimir a un radio de 50 km). Este colapso continúa hasta que la densidad excede los  $8 \times 10^{17}$  kg m<sup>-3</sup>, aproximadamente tres veces la densidad de un núcleo atómico. En este punto, el material nuclear, que ahora produce el endurecimiento del núcleo debido a la intensa fuerza (usualmente atractiva), se vuelve de repente repulsivo, como consecuencia del principio de exclusión de Pauli aplicado a los neutrones. El resultado es que el núcleo comienza a expandirse enviando ondas de presión hacia afuera. Cuando la velocidad de estas ondas alcanza la velocidad del sonido, las mismas se transforman en ondas de shock que continúan moviéndose hacia afuera. En el interior de estas ondas se desarrolla una esfera de neutrones, debida al proceso de fotodesintegración y a la captura de electrones. El shock genera que las capas exteriores de la estrella y la materia que resulta del proceso nuclear se expandan hacia afuera. La energía cinética total en la expansión es del orden de  $10^{44}$  J, aproximadamente un 1% de la energía liberada por los neutrinos. Finalmente, cuando el material se vuelve ópticamente delgado a un radio de aproximadamente  $10^{13}$  m, se produce un impresionante espectáculo óptico, en el

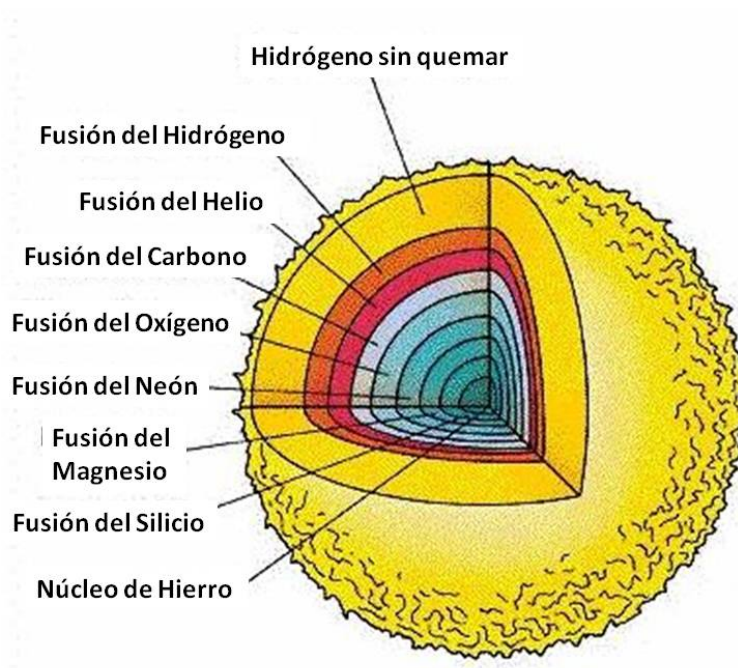


Figura 38: Esquema representativo de las distintas capas de elementos que se desarrollan en el interior de una estrella masiva durante su evolución, a medida que se produce la quema de los distintos materiales (adaptado de [http://galaxiasyfosiles.blogspot.com.ar/2009\\_11\\_01\\_archive.html](http://galaxiasyfosiles.blogspot.com.ar/2009_11_01_archive.html)).

cual se liberan aproximadamente  $10^{42}$  J de energía en forma de fotones, con un pico de luminosidad de  $\sim 10^9 L_{\odot}$ , que es capaz de competir con el brillo de una galaxia completa. Esta explosión de materia y energía es lo que llamamos una “supernova”. La explosión de supernova se produce siempre que la masa del núcleo remanente supere el límite de Chandrasekhar ( $1.46 M_{\odot}$ , Carroll & Ostlie, 2006).

### 3.2 EXPLOSIONES DE SUPERNOVA

Si bien hoy en día se observan supernovas frecuentemente, estos eventos son extremadamente raros, con una ocurrencia de  $\sim 1$  cada 100 años en una galaxia. Debido a un cuidadoso estudio del espectro y la curva de luz de las supernovas, se han encontrado diferentes clases, con distintos progenitores y mecanismos de producción. Las supernovas tipo I fueron identificadas como aquellas que no exhiben líneas de H en su espectro. Dado que el H es el elemento más abundante en el Universo, este hecho sugiere algo inusual acerca de estos objetos. Por el contrario, el espectro de las supernovas tipo II contiene fuertes líneas de H (ver, por ejemplo, Doggett & Branch, 1985; Filippenko, 1997). Las supernovas tipo I pueden dividirse a su vez según su espectro: aquellas que muestran una fuerte línea de Si II en  $\sim 6150 \text{ \AA}$  se llaman tipo Ia, mientras que las tipo Ib o Ic se basan en la presencia (Ib) o ausencia (Ic) de fuertes líneas de He (ver, por ejemplo, Filippenko, 1997). La Figura 39 muestra un ejemplo del espectro típico de cada uno de los cuatro tipos de supernova.

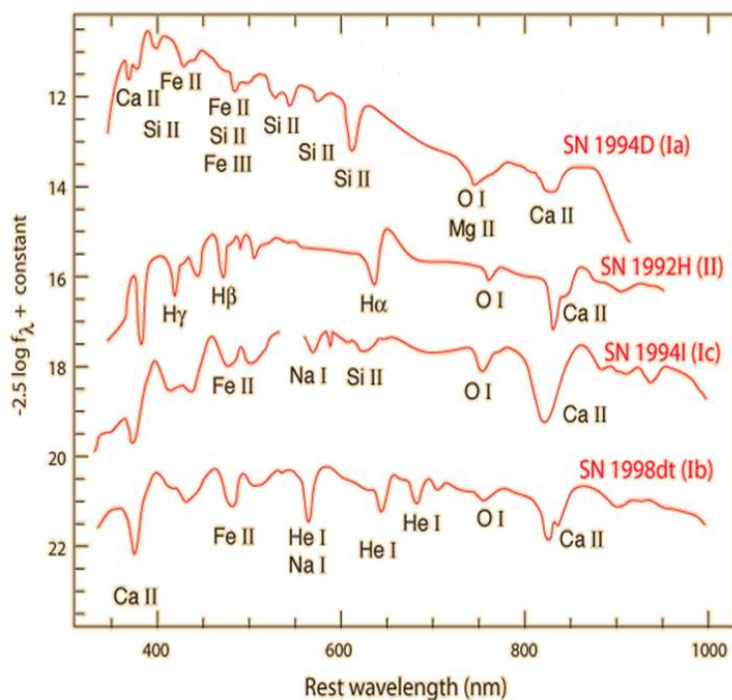


Figura 39: Espectro representativo de los cuatro tipos de supernova cerca de sus máximos de luz (Carroll & Ostlie, 2006).

La falta de líneas de H en las supernovas tipo I indica que las estrellas involucradas se han desprendido de sus envolturas de H. Las diferencias en las características espectrales entre las tipo Ia y las tipo Ib y Ic, indican que son diferentes los mecanismos que las producen. Este hecho se refleja en los diferentes ambientes en los cuales se producen las explosiones. Las supernovas tipo Ia son observadas en todos los tipos de galaxias, incluyendo las elípticas, que muestran muy poca evidencia de formación estelar reciente. Por otro lado, las supernovas tipo Ib y Ic han sido observadas solo en galaxias espirales, cerca de los lugares de formación estelar reciente (regiones H II). Esto implica que las estrellas masivas de corta vida, probablemente están involucradas con las supernovas tipo Ib y Ic, pero no con las de tipo Ia (Filippenko, 1997). Las supernovas tipo Ia serían el resultado de la acreción de masa por parte de una enana blanca desde una estrella compañera. Si la enana blanca recibe suficiente masa de su compañera como para superar el límite de Chandrasekhar, se produce la fusión en su núcleo que da lugar a una explosión termonuclear, expulsando prácticamente todo el material que la formaba. Por otro lado, las supernovas tipo Ib y Ic se producirían como resultado del colapso gravitacional de una estrella masiva, tal como se explicó en la sección anterior (Filippenko, 1997). Se cree que las de tipo Ib se producen tras el colapso de una estrella Wolf-Rayet (WN), que ha expulsado toda su envoltura de H por medio de los intensos vientos propios de este tipo de estrellas. Mientras que las de tipo Ic se producen en casos extremos, en los cuales no solo escapa el H de la estrella Wolf-Rayet, si no también el He, quedando expuesto el núcleo de carbono (WC) (ver, por ejemplo, Massey, 2003; Carroll & Ostlie, 2006).

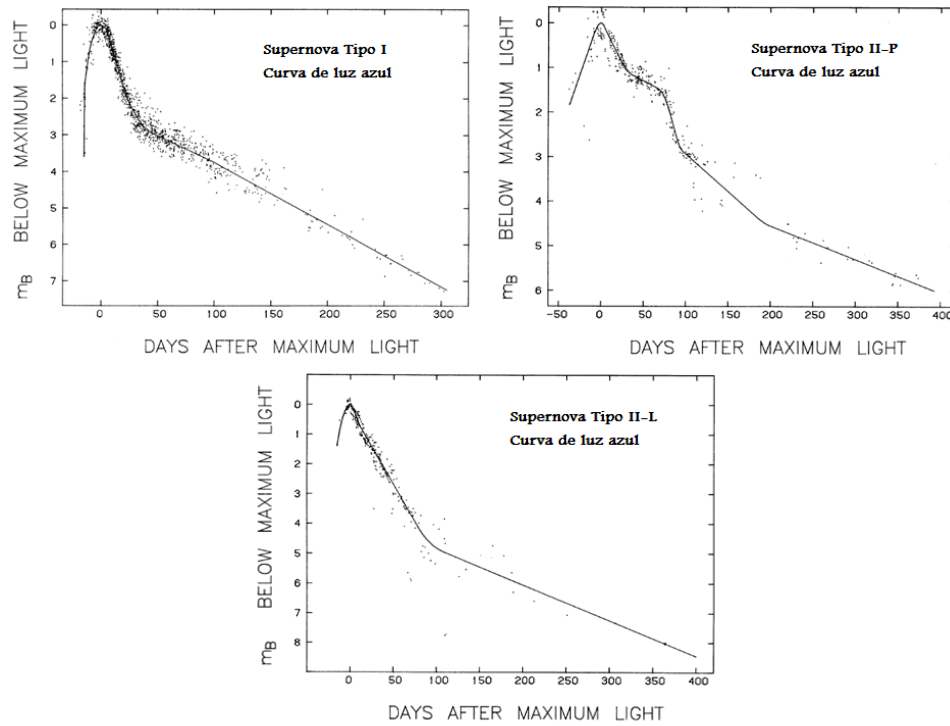


Figura 40: Curvas de luz para supernovas tipo I (panel superior izquierdo), tipo II-P (panel superior derecho) y tipo II-L (panel inferior), en longitudes de onda azules (filtro B, [Doggett & Branch, 1985](#)). Las curvas combinan observaciones realizadas para varios eventos de supernova.

El panel superior izquierdo de la Figura 40 muestra la curva de luz en longitudes de onda azules (filtro B), para supernovas de tipo I. El pico de brillo típico para una tipo Ia es  $M_b = -18.4$ , mientras que las curvas de luz de las tipo Ib y Ic son más débiles en brillo por 1.5 o 2 magnitudes en la banda B, aunque para otras bandas son muy similares. Todas las supernovas tipo I muestran, luego del máximo, tasas de disminución de brillo muy similares, de  $\sim 0.065 \pm 0.007$  mag/día. A los 50 días aproximadamente, esta tasa disminuye su velocidad y se vuelve constante, con las tipo Ia disminuyendo un 50% más rápidamente que las otras ( $0.015$  mag/día vs  $0.010$  mag/día, [Carroll & Ostlie, 2006](#)). Una aplicación muy importante de las supernovas tipo Ia es en el cálculo de distancias extragalácticas. Dada la similitud en las formas y en la magnitud de las curvas de luz de este tipo de supernovas, las mismas se utilizan como medida estándar de luminosidad. Gracias a que pueden ser detectadas en galaxias muy lejanas, permiten calcular distancias que de otra manera no podríamos determinar.

Observacionalmente, las supernovas tipo II se pueden clasificar en tipo II-P (del inglés *plateau*, con mesetas) o tipo II-L (lineales, sin mesetas, [Barbon et al., 1979](#)). Se cree que esta diferencia se debe a la existencia de los distintos tipos de envolturas de las estrellas. Las supernovas tipo II-P poseen una gran envoltura de H que atrapa la energía liberada en forma de rayos  $\gamma$  y la libera en frecuencias menores, produciendo la meseta. Por otro lado, las de tipo II-L poseen envolturas menores, convirtiendo una menor cantidad de energía de rayos  $\gamma$  en luz visible ([Chevalier, 1984](#); [Doggett & Branch, 1985](#)). En los paneles superior derecho e infe-

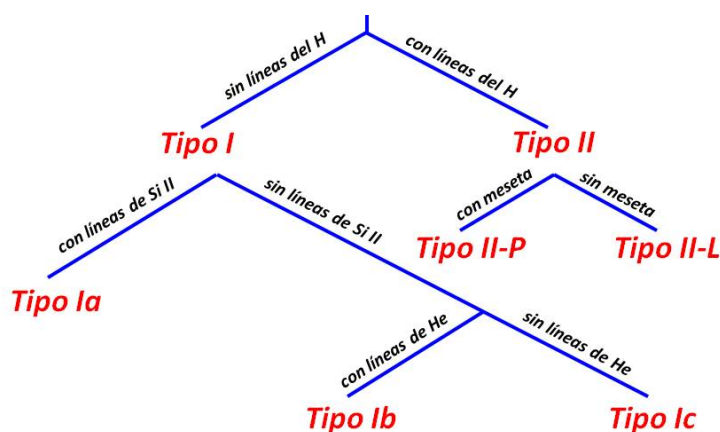


Figura 41: Clasificación de los eventos de supernova basada en el espectro en el máximo de brillo y en la existencia o ausencia de una meseta en la curva de luz de las supernovas tipo II (Carroll & Ostlie, 2006).

rior de la Figura 40 se muestran las curvas de luz para cada tipo, en la banda B. Para las supernovas de tipo II-P se observa claramente una meseta, aunque temporal ( $\sim 30 - 80$  días), después del pico máximo de luz. La meseta no se observa para las supernovas tipo II-L. Las supernovas tipo II-P ocurren con una frecuencia 10 veces mayor que las de tipo II-L. La Figura 41 muestra un diagrama de árbol que resume la clasificación de los eventos de supernova en sus distintos tipos (Carroll & Ostlie, 2006).

### 3.2.1 Remanentes de supernovas

En las enanas blancas y estrellas de neutrones, la presión que soporta a la estrella es la presión mecanocuántica asociada con el hecho de que los electrones, los protones y los neutrones deben respetar el principio de Pauli: solo se permite que una partícula ocupe cada estado mecanocuántico. Las enanas blancas son soportadas por la presión electrónica degenerada y sus masas se encuentran por debajo de la masa límite de Chandrasekhar. Cuando la densidad es mayor, el gas electrónico degenerado se vuelve relativista, y cuando la energía total del electrón excede la diferencia de masa entre el neutrón y el protón, se pueden convertir protones en neutrones. Es la presión degenerada de este gas de neutrones la que previene el colapso gravitatorio y resulta en la formación de una estrella de neutrones. Las estrellas de neutrones se soportan de la misma manera en que lo hacen las enanas blancas, solo que ahora es la presión de degeneración de los neutrones la responsable de la presión de soporte. Además, los neutrones son 2000 veces más masivos que los electrones y la presión de degeneración que sostiene a la estrella se produce a densidades mayores. Típicamente, una enana blanca posee densidades del orden de  $10^6 \text{ g/cm}^3$ , mientras que las de las estrellas de neutrones son del orden de  $10^{17} \text{ g/cm}^3$ . La masa de las estrellas de neutrones está acotada por el límite de Tolman-Oppenheimer-Volkoff, que no está fijado analíticamente porque depende de las ecuaciones de estado para la materia nuclear. De todas formas, la mayoría de las ecuaciones de estado no permiten que la presión de degeneración de los

neutrones soporte más de  $\sim 3 M_{\odot}$ , indicando que las estrellas que llegan a esta instancia con masas mayores completan el colapso gravitacional, produciendo un agujero negro (ver, por ejemplo, [Carroll & Ostlie, 2006](#)).

Las estrellas de neutrones son pequeñas y compactas, con radios del orden de 10 km y densidades de  $\sim 7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ . La fuerza de gravedad en la superficie de estas estrellas es del orden de  $2 \times 10^{14} \text{ cm s}^{-2}$  y sus temperaturas son de  $\sim 10^6 \text{ K}$ . Rotan muy rápidamente, producto del colapso gravitacional, y poseen campos magnéticos muy intensos, aproximadamente  $10^{18}$  veces más intensos que el campo magnético terrestre. Por otro lado, los agujeros negros colapsan concentrando toda la masa de la estrella en unos pocos kilómetros de diámetro, por lo que las densidades son muy elevadas y la fuerza de gravedad muy intensa (al punto de no dejar escapar siquiera la luz).

El tamaño de estos objetos y el hecho de que no emitan ningún tipo de radiación directamente, en el caso de los agujeros negros, dificulta su detección cuando se encuentran aislados en el Universo. Sin embargo, cuando los mismos son parte de un sistema estelar, se pueden detectar gracias a la influencia que ejercen sobre su entorno. Los sistemas estelares más comunes son los sistemas binarios. En un sistema binario, las dos estrellas se encuentran ligadas gravitacionalmente y orbitando en torno a su centro de masas.

### 3.3 ESCENARIO DE CONTAMINACIÓN ATMOSFÉRICA

Como vimos, las estrellas de neutrones y los agujeros negros de masas estelares son consecuencia del evento de supernova que sucede al colapso gravitacional de las estrellas masivas ( $M_i > 8 M_{\odot}$ ) durante las etapas finales de su evolución. Cuando estos eventos ocurren en un sistema binario, en el cual una de las componentes explota como supernova, se cree que parte del material eyectado durante el evento de supernova podría ser capturado por su compañera en el sistema binario, contaminando su atmósfera. Cuando la estrella compañera resulta visible, permitiendo un análisis espectroscópico, se espera que las abundancias químicas de la misma provean información acerca de los productos de la nucleosíntesis en explosiones de supernova de estrellas masivas. Este análisis, podría acotar muchos de los parámetros involucrados en los modelos de explosión de supernova, tales como el corte en masa, es decir la masa mínima que queda atrapada por el remanente, la cantidad de material que es acretado por el núcleo compacto, la posible mezcla durante la fase de colapso, la energía de la explosión y la geometría de la misma ([Israelian et al., 1999](#); [González Hernández et al., 2004, 2005](#)).

Con el objetivo de establecer una relación entre los objetos compactos y sus estrellas progenitoras, diversos autores han estudiado y verificado el escenario propuesto. [Israelian et al. \(1999\)](#) estudiaron las abundancias de la compañera del agujero negro en el sistema GRO J1655–40, encontrando varios elementos  $\alpha^1$  (O, Mg, Si, S y Ti) enriquecidos en un factor 6–10. Debido a que estos elementos no pueden generarse en una estrella compañera de baja masa, su presencia se interpretó como evidencia del evento de supernova que originó el objeto compacto. Tras el análisis de las abundancias relativas, se determinó que el progenitor del objeto compacto

<sup>1</sup> Los elementos  $\alpha$  son el producto del proceso  $\alpha$ , una de las clases de fusión nuclear, bajo la cual la estrella convierte He en elementos más pesados.

en este sistema se encontraba en el rango de masas  $25 - 40 M_{\odot}$ . Las sobreabundancias encontradas en este trabajo, se compararon con diferentes modelos de explosión de supernova: el modelo estándar, el de hipernova y un modelo simple de la evolución de la binaria y la contaminación de la secundaria (Brown et al., 2000; Podsiadlowski et al., 2002). Podsiadlowski et al. (2002), demostraron que los mejores ajustes se obtienen para estrellas de He con masas de  $10-16 M_{\odot}$ , para modelos de hipernova esféricos. Con el objetivo de realizar un análisis detallado del mismo sistema (GRO J1655-40), González Hernández et al. (2008a) también estudiaron las abundancias químicas de la compañera visible en el sistema. Estos autores, encontraron abundancias consistentes con las solares para Al, Ca, Ti, Fe y Ni, mientras que el Na, O, Mg, Si y S resultaron enriquecidos. Como consecuencia, determinaron que el agujero negro en este sistema se formó en una explosión de hipernova de una estrella progenitora con una masa de  $30 - 35 M_{\odot}$ . Sin embargo, estos modelos producen abundancias de Al y Na casi 10 veces mayores que los valores observados.

González Hernández et al. (2004) estudiaron la composición química de la compañera visible del agujero negro en el sistema A0620-00, encontrando sobreabundancia de Fe, Ca, Ti, Ni y Al. Los autores determinaron que estas abundancias se pueden obtener si un progenitor con un núcleo de He de  $\sim 14 M_{\odot}$  explotó con un corte en masa en el rango  $11-12.5 M_{\odot}$ , tal que ninguna cantidad significativa de Fe pudiese escapar del colapso de las capas internas. Se encontró además, una sobreabundancia de Li en la estrella secundaria, en comparación con estrellas de campo tardías, de secuencia principal. Esto indicaría que se trata de un sistema joven o que existe algún mecanismo de preservación del Li producido.

Por otro lado, el sistema Cen X-4 fue estudiado por González Hernández et al. (2005), quienes encontraron que la compañera de la estrella de neutrones en este sistema presenta sobreabundancias de Fe, Ca, Ti, Al y Ni. Estas abundancias se pueden justificar si la estrella secundaria capturó parte del material eyectado por la explosión de supernova esféricamente simétrica de un núcleo de He de  $4 M_{\odot}$  y un corte en masa de  $\sim 1.5 M_{\odot}$ , tal que una cantidad significativa de Fe pudo escapar del colapso de las capas internas, enriqueciendo la abundancia de Fe en la estrella secundaria.

González Hernández et al. (2006, 2008b) analizaron las abundancias químicas de la compañera del agujero negro binario XTE J1118+480. Estos autores encontraron un enriquecimiento de Mg, Al, Ca, Fe, Ni, Li, Si y Ti, en relación con las abundancias solares. Tras estudiar diferentes escenarios para la formación del agujero negro, determinaron que las abundancias observadas se pueden explicar con un modelo de supernova no-esféricamente simétrico.

Las abundancias químicas de la compañera visible del agujero negro en el sistema V404 Cygni, fueron estudiadas por González Hernández et al. (2011). La sobreabundancia de O, Na, Mg, Al, Si, Ca, Ti, Cr, Fe y Ni encontrada en la atmósfera de la estrella compañera sugiere que el objeto compacto se puede haber formado como consecuencia tanto de una explosión de supernova rica en metales esféricamente simétrica, como de una explosión asférica. Sin embargo, ninguno de los dos modelos es capaz de reproducir las abundancias de O y Mg, que resultan muy alta y muy baja, respectivamente, en comparación son las predicciones de los modelos.

Finalmente, [Suárez-Andrés et al. \(2015\)](#) analizaron la composición química de la estrella compañera de la estrella de neutrones en el sistema Cyg X-2, encontrando que los elementos  $\alpha$ , como el Mg, Si, S y Ti son sobreabundantes, mientras que elementos como el Ni y el O resultaron subabundantes. Los autores lograron reproducir las abundancias observadas con un modelo de explosión de supernova no-esféricamente simétrico, con un corte en masa en  $\sim 1.4-1.6 M_{\odot}$ , lo que permite que elementos como el Ni, Ti, S y Si, escapen del colapso, contaminando la atmósfera de la secundaria.

El estudio de las abundancias químicas de las atmósferas estelares de las compañeras visibles de estrellas de neutrones y agujeros negros resumido arriba, refleja, en todos los casos, metalicidades cercanas a las solares y abundancias químicas que difieren de las solares, independientemente de la ubicación de los sistemas con respecto al plano galáctico. Con el objetivo de confrontar el escenario descrito más extensivamente con nuevos datos observacionales, se realizó un estudio espectroscópico de los objetos del catálogo de agujeros negros de masas estelares en la Galaxia de [Cúneo & Gómez \(2012\)](#), con los telescopios del Observatorio Gemini.

El Observatorio Gemini consiste de dos telescopios gemelos de 8.1 metros de diámetro, ubicados uno en cada hemisferio (en Mauna Kea, Hawaii, y en Cerro Pachón, Chile), lo que permite la observación del cielo completo. Cada telescopio cuenta con un conjunto de instrumentos que cubren las longitudes de onda ópticas e infrarrojas. Algunos instrumentos se encuentran montados en los telescopios de manera simultánea, permitiendo una gran flexibilidad con respecto a la adaptación a cambios climáticos, la observación de múltiples programas que requieran diferentes instrumentos en una noche, y la rápida respuesta a observaciones de último momento, como por ejemplo eventos transitorios tales como los estallidos de rayos  $\gamma$ . En particular, los telescopios cuentan con dos espectrógrafos multi-objeto (GMOS, *Gemini Multi-Object Spectrographs*), uno en cada telescopio, que permiten realizar espectroscopía de ranura larga y multi-ranura ( $0.36 - 0.94 \mu\text{m}$ ), e imagen sobre un campo de  $5.5'$  cuadrados. Los espectrógrafos GMOS utilizaron en un principio CCDs EEV, consistentes en un arreglo de 3 *chips*, de  $2048 \times 4608$  pixeles cada uno. Un CCD de mejor respuesta, el e2v DD, pero con características similares al anterior, fue instalado en GMOS-N en Octubre del 2011. Por otro lado, en el GMOS-S comenzó a utilizarse el CCD Hamamatsu, con 3 *chips* de  $2048 \times 4176$  pixeles cada uno, que representan un campo de  $15 \mu\text{m}^2$  ( $6266 \times 4176$  pixeles), en Junio del 2014. Cada espectrógrafo posee varias redes de difracción que permiten alcanzar un poder resolvente  $R^2$  de hasta  $\sim 4400$  (para una ranura de  $0.5''$ ). Las características de estos telescopios y de los espectrógrafos GMOS, sumado a la disponibilidad de los instrumentos, de  $\sim 40$  horas por telescopio y por semestre para observadores Argentinos, los convierten en herramientas ideales para el estudio de los sistemas binarios con estrellas de neutrones o agujeros negros, dado que esta clase de objetos son normalmente débiles ( $V > 15$ ).

---

<sup>2</sup>  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$



## ABUNDANCIAS QUÍMICAS DE LA COMPAÑERA VISIBLE DEL AGUJERO NEGRO BINARIO V<sub>4641</sub> SGR

---

### 4.1 INTRODUCCIÓN

El sistema binario con agujero negro V<sub>4641</sub> Sgr (XTE J1819–254), fue descubierto simultáneamente por los telescopios *BeppoSAX* (in 't Zand et al., 1999) y *Rossi X-ray Timing Explorer* (Markwardt et al., 1999), durante un *outburst* en rayos X, con una intensidad que varió entre 1 y 80 mCrab<sup>1</sup> (2–10 keV), y un pico de  $\sim 8.8$  magnitudes en la banda V (Stubbings et al., 1999), en Febrero de 1999. La fuente fue detectada en radio, en Septiembre de 1999 (Hjellming et al., 2000), poco después de otros dos *outbursts* de rayos X. Estas observaciones evidenciaron la presencia de un jet expandiéndose a muy grandes velocidades, con un movimiento propio de  $\sim 0.22 - 1$  segundos de arco por día, lo que convierte a la fuente en uno de los pocos micro-cuásares<sup>2</sup> con radio jets relativistas bien resueltos.

V<sub>4641</sub> Sgr presenta algunas características que lo diferencian de los demás LMXBs (del inglés, *Low-Mass X-ray Binaries*; ver Capítulo 5 para más detalles). La estrella compañera del agujero negro es la más masiva, brillante y azul de las estrellas compañeras de todos los LMXBs. Es ópticamente brillante en inactividad ( $V \sim 13.7$ ) (Orosz et al., 2001), es decir cuando el objeto compacto no se encuentra acretando, en comparación con las magnitudes normales en inactividad para esta clase de objetos ( $V > 15$ ). Además, los *outbursts* en rayos X no siguen el comportamiento general de estos sistemas transitorios: un aumento rápido de brillo y un decaimiento exponencial (Chen et al., 1997). En lugar de esto, los *outbursts* son repentinos y decaen con la misma velocidad. Por ejemplo, durante un *outburst* sufrido en Septiembre 1999, la fuente alcanzó 12.2 Crab en 8 horas y decayó a 0.1 Crab en menos de 2 horas (Smith et al., 1999). Este comportamiento sugiere que podrían existir objetos similares en nuestra Galaxia que pasaron desapercibidos al entrar en *outburst* debido a la debilidad y corta duración de los mismos (Chaty et al., 2003).

#### 4.1.1 Características generales del sistema

La contraparte óptica de este sistema es una estrella variable descubierta por Goranskij (1978). Goranskij et al. (2003) observaron que las curvas de luz en las bandas V y R de V<sub>4641</sub> Sgr están dominadas por variaciones elipsoidales de la estrella se-

<sup>1</sup> Crab es una unidad de medida de la intensidad de una fuente emisora de rayos X, definida como la intensidad de la Nebulosa del Cangrejo (*Crab Nebula*, en inglés) en rayos X. La conversión del Crab en otras unidades, depende del rango de energía considerado. En el rango de 2–10 keV,  $1 \text{ Crab} = 2.4 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

<sup>2</sup> Los micro-cuásares son una versión pequeña de los cuásares, objetos compactos rodeados de un disco de acreción, que emite rayos X debido a la alta temperatura producto de la fricción durante la acreción. Lo que diferencia a estos objetos de otras fuentes de rayos X es la emisión en ondas de radio, generada por partículas subatómicas moviéndose a la velocidad de la luz, que puede manifestarse como un jet, es decir un flujo de material saliente.

cundaria. Se ha determinado que la compañera óptica de la fuente es una estrella B<sub>0</sub>III tardía que evolucionó fuera de la secuencia principal, con una masa aproximada de entre 5.49 y 8.14  $M_{\odot}$  (Orosz et al., 2001). Estos autores midieron, además,  $T_{\text{eff}} = 10500 \pm 200$  K,  $\log g = 3.5 \pm 0.1$  y  $V_{\text{rot}} \sin i = 123 \pm 4$  km s<sup>-1</sup>, y estimaron que el objeto compacto en V4641 Sgr tiene una masa entre 8.73 y 11.7  $M_{\odot}$  y que el período del sistema es de 2.817 días. Recientemente, MacDonald et al. (2014) redefinieron algunos de estos parámetros, encontrando  $V_{\text{rot}} \sin i = 100.9 \pm 0.8$  km s<sup>-1</sup>, un ángulo de inclinación  $i = 72^{\circ}.3 \pm 4^{\circ}.1$ , y masas, para el agujero negro y la compañera óptica de  $M_{\text{BH}} = 6.4 \pm 0.6 M_{\odot}$  y  $M_2 = 2.9 \pm 0.4 M_{\odot}$ , respectivamente. Además, calcularon una distancia al sistema de  $6.2 \pm 0.7$  kpc y determinaron  $T_{\text{eff}} = 10250 \pm 300$  K. Por otro lado, Charles et al. (1999) reportaron la presencia de un fuerte viento.

#### 4.1.1.1 Estados ópticos activo y pasivo

Los parámetros del sistema binario, tales como función de masas, cociente de masas y ángulo de inclinación, se determinan durante los períodos de inactividad de estas fuentes. Para esto se asume que si el sistema se encuentra en inactividad en rayos X, no varía en las demás longitudes de onda tampoco. Sin embargo, algunos estudios (Cantrell et al., 2008, 2010) han demostrado que esto no es siempre cierto, ya que hay sistemas que muestran variabilidad que no puede ser explicada con las variaciones elipsoidales. MacDonald et al. (2014) analizaron datos fotométricos a lo largo de 10 años y encontraron que V4641 Sgr presenta dos estados ópticos, pasivo y activo, durante el estado de inactividad en rayos X. El estado pasivo está dominado por variaciones elipsoidales y es estable en la forma y variabilidad de la curva de luz, mientras que el estado activo es más brillante y variable, probablemente debido a un incremento en la tasa de acreción. Estos estados pueden durar semanas o meses. La fuente pasa aproximadamente un 85 % de su tiempo en el estado de inactividad en rayos X, en el estado pasivo, y solo un 15 % en el estado activo.

#### 4.1.1.2 Distribución espectral de energía

Con el objetivo de caracterizar a la compañera visible en el sistema binario V4641 Sgr, realizamos un análisis de su distribución espectral de energía (SED, del inglés *Spectral Energy Distribution*). Lo que se busca es comparar la SED observada del objeto con la emisión de cuerpo negro que mejor se ajusta a los flujos y determinar si existe algún apartamiento o exceso, en particular en el infrarrojo, que pueda diferenciar a la compañera de aquellas estrellas aisladas del mismo tipo espectral. Se piensa que la presencia del objeto compacto en el sistema binario modifica el comportamiento del mismo y en particular, de la estrella visible, generando variaciones en sus parámetros.

Este objeto cuenta en la literatura con un número de flujos/magnitudes medidas adecuado como para cubrir la SED. Dada la variabilidad de la fuente, lo más adecuado para realizar este estudio sería contar con flujos obtenidos todos en la misma época. Sin embargo, la variabilidad afecta sobre todo a las longitudes de onda más cortas, por lo que el presente análisis, que considera principalmente longitudes de onda infrarrojas, no se ve afectado sustancialmente por la misma.

Los flujos utilizados en la construcción de la curva se obtuvieron de algunas de las bases de datos que se encuentran en el sitio web del *VizieR Photometry viewer*<sup>3</sup>. Utilizamos principalmente datos de WISE (del inglés, *Wide-field Infrared Survey Explorer*), 2MASS (del inglés, *Two Micron All-Sky Survey*), DENIS (del inglés, *DEep Near Infrared Survey*), VVV (del inglés, *VISTA Variables in the Via Lactea Survey*), SPM4 (del inglés, *Yale/San Juan Southern Proper Motion Catalog 4*, Girard et al., 2011) y del *All-sky catalog of solar-type dwarfs* (Nascimbeni et al., 2016). En diversos trabajos (ver, por ejemplo, Kennedy & Wyatt, 2012) se ha observado que los flujos correspondientes a la banda 4 de WISE,  $W_4$  (22  $\mu\text{m}$ ), corresponden a emisión difusa galáctica o extragaláctica, o están contaminados por ella. Dado que para nuestra fuente solo el flujo correspondiente a esta banda se aparta significativamente de los demás, decidimos descartarlo ante la posibilidad de que no corresponda a la fuente.

A la curva observada le ajustamos un cuerpo negro correspondiente a una estrella aislada de diferentes temperaturas y determinamos cuál de ellas ajusta mejor las observaciones. La Figura 42 muestra la SED de V4641 Sgr, junto con las curvas de cuerpo negro correspondientes a  $T_{\text{eff}} = 8000$  K (curva roja) y  $T_{\text{eff}} = 10500$  K (curva azul). Como vimos anteriormente, en la literatura se encuentra una temperatura de 10500 K (Orosz et al., 2001) para este objeto. Al ajustar a los datos un cuerpo negro de 10500 K, observamos que el ajuste es bueno, sin embargo, el cuerpo negro de 8000 K ajusta los datos con una mejor aproximación. Se observa en el gráfico que la fuente no presenta exceso alguno.

Se encuentran en la literatura diversos trabajos en los que se analizan las SEDs de las compañeras visibles en sistemas binarios con objetos compactos. Gelino et al. (2010), por ejemplo, estudian las SEDs de 5 compañeras visibles de agujeros negros estelares, encontrando excesos en el infrarrojo medio para dos de ellas. Esto nos demuestra que en este tipo de sistemas los excesos pueden presentarse o no. Para los casos donde se observan excesos, existen diferentes escenarios para explicar los mismos: un disco de acreción, material circumbinario o emisión no térmica de un jet, son algunos de ellos. La no detección de excesos en nuestra fuente llama la atención, dado que la misma, tal como mencionamos anteriormente, posee un jet. En cualquier caso, los excesos reflejan la existencia de estructuras en estos sistemas generadas por la presencia del objeto compacto, que podrían modificar los parámetros de las compañeras visibles y del propio sistema, en comparación con estrellas aisladas de los mismos tipos espectrales.

#### 4.1.1.3 Actividad de V4641 Sgr en rayos X

V4641 Sgr es un sistema binario que ha presentado una intensa actividad desde su descubrimiento como fuente emisora de rayos X. Después de la variabilidad en rayos X sufrida por la fuente en Febrero de 1999, lo que dió lugar a su descubrimiento como LMXB transitoria, la misma experimentó en Septiembre del mismo año un *outburst* que alcanzó un pico de 4.5 Crab y otro de 12.2 Crab de intensidad, tal como se mencionó anteriormente, en la banda 2 – 12 keV (Stubbings et al., 1999). La Figura 43 muestra una imagen óptica de la fuente durante el principio del *outburst* (panel izquierdo) y una durante su máximo (panel derecho, Uemura et al.,

<sup>3</sup> <http://vizier.u-strasbg.fr/vizier/sed/>

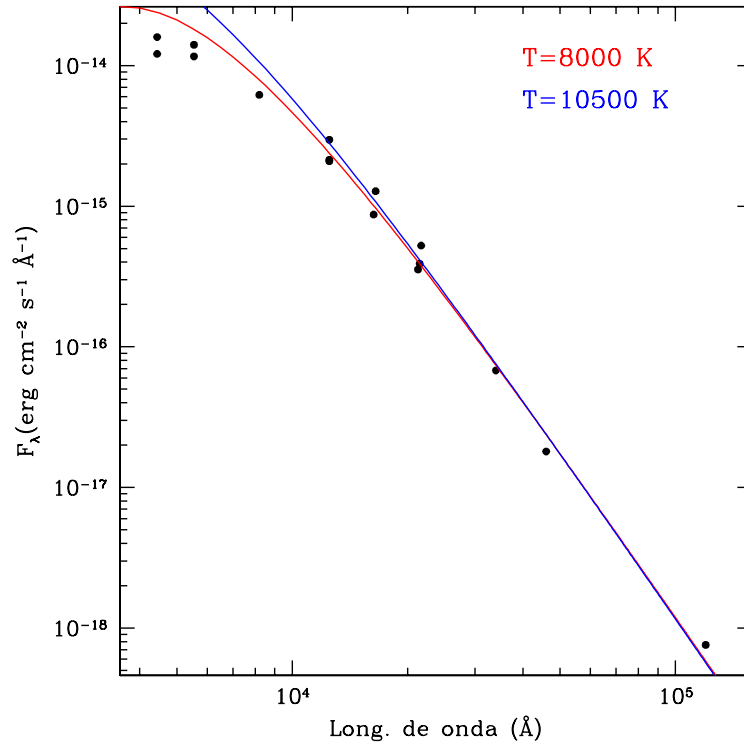


Figura 42: SED de V4641 Sgr. Las líneas roja y azul representan los ajustes de cuerpo negro para temperaturas de 8000 y 10500 K, respectivamente.

2002). Claramente, puede apreciarse la diferencia en el brillo óptico ( $\sim 3$  mag) entre ambas imágenes. La fuente volvió a la actividad en rayos X en Mayo del 2002, cuando alcanzó picos de 4.5 mCrab y 10 mCrab (2 – 10 keV, [Markwardt & Swank, 2002](#)) y en Agosto del 2003, cuando presentó erupciones que alcanzaron los 100 mCrab ([Bailyn et al., 2003](#)). En la Figura 44 se graficaron las intensidades de los diferentes *outbursts* sufridos por la fuente a lo largo de los años, después del intenso *outburst* de Septiembre de 1999, mencionado. En Julio del 2004, V4641 Sgr nuevamente entró en actividad, con flujos que llegaron a los 8.2 mCrab (2 – 10 keV, [Swank, 2004](#)). La fuente sufrió otro *outburst* en Junio del 2005 ([Swank et al., 2005](#)) y otro más en Julio del 2007 ([Cackett & Miller, 2007](#)), más débiles que los experimentados anteriormente. Otros dos *outbursts* débiles, ocurrieron en Octubre del 2008 ([Yamaoka et al., 2008](#)), donde la fuente presentó una intensidad de  $\sim 0.6 - 0.7$  mCrab (0.3 – 10 y 2 – 10 keV), y entre Julio y Septiembre del 2010 ([Yamaoka & Nakahira, 2010](#); [Yamaoka et al., 2010b](#)), donde la intensidad fue de 1 – 3 mCrab (2 – 10 keV). Sin embargo, este último período de variabilidad evolucionó hacia uno más intenso, alcanzando 9 mCrab (2 – 10 keV) hacia finales de Septiembre ([Yamaoka et al., 2010a](#)). En Junio del 2014, se detectó nueva actividad de la fuente en rayos X ([Tachibana et al., 2014](#)), cuando la misma sufrió dos *outbursts* con intensidades de 32 y 22 mCrab (2 – 4 y 4 – 10 keV, respectivamente). Finalmente, el último período de actividad de V4641 Sgr se detectó en Julio del 2015 ([Yoshii et al., 2015](#); [Altamirano et al., 2015](#)). En esta oportunidad, la fuente alcanzó intensidades de 17.3 y 26.9 mCrab, en los rangos de 2 – 4 y 4 – 10 keV, respectivamente.

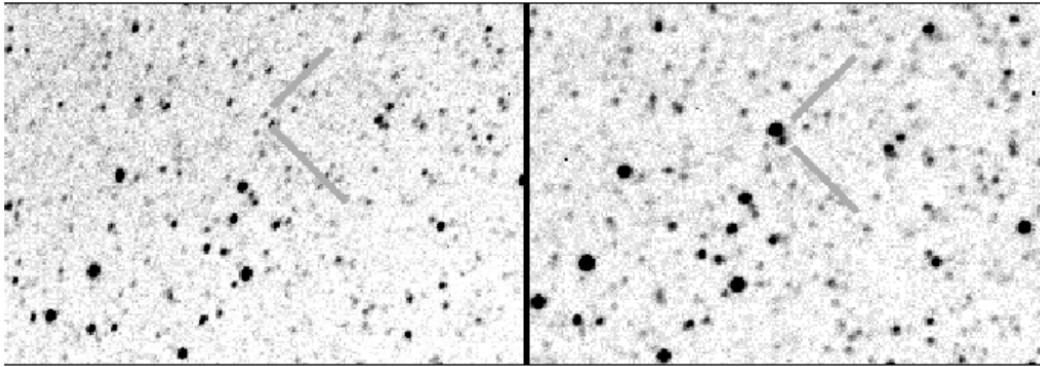


Figura 43: Imágenes ópticas sin filtro de V4641 Sgr, obtenidas durante el principio del *outburst* de Septiembre de 1999 (panel izquierdo) y durante su máximo (panel derecho; Figura obtenida de [Uemura et al., 2002](#)).

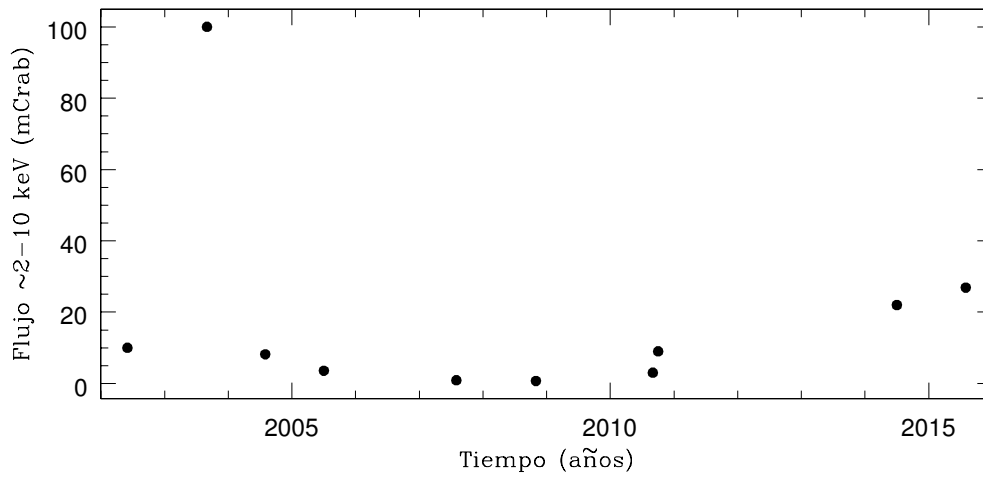


Figura 44: Intensidad de los *outbursts* en rayos X sufridos por la fuente V4641 Sgr en función del tiempo, para el período comprendido entre el 2002 y el 2015. Los flujos, en la banda de  $\sim 2 - 10$  keV, se encuentran en unidades de mCrab.

#### 4.1.2 Revisión de los estudios de abundancias químicas en V4641 Sgr

Orosz et al. (2001), realizaron un análisis de la estrella secundaria usando espectros de mediana resolución ( $R \sim 1200\text{--}7700$ ) para estimar abundancias químicas de varios elementos. Encontraron sobreabundancias de N, O, Mg, Ca y Ti, y abundancia solar para el Si. Sin embargo, señalaron que para establecer anomalías en las abundancias, son necesarios datos de mayor resolución y mejores modelos. Sadakane et al. (2006), también realizaron un estudio de la composición química de V4641 Sgr, pero utilizando espectros de alta resolución ( $R \sim 40000$ ). Tras el análisis de abundancias de 10 elementos, encontraron sobreabundancias en dos de ellos: N y Na. De la comparación de las líneas de los otros 8 elementos (C, O, Mg, Al, Si, Ti, Cr y Fe) con espectros de estrellas de referencia observadas en la misma noche y con la misma configuración instrumental, concluyeron que no hay diferencias, por lo que V4641 Sgr presenta abundancias solares para estos elementos, al igual que las estrellas de referencia. Estos autores estudiaron también diferentes escenarios de formación del objeto compacto, para explicar las abundancias observadas, y determinaron que la progenitora del agujero negro fue una estrella de secuencia principal de  $\sim 35 M_{\odot}$ , y que después de transformarse en una estrella de He de  $\sim 10 M_{\odot}$ , atravesó una explosión “oscura” que eyectó solamente una capa externa rica en N y Na, de la estrella de He, sin  $^{56}\text{Ni}$  radiactivo.

#### 4.2 OBSERVACIÓN Y REDUCCIÓN

El 13 de Agosto del 2013 obtuvimos espectros de ranura larga de V4641 Sgr con el espectrógrafo GMOS, montado en el telescopio Gemini Norte, bajo el programa GN-2013B-Q-12. Cuatro espectros de 300 segundos de exposición, dos centrados en  $5400 \text{ \AA}$  y dos en  $6800 \text{ \AA}$  para evitar los intervalos vacíos del CCD, se tomaron utilizando la red B1200 ( $1200 \text{ l/mm}$ ), una ranura de  $0.5''$  y un *bineado* de  $1 \times 1$ . Esta configuración permitió alcanzar una resolución intermedia  $R \sim 3700$  y un cubrimiento del rango espectral comprendido entre  $4700$  y  $7500 \text{ \AA}$ . El *seeing* en el momento de la observación fue de  $0.6''$ . Se observó además una lámpara CuAr (cobre-argón) para cada configuración, inmediatamente antes o después de cada espectro de ciencia, para realizar la calibración en longitud de onda.

Para reducir los espectros se usaron las tareas del paquete GMOS, dentro del paquete de Gemini v1.13 para el software de reducción IRAF. Se aplicaron las tareas *gbias* y *gsflat* para construir los *bias* y los *flats*, respectivamente, y se utilizó la tarea *gsreduce* para aplicar estas correcciones a los espectros. Las tareas *gswavelength* y *gs-transform* permitieron la calibración en longitud de onda de los espectros, mientras que *gqecorr*, *gscrrej* y *gsskysub*, se utilizaron para corregir los espectros por eficiencia cuántica, eliminar rayos cósmicos y extraer las líneas de cielo, respectivamente. Finalmente, se extrajeron los espectros utilizando la tarea *gsextract*. Con el objetivo de aumentar la relación señal-ruido (S/N), se combinaron los cuatro espectros para obtener un espectro final con S/N de  $\sim 270$  en  $\sim 4750 \text{ \AA}$ ,  $\sim 345$  en  $\sim 6050 \text{ \AA}$  y  $\sim 380$  en  $\sim 6800 \text{ \AA}$ . El ajuste del continuo se realizó con la tarea *splot* de IRAF. Utilizando las líneas del H como referencia ( $H_{\alpha}$  y  $H_{\beta}$ ) y un modelo estelar con una temperatura  $T_{\text{eff}} = 10500 \text{ K}$  y  $\log g = 3.5$  (Orosz et al., 2001), se corrigió el espectro final por el movimiento de velocidad radial, llevándolo a velocidad cero. Debido

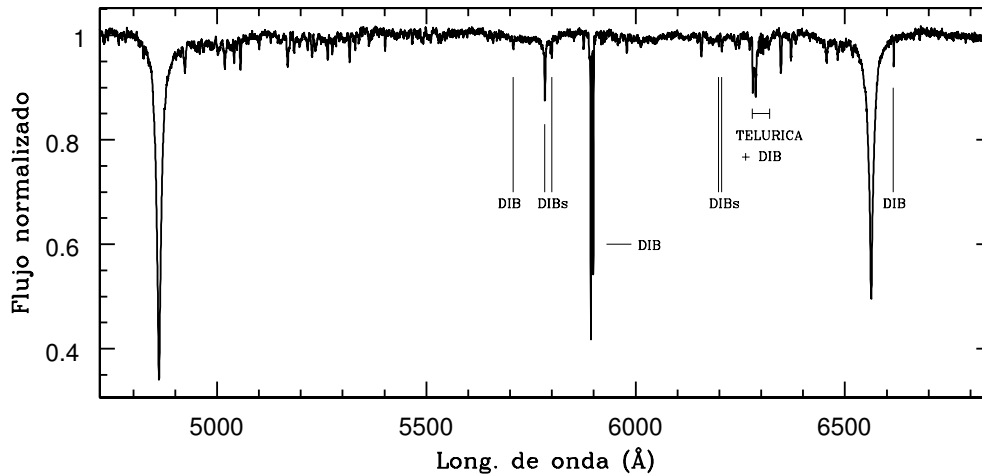


Figura 45: Espectro observado de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr.

a la presencia de líneas de origen telúrico en la región comprendida entre 6850 y 7500 Å, el espectro final fue recortado de manera de conservar la región espectral entre 4700 y 6850 Å. En la Figura 45 se muestra el espectro de V4641 Sgr, donde se señalaron algunas líneas del medio interestelar conocidas, denominadas *DIBs* (del inglés *Diffuse Interstellar Bands*), las cuales se encuentran listadas en [Herbig \(1995\)](#).

#### 4.3 ANÁLISIS DE ABUNDANCIAS QUÍMICAS

Con el fin de determinar posibles diferencias en las abundancias de la estrella observada con respecto a las solares para una estrella del mismo tipo espectral, se trabajó con la técnica de síntesis espectral. Este método permite simular la radiación emitida por una estrella con determinados parámetros estelares y abundancias químicas iniciales, generando un espectro sintético. Para obtener el espectro sintético se utilizaron los códigos ATLAS9 ([Castelli & Kurucz, 2004](#)), que calcula la energía radiada por la estrella del modelo que ingresamos, y SYNTHE ([Kurucz & Avrett, 1981](#)), que transforma esa energía radiada en un espectro, junto con un modelo de atmósfera estelar de [Kurucz \(2005\)](#), con una temperatura efectiva, gravedad superficial y velocidad de rotación iguales a las de la estrella observada.

Con el objetivo de llevar a cabo una comparación de nuestro análisis con los realizados por [Orosz et al. \(2001\)](#) y [Sadakane et al. \(2006\)](#), decidimos utilizar en estos cálculos los parámetros determinados por [Orosz et al.](#) en lugar de los actualizados por [MacDonald et al.](#). Además, consideramos que estos últimos no difieren en gran medida de los primeros. Tal como se mencionó anteriormente, [Orosz et al.](#) calcularon  $T_{\text{eff}} = 10500 \pm 200$  K, a partir de la intensidad de la línea de He I ( $\lambda 4024$ ), y un valor  $\log g = 3.5 \pm 0.1$ , a partir de los anchos de las líneas de Balmer, ambos parámetros consistentes con los determinados por [Sadakane et al.](#). Por otro lado, si bien los valores de  $V_{\text{rot}} \sin i$  determinados por ambos autores difieren, usamos para nuestro análisis  $123 \pm 4$  km s $^{-1}$ , el valor calculado por [Orosz et al.](#), ya que los autores ajustaron el espectro completo para determinarlo, en lugar de utilizar solo el perfil de la línea de Mg II ( $\lambda 4481$ ) como lo hacen [Sadakane et al.](#). Además, la

resolución de los datos de Orosz et al.,  $R \sim 1200 - 7700$  es más consistente con la de nuestros datos que la de Sadakane et al.,  $R \sim 40000$ . En el análisis se asumió, además, velocidad de microturbulencia nula.

Para identificar las líneas espectrales se utilizaron las tablas de líneas de Moore<sup>4</sup> (Moore, 1945). A continuación se detalla el procedimiento llevado a cabo en el cálculo del espectro sintético. En primer lugar se utilizó el modelo de atmósfera estelar de Kurucz<sup>5</sup>, con los mismos parámetros que nuestra estrella, y las abundancias solares como entrada de ATLAS9, y la salida de éste como entrada de SYNTHE. Esto generó el espectro sintético de una estrella con los mismos parámetros que la compañera óptica en el sistema V4641 Sgr, pero con abundancias solares. Al comparar este espectro con nuestro espectro observado, se identificaron las líneas que necesitaban ser ajustadas y se las asoció a sus correspondientes elementos químicos utilizando las tablas de Moore. Para esto se utilizó un criterio personal, el cual se describirá a continuación para una de las líneas, a modo de ejemplo. Se observa una línea en el espectro con centro en  $\sim 5041 - 5042 \text{ \AA}$ , pero como la velocidad de rotación de la estrella es alta, las líneas están ensanchadas, entonces buscamos en la Tabla Moore las líneas comprendidas en un rango mayor, entre  $\sim 5039$  y  $5044 \text{ \AA}$ . De todas las líneas que aparecen en ese rango, las que tienen menor multiplicidad y que es probable que aparezcan en el espectro de nuestra estrella son Ti I, Si II y Fe I. También el C I podría ser bastante probable, pero como no hay registros en estudios anteriores de la presencia de este elemento en nuestra estrella, entonces lo descartamos. Tomando nota de la línea y el multiplete de cada uno de esos elementos probables, vamos a la primera parte de la Tabla Moore, donde se observan las intensidades de cada línea. Vemos que la línea en  $5041.063 \text{ \AA}$  de Si II, con multiplete 5, tiene una intensidad de 8, que es relativamente alta en comparación con la máxima intensidad de los primeros multipletes (de  $\sim 10$ ). La línea de Ti I en  $5039.959 \text{ \AA}$ , del multiplete 5, presenta una intensidad de 22, mayor que las intensidades de los primeros multipletes de este elemento. Sin embargo, se observan intensidades incluso mayores para otros multipletes. Por otro lado, la línea en  $5040.642 \text{ \AA}$ , también de Ti I pero del multiplete 38, presenta una intensidad de tan solo 6, por lo que es poco probable que la línea que observamos en el espectro se deba al Ti. Finalmente, vemos que la línea en  $5041.074 \text{ \AA}$  de Fe I, del multiplete 16, presenta una intensidad de 7, mientras que la línea en  $5041.759 \text{ \AA}$ , también de Fe I pero del multiplete 36, muestra una intensidad de 10. Ambos valores son muy pequeños en comparación con las intensidades que muestran otras líneas del Fe. Entonces, concluimos que la línea se debe al Si y, de hecho, observamos claramente cómo varía la intensidad de la línea al modificar la abundancia de Si en el modelo. Una vez que se identificaron todas las líneas intensas del espectro, se repitió todo el procedimiento cuantas veces fuese necesario, manteniendo el modelo de atmósfera inicial, pero modificando las abundancias de cada elemento una por una, hasta obtener un ajuste satisfactorio del espectro observado completo.

<sup>4</sup> <http://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/Legacy/TN/nbtechnicalnote36.pdf>

<sup>5</sup> Los modelos de atmósferas de Kurucz consideran que existe equilibrio termodinámico local (LTE, del inglés *Local Thermodynamic Equilibrium*) en la atmósfera de la estrella. Sin embargo, en estrellas tempranas, los efectos NLTE (del inglés *Non-Local Thermodynamic Equilibrium*) se pueden volver importantes. Dado que la estrella en nuestro sistema, con una temperatura efectiva de  $10500 \text{ K}$ , se encuentra al límite de lo que se considera una estrella temprana, creemos que, en primera aproximación, los modelos LTE resultan adecuados para la determinación de abundancias.



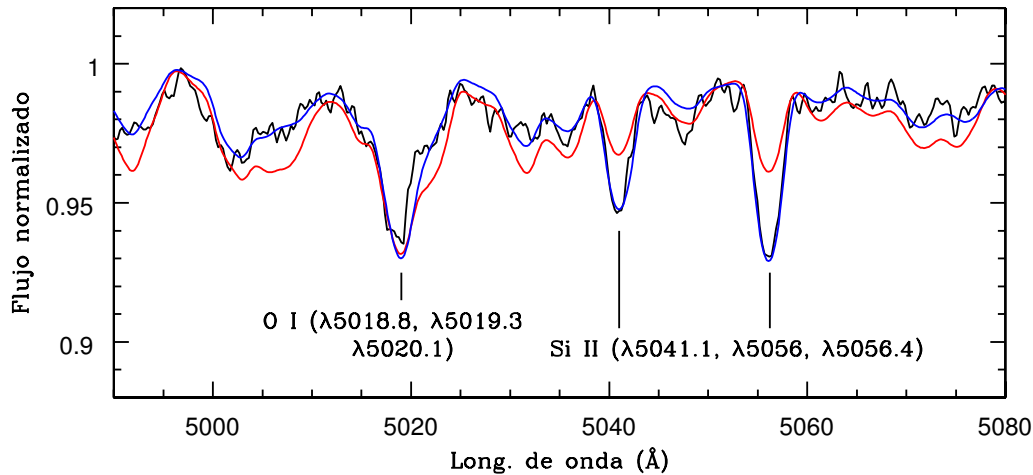


Figura 46: Fragmento del espectro de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr, comprendido entre 4990 y 5080 Å; en negro se muestra el espectro observado, en azul el espectro sintético y en rojo el espectro sintético de una estrella del mismo tipo espectral pero con abundancia solar.

#### 4.4 RESULTADOS

En las Figuras 46, 47, 48, 49 y 50 se observan en detalle diferentes fragmentos del espectro obtenido; en negro se muestra el espectro observado, en azul el espectro sintético ajustado y en rojo el espectro sintético de una estrella con la misma temperatura efectiva, gravedad superficial y velocidad de rotación que la estrella observada, pero con abundancia solar. Se han señalado en los espectros algunas de las líneas ajustadas, correspondientes al N, O, Mg, Si, Cr y Fe. En general, las líneas se observan solapadas debido a un ensanchamiento producido por la alta velocidad de rotación de la compañera visible, por lo que al modificar la abundancia de un elemento para ajustar una línea determinada, pueden cambiar los ajustes realizados a otras líneas debido a contribuciones de ese mismo elemento. Esto dificulta el ajuste de todas las líneas de un elemento particular y, por ende, la determinación de abundancias. Sin embargo, se ajustaron las diferentes líneas del espectro considerando los elementos que contribuyen en mayor medida en cada una de ellas.

En la Figura 50 se observa que las líneas de N alrededor de los  $\sim \lambda 6483$  Å se lograron ajustar bastante bien, encontrando este elemento sobreabundante en un factor de  $1.19 \text{ dex}^6$ . Este resultado es consistente con los reportados por Orosz et al.,  $1.0 \text{ dex}$  y Sadakane et al.,  $0.8 \text{ dex}$  para el N, quienes, como ya se mencionó, realizaron estudios de sobreabundancias químicas de la compañera visible del sistema binario V4641 Sgr, similares al nuestro.

Por otro lado, las líneas de O observadas en las Figuras 46, 48, 49 y 50, en  $\sim \lambda 5019$  Å,  $\sim \lambda 5330$  Å,  $\lambda 5958.5$  Å y  $\sim \lambda 6456$  Å, respectivamente, también se ajustaron adecuadamente. Sin embargo, no se logró un buen ajuste para la línea de O I en  $\sim \lambda 6157$  Å (ver Figura 49). Concluimos que el O es también sobreabundante en

<sup>6</sup> Del inglés, *decimal exponent*, es la unidad en valores de la escala de  $\log_{10}$ .

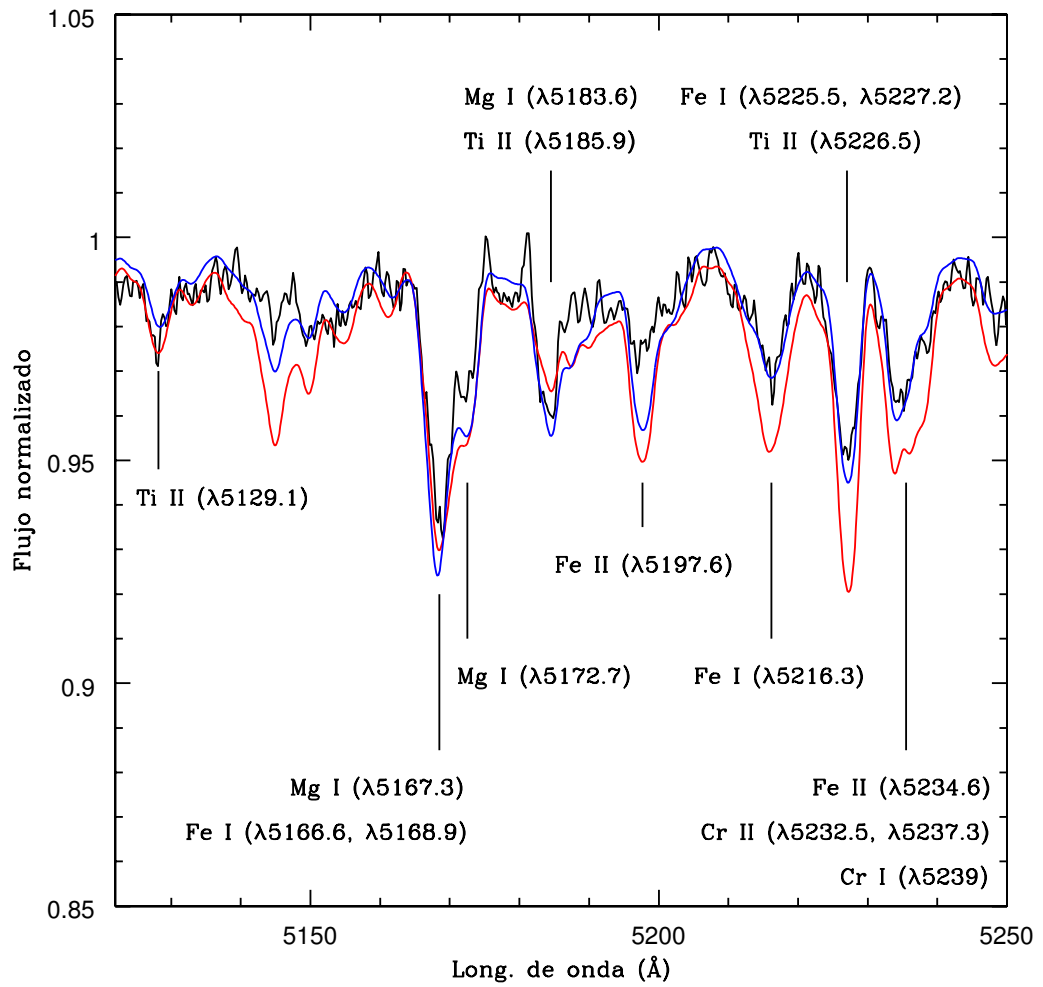


Figura 47: Igual que la Figura 46, pero para el intervalo espectral comprendido entre 5120 y 5250 Å.

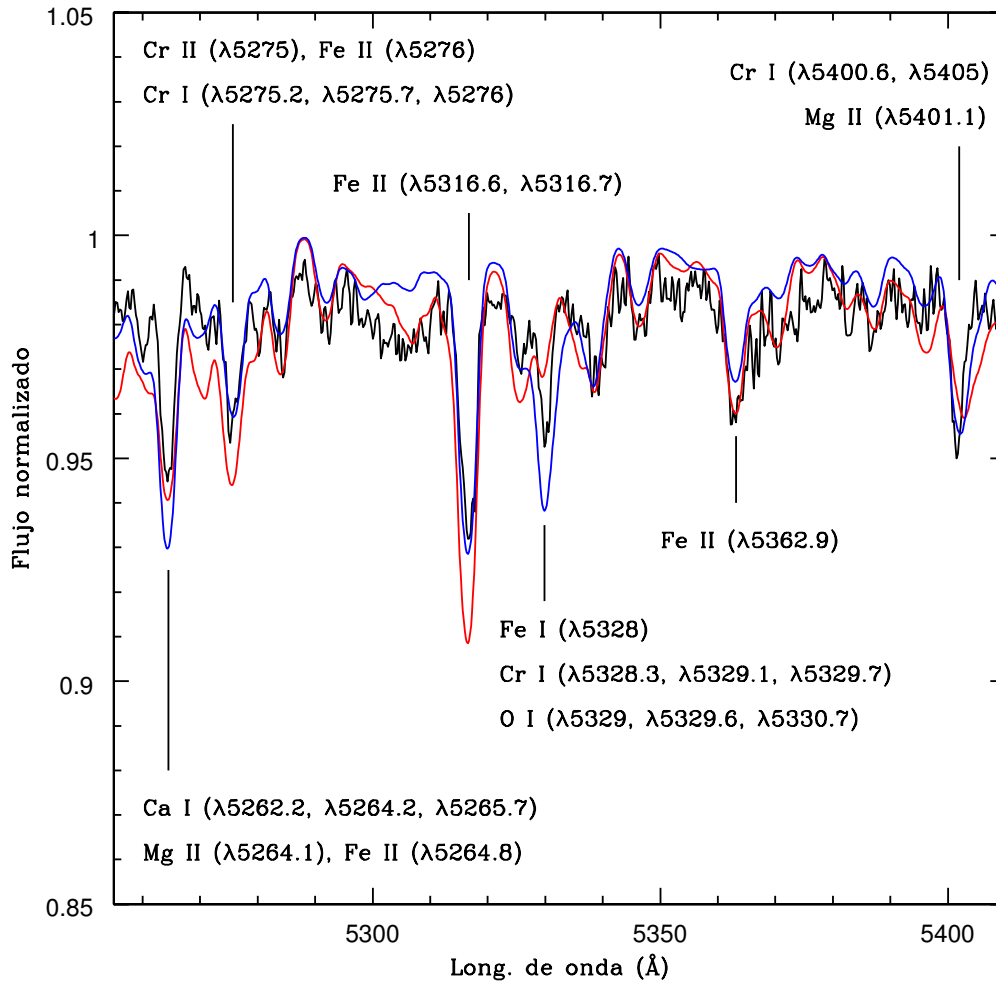


Figura 48: Igual que la Figura 46, pero para el intervalo espectral comprendido entre 5255 y 5410 Å.

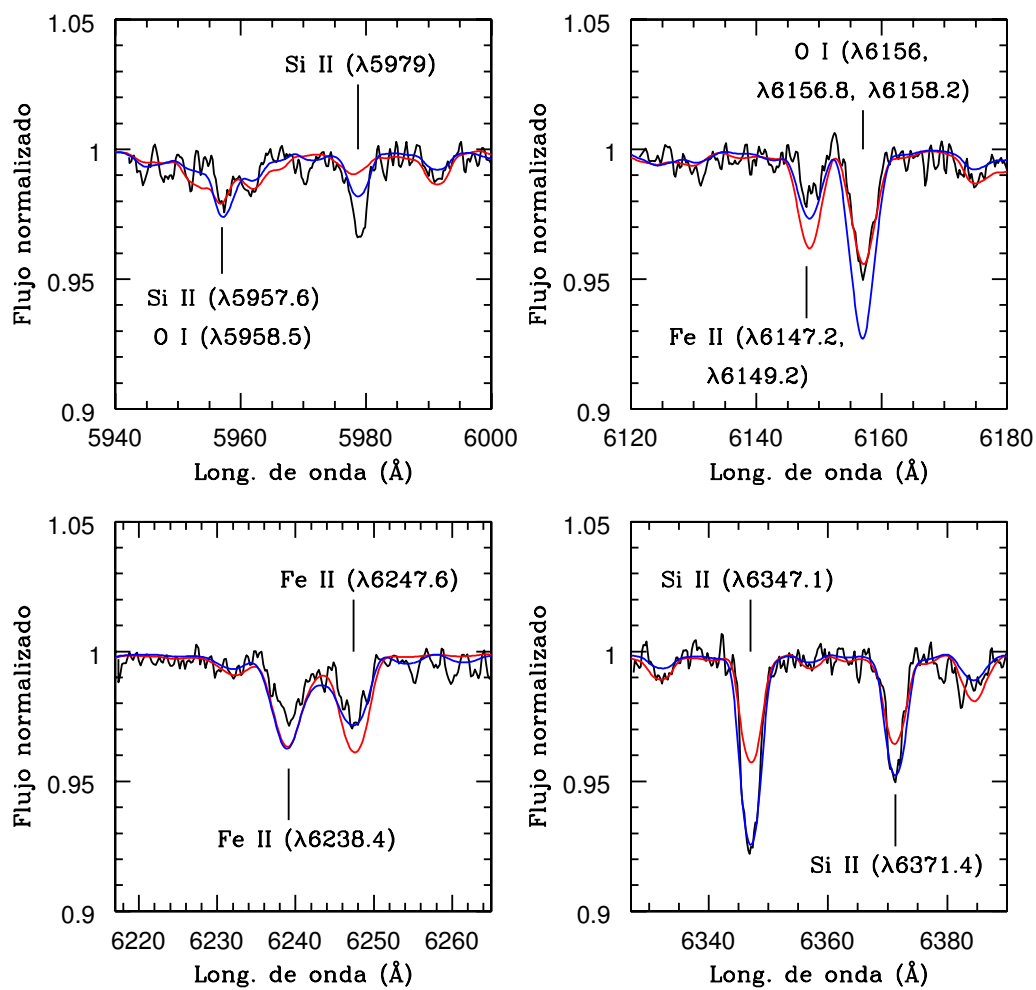


Figura 49: Igual que la Figura 46, pero para los intervalos espectrales comprendidos entre 5940 y 6000 Å, 6120 y 6180 Å, 6217 y 6265 Å y 6325 y 6390 Å.

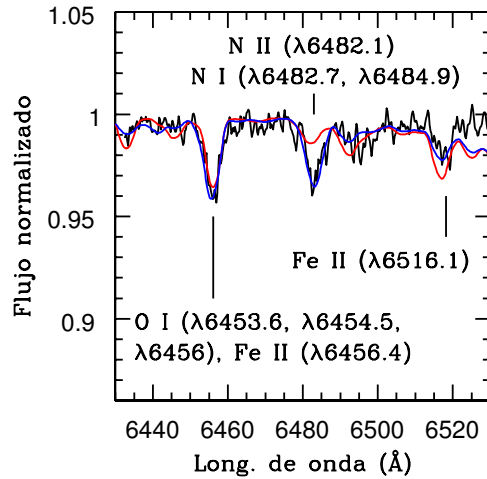


Figura 50: Igual que la Figura 46, pero para el intervalo espectral comprendido entre 6430 y 6530 Å.

0.61 dex. Este resultado es consistente con el de [Orosz et al.](#), 0.48 dex, pero no con el de [Sadakane et al.](#), quienes encontraron abundancia solar para el O.

Al analizar las líneas correspondientes al Si encontramos que, al igual que para el O, las mismas se ajustaron correctamente para  $\lambda 5041.1$  Å,  $\sim \lambda 5056$  Å (ver Figura 46),  $\lambda 5957.6$  Å,  $\lambda 6347.1$  Å y  $\lambda 6371.4$  Å, pero no para  $\lambda 5979$  Å (Figura 49). Concluimos, entonces, que el Si es sobreabundante en 0.69 dex. En este caso, nuestro resultado no coincide con los reportados por [Orosz et al.](#) y [Sadakane et al.](#), quienes encontraron abundancia solar para el Si.

El Mg, si bien aparece siempre solapado con otras líneas, como se observa en la Figura 47 para las líneas  $\lambda 5167.3$  Å,  $\lambda 5172.7$  Å y  $\lambda 5183.6$  Å, y en la Figura 48 para las líneas  $\lambda 5264.1$  Å y  $\lambda 5401.1$  Å, se logró ajustar satisfactoriamente, revelando una sobreabundancia de 0.76 dex. Nuevamente, el resultado es consistente con la sobreabundancia encontrada por [Orosz et al.](#), 0.85 dex para el Mg, pero no con la abundancia solar reportada por [Sadakane et al.](#)

El Cr es otro elemento que aparece siempre solapado, tal como se observa en las figuras 47, para la línea  $\sim \lambda 5235$  Å, y 48, para las líneas  $\sim \lambda 5275$  Å,  $\sim \lambda 5329$  Å y  $\sim \lambda 5401$  Å, motivo por el cual fue de los últimos en ser ajustado. También para este elemento se logró un ajuste satisfactorio pero, a diferencia de lo que sucedió para los elementos ajustados previamente, en este caso se encontró una subabundancia de 0.63 dex. Este resultado difiere del encontrado por [Sadakane et al.](#), quienes también reportaron abundancia solar para el Cr.

Finalmente, el Fe aparece a lo largo de todo el espectro observado, tal como puede apreciarse en las Figuras mencionadas anteriormente, y fue existosamente ajustado, revelando una subabundancia de 0.33 dex. Al igual que para el Cr, [Sadakane et al.](#) reportaron abundancia solar para el Fe, difiriendo con nuestros resultados.

En la Figura 47 se señalaron algunas líneas de Ti ( $\lambda 5129.1$ ,  $\lambda 5185.9$  y  $\lambda 5226.5$  Å), sin embargo, este elemento no fue modificado, ya que la abundancia solar pare-

ce ajustar las líneas satisfactoriamente. No obstante, [Orosz et al.](#) reportaron una sobreabundancia de 1 dex para este elemento.

Desafortunadamente, dada la baja resolución de nuestro espectro, las líneas del doblete de Na ubicadas en  $\sim 5890 \text{ \AA}$  correspondientes al espectro observado, se superponen con las intensas líneas interestelares del doblete, por lo que no fue posible analizar la abundancia de este elemento. Las abundancias determinadas para el espectro observado se resumen en la Tabla 3. La primera columna muestra el elemento ajustado, la segunda columna las abundancias determinadas ( $[X/H]$ ), la tercera columna presenta las abundancias solares obtenidas de [Anders & Grevesse \(1989\)](#) y la cuarta columna, las abundancias determinadas relativas a las solares. La quinta columna muestra cuántas veces más (+) o menos (−) abundante es un elemento con respecto a las abundancias solares. En las demás columnas se listan los errores en la determinación de las abundancias. Para estimar los errores en la medición de las abundancias ( $\Delta_\sigma$ ) realizamos el ajuste de diferentes líneas, modificando las abundancias del mejor valor, hasta determinar el límite en que el ajuste deja de ser aceptable. Luego promediamos los valores de los errores encontrados y determinamos un valor de 0.15 dex. Los errores debidos a la incerteza en los valores de temperatura efectiva, gravedad superficial y velocidad de rotación ( $\Delta_{T_{\text{eff}}}$ ,  $\Delta_{\log g}$  y  $\Delta_{v_{\text{el}}}$ , respectivamente) se calcularon considerando diferencias de 250 K en la temperatura efectiva, 0.5 en la gravedad superficial y un valor  $V_{\text{rot}} \sin i = 101 \text{ km s}^{-1}$ , de acuerdo al valor encontrado por [MacDonald et al. \(2014\)](#), para la velocidad de rotación. El error total que se observa en la última columna de la Tabla 3, se calculó usando la siguiente expresión:  $\Delta[X/H] = \sqrt{\Delta_\sigma^2 + \Delta_{T_{\text{eff}}}^2 + \Delta_{\log g}^2 + \Delta_{v_{\text{el}}}^2}$ . Por otro lado, en la Tabla 4 se muestran nuevamente las abundancias relativas (en la última columna), en comparación con los resultados de [Orosz et al.](#) y [Sadakane et al.](#)

Tabla 3: Abundancias químicas ( $[X/H]$ ) de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr.

Elem.(X)	$[X/H]$	$[X/H]_{\text{sol}}$	$[X/H]_{\text{rel}}$	Abundancia (x solar)	$\Delta_\sigma$	$\Delta_{T_{\text{eff}}}$	$\Delta_{\log g}$	$\Delta_{v_{\text{el}}}$	$\Delta[X/H]$
N	9.24	8.05	1.19	15.5	0.15	0.04	0.00	−0.05	0.16
O	9.54	8.93	0.61	4.0	0.15	0.05	0.05	−0.12	0.20
Mg	8.34	7.58	0.76	6.0	0.15	0.25	0.05	−0.30	0.42
Si	8.24	7.55	0.69	5.0	0.15	−0.05	0.05	−0.15	0.22
Ti	4.99	4.99	0.00	0.0	0.15	0.10	0.15	−0.10	0.25
Cr	5.04	5.67	−0.63	−4.0	0.15	0.05	0.07	−0.40	0.43
Fe	7.34	7.67	−0.33	−2.0	0.15	0.05	0.12	−0.17	0.26

#### 4.5 DISCUSIÓN

De nuestro análisis de abundancias de la compañera visible en el sistema binario V4641 Sgr, encontramos sobreabundancias de N y de algunos de los elementos del proceso  $\alpha$  (O, Mg y Si) en el espectro obtenido para este trabajo, mientras que elementos más pesados, como el Cr y el Fe, resultaron subabundantes. Además, encontramos abundancia solar para el Ti (otro de los elementos del proceso  $\alpha$ , ver Tabla 3). Un estudio análogo al desarrollado en este trabajo, fue llevado a

Tabla 4: Comparación de abundancias químicas ( $[X/H]$ ) de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr relativas al Sol.

Elem.(X)	Orosz et al.	Sadakane et al.	Este trabajo
N	1.00	0.80	1.19
O	0.48	0.00	0.61
Mg	0.85	0.00	0.76
Si	0.00	0.00	0.69
Ti	1.00	0.00	0.00
Cr	-	0.00	-0.63
Fe	-	0.00	-0.33

cabo previamente por otros dos autores sobre la misma fuente: [Orosz et al. \(2001\)](#) y [Sadakane et al. \(2006\)](#). Dada la gran variabilidad que ha presentado el sistema V4641 Sgr desde su descubrimiento, nos propusimos verificar si las abundancias reportadas persisten a pesar de dicha variabilidad. Las abundancias relativas a las solares reportadas por ambos trabajos, se observan en la Tabla 4, en comparación con las determinadas en nuestro estudio. [Orosz et al.](#) utilizaron en el análisis espectros de baja y media resolución ( $R \sim 1200 - 7700$ ), obtenidos entre Septiembre de 1999 y Agosto del 2000 con varios telescopios e instrumentos. Estos autores, además de reportar sobreabundancias de N, O, Ca (0.3 dex), Mg y Ti, en factores de 2 a 10 veces mayores con respecto a las solares, encontraron abundancia solar para el Si. Por otro lado, [Sadakane et al.](#) encontraron sobreabundancia de Na (0.8 dex) y abundancias solares de C y Al, además de sobreabundancia de N y abundancias solares de O, Mg, Si, Ti, Cr y Fe (ver Tabla 4). En este estudio se utilizaron espectros de alta resolución ( $R \sim 40000$ ), obtenidos con el telescopio Subaru y el espectrógrafo de alta dispersión HDS (del inglés, *High Dispersion Spectrograph*), en Mayo y Junio del 2005. Para una mejor visualización de los resultados, en la Figura 51 se graficaron las abundancias químicas como función del número atómico ( $Z$ ) para los resultados de [Orosz et al. \(2001\)](#), [Sadakane et al. \(2006\)](#) y los de este trabajo. Tanto en la Tabla 4 como en la Figura 51, se observa que los resultados obtenidos en nuestro análisis de abundancias químicas son consistentes con los de [Orosz et al.](#) con respecto a la sobreabundancia de N, O y Mg, pero difieren del mismo respecto a las abundancias de Si, para el cual nosotros encontramos sobreabundancia y ellos abundancia solar, y Ti, para el cual reportamos abundancia solar mientras que ellos encontraron sobreabundancia. Por otro lado, nuestros resultados coinciden con los de [Sadakane et al.](#) solo con respecto a la sobreabundancia de N y la abundancia solar de Ti. Para los demás elementos, los autores reportaron abundancias solares, mientras que nosotros encontramos sobreabundancias (O, Mg y Si) y subabundancias (Cr y Fe).

Las diferencias observadas probablemente se deben, tal como mencionamos anteriormente, a la variabilidad que caracteriza a estas estrellas y, en particular, al sistema V4641 Sgr. Durante los últimos  $\sim 50$  años se han reportado variaciones repetitivas, de  $\sim 1$  mag, con intervalos de unos pocos años, como así también cambios repentinos de varias magnitudes correspondientes a erupciones en rayos X

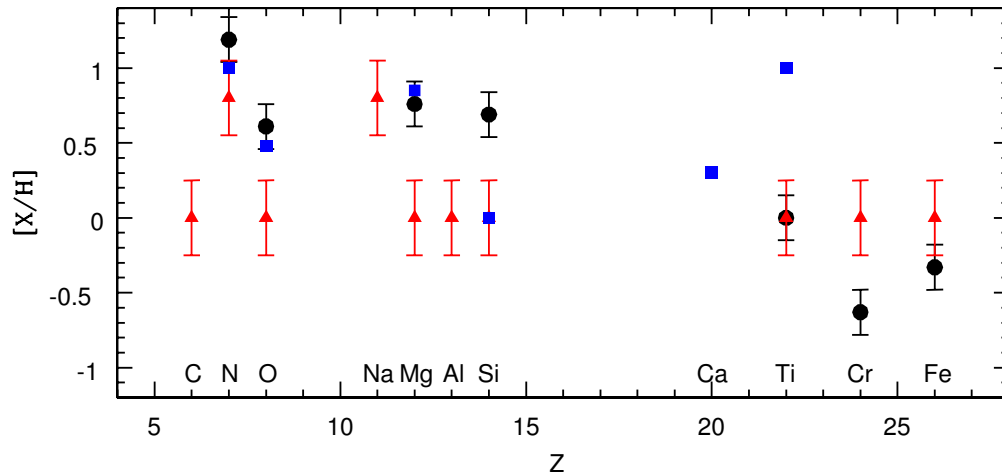


Figura 51: Abundancias químicas de la estrella compañera en el sistema V4641 Sgr para los resultados de Orosz et al. (2001, cuadrados azules), Sadakane et al. (2006, triángulos rojos) y los de este trabajo (círculos negros).

(Barsukova et al., 2014). Tanto las observaciones de Orosz et al., como las de Sadakane et al., fueron realizadas en épocas cercanas a una erupción, mientras que las presentes observaciones, realizadas en el año 2013, corresponden a un período de relativa baja actividad. Se ha demostrado, además, que estos sistemas presentan variabilidad en longitudes de onda ópticas e infrarrojas, incluso en los períodos de inactividad en rayos X, que no puede explicarse simplemente a partir de las variaciones elipsoidales. Cantrell et al. (2008), por ejemplo, demostraron que el sistema A0620–00 presenta tres estados diferentes en el estado de inactividad en rayos X, a los cuales denominó estados *pasivo*, *activo* y *loop*. En el estado pasivo las variaciones solo se deben al movimiento orbital, mientras que en el estado activo la fuente se vuelve más brillante y variable, por lo que se asocia a un incremento en el flujo de acreción. El estado *loop* representa una situación intermedia entre los dos anteriores. Como mencionamos anteriormente, MacDonald et al. (2014) encontraron recientemente que también V4641 Sgr exhibe un estado óptico *activo* y uno *pasivo*, cuando se encuentra inactivo en rayos X, y atribuyen esta variabilidad a un cambio en el flujo de acreción del sistema. Dada la carencia de datos fotométricos de las épocas en las que se tomaron los datos espectroscópicos estudiados por Orosz et al., Sadakane et al. y los nuestros mismos, no es posible determinar el estado óptico (pasivo o activo) de la fuente. Sin embargo, estos estudios avalan la hipótesis de un espectro variable de acuerdo al ritmo de acreción del sistema.

Por otro lado, Sadakane et al. señalaron que las diferencias entre sus resultados y los de Orosz et al. podrían deberse a la diferencia en la resolución espectral de las observaciones:  $R \sim 1200 - 7700$  para Orosz et al., y  $R \sim 40000$  para Sadakane et al.. En nuestro caso, la resolución de nuestro espectro es  $R \sim 3700$ , más cercana a la de los espectros de Orosz et al. Esto explicaría porqué nuestros resultados son más consistentes con los de estos autores que con los de Sadakane et al.

El análisis de abundancias químicas de las compañeras visibles en estos sistemas, normalmente puede verse afectado por un *velo* generado por el disco de acreción



y/o por el ensanchamiento rotacional de las líneas. MacDonald et al. (2014) demostraron que, al menos en el estado óptico pasivo, el espectro de V4641 Sgr no se encuentra afectado por emisión correspondiente al disco de acreción, por lo que la radiación proviene completamente de la compañera óptica. Por otro lado, el ensanchamiento rotacional no es un problema para nosotros, ya que lo contemplamos en los modelos que ingresamos en los códigos que generan el espectro sintético.

Nuestra determinación de las abundancias químicas de la estrella compañera en el sistema binario V4641 Sgr parece ser consistente con las determinaciones de abundancias en otros sistemas de este tipo. En la Figura 52 graficamos las abundancias obtenidas en este trabajo en comparación con las calculadas para los sistemas GRO J1655–40 (Israelian et al., 1999; González Hernández et al., 2008a), A0620–00 (González Hernández et al., 2004), Cen X–4 (González Hernández et al., 2005), XTE J1118+480 (González Hernández et al., 2008b), V404 Cygni (González Hernández et al., 2011) y Cyg X–2 (Suárez-Andrés et al., 2015). Para facilitar la visualización de los resultados, no se incluyeron las barras de error. Se observa claramente, para todos los sistemas, que los elementos del proceso  $\alpha$  (O, Mg, Si, S y Ti) son sobreabundantes, con la excepción del Mg en el sistema V404 Cygni y del Ti para V4641 Sgr. El N solo fue analizado para V4641 Sgr y GRO J1655–40, encontrándose sobreabundante en ambos casos. Por otro lado, los elementos pesados, como el Cr, Fe y Ni, han demostrado sobreabundancias en la mayoría de los sistemas, con la excepción del Cr en V4641 Sgr y del Fe en el mismo sistema y en GRO J1655–40, que resultaron subabundantes. Estos resultados contrastan con los de Sadakane et al. (2006), quienes afirmaron que sus resultados para V4641 Sgr resultan únicos en comparación con otros trabajos.

Del análisis expuesto, resulta claro que la estrella compañera de V4641 Sgr presenta abundancias químicas que difieren de las solares. La estrella secundaria no tiene masa suficiente como para alcanzar las temperaturas internas necesarias para generar los elementos  $\alpha$  en su interior. Dado que los modelos de supernova usuales predicen el enriquecimiento de elementos  $\alpha$  (Podsiadlowski et al., 2002; González Hernández et al., 2004, 2005), interpretamos las sobreabundancias de estos elementos en el sistema V4641 Sgr como evidencia del material eyectado por la supernova que originó el objeto compacto y capturado por la estrella compañera, contaminando su atmósfera. La sobreabundancia de N que encontramos en el sistema es consistente con el resultado de Sadakane et al. (2006) para este elemento. Estos autores sugieren que el aumento de N podría haberse producido por el ciclo CNO en la capa de la estrella progenitora rica en He, durante la quema del H. Por otro lado, vimos que los elementos pesados, como el Cr, el Fe y el Ni, resultaron sobreabundantes en la mayoría de los sistemas analizados en la Figura 52. Sin embargo, nosotros encontramos subabundancias de estos elementos para V4641 Sgr. Israelian et al. (1999) determinaron que la abundancia de Fe en el sistema GRO J1655–40, con una masa del agujero negro de  $\sim 6 M_{\odot}$ , es prácticamente igual a la solar. Entonces, dado que estos elementos se generan bien adentro de la estrella y que Israelian et al. no encontraron una sobreabundancia importante, González Hernández et al. (2004) dedujeron que la sobreabundancia de Fe que determinaron para el sistema A0620–00, con una masa del agujero negro mayor, de  $\sim 10 M_{\odot}$ , no puede atribuirse a la contaminación de la atmósfera de la estrella secundaria por la eyección de este material durante el evento de super-

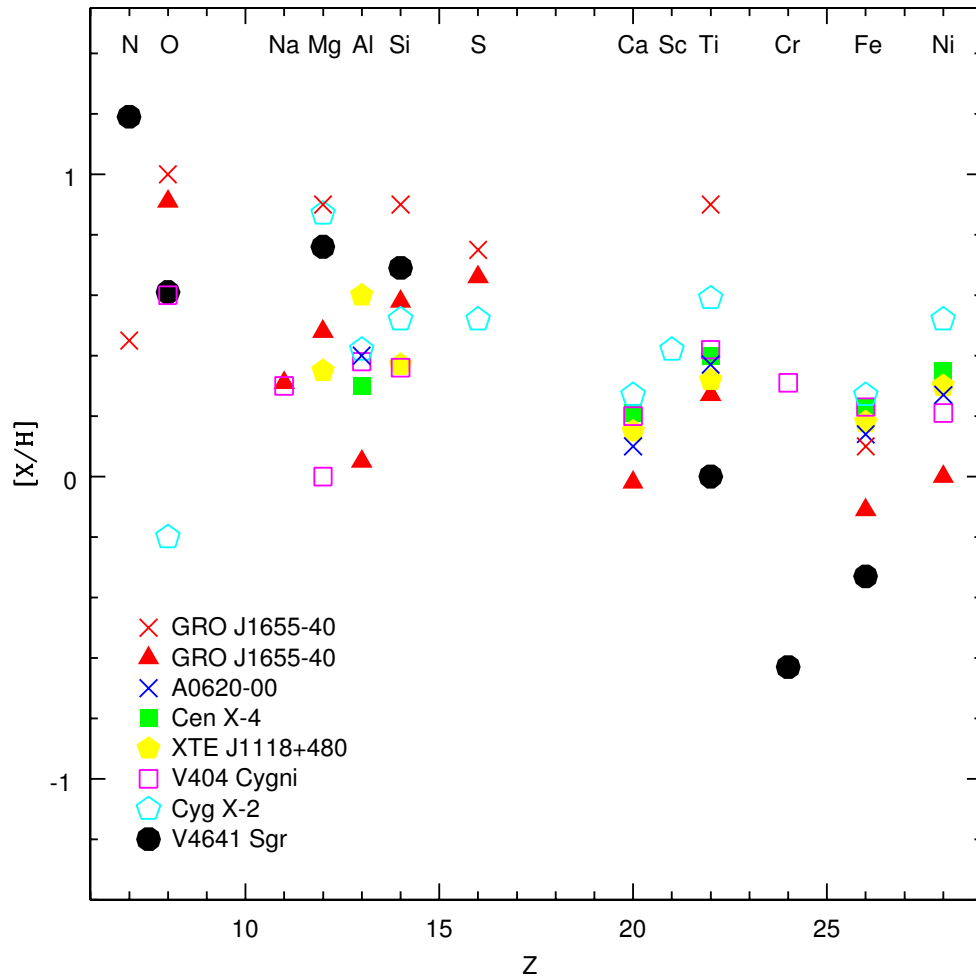


Figura 52: Abundancias químicas de la estrella compañera en diversos sistemas binarios con objetos compactos: GRO J1655–40 (cruces y triangulos llenos rojos, [Israeli et al., 1999](#); [González Hernández et al., 2008a](#), respectivamente), A0620–00 (cruces azules, [González Hernández et al., 2004](#)), Cen X–4 (cuadrados verdes llenos, [González Hernández et al., 2005](#)), XTE J1118+480 (pentágonos amarillos llenos, [González Hernández et al., 2008b](#)), V404 Cygni (cuadrados violetas vacíos, [González Hernández et al., 2011](#)), Cyg X–2 (pentágonos celestes vacíos, [Suárez-Andrés et al., 2015](#)) y V4641 Sgr (círculos negros llenos, este trabajo).

nova. Por lo tanto, los autores concluyen que la abundancia de Fe debe reflejar la composición original de la estrella secundaria. De acuerdo a este resultado y dado que la masa del agujero negro en V4641 Sgr es de  $6.4 M_{\odot}$ , cercana al valor de GRO J1655–40, creemos que las subabundancias de elementos pesados que determinamos en nuestro sistema reflejan también la composición original de la estrella secundaria.

Tal como mencionamos anteriormente, las reacciones nucleares durante la fase de quema hidrostática de la estrella masiva, progenitora del agujero negro, podrían producir la sobreabundancia de N determinada. Esto da lugar a un escenario alternativo para las sobreabundancias de los elementos  $\alpha$  observadas, en el cual la estrella compañera se contamina con estos materiales a través de un viento o transferencia de masa desde la estrella progenitora durante esa etapa evolutiva. Sin embargo, las atmósferas de las estrellas masivas normalmente no se ven enriquecidas por S o Si (Woosley & Weaver, 1995). Dado que nosotros detectamos una sobreabundancia de Si en el sistema, descartamos este escenario de contaminación.

#### 4.5.1 Escenario de la explosión de supernova

Para explicar las abundancias encontradas en V4641 Sgr cualitativamente, consideramos que la atmósfera de la estrella compañera ha sido expuesta a material sintetizado en las capas internas de la estrella progenitora del agujero negro en el sistema, a través de una explosión de supernova. Esta explosión de supernova debe ser capaz de explicar tanto las anomalías químicas en la compañera, como la formación del agujero negro. De acuerdo a la teoría de la evolución estelar para estrellas masivas, la formación de un agujero negro requiere que el núcleo de He en la estrella progenitora tenga una masa mínima de  $5 - 7 M_{\odot}$ . Por otro lado, para determinar la masa máxima del núcleo de He, se usan argumentos dinámicos. En una explosión de supernova esféricamente simétrica, el sistema binario remanente seguirá existiendo como tal si  $M_2 > M_{\text{He}} - 2M_{\text{BH}}$ , donde  $M_{\text{He}}$  es la masa del núcleo de He de la estrella progenitora (Brandt et al., 1995). Utilizando esta fórmula y los valores de masa calculados por MacDonald et al. (2014), determinamos que la masa máxima del núcleo de He debe ser de  $\sim 16 M_{\odot}$ . Estos valores límite para la masa del núcleo de He de la estrella progenitora, corresponden, aproximadamente, a masas en la secuencia principal de  $20 - 40 M_{\odot}$  (Sugimoto & Nomoto, 1980). Este rango de masas permite la explosión de los núcleos de He como supernovas tipo II o tipo Ib, eyectando al menos  $1 - 2 M_{\odot}$  de material enriquecido con productos de la nucleosíntesis, como O, Mg y Si, y la formación de agujeros negros con masas del orden de la de V4641 Sgr (Woosley & Weaver, 1995; Thielemann et al., 1996; Nomoto et al., 1997). Los elementos más pesados, sintetizados durante la explosión de supernova en las capas más profundas de la estrella progenitora, colapsan para formar el agujero negro, por lo que el material eyectado no se verá enriquecido con estos elementos. Este escenario favorece la suposición que hicimos en la sección anterior, al considerar que las subabundancias de elementos pesados que detectamos en V4641 Sgr reflejan la composición original de la estrella compañera. Los modelos muestran que una progenitora de  $40 M_{\odot}$  producirá un agujero negro de  $\sim 4 M_{\odot}$ , eyectando material enriquecido en proporciones aproximadas a los valores de las sobreabundancias que determinamos. Si la progenitora posee

un gran momento angular y/o un campo magnético, el colapso del núcleo de Fe podría resultar en un agujero negro más masivo.

#### 4.6 RESUMEN DE RESULTADOS Y CONCLUSIÓN

- Obtuvimos 4 espectros ópticos del sistema V4641 Sgr el 13 de Agosto del 2013, los combinamos para aumentar la S/N, normalizamos el espectro resultante y lo corregimos por velocidad radial.
- Aplicamos la técnica de síntesis espectral para determinar las abundancias químicas de la estrella visible en el sistema, en comparación con un espectro con los mismos parámetros que nuestra estrella, pero con abundancias solares. Encontramos sobreabundancia de N y de algunos de los elementos del proceso  $\alpha$  (O, Mg y Si). Encontramos además que elementos pesados, como el Cr y el Fe, resultaron subabundantes. Para el Ti reportamos abundancia solar.
- Comparamos nuestro análisis con el realizado por [Orosz et al. \(2001\)](#) y [Sadakane et al. \(2006\)](#) para el mismo sistema y encontramos que nuestros resultados son consistentes con los de [Orosz et al.](#) con respecto a la sobreabundancia de N, O y Mg, pero difieren con respecto a las abundancias de Si, para el cual ellos determinan valores solares, y el Ti, para el cual encontraron sobreabundancia. Por otro lado, nuestros resultados coinciden con los de [Sadakane et al.](#) solo en la sobreabundancia de N y la abundancia solar de Ti. Para los demás elementos, los autores reportaron abundancias solares. Atribuimos estas diferencias a la variabilidad propia del sistema y a la diferencia en la resolución espectral de las observaciones.
- Comparamos nuestras abundancias con las determinadas para otros sistemas binarios con componente compacta y encontramos que los resultados son consistentes. En todos los casos, los elementos del proceso  $\alpha$  (O, Mg, Si, S y Ti) son sobreabundantes, a excepción del Mg en V404 Cygni y el Ti en V4641 Sgr. El N resultó sobreabundante en los únicos 2 sistemas donde se lo analizó. Por otro lado, los elementos pesados (Cr, Fe y Ni) son sobreabundantes en la mayoría de los sistemas, con excepción del Cr y el Fe en V4641 Sgr y del Fe en GRO J1655–40.
- Atribuimos las sobreabundancias de los elementos  $\alpha$  en el sistema V4641 Sgr a la contaminación de la atmósfera de la estrella secundaria por material eyectado en la explosión de supernova que originó el agujero negro, sintetizado en la estrella progenitora.
- Determinamos que la sobreabundancia de N en el sistema se generó gracias al ciclo CNO en la capa de la estrella progenitora rica en He, durante la quema del H.
- Estimamos que las subabundancias de los elementos pesados en el sistema no provienen de la explosión de supernova, sino que reflejan la composición original de la estrella secundaria.

- Finalmente, comparamos cualitativamente la explosión de supernova con el escenario propuesto en la literatura y determinamos que la masa de la estrella progenitora del agujero negro se encuentra en el rango  $20 - 40 M_{\odot}$ , que el evento de supernova fue de tipo II o de tipo Ib y que  $1 - 2 M_{\odot}$  de material enriquecido con productos de la nucleosíntesis fueron eyectados en la explosión. Este modelo favorece, además, la formación de agujeros negros con masas del orden de la de nuestro sistema.

El análisis de abundancias químicas de la compañera secundaria del agujero negro en el sistema V4641 Sgr realizado en este capítulo, nos ha permitido caracterizar al sistema y sumar evidencia al escenario evolutivo para las estrellas masivas más aceptado en la literatura. Este escenario propone que las estrellas masivas en sistemas binarios terminan su vida en una explosión de supernova, en la cual se eyecta material sintetizado en el interior de la estrella explosiva. Parte de ese material es capturado por la estrella secundaria en el sistema y se ve reflejado en las abundancias químicas de la misma. Nuestro análisis aporta nueva información en el tema y esperamos que contribuya a caracterizar de mejor manera los procesos que tienen lugar en las últimas etapas evolutivas de las estrellas masivas, para las cuales todavía hay muchas cuestiones sin resolver.



## Parte III

### SISTEMAS BINARIOS EMISORES DE RAYOS X

Sin duda la característica más llamativa de los sistemas binarios con objetos compactos es su emisión en rayos X durante los períodos de actividad, cuando el objeto compacto se encuentra acretaando grandes tasas de material desde su estrella compañera. Este tipo de emisión se genera debido a las altas temperaturas del material acretaado y presenta diferentes características de acuerdo a las peculiaridades de cada sistema. La emisión en rayos X ha permitido descubrir cientos de sistemas y dio lugar a una nueva rama en la investigación de la astronomía que nos ha acercado a la comprensión de los mismos.





En el Capítulo 3, vimos que las estrellas de neutrones y los agujeros negros son el resultado del colapso gravitacional de una estrella masiva en las etapas finales de su evolución. Dado que estos objetos son muy pequeños, compactos y no emiten ningún tipo de radiación en forma directa, son difíciles de detectar. Sin embargo, cuando estos forman parte de un sistema binario (sistemas estelares muy comunes en el Universo) se pueden identificar y estudiar a través de los efectos que producen sobre su entorno y, en particular, sobre la estrella compañera.

En un sistema binario próximo cuyas componentes son un objeto compacto y una estrella normal, el objeto compacto es capaz de acretar el gas de las capas externas de la estrella compañera. El momento angular del movimiento orbital del objeto compacto provoca la formación de un disco de gas alrededor del mismo, denominado disco de acreción. La materia acretada es acelerada a velocidades relativistas, transformando la energía potencial, proveniente del intenso campo gravitacional del objeto compacto, en energía cinética. A medida que el gas cae formando una espiral hacia el objeto compacto, perdiendo momento angular debido a la disipación viscosa, es comprimido y calentado a altas temperaturas ( $\sim 10^7$  K), emitiendo rayos X como consecuencia. Asumiendo que la energía cinética es finalmente radiada, la luminosidad de la acreción puede ser calculada. Este mecanismo provee una fuente de energía muy eficiente. La gran cantidad de energía gravitacional liberada en el proceso de acreción hace de las binarias de rayos X (XRBs, del inglés *X-ray Binaries*) las fuentes puntuales emisoras de rayos X más brillantes en el cielo. Solo la gravedad de una estrella de neutrones o un agujero negro es capaz de producir rayos X en un sistema binario próximo. Los XRBs constituyen excelentes laboratorios para estudiar el proceso físico fundamental de acreción en el régimen de intensa gravedad y son importantes, además, para entender los posibles caminos evolutivos de los sistemas binarios. La Figura 53 muestra un esquema de un sistema binario compuesto por un agujero negro, su estrella compañera y la transferencia de material desde la compañera hasta el agujero negro, formando un disco de acreción alrededor del mismo.

## 5.1 CLASIFICACIÓN DE LOS XRBs

Existen diferentes maneras de clasificar los XRBs. Las más usadas en la literatura dependen de la masa de la estrella compañera y del tipo de emisión en rayos X.

### 5.1.1 Clasificación de acuerdo a la masa de la estrella compañera

Si la estrella compañera del objeto compacto en el XRB es masiva, el sistema se denomina HMXB (del inglés *High Mass X-ray Binary*). En estos sistemas la compañera es una estrella temprana de tipo espectral O o B, con masas que varían entre  $\sim 8 - 10 M_{\odot}$  y períodos orbitales típicos de varios días. Estas estrellas per-

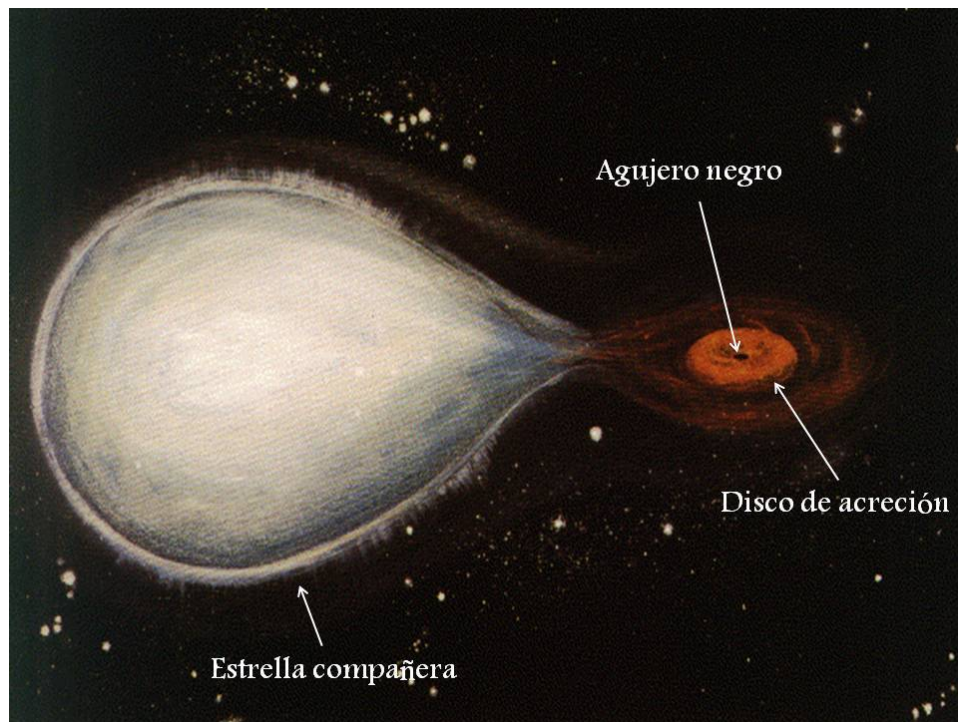


Figura 53: Representación artística de un XRB con agujero negro. Imagen adaptada de <http://astronomy.swin.edu.au/~gmackie/DarkStar/alpha.html>.

tenecen a una población estelar joven, dado que no viven más de  $\sim 10^7$  años. Los HMXBs suelen dividirse, a su vez, en dos grupos: aquellos sistemas que contienen una estrella de tipo espectral B con líneas de emisión (estrellas Be) y aquellos que contienen una estrella O o B supergigante. En el primer caso, la acreción hacia el objeto compacto se produce a través del disco de acreción y la emisión de rayos X es transitoria. En el segundo caso, la transferencia de masa es debida a un fuerte viento estelar y la emisión en rayos X es persistente. Las estrellas compañeras de los objetos compactos en estos sistemas tienen radios típicos que varían entre 10 y  $30 R_{\odot}$ . Un ejemplo de HMXB lo constituye Cygnus X-1, un sistema compuesto por un agujero negro de  $14.8 M_{\odot}$  y una compañera masiva de  $19.2 M_{\odot}$  (Orosz et al., 2011).

Si en cambio, la compañera del objeto compacto es poco masiva, el sistema se denomina LMXB, (del inglés *Low Mass X-ray Binary*). En este caso, la estrella compañera tiene un tipo espectral más tardío que B, masas menores a  $\sim 2 M_{\odot}$  y períodos orbitales en el rango de 0.2 – 400 horas, con valores típicos menores a 24 horas. Estas estrellas pertenecen a una población estelar más vieja que las compañeras en los HMXBs y pueden tener edades de cientos de millones de años. Los LMXBs pueden, en algunos casos, tener como compañera una enana blanca. El cociente de luminosidades en rayos X y en el óptico ( $L_x/L_{opt}$ ) se encuentra típicamente en el rango  $\sim 100 - 1000$ . Debido a que las dos estrellas del sistema binario son de baja masa, las mismas deben orbitar muy cerca una de la otra para que se produzca la transferencia de masa. Este es el motivo por el cual los períodos de estos sistemas son tan cortos. Estos sistemas son mucho más comunes que los HMXBs, por lo que existen muchos ejemplos. Uno de ellos es el sistema A0620–00,

que posee un agujero negro con una masa de  $6.6 M_{\odot}$  y una compañera enana de tipo espectral K y masa de  $0.4 M_{\odot}$  (Cantrell et al., 2010).

Se cree que los HMXBs se forman a partir de un sistema binario compuesto por dos estrellas masivas. Cuando la más masiva de las dos alcanza el final de su vida, explota como supernova, formando una estrella de neutrones o un agujero negro. Luego, cuando su compañera, también masiva, alcanza la etapa de gigante roja, se produce la transferencia de masa hacia el objeto compacto. Es en esta instancia cuando se observa el HMXB. Por otro lado, el origen de los LMXBs no es tan claro. Podrían ser resultado de la captura de una estrella de baja masa por parte de una estrella masiva o de un objeto compacto. Sin embargo, lo más probable es que se trate de un sistema binario compuesto por una estrella masiva, que evoluciona rápidamente formando un objeto compacto, y una estrella de baja masa. De cualquier manera, la transferencia de masa hacia el objeto compacto es lenta y se observan explosiones periódicas de rayos X que se asocian a inestabilidades en el disco de acreción, generadas por la transferencia de masa insuficiente desde la compañera (Dubus et al., 2001).

### 5.1.2 Clasificación de acuerdo a la emisión de rayos X

La emisión en rayos X de los XRBs es muy variada. Por ejemplo, el sistema LMC X-1 ha permanecido brillante por décadas desde su descubrimiento en 1969 (ver, por ejemplo, Orosz et al., 2009), mientras que el sistema GX 339-4 atraviesa explosiones frecuentemente, seguidas por períodos breves de baja luminosidad (ver, por ejemplo, Fürst et al., 2016). De acuerdo al tipo de emisión, los XRBs se clasifican en:

- Persistentes (PS, del inglés *Persistent Source*).
- Transitorios de largo período (LPT, del inglés *Long-Period Transient*).
- Transitorios de corto período (SPT, del inglés *Short-Period Transient*).

Las fuentes transitorias (fuentes tipo nova) se caracterizan por explosiones (*outburst*) masivas de rayos X. Los XRBs son descubiertos cuando entran en *outburst* (período de actividad). Una propiedad muy importante de estos sistemas binarios es la extrema debilidad del disco de acreción durante los períodos de inactividad de la fuente, ya que nos permite observar la compañera óptica, dando lugar a un estudio de los parámetros del sistema. Un gran número de estas binarias son recurrentes, es decir, que presentan erupciones repetitivas. El mecanismo más general aceptado, que describe el ciclo de erupciones que duran entre  $\sim 20$  días y varios meses, es, como mencionamos anteriormente, el presentado por el modelo de inestabilidad en el disco de acreción. De acuerdo a este modelo, cuando la tasa de acreción desde la estrella no es suficiente como para soportar un flujo continuo de material hacia el objeto compacto, la materia se acumula en el disco exterior hasta que se alcanza una densidad crítica y se produce una explosión. También se producen explosiones en escalas de tiempo más largas o más cortas, pero estas no son causadas por inestabilidades en el disco. Se cree que el comportamiento de la compañera visible juega un papel importante en los cambios observados en el disco de acreción (Remillard & McClintock, 2006).

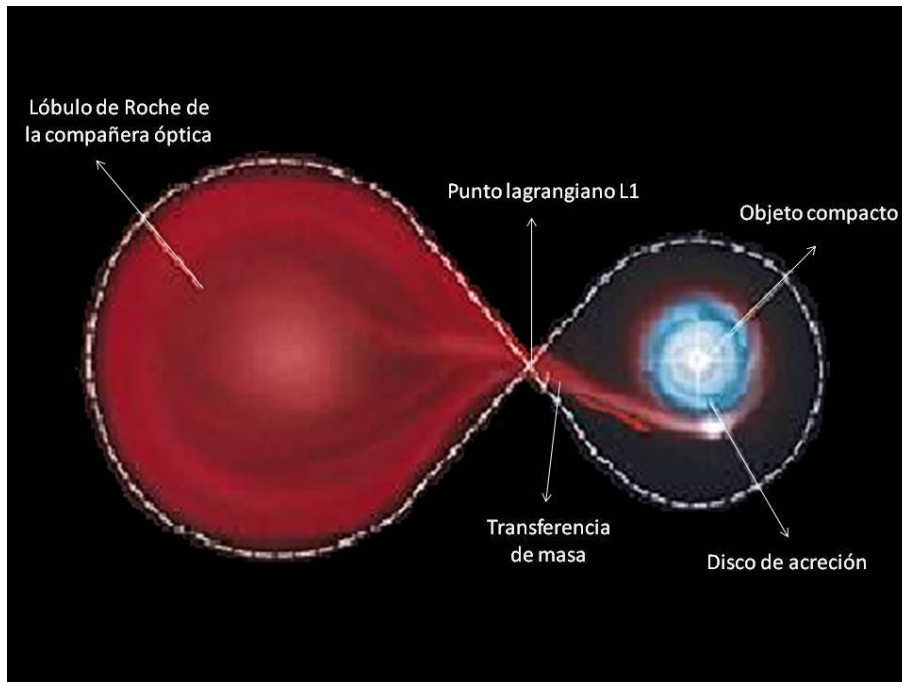


Figura 54: Representación artística de un XRB. Imagen adaptada de <https://curiosidadcientifica.wordpress.com/2009/05/21/>.

## 5.2 ESPECTRO EN RAYOS X

Durante el *outburst*, el espectro de los XRBs presenta dos componentes, una térmica y una no-térmica. Estos sistemas atraviesan transiciones en las cuales una u otra de las componentes puede dominar la luminosidad en rayos X (Tanaka & Lewin, 1995). La componente térmica se puede modelar con un cuerpo negro multi-temperatura, que se origina en el disco de acreción interior y que presenta una temperatura característica cercana a 1 keV. Este modelo es el que mejor explica el proceso radiativo del gas orbitando en el potencial gravitacional de un objeto compacto. La compañera óptica llena su lóbulo de Roche y un chorro de gas escapa de la estrella a través del punto lagrangiano L1 (ver Figura 54). Este gas tiene un momento angular alto que impide que sea acregado directamente por el objeto compacto. Se forma, en cambio, un disco fino de material alrededor del objeto compacto, el disco de acreción. La disipación viscosa aprovecha la energía del movimiento orbital, transportando momento angular hacia afuera. Como resultado, el gas se calienta a medida que cae dentro del potencial gravitacional, alcanzando, como ya mencionamos, una temperatura de  $\sim 10^7$  K cerca del objeto compacto y emitiendo rayos X. El disco tiene su límite cerca del objeto compacto, pues no hay órbitas estables para las partículas en ese campo gravitacional tan extremo.

Por otro lado, la componente no-térmica se suele modelar como una ley de potencias (PL, del inglés *Power-Law*). La misma está caracterizada por un índice de fotones ( $\Gamma$ ), donde el espectro de fotones es  $N(E) \propto E^{-\Gamma}$ . Generalmente, la ley de potencias se extiende a energías de fotones mucho mayores que las de la componente térmica, y algunas veces sufre un quiebre o corte exponencial a altas energías.

En algunos casos, se observa en el espectro en rayos X de las XRBs la línea de emisión fluorescente<sup>1</sup> Fe K $_{\alpha}$  (6.4 keV  $\simeq$  0.2 nm). Se cree que esta línea se genera a través de la irradiación del disco frío (pobrementemente ionizado) por una fuente de rayos X duros (ver Sección 5.4.1), probablemente una corona ópticamente delgada. Luego, efectos relativistas y el corrimiento al rojo gravitacional en la región del disco interior generan un perfil de línea asimétrico (ensanchamiento, Reynolds & Nowak, 2003). Esta línea se halla, típicamente, un 1 – 5 % por encima del continuo en rayos X. Por otro lado, en aquellos sistemas con inclinaciones que nos permiten ver el disco de frente, se considera una componente extra que corresponde a reflexiones del disco (Done & Nayakshin, 2001). En este caso, la componente de ley de potencias es reflejada por el disco de acreción y produce una depresión en el espectro en la región de  $\sim$  10 – 30 keV.

### 5.3 VARIACIONES EN RAYOS X DE CORTO PERÍODO

Además de las variaciones en largos períodos de tiempo que sufren los XRBs, estos sistemas presentan también variaciones en escalas de tiempo mucho menores. Las variaciones rápidas en intensidad de los rayos X, denominadas en inglés *X-ray Timing*, son importantes para estudiar el entorno del objeto compacto. Debido a que estas variaciones no se aprecian en la curva de luz de los sistemas, se utiliza el análisis de Fourier, a través del espectro de densidad de energía (PDS, del inglés *Power-Density Spectrum*; ver, por ejemplo, Leahy et al., 1983), asumiendo que las variaciones de la fuente son un proceso estacionario local. Un ejemplo de PDS se observa en la Figura 55 (ver Sección 5.4.1 para más información). El PDS muestra las variaciones de energía como función de la frecuencia. Es decir, esta herramienta permite determinar a qué frecuencias las variaciones de energía son importantes y a qué frecuencias son más débiles. Los PDSs de los XRBs exhiben, además, características transitorias más angostas asociadas a los estados no-térmicos y las transiciones de estado, conocidas como oscilaciones cuasi-periódicas (QPOs, del inglés *Quasi-Periodic Oscillations*), en un rango de frecuencias de 0.01 a 450 Hz (ver Sección 5.5 para más información). Los PDSs se calculan usualmente para un número de intervalos de energía, ya que de esta manera permiten relacionar las oscilaciones con componentes individuales del espectro en rayos X.

### 5.4 ESTADOS DE EMISIÓN EN RAYOS X

Los XRBs atraviesan diferentes estados, de acuerdo al nivel de actividad de la fuente, en los cuales cada componente del espectro puede dominar la luminosidad en rayos X. Para definir el estado de la fuente se utiliza el modelo espectral descrito anteriormente, que consiste en un disco de acreción multi-temperatura y una componente de ley de potencias (con un posible quiebre cerca de 15 keV, o un corte exponencial en el rango de 30 – 100 keV). Cuando se lo requiere, se

<sup>1</sup> La emisión fluorescente se debe a fotones ultravioletas que se originan en el disco interior caliente (McClintock et al., 1975). Este tipo de emisión ha permitido determinar la velocidad radial y la función de masas en LMXBs, a través de un método indirecto desarrollado por Steeghs & Casares (2002).

incluye una componente para la línea de emisión del Fe o una componente para la reflexión (Remillard & McClintock, 2006).

#### 5.4.1 Estados activos

La Figura 55 muestra PDSs del sistema GRO J1655–40, ilustrando los tres estados del *outburst*: ley de potencias con pendiente pronunciada, estado térmico y estado *hard*. El PDS se observa descompuesto en tres componentes: térmica, ley de potencias y la línea de Fe  $K_{\alpha}$ .

En el estado térmico (estado *soft*), el flujo de 2 – 20 keV está dominado ( $\sim 75\%$ ) por la radiación que calienta el disco de acreción, el continuo de energía es débil, y las QPOs (ver Sección 5.5) son muy débiles o se encuentran ausentes. La temperatura de esta componente se encuentra en el rango de 0.7 – 1.5 keV. Suele haber una segunda componente no-térmica ( $\Gamma = 2.1 - 4.8$ ), pero ésta contribuye en menos de un 25 % al flujo en 2 – 20 keV. Este estado se ilustra en el panel central de la Figura 55. Se observa que la componente térmica es mucho más intensa que la componente de ley de potencias para energías  $< 10$  keV.

El estado duro (estado *hard*) está caracterizado por una ley de potencias ( $\Gamma \sim 1.7$ ) que contribuye en más del 80 % del flujo en 2 – 20 keV. El continuo de energía es brillante, y las QPOs pueden encontrarse presentes o no. Cuando este estado es el que domina el espectro, normalmente se lo asocia a una corona con fotones energéticos. Además, este estado se relaciona con la presencia de un radio jet compacto y cuasi-estable. El estado *hard* se ilustra en el panel inferior de la Figura 55. En este caso, se observa que el disco de acreción es más débil y frío en comparación con el estado térmico.

El estado de ley de potencias con pendiente pronunciada (SPL, del inglés *Steep Power-Law*, o VH, del inglés *Very High*) presenta una componente de ley de potencias fuerte, con  $\Gamma \sim 2.5$ , que constituye entre un 40 y un 90 % del flujo total. Está caracterizado, además, por la presencia de una componente térmica importante y la presencia, bastante frecuente, de QPOs. Al comparar el estado SPL (panel superior de la Figura 55) con los otros, se observa que existen algunas similitudes entre este estado y el *soft*, como la componente térmica y la componente de ley de potencias con pendiente pronunciada. Sin embargo, en el estado *soft* la ley de potencias es más débil y tiene un índice de fotones más variable, mientras que el estado SPL tiene una componente de ley de potencias importante. El estado SPL tiende a dominar el espectro de las XRBs cuando la luminosidad se aproxima al límite de Eddington<sup>2</sup>.

Además de los tres estados para el *outburst* que acabamos de mencionar, existen estados intermedios que presentan también características interesantes para su estudio, tales como variaciones rápidas e intensas (ver, por ejemplo, Miyamoto et al., 1994; Belloni et al., 2005; Homan & Belloni, 2005). Estas transiciones de estado ayudan a estudiar el proceso de acreción, ya que se cree que durante estos intervalos ocurren cambios estructurales importantes en el flujo de acreción. Por ejemplo, se

<sup>2</sup> El límite o luminosidad de Eddington es la máxima luminosidad que puede pasar a través de una capa de gas en equilibrio hidrostático, suponiendo simetría esférica, una composición de H puro y dispersión de Thomson como única interacción entre la materia y la radiación. Este límite es función de la masa del objeto y se puede expresar como  $L_{\text{Edd}} = 33000 M/M_{\odot} L_{\odot}$ .

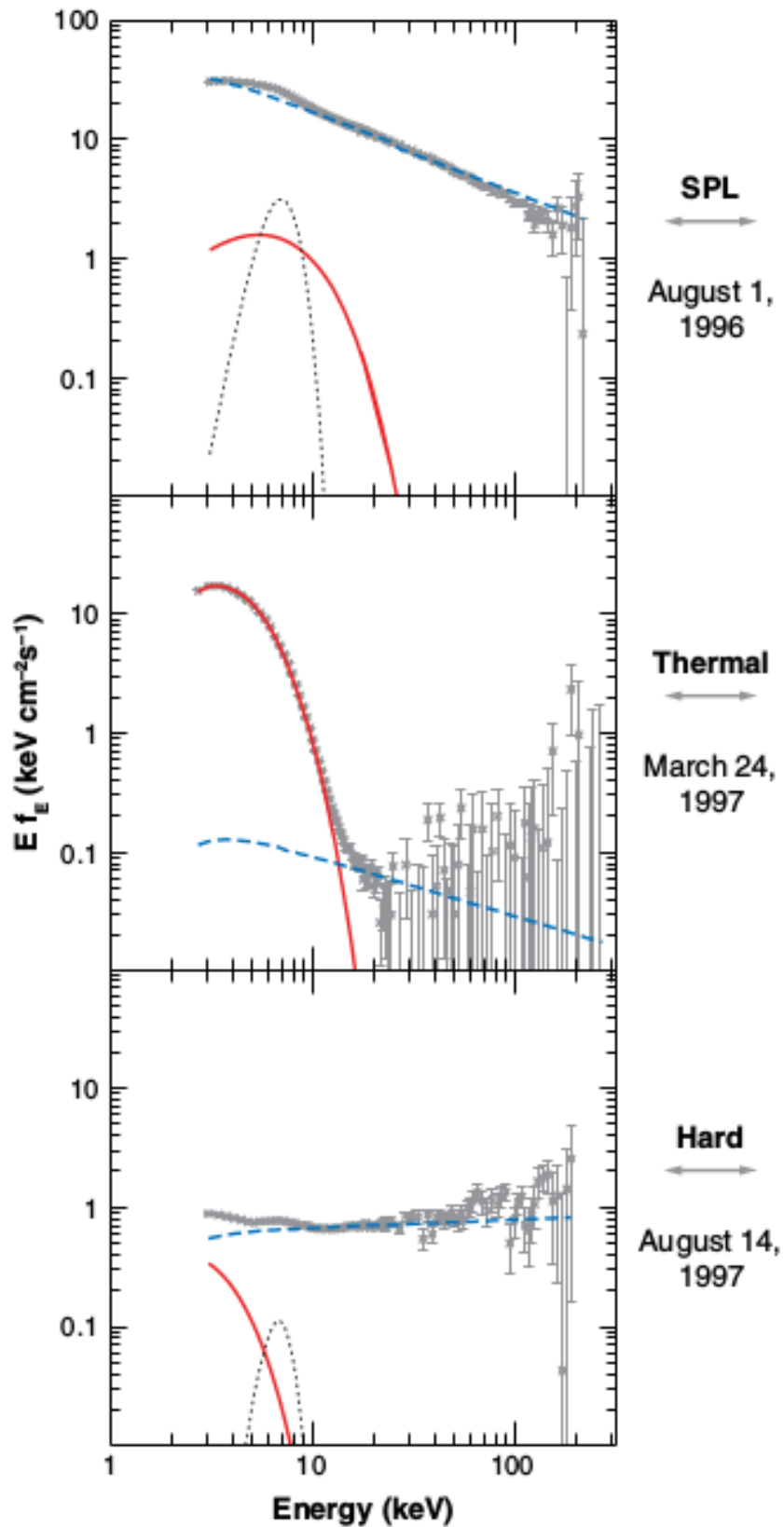


Figura 55: Muestra de PDSs del sistema GRO J1655–40, ilustrando los tres estados del *outburst*: ley de potencias con pendiente pronunciada (panel superior), térmico (panel central) y *hard* (panel inferior). El PDS se observa descompuesto en tres componentes: térmica (en rojo), ley de potencias (en azul) y la línea de Fe K<sub>α</sub> (en negro; adaptación de [Remillard & McClintock, 2006](#)).

ha observado evidencia de la presencia de jets relativistas durante algunas de estas transiciones (ver, por ejemplo, [Fender & Belloni, 2004](#)).

#### 5.4.2 Estado inactivo

El estado de inactividad (*quiescent state*, en inglés) corresponde a luminosidades que están tres o más órdenes de magnitud por debajo de los niveles de los estados de actividad descritos anteriormente. Las XRBs que atraviesan *outbursts* transitorios, pasan la mayor parte de su vida en un estado de inactividad caracterizado por una luminosidad extremadamente débil ( $L_x = 10^{30.5} - 10^{33.5} \text{ erg s}^{-1}$ ) y un espectro no-térmico *hard* ( $\Gamma = 1.5 - 2.1$ ), que se modela bastante bien con una simple ley de potencias más absorción interestelar. Este estado es importante porque permite que se realicen mediciones dinámicas confiables, pues el espectro óptico de la estrella secundaria se vuelve prominente y prácticamente no se ve afectado por calentamiento en rayos X ([van Paradijs & McClintock, 1995](#)).

Observaciones en rayos X durante los períodos de inactividad de la fuente, muestran que los sistemas binarios con agujeros negros son  $\sim 100$  veces más débiles que sistemas binarios idénticos pero con estrellas de neutrones ([Narayan et al., 2002](#)). Esto se debe a la baja eficiencia radiativa de los vientos de acreción, que permite que el agujero negro esconda gran parte de la energía de la acreción detrás de su horizonte de eventos<sup>3</sup>. En el estado de inactividad se observa, además, que los agujeros negros carecen de una componente de emisión térmica suave característica del espectro de las estrellas de neutrones, que podría deberse a la presencia de una superficie. La presencia de una superficie para una estrella de neutrones acrecante, da lugar también a algunos fenómenos que se encuentran ausentes en los agujeros negros, en los períodos de actividad, como por ejemplo explosiones termonucleares de tipo I<sup>4</sup>. Además, los agujeros negros no pueden sostener un campo magnético, por lo cual no pueden generar las pulsaciones periódicas en rayos X observadas para muchas estrellas de neutrones ([Narayan et al., 2002](#); [Narayan & McClintock, 2008](#)).

#### 5.4.3 El diagrama de "intensidad de la dureza"

Los *outbursts* de los XRBs son bastante complejos. Típicamente comienzan y terminan en el estado *hard*, pero en el medio se observan muchos cambios tanto en luminosidad como en la radiación entre los estados térmico y no-térmico. Para visualizar todos estos cambios resulta interesante el diagrama de "intensidad de la dureza" (HID, del inglés *Hardness Intensity Diagram*), un gráfico que muestra la intensidad en rayos X como función del "cociente de dureza", es decir, el cociente del número de cuentas detectado en dos bandas de energía diferentes (ver,

<sup>3</sup> El horizonte de eventos representa el límite, alrededor de un agujero negro, bajo el cual la materia se encuentra ligada gravitacionalmente y en forma permanente al agujero negro.

<sup>4</sup> Las explosiones termonucleares de tipo I se generan cuando el material acretado desde la estrella compañera se acumula en la superficie de la estrella de neutrones, activando la fusión nuclear. Estas explosiones son visibles en rayos X dada la elevada temperatura del material. Debido a la carencia de una superficie, las explosiones termonucleares tipo I no se observan en sistemas con agujeros negros.



por ejemplo, [Homan et al., 2001](#); [Belloni, 2004](#); [van der Klis, 2006](#)). Este diagrama tiene la ventaja de ser independiente del modelo usado en el ajuste de datos, sin embargo, no resulta fácil relacionar los resultados con cantidades físicas. La interpretación de las variaciones en el diagrama dependen de las bandas de energía elegidas para el análisis. Si ambas bandas se encuentran por encima de los  $\sim 5$  keV el diagrama estudia el decaimiento de la componente de ley de potencias, es decir, cuanto menor sea el cociente de energías más pronunciada será la pendiente de la ley de potencias. Por otro lado, si las bandas de energía son menores, se obtiene una mezcla de componentes térmica y no-térmica que hace a la interpretación mucho más complicada. Pese a la confusión, es una herramienta muy útil para discernir cuándo los XRBs atraviesan diferentes estados. El diagrama HID es equivalente al diagrama color-magnitud en longitudes de onda ópticas, con la diferencia de que para los XRBs transitorios se puede seguir el movimiento de una fuente en pequeñas escalas de tiempo.

Normalmente se espera que el diagrama HID presente forma de "q" ([Belloni, 2010](#)). La Figura 56 muestra un ejemplo de este tipo de diagrama, obtenido de [Kylafis et al. \(2012\)](#), donde se han señalado los diferentes estados en rayos X. El lado derecho del diagrama corresponde al estado *hard*, mientras que el izquierdo al estado *soft*. A su vez, la región superior del diagrama implica mayores luminosidades que la región inferior. En el punto A la fuente se encontraba en el estado inactivo. Se observa que de A a B, la misma se mantuvo en el estado *hard*, pero fue aumentando su luminosidad. Entre B y C, presentó luminosidades altas y atravesó los estados *hard* intermedio y *soft* intermedio. Notar que en este punto la variabilidad de la fuente aumentó, oscilando entre el estado *soft* y el *soft* intermedio. Luego la variabilidad continuó y la luminosidad comenzó a decrecer, pero el estado *soft* fue el que predominó hasta el punto D. De D a E la luminosidad se mantuvo aproximadamente constante, pero la fuente atravesó nuevamente los estados intermedios hasta situarse en el estado *hard*. Finalmente, de E a A se observó un decaimiento de la luminosidad y la fuente retornó al estado de inactividad.

El mismo diagrama que en la Figura 56, se observa en la Figura 57, pero ahora con los detalles de la observación. Este diagrama corresponde al *outburst* que el XRB GX 339–4 atravesó en 2002 – 2003 (obtenido de [Belloni, 2010](#)). La intensidad se muestra en el rango de energías 3.8 – 21.2 keV. La "dureza" está definida como el cociente de cuentas en las bandas de energía 6.3 – 10.5 y 3.8 – 6.3 keV. Si bien GX 339–4 muestra claramente la "q" descrita en todos sus *outbursts*, este comportamiento no siempre es tan completo para todos XRBs, pero si bastante aproximado.

## 5.5 OSCILACIONES CUASI-PERIÓDICAS

Las QPOs son una herramienta muy importante para el estudio de la acreción y ayudan a definir los procesos físicos que definen los diferentes estados activos. Pueden dividirse en oscilaciones de baja frecuencia (0.1 – 30 Hz) y oscilaciones de alta frecuencia (40 – 450 Hz). Las QPOs de baja frecuencia presentan frecuencias y amplitudes que generalmente correlacionan con los parámetros espectrales tanto de la componente térmica como de la ley de potencias (ver, por ejemplo, [Muno et al., 1999](#)). Generalmente aparecen cuando la componente SPL contribuye

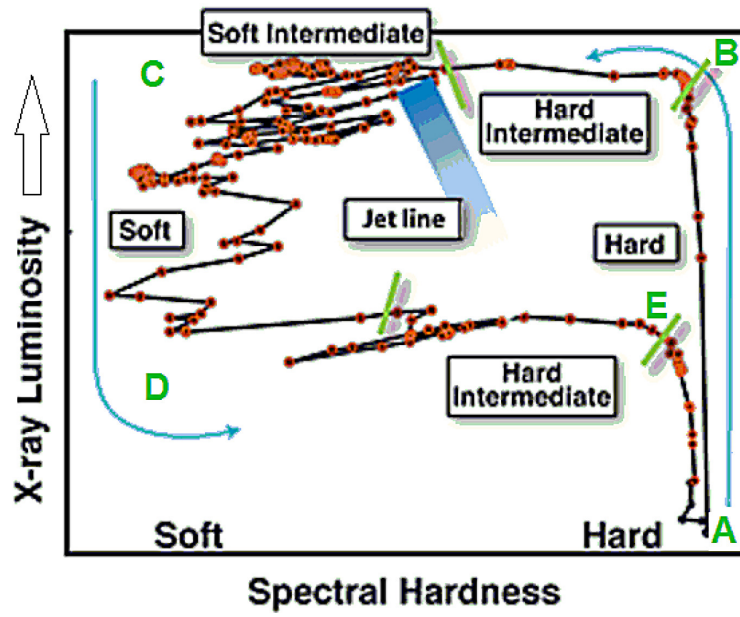


Figura 56: Representación esquemática del diagrama HID para XRBs, obtenido de [Kylafis et al. \(2012\)](#).

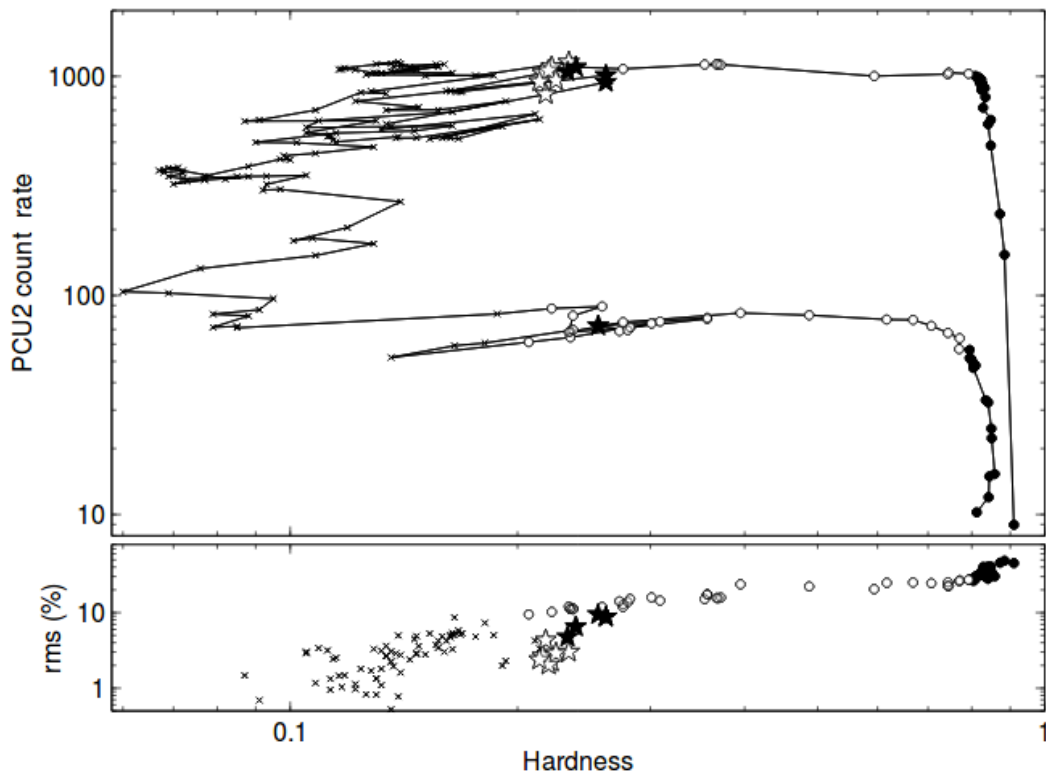


Figura 57: Diagrama HID para el *outburst* en 2002 – 2003 del sistema GX 339–4 (obtenido de [Belloni, 2010](#)). La intensidad es en el rango de energías 3.8 – 21.2 keV. La "dureza" está definida como el cociente de cuentas en las bandas de energía 6.3 – 10.5 y 3.8 – 6.3 keV.

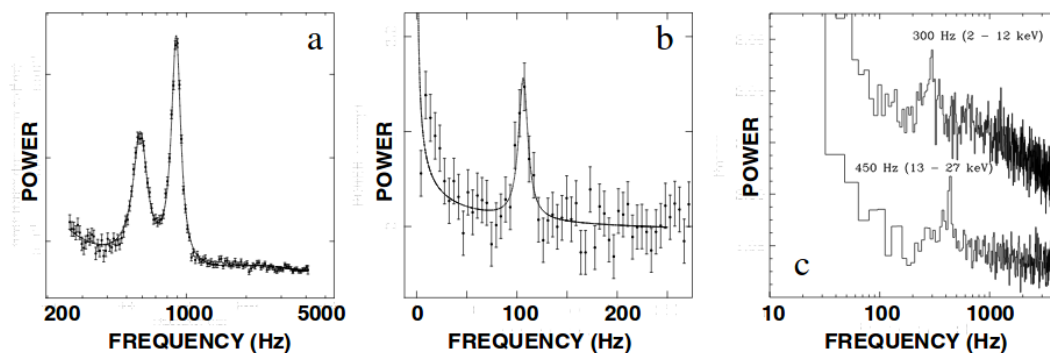


Figura 58: Muestra de QPOs de diferentes tipos: el doble pico de las QPOs de kHz en el sistema Sco X-1 (panel a), una QPO de hectohertz en 4U 0614+09 (panel b) y una QPO de alta frecuencia en GRO J1655-40 (panel c; figura extraída de [van der Klis, 2005](#)).

en más del 20% del flujo en 2 – 20 keV ([Sobczak et al., 2000](#)). Este tipo de oscilaciones puede variar en frecuencia en escalas de tiempo de un minuto ([Morgan et al., 1997](#)), como también pueden permanecer relativamente estables y persistentes. Como mencionamos, las QPOs de baja frecuencia se observan en el estado SPL, el estado *hard*/SPL intermedio y en algunos estados *hard*, en particular cuando la luminosidad en rayos X es alta ([Rossi et al., 2004](#)). Este comportamiento permite asociar a las QPOs de bajas frecuencias con la componente no-térmica del espectro en rayos X.

Por otro lado, las QPOs de alta frecuencia han sido observadas en pocos sistemas, pero resultan muy interesantes porque sus frecuencias se encuentran en el rango esperado para la materia en la órbita circular estable más cercana al objeto compacto, para un agujero negro de  $\sim 10 M_{\odot}$ . Este tipo de oscilaciones son interesantes también en los sistemas que albergan agujeros negros debido a que no cambian de frecuencia libremente en respuesta a cambios en la luminosidad (ver, por ejemplo, [Remillard et al., 2002, 2006](#)). En cambio, las QPOs de kHz observadas en sistemas que albergan estrellas de neutrones sí evidencian cambios en las frecuencias ([van der Klis, 2005](#)). Estas últimas, presentan la más rápida variabilidad de todos los XRBs y se caracterizan por exhibir un doble pico que varía en frecuencias de 300 – 1200 Hz (ver [van der Klis, 2005](#), para más información sobre los diferentes tipos de QPOs y sus modelos). A modo de ejemplo, la Figura 58 muestra QPOs de diferentes tipos.

En este capítulo se ha presentado un panorama bastante amplio y general del proceso de emisión de rayos X en sistemas binarios con componentes compactas. Con el objetivo de analizar algunos de los diferentes fenómenos que se observan en los XRBs y de relacionarlos con sus propiedades en otras bandas espectrales, en los próximos capítulos describiré los sistemas Swift J1753.5-0127 e IGR J17062-6143. Ambos sistemas resultan muy interesantes para su estudio debido a las características únicas que presentan en comparación con otros sistemas similares y que detallaré, respectivamente, en cada capítulo. En ambos casos hicimos uso nuevamente del espectrógrafo GMOS del telescopio Gemini Sur para obtener datos en longitudes de onda ópticas y complementamos el análisis con datos de telescopios

en otras longitudes de onda. Estos trabajos buscan ayudar en la interpretación de los procesos físicos observados en diferentes regiones espectrales e integrarlos, para comprender de mejor manera el rol de las diferentes componentes en estos sistemas binarios.

## ESTUDIO MULTI-FRECUENCIA DEL SISTEMA BINARIO SWIFT J1753.5-0127

---

### 6.1 INTRODUCCIÓN

De acuerdo a lo presentado en el capítulo 5, en los sistemas binarios con componentes compactas, el objeto compacto acreta material proveniente de la compañera visible a través del disco de acreción, donde el material es calentado a grandes temperaturas capaces de emitir rayos X. Dependiendo de la geometría del sistema (distancia del disco de acreción al objeto compacto, presencia o no de jet y/o corona, tasa de acreción, etc.) estos objetos pueden atravesar diferentes estados: el *soft*, el *hard*, estados intermedios a estos dos, y el estado de inactividad. Estos estados se caracterizan por diferentes propiedades observadas en sus espectros de rayos X. En los estados *soft* o *hard*, es decir, los estados activos, cuando la fuente compacta se encuentra acretando, la luz del disco de acreción opaca a la de la estrella compañera, por lo que el espectro óptico está dominado por la emisión del disco de acreción. Por otro lado, en el estado de inactividad es la luz de la compañera visible la que domina el espectro óptico. Es por este motivo que los espectros ópticos presentan también diferentes características de acuerdo al estado de la fuente en el momento de la observación.

Con el objetivo de correlacionar las características en longitudes de onda ópticas con las observadas en rayos X, en los sistemas binarios emisores de rayos X, estudiaremos el sistema Swift J1753.5-0127, que presenta propiedades muy interesantes en ambas bandas espectrales. Esta fuente fue descubierta en el año 2005 (Palmer et al., 2005) por el Swift *Burst Alert Telescope* (BAT, Barthelmy et al., 2005). De acuerdo al *Rossi X-ray Timing Explorer* (RXTE) *All Sky Monitor* (ASM), el flujo de la fuente alcanzó  $\sim 200$  mCrab (2 – 12 keV) en solo una semana (Cadolle Bel et al., 2007). La fuente fue detectada además en el ultravioleta, con el *Ultraviolet/Optical Telescope* (UVOT, Still et al., 2005), y en radio con MERLIN (Fender et al., 2005). La contraparte óptica fue identificada con una magnitud de Johnson de  $R \sim 15.8$  por Halpern (2005). En la Figura 59 se observa una imagen del campo de Swift J1753.5-0127 en la banda R (Zurita et al., 2008). Debido a que la fuente no es visible en el *Digitized Sky Survey* (DSS), se estableció que se trata de una LMXB. Lo más interesante de este sistema es que permaneció en actividad, desde su descubrimiento, por más de 11 años, retornando a la inactividad por primera vez en Septiembre de 2016 (Russell et al., 2016; Shaw et al., 2016c; Qasim et al., 2016).

#### 6.1.1 Estudios ópticos de Swift J1753.5-0127

El espectro óptico de Swift J1753.5-0127 está dominado por la emisión del disco de acreción debido al gran incremento de brillo ( $\Delta R \sim 5$  mag.) sufrido por la fuente durante el *outburst*. Es por este motivo que no se esperan demasiadas características espectroscópicas de la estrella compañera. Observaciones fotométricas de

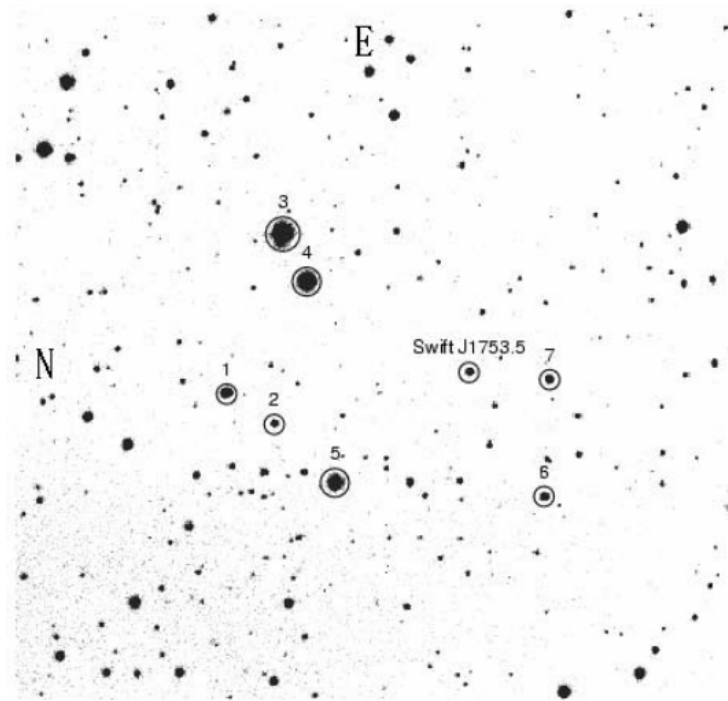


Figura 59: Campo de Swift J1753.5–0127 en la banda R de  $4.2' \times 4.2'$  [Zurita et al.](#) (imagen obtenida de [2008](#)).

la contraparte óptica de Swift J1753.5–0127 revelaron modulaciones en la banda R con un período de 3.2 horas, lo que parecería indicar que éste es el período orbital del sistema ([Zurita et al., 2008](#)). [Durant et al. \(2009\)](#) presentaron un espectro óptico donde solo se observan un continuo suave y una componente muy azul (ver Figura 60). Por otro lado, [Neustroev et al. \(2014\)](#) encontraron características angostas en el espectro óptico de la fuente, que asociaron a una estrella compañera evolucionada de  $0.2 M_{\odot}$ . También determinaron que la componente compacta es un agujero negro de baja masa ( $< 5M_{\odot}$ ). Estos autores estimaron además una periodicidad orbital de 2.85 horas, significativamente menor que los reportes de [Zurita et al. \(2008\)](#). [Shaw et al. \(2016a\)](#) intentaron reproducir los resultados de [Neustroev et al. \(2014\)](#). Sin embargo, no pudieron encontrar evidencia alguna de la estrella compañera. Incluso, estos autores estimaron un valor de  $> 7.4 \pm 1.2 M_{\odot}$  para la masa del objeto compacto, reforzando así su naturaleza de agujero negro. Además, sostienen el valor 3.24 horas para el período orbital encontrado por [Zurita et al. \(2008\)](#).

Las líneas de emisión de  $H_{\alpha}$  y He II ( $\lambda 4686$ ) se observaron al principio del *outburst* con forma de doble pico ([Torres et al., 2005a,b](#)). Sin embargo, las mismas desaparecieron un mes más tarde ([Cadolle Bel et al., 2007](#)). No se observó señal alguna de estas líneas en los espectros ópticos de [Durant et al. \(2009\)](#), pero las

- 
- 1 *Intermediate dispersion Spectrograph and Imaging System (ISIS)*, montado en el *William Herschel Telescope (WHT)*.
  - 2 *FOcal Reducer/low dispersion Spectrograph 2 (FORS2)*, montado en el *Very Large Telescope (VLT)*.
  - 3 *Andalucía Faint Object Spectrograph and Camera (ALFOSC)*, montado en el *Nordic Optical Telescope (NOT)*.

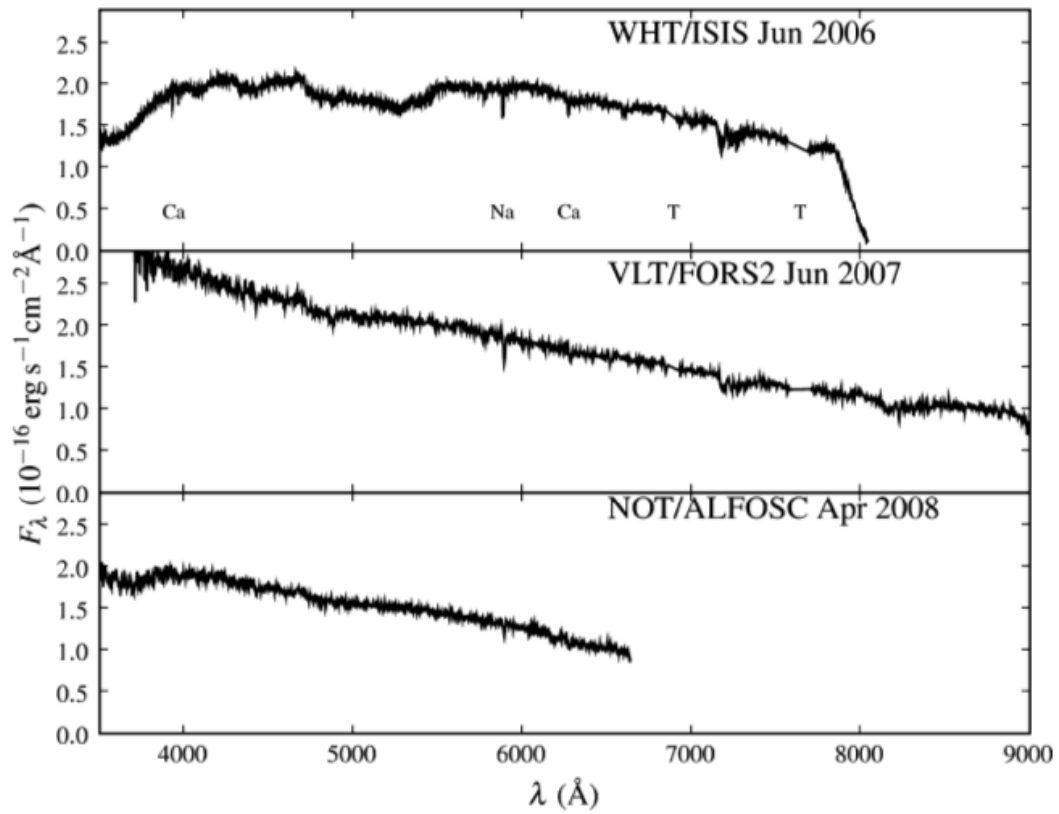


Figura 60: Espectros ópticos de Swift J1753.5–0127 tomados con WHT/ISIS<sup>1</sup>(panel superior), VLT/FORS2<sup>2</sup>(panel central) y NOT/ALFOSC<sup>3</sup>(panel inferior). Figura obtenida de [Durant et al. \(2009\)](#).

mismas reaparecieron en los espectros de [Neustroev et al. \(2014\)](#) y [Shaw et al. \(2016a\)](#).

Tras un ajuste de espectros ultravioletas con un modelo de disco de acreción y asumiendo una masa para el agujero negro de  $5 M_{\odot}$ , ([Froning et al., 2014](#)) determinaron una distancia  $< 2.8$  kpc para una inclinación del sistema de  $55^{\circ}$  y  $d < 3.7$  kpc, para  $i = 0^{\circ}$ . Debido a su ubicación en una latitud galáctica relativamente alta ( $b = +12$ ), la densidad de la columna de H en esa dirección es relativamente baja,  $N_{\text{H}} \sim 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  ([Cadolle Bel et al., 2007](#); [Froning et al., 2014](#)).

### 6.1.2 Estudios en rayos X de Swift J1753.5-0127

Después del pico alcanzado por el flujo en rayos X, la fuente declinó inmediatamente, alcanzando después de  $\sim 100$  días un valor de  $\sim 20$  mCrab ( $2 - 12$  keV), en lugar de retornar a la inactividad, tal como se esperaría de un sistema transitorio de rayos X con agujero negro ([Charles & Coe, 2006](#)). Swift J1753.5-0127 ha exhibido, a lo largo de su prolongado *outburst*, variabilidad de largo período ( $> 400$  días, [Shaw et al., 2013](#)). Durante ese período activo, la fuente se mantuvo la mayor parte del tiempo en el estado *hard*. Sin embargo, la misma ha experimentado algunos suavizados espectrales de corto período, caracterizados por un incremento en la temperatura del disco interior y un salto de la componente de ley de potencias ([Yoshikawa et al., 2015](#)), durante los cuales la fuente fue adquiriendo progresivamente un espectro *hard* intermedio. Uno de estos eventos reveló que después de la transición la fuente retornó al estado *hard* en lugar de continuar al estado *soft*, tal como sucede normalmente en estos sistemas ([Soleri et al., 2013](#)). En la Figura 61 se muestra el diagrama HID construido con observaciones durante la transición “fallida”, en Octubre del 2010, donde se observa claramente que la fuente pasó del estado *hard* (señalado como LHS) a un estado intermedio y luego retornó nuevamente al estado *hard* ([Soleri et al., 2013](#)). Las duraciones de estas transiciones de estado “fallidas” han sido de  $\sim 25$  días, relativamente cortas. En el año 2015, la fuente atravesó una transición de mayor duración, donde el flujo en rayos X ( $15 - 50$  keV) decayó a los menores valores reportados desde su descubrimiento ([Onodera et al., 2015](#)). El seguimiento de la fuente con el Swift X-ray Telescope (XRT, [Burrows et al., 2005](#)), XMM-Newton ([Jansen et al., 2001](#)) y el Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR, [Harrison et al., 2013](#)), revelaron que Swift J1753.5-0127 entró en el estado *soft* por primera vez, después de  $\sim 10$  años en el estado *hard*, con una de las menores luminosidades reportadas para los estados *soft* de este tipo de fuentes ([Shaw et al., 2015, 2016b](#)). [Shaw et al. \(2016d\)](#), reportaron que Swift J1753.5-0127 retornó al estado *hard* para Febrero del 2016. Tal como mencionamos anteriormente, la fuente alcanzó finalmente el estado de inactividad, por primera vez, en Septiembre del 2016,  $\sim 11$  años después de su descubrimiento.

Debido a la dificultad para observar características del objeto compacto y la no detección de emisión fluorescente, no ha sido posible determinar de manera directa la masa del objeto compacto. Sin embargo, observaciones con INTEGRAL (del inglés, *INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) determinaron la presencia de la cola de una ley de potencias *hard* hasta  $\sim 600$  keV, típica de un agujero negro en el estado *hard* ([Cadolle Bel et al., 2007](#)). Además, observaciones RXTE re-



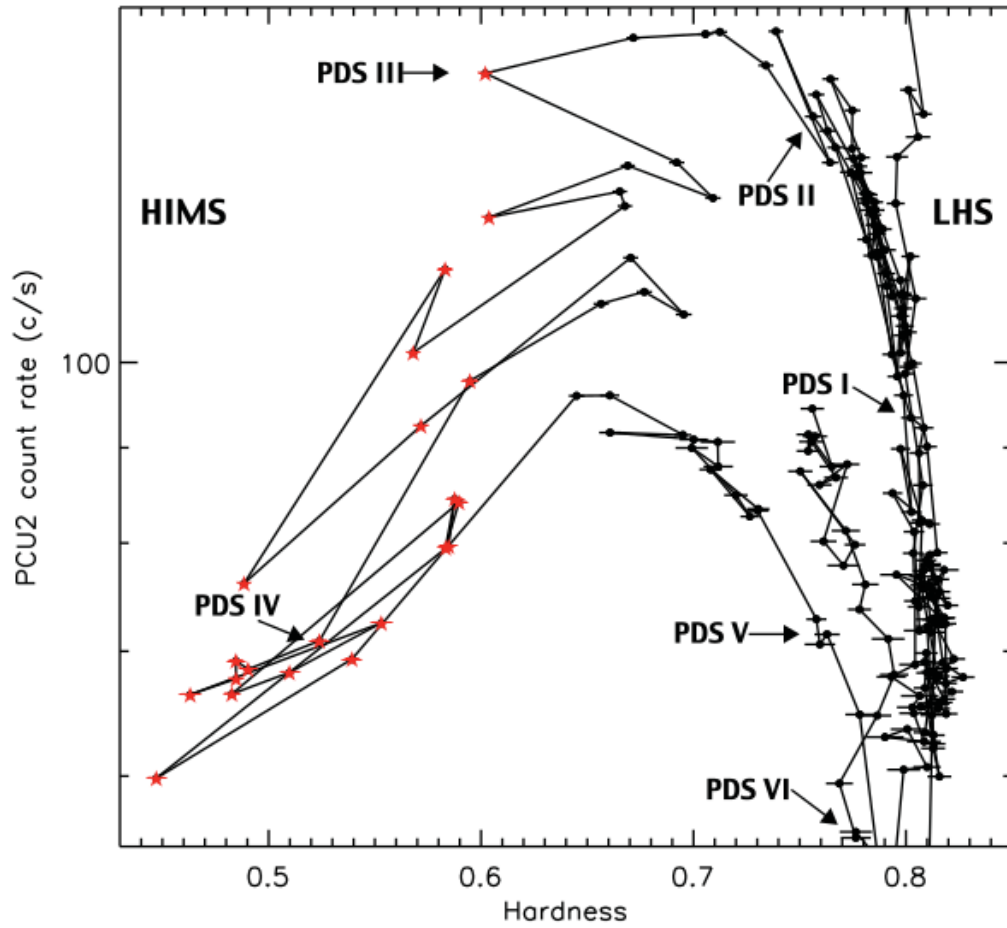


Figura 61: Diagrama HID del sistema Swift J1753.5–0127 construido con observaciones durante una transición “fallida”, en Octubre del 2010, en la cual la fuente pasó del estado *hard* (señalado como LHS) a un estado intermedio y luego retornó al estado *hard*, sin alcanzar nunca el estado *soft*. Figura adaptada de Soleri et al. (2013).

velaron una QPO a 0.6 Hz, con características típicas de agujeros negros (Morgan et al., 2005).

### 6.1.3 Correlación entre las características en el óptico y en rayos X

De acuerdo al modelo estándar para los LMXBs, la radiación óptica está dominada por emisión térmica del reprocesamiento de los rayos X provenientes del disco de acreción alrededor de la fuente primaria (el objeto compacto), tal como mencionamos anteriormente, y en la cara de la estrella compañera iluminada por esa fuente de rayos X (van Paradijs & McClintock, 1994, 1995). Luego, la componente óptica observada refleja las variaciones en el flujo de rayos X. En los sistemas con agujeros negros, se cree que el disco de acreción es el responsable de la mayor parte de la radiación óptica. El reprocesamiento de rayos X no suele ser muy fácil de detectar y requiere normalmente de técnicas especiales. Por ejemplo, Hynes et al. (2004) encontraron evidencias de reprocesamiento para el sistema V404 Cyg basándose en correlaciones entre la emisión en rayos X,  $H_\alpha$  y emisiones del continuo óptico. Por otro lado, en el sistema GX 339–4 se ha observado variabilidad óptica rápida (Motch et al., 1982, 1983), y se ha sugerido que la misma se debe a algún proceso diferente a la emisión térmica, por ejemplo emisión ciclotrón o sincrotrón (ver, por ejemplo, Fabian et al., 1982).

Para visualizar la correlación entre las observaciones en longitudes de onda ópticas y en rayos X, mostramos, a modo de ejemplo, la Figura 62, donde se observan las curvas de luz en rayos X (RXTE/PCA, del inglés, *Proportional Counter Array*, montado en el telescopio *Rossi X-ray Timing Explorer*) y óptica/infrarroja (YALO, *Yale/AURA/Lisbon/OSU*) del sistema GX 339–4 (Homan et al., 2005). Una rápida visualización de la Figura 62 en conjunto nos permite notar que los cambios que sufre la curva de luz en rayos X se ven reflejados en cambios en las curvas de luz óptica e infrarroja. En el estado *hard*, los perfiles de las curvas de luz ópticas e infrarrojas son similares al perfil de la curva de luz del flujo de la ley de potencias. Sin embargo, en el estado *soft* la curva de luz infrarroja se asemeja mucho más a la del flujo del disco. El estado intermedio parece representar la transición entre los dos comportamientos. Tras el análisis de estos datos, Homan et al. (2005) concluyen que las propiedades ópticas e infrarrojas de los agujeros negros en binarias emisoras de rayos X son extremadamente sensibles al estado en rayos X del sistema.

Otro ejemplo de correlación entre la radiación óptica y los rayos X, lo constituye el trabajo de Shih et al. (2011) para el sistema 4U 1636–536. La Figura 63 muestra datos correspondientes a un monitoreo óptico en las bandas B y V, realizado a lo largo de 3 meses con el telescopio de 1.3 metros SMARTS (del inglés, *Small & Moderate Aperture Research Telescope System*), junto con observaciones simultáneas en rayos X en la banda *soft* (RXTE/ASM, del inglés, *All-Sky Monitor*, montado en el telescopio *Rossi X-ray Timing Explorer*) y *hard* (Swift/BAT). Tras el análisis de estos datos, los autores encontraron una clara modulación en longitudes de onda ópticas que correlaciona con los estados en rayos X.

Los cambios que se observan en los espectros y la variabilidad entre los estados en rayos X sugieren que la geometría del flujo de acreción evoluciona considerablemente de un estado a otro. La eficiencia de radiación del disco y de la estrella

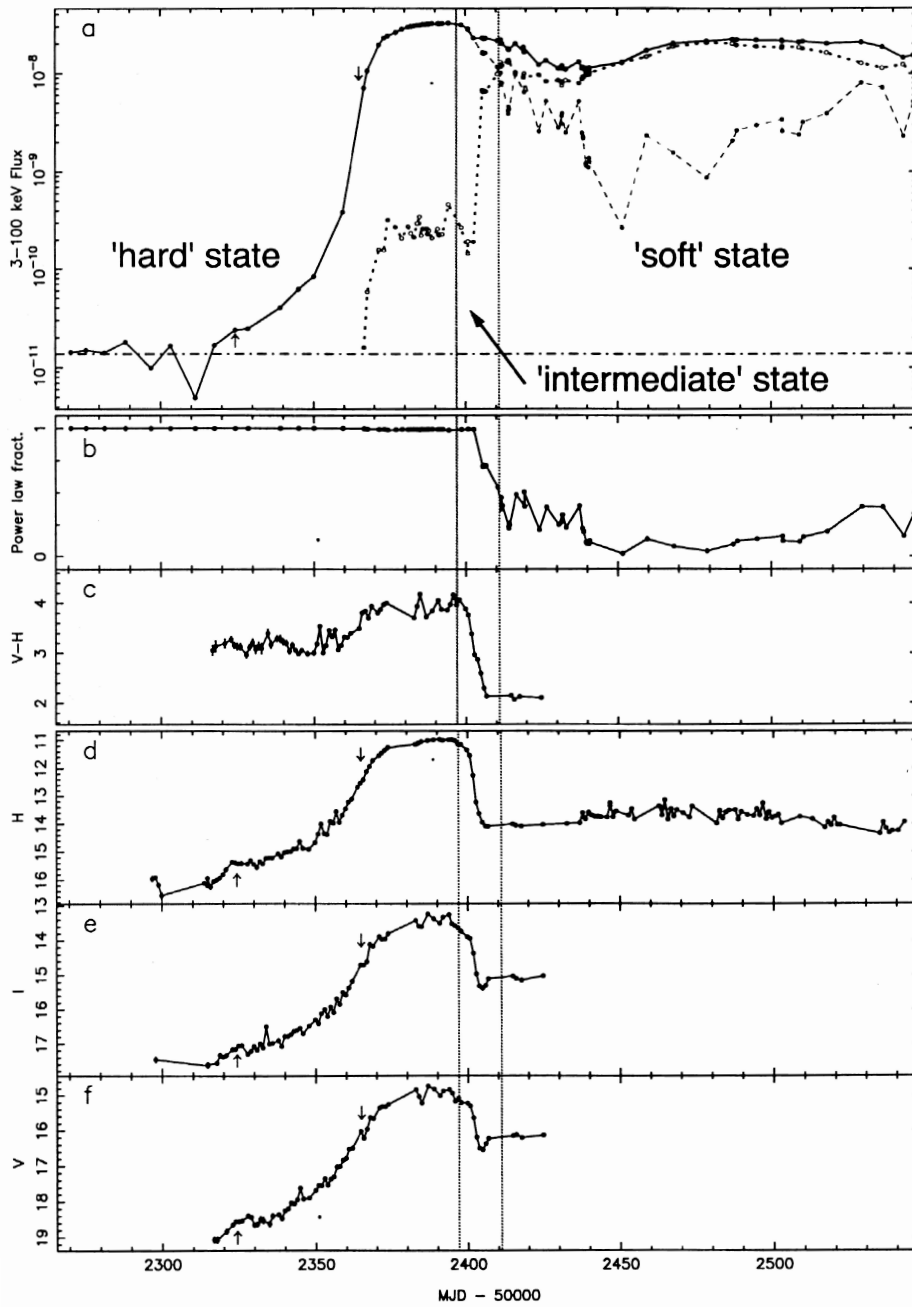


Figura 62: Curvas de luz en rayos X (RXTE/PCA) y óptica/infrarroja (YALO) del sistema GX 339-4. (a) Flujo total (línea sólida), flujo de ley de potencias (línea discontinua) y flujo del disco (línea de puntos), en la banda 3 – 100 keV. Las líneas verticales muestran los momentos aproximados de las transiciones de estado en rayos X. (b) La fracción de la contribución de la componente de ley de potencias al flujo en 3 – 100 keV. (c) Color V – H. (d–f) Magnitudes H, I y V. Figura obtenida de [Homan et al. \(2005\)](#).

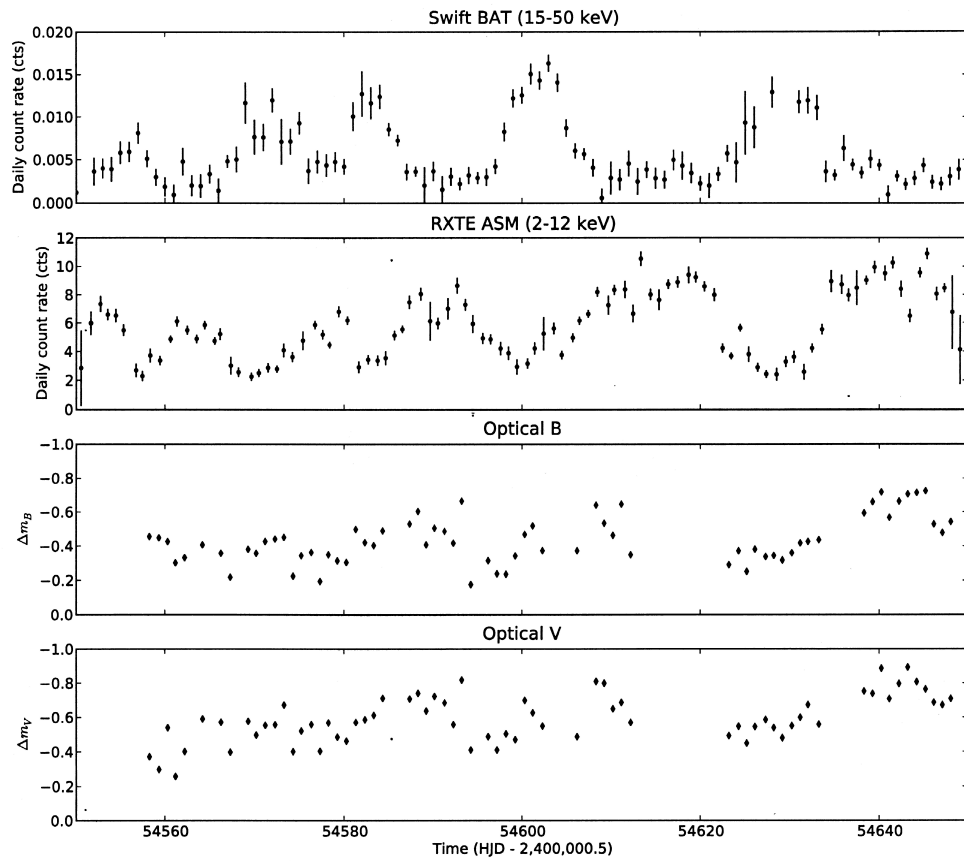


Figura 63: De arriba hacia abajo, curvas de luz en rayos X *hard* (Swift/BAT), en rayos X *soft* (RXTE/ASM) y en longitudes de onda ópticas B y V (SMARTS), del sistema 4U 1636–536. Figura obtenida de [Shih et al. \(2011\)](#).

compañera probablemente se ve afectada por esos cambios en la geometría (Homan et al., 2005). Por ejemplo, una geometría esférica, como la de una corona compacta, emite radiación más isotrópicamente que las partes internas planas de un disco de acreción angosto. Por otro lado, observaciones en radio indican que en los estados *hard* e intermedio, se observa un flujo de material saliente (*outflow*) que puede contribuir a los flujos infrarrojo, óptico y de rayos X (Markoff et al., 2001). Por lo tanto, se espera que ocurran cambios significativos, que de hecho se observan, en el óptico e infrarrojo a medida que las fuentes cambian de un estado en rayos X a otro (ver, por ejemplo, Motch et al., 1985). Estos cambios se pueden usar, por ejemplo, para distinguir los diferentes mecanismos responsables de la emisión óptica e infrarroja y para determinar modelos para la geometría del flujo de acreción en los diferentes estados en rayos X.

Todos los estudios mencionados evidencian la existencia de una correlación entre la radiación en longitudes de onda ópticas y los diferentes estados en rayos X de los LMXBs. Con el objetivo de correlacionar las características ópticas observadas en el sistema Swift J1753.5–0127 con los diferentes estados activos de la fuente en rayos X, realizamos un estudio comparativo de la misma en diferentes épocas. Para esto, obtuvimos espectros ópticos de la fuente con el telescopio Gemini Sur y trabajamos con espectros ópticos de la literatura y con espectros en rayos X de las bases de datos de la misión Swift (*Swift Gamma-ray Burst Mission*, Gehrels et al., 2004).

## 6.2 OBSERVACIONES ÓPTICAS

Obtuvimos espectroscopía óptica de ranura larga de Swift J1753.5–0127 con el espectrógrafo GMOS del telescopio Gemini Sur, bajo el programa GS-2015A-Q-66, el 8 de Junio del 2015. En total, tomamos 8 espectros de 750 segundos de exposición, dos centrados en 470 nm, dos en 475 nm, dos en 610 nm y dos en 615 nm, para cubrir un rango espectral amplio y para evitar las columnas vacías del detector. Utilizamos la red B1200 (1200 líneas/mm), una ranura de 0.5" y un *binning* de  $2 \times 2$ . La configuración elegida resultó en un cubrimiento espectral de 4000 – 7000 Å y una resolución espectral de 0.5 Å. El *seeing* en el momento de la observación fue de  $\sim 1.0 - 1.2''$ . Para cada configuración, observamos además una lámpara CuAr para realizar la calibración en longitud de onda.

Los espectros fueron reducidos utilizando el paquete de Gemini para IRAF. Realizamos la calibración en flujo de cada espectro utilizando observaciones de una estrella estándar, observada también como parte del programa. Con el objetivo de aumentar la relación señal-ruido (S/N), combinamos los 8 espectros para obtener un espectro final con  $S/N \sim 30$  en 4500 Å y  $S/N \sim 70$  en 5500 Å y en 6700 Å. Recortamos el espectro final para mantener solo la región entre 4200 y 6900 Å. Eliminamos la parte más azul del espectro debido a que la respuesta del detector no era buena en esas longitudes de onda. Por otro lado, recortamos la parte más roja del espectro debido a que la absorción atmosférica se vuelve importante en esta región. Finalmente, re-escalamos el espectro promedio para hacerlo coincidir con una estimación de la fotometría que realizamos para la fecha de nuestras observaciones. Para realizar esta estimación graficamos, en la Figura 64, la curva de luz en la banda V, cercana a nuestras observaciones, a partir de datos que encontramos

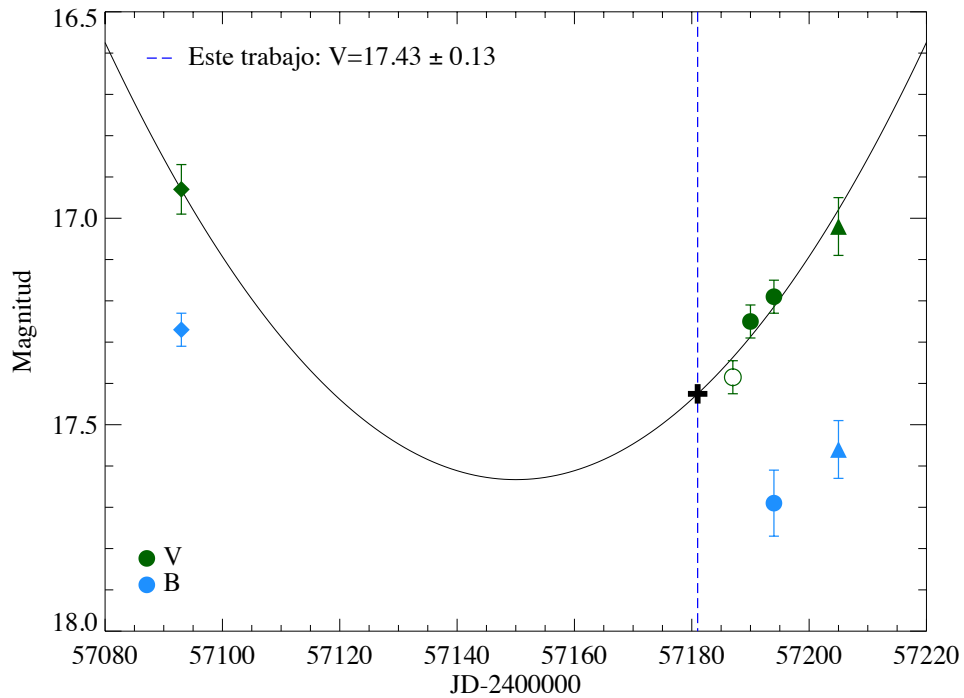


Figura 64: Curva de luz, cercana a nuestras observaciones, en la banda V de Swift J1753.5-0127, ajustada con una parábola. El rombo corresponde al valor de Shaw et al. (2015), los círculos cerrados a las observaciones de Neustroev et al. (2015) y el triángulo al valor de Wiersema (2015). El círculo abierto, correspondiente a las observaciones de Shaw et al. (2016a), se calculó a partir de datos espectroscópicos. La cruz denota el valor calculado para nuestras observaciones,  $V = 17.43 \pm 0.13$ .

en la literatura: el rombo corresponde al valor de Shaw et al. (2015), los círculos cerrados a las observaciones de Neustroev et al. (2015) y el triángulo al valor de Wiersema (2015), todos calculados a partir de la fotometría. También incluimos en la curva un punto correspondiente a los datos de Shaw et al. (2016a, círculo abierto, ver más abajo), que calculamos a partir de una integración del flujo en esa banda, sobre el espectro. Ajustamos la curva con una función simple, una parábola, y estimamos así un valor  $V = 17.43 \pm 0.13$  (señalado con una cruz en la Figura 64), para el 8 de Junio de 2015, la fecha de observación de nuestros datos, denotada con una línea vertical azul en la Figura 64. Probamos además un ajuste con una recta y el valor obtenido ( $V = 17.45$ ) fue consistente con el del ajuste de la parábola. También se observan en la Figura 64 los puntos correspondientes a la banda B, consistentes con las observaciones en la banda V. El error se estimó simplemente a partir del ajuste y, si bien es pequeño, vemos que en general no se observa un cambio importante de los valores de las magnitudes. Sin embargo, cerca de nuestra fecha de observación se aprecia una clara tendencia ascendente en el brillo, por lo que consideramos que nuestra estimación de V es lo suficientemente buena como para establecer el valor de la normalización.

La Figura 65 muestra el espectro promedio de Swift J1753.5-0127 en negro. Las regiones espectrales alrededor de  $\sim 4890 \text{ \AA}$  y  $\sim 6330 \text{ \AA}$ , se eliminaron debido a una

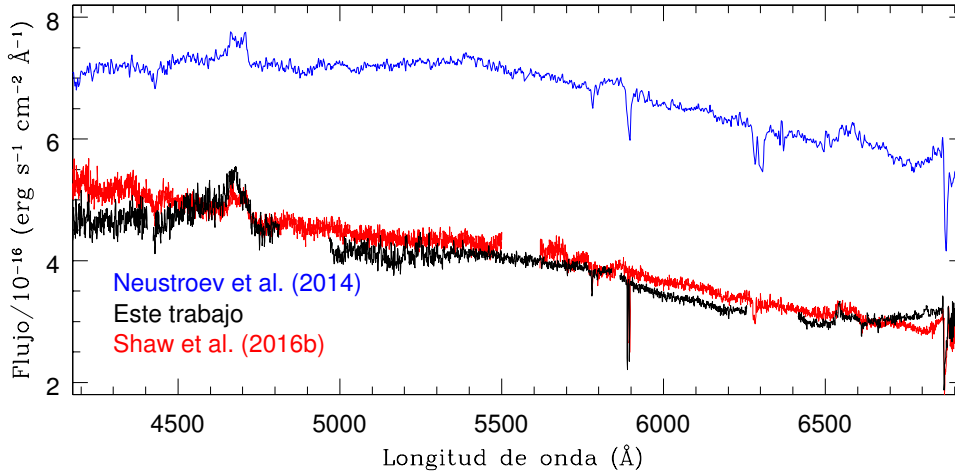


Figura 65: Espectro óptico promedio de Swift J1753.5–0127 obtenido con el espectrógrafo GMOS del telescopio Gemini Sur (negro), el 8 de Junio del 2015. Como comparación, mostramos en rojo el espectro obtenido por Shaw et al. (2016a) el 14 de Junio del 2015, menos de una semana después que nuestro espectro Gemini, y en azul el obtenido por Neustroev et al. (2014), entre el 6 y el 9 de Agosto del 2013.

falla en el quinto amplificador del CCD. Tal como se esperaba, el espectro óptico no presenta muchas características. Las más prominentes son las líneas de emisión de doble pico de He II ( $\lambda 4686$ ) y  $H_{\alpha}$ .

Para analizar la evolución del sistema, obtuvimos dos espectros extra de la fuente, de la literatura. La Figura 65 muestra en rojo el espectro promedio de la fuente de Shaw et al. (2016a), tomado con el espectrógrafo ISIS del telescopio WHT en España, el 14 de Junio del 2015, menos de una semana después que nuestros datos. La resolución espectral de estos datos es de  $\sim 0.4 - 0.5 \text{ \AA}$ . El espectro azul en la Figura 65 fue obtenido por Neustroev et al. (2014) entre el 6 y el 9 de Agosto del 2013, con el espectrógrafo *Boller and Chivens* del Observatorio Astronómico Nacional (OAN SPM), en México. Este espectro tiene una resolución más baja que los anteriores, de  $\sim 1.7 \text{ \AA}$ .

### 6.2.1 Análisis de los espectros ópticos

La Figura 66 muestra nuevamente el espectro óptico de la fuente obtenido con el espectrógrafo GMOS del telescopio Gemini Sur, el 8 de Junio del 2015. Hemos señalado en la Figura 66 las características más relevantes, visibles en el espectro. Al igual que lo observado en los espectros de Durant et al. (2009), nuestro espectro presenta un continuo suave y una componente muy azul. Tal como habíamos predicho, dado que el espectro corresponde al disco de acreción que rodea a la compañera del objeto compacto, las únicas líneas espectrales que se observan, en emisión y con doble pico debido al movimiento espiralado alrededor de la estrella, son la de He II ( $\lambda 4686$ ) y  $H_{\alpha}$ . Notemos que el espectro es bastante más ruidoso del lado azul, por lo que en realidad el doble pico de He II no alcanza a distinguirse.

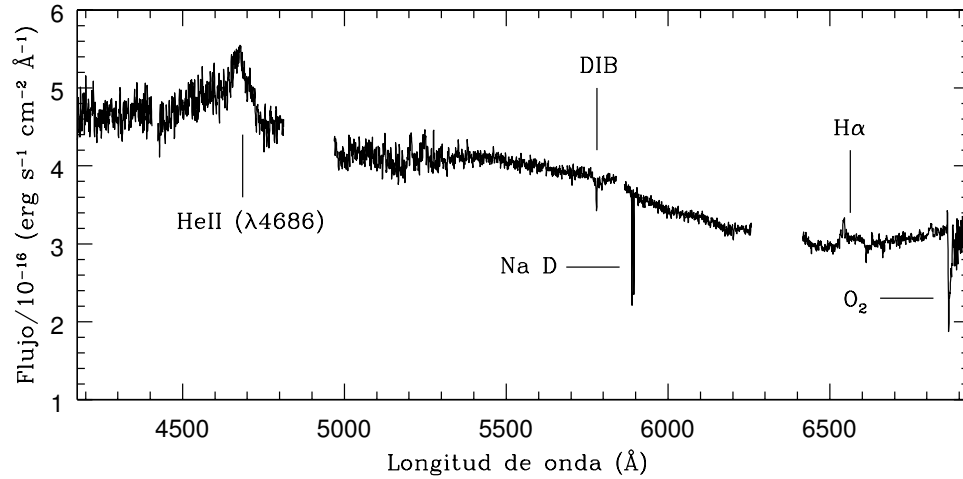


Figura 66: Espectro óptico promedio de Swift J1753.5-0127 obtenido con el espectrógrafo GMOS del telescopio Gemini Sur, el 8 de Junio del 2015.

Se observan también en el espectro las líneas interestelares DIB (del inglés *Diffuse Interstellar Band*) y las del doblete del Na en  $\sim 5890 \text{ \AA}$ , además de una de las bandas atmosféricas de  $\text{O}_2$ .

Volviendo a la Figura 65, observamos que los tres espectros de Swift J1753.5-0127 presentan algunas diferencias. En el espectro de [Neustroev et al.](#) (espectro azul) el doble pico de  $\text{H}\alpha$  no resulta muy evidente debido a la baja resolución, sin embargo, estos autores logran discernir bien los dos picos de He II ( $\lambda 4686$ ). A primera vista, la mayor diferencia entre los espectros observados corresponde a los flujos. Para  $\lambda 5500$ , por ejemplo, el espectro de [Neustroev et al.](#) tiene un flujo de  $\sim 7.2 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ , mientras que el espectro de [Shaw et al.](#) tiene un flujo de  $\sim 4.3 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$  y el de Gemini/GMOS de  $\sim 4 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ . Otra propiedad que diferencia a los espectros es la forma de los mismos. Si bien todos presentan el mismo declive, el espectro de [Shaw et al.](#) decrece en línea recta, mientras que el de [Neustroev et al.](#) mantiene un flujo aproximadamente constante hasta  $\sim 5400 \text{ \AA}$  y luego comienza a decrecer. Nuestro espectro, si bien muestra un leve decrecimiento en longitudes de onda azules, en general presenta una morfología similar a la del espectro de [Neustroev et al.](#) Se observa además un aumento entre  $\sim 4500$  y  $\sim 4600 \text{ \AA}$  que no presentan los otros dos espectros. Sin embargo, dada la baja S/N de nuestro espectro en esas longitudes de onda, creemos que ese aumento no representa una característica real del mismo, sino que es consecuencia de la presencia de la línea ancha de He II ( $\lambda 4686$ ). Finalmente, se observa una diferencia en la intensidad de las líneas del doblete del Na ( $\sim 5890$ ), más débiles en el espectro de [Neustroev et al.](#) que en los otros dos. Notar que a pesar de haber sido obtenidos con solo 6 días de diferencia, el espectro Gemini/GMOS presenta varias diferencias con respecto al de [Shaw et al.](#) Esto evidencia la gran variabilidad de la fuente en longitudes de onda ópticas, en períodos relativamente cortos de tiempo.



### 6.3 OBSERVACIONES EN RAYOS X

Respecto a la región espectral de los rayos X, analizamos observaciones de Swift J1753.5–0127 tomadas con el *Swift Gamma-ray Burst Mission*. La misión Swift consiste de dos telescopios, el XRT y el UVOT (Roming et al., 2005), y un detector de máscara codificada de gran campo, BAT. BAT se encarga de monitorear todo el cielo permanentemente, por lo que se pueden obtener datos de este detector para una fuente a lo largo de todo el año (excepto cuando la fuente se encuentra alineada con el Sol). Por otro lado, tanto XRT como UVOT toman datos de una fuente solo bajo observaciones programadas, es decir, cuando un observador solicita observaciones. En primer lugar, para seleccionar las observaciones a analizar, graficamos en la Figura 67 la curva de luz promedio diaria Swift-BAT para Swift J1753.5–0127 en el rango 15 – 50 keV (panel superior) y la curva de luz Swift-XRT en el rango 0.3 – 10 keV (panel inferior). Las líneas verticales de color indican las épocas donde fueron tomados los espectros ópticos; en verde se indica la fecha en que se tomó el espectro de Neustroev et al. (2014, del 6 al 9 de Agosto del 2013), en azul mostramos cuando observamos nuestro espectro Gemini/GMOS (8 de Junio del 2015) y en rojo se observa cuando se tomó el espectro de Shaw et al. (2016a, 14 de Junio del 2015). Para mayor detalle, la Figura 68 muestra extractos de las curvas de luz de la fuente en los períodos donde se tomaron las observaciones ópticas. Los extractos de la curva de luz de Swift-XRT (paneles inferiores) muestran que no hay observaciones cercanas, con una diferencia de a lo sumo 20 días con respecto al día de la observación óptica, al espectro promedio tomado entre el 6 y el 9 de Agosto del 2013. Sin embargo, sí hay observaciones cercanas a los espectros ópticos obtenidos en Junio del 2015. Por lo tanto, solo analizaremos estas últimas observaciones, ya que las que se encuentran lejos de las observaciones ópticas no son representativas del estado de la fuente en ese momento debido a la variabilidad de la misma.

Las observaciones de XRT elegidas se tomaron en el modo *windowed timing*<sup>4</sup> alrededor de los espectros ópticos del 2015: el 21 de Mayo (Obs. ID 00030090089), el 23 de Mayo (Obs. ID 00030090090), el 23 de Junio (Obs. ID 00030090092, 00030090093) y el 24 de Junio (Obs. ID 00030090094, 00030090095). Extrajimos los espectros de la página web de Swift<sup>5</sup> y los procesamos usando los softwares HEASOFT v6.19<sup>6</sup> y XSPEC<sup>7</sup>.

El detector tiene una buena respuesta entre 0.3 y 10 keV, sin embargo, por debajo de 0.7 keV el mismo suele presentar un problema de calibración cuando se tratan fuentes muy absorbidas, lo que genera una depresión en el espectro que no es intrínseca de la fuente. Para evitar este efecto, en primer lugar cortamos el espectro para quedarnos con el rango de 0.7 a 10 keV. Además, re-bineamos los datos a un valor mínimo de 20 cuentas por bin para facilitar la visualización de los espectros. Finalmente, trabajamos en el ajuste de diferentes modelos a los espectros, probando los que se utilizan normalmente para ajustar LMXBs: una ley de potencias absorbida ( $tbabs*powerlaw$ ), un cuerpo negro para el disco absorbido

<sup>4</sup> El modo *windowed timing* del telescopio XRT se utiliza para fuentes brillantes y consiste en una imagen unidimensional con una resolución temporal de 1.7 milisegundos.

<sup>5</sup> [http://www.swift.ac.uk/user\\_objects/](http://www.swift.ac.uk/user_objects/)

<sup>6</sup> <http://heasarc.nasa.gov/lheasoft/>

<sup>7</sup> <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

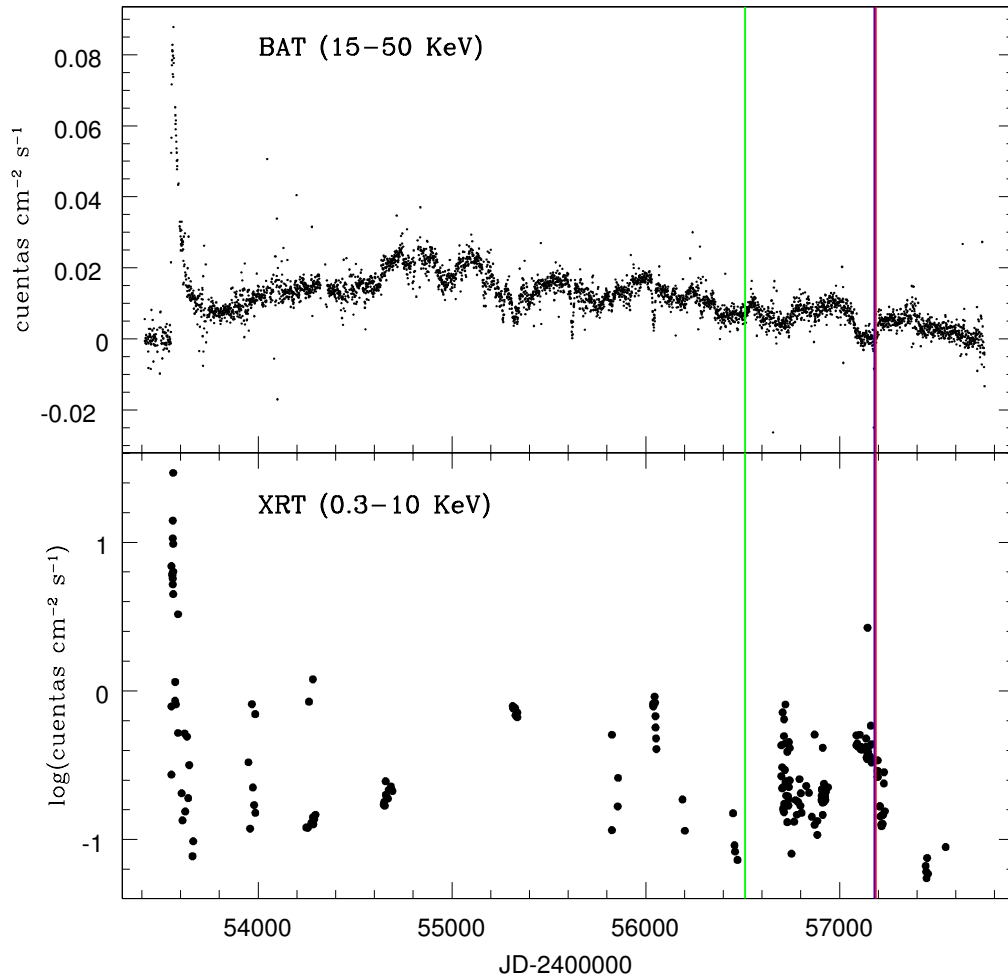


Figura 67: Curva de luz promedio diaria Swift-BAT en el rango 15 – 50 keV (panel superior) y curva de luz Swift-XRT en el rango espectral 0.3 – 10 keV (panel inferior), para Swift J1753.5–0127. La línea verde vertical denota la fecha (6-9 de Agosto del 2013) donde se tomaron las observaciones ópticas de [Neustroev et al. \(2014\)](#), mientras que las líneas azul y roja indican dónde se encuentran las observaciones Gemini/GMOS (8 de Junio del 2015) y de [Shaw et al. \(2016a\)](#), 14 de Junio del 2015), respectivamente.

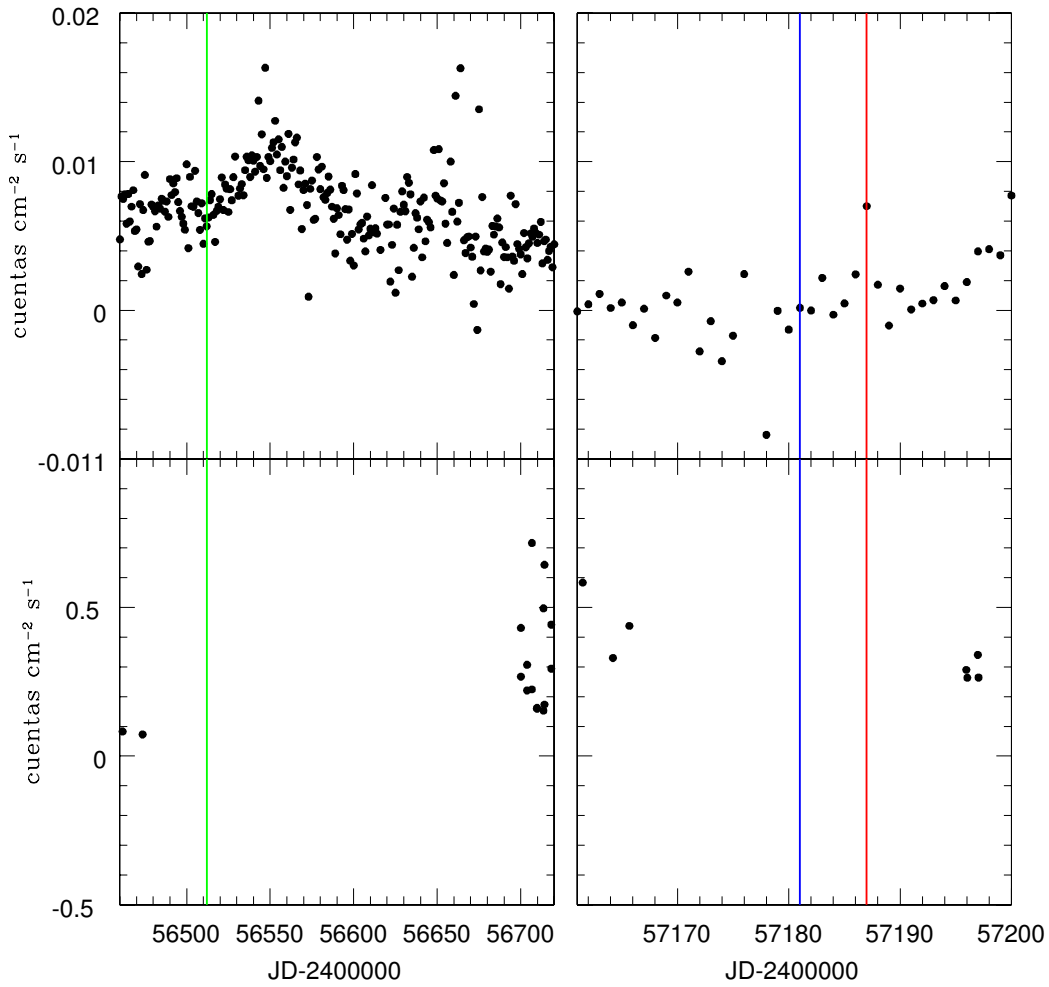


Figura 68: Extractos de la curva de luz promedio diaria Swift-BAT en el rango 15 – 50 keV (paneles superiores) y de la curva de luz Swift-XRT en el rango espectral 0.3 – 10 keV (paneles inferiores), para Swift J1753.5–0127, alrededor de las observaciones ópticas. La línea verde vertical denota la fecha (6-9 de Agosto del 2013) donde se tomaron las observaciones ópticas de [Neustroev et al. \(2014\)](#), mientras que las líneas azul y roja indican dónde se encuentran las observaciones GMOS/Gemini (8 de Junio del 2015) y de [Shaw et al. \(2016a, 2015\)](#), respectivamente.

( $tbabs*diskbb$ ), una ley de potencias simple multiplicada por un cuerpo negro para el disco, absorbidos ( $tbabs*(simpl*diskbb)$ ), y una ley de potencias más un cuerpo negro para el disco absorbidos ( $tbabs*(powerlaw+diskbb)$ ).

### 6.3.1 Modelado de los espectros Swift/XRT de Swift J1753.5-0127

Tal como mencionamos en la sección anterior, los modelos normalmente utilizados en el ajuste de LMXBs son:

1.  $tbabs*powerlaw$
2.  $tbabs*diskbb$
3.  $tbabs*(simpl*diskbb)$
4.  $tbabs*(powerlaw+diskbb)$

Para entender las implicancias físicas de estos modelos, a continuación resumimos las principales características de cada una de sus componentes:

- *tbabs*: los modelos de absorción interestelar de Tuebingen-Boulder permiten calcular la sección cruzada de absorción de rayos X por el medio interestelar como la suma de las secciones cruzadas de absorción de rayos X debidas a la fase gaseosa, la fase granular y la molecular del medio interestelar. En particular, *tbabs* permite variar sólo la columna de H molecular.
- *powerlaw*: corresponde a una simple ley de potencias  $N(E) = N_{PL} E^{-\Gamma_{PL}}$ , donde  $N_{PL}$  es un factor de normalización y  $\Gamma_{PL}$  es el índice de fotones.
- *diskbb*: corresponde a un disco de acreción con múltiples componentes de cuerpo negro (Mitsuda et al., 1984).
- *simpl*: es un modelo de Comptonización<sup>8</sup> en el cual una fracción de los fotones en un espectro es dispersada en una componente de ley de potencias (Steiner et al., 2009). Está diseñado para ser utilizado con espectros térmicos *soft*, con una Comptonización angosta y cuyo índice de fotones  $\Gamma_{simpl} > 1$ .

Mereminskiy et al. (2016), por ejemplo, estudiaron un nuevo *outburst* del LMXB con candidato a agujero negro GRS 1739-278. El análisis de los datos en la banda de energía 0.5 – 150 keV permitió ajustarlos satisfactoriamente con un modelo de ley de potencias absorbida ( $tbabs*powerlaw$ ,  $\Gamma_{PL} = 1.8 \pm 0.07$ ), tras el cual los autores determinaron que la fuente se encontraba en un estado *hard* de baja luminosidad. Por otro lado, Bahramian et al. (2015) reportaron que el sistema IGR J17451-3022, se encontraba en transición desde el estado *soft* al estado de inactividad, en Mayo del 2015, al observar un decrecimiento en el brillo en rayos X. Para llegar a esa

<sup>8</sup> La Comptonización es el resultado del efecto Compton, bajo el cual aumenta la longitud de onda de un fotón al chocar con un electrón libre, perdiendo parte de su energía. En el efecto Compton inverso, los fotones disminuyen su longitud de onda al chocar con electrones libres, siempre que los electrones se muevan a velocidades cercanas a la de la luz y que los fotones tengan altas energías. Este último es el que tiene lugar en los sistemas que estamos estudiando.

conclusión, determinaron que el mejor ajuste de los datos Swift/XRT está dado por un cuerpo negro para el disco absorbido ( $tbabs*diskbb$ ,  $kT = 0.6 \pm 0.2$  keV).

Para caracterizar al sistema Swift J1753.5–0127 y determinar diferentes parámetros, ajustamos a los espectros Swift/XRT seleccionados los 4 modelos usuales, mencionados arriba. La Tabla 5 muestra los valores del  $\chi^2$  (chi-cuadrado) reducido, para cada modelo y cada espectro ajustados. El  $\chi^2$  reducido ( $= \chi^2/\text{número de grados de libertad}$ ) determina qué tan bueno es el ajuste de los datos con el modelo, para datos gaussianos. Como regla, este parámetro debe ser cercano a 1. Si el  $\chi^2$  reducido es mucho mayor que 1, entonces los datos no pueden ser representados por el modelo ajustado. Por otro lado, si el parámetro es menor a 1 es probable que los errores gaussianos asociados a los datos, estén sobre-estimados. En la Tabla 5 se observa que el  $\chi^2$  reducido para los espectros de Mayo se encuentra lejos de la unidad para el modelo  $tbabs*powerlaw$ . Lo mismo ocurre para el modelo  $tbabs*diskbb$  en los espectros de Junio. La Figura 69 muestra el espectro en rayos X de Swift J1753.5–0127 obtenido el 21 de Mayo del 2015 (datos negros, panel superior), ajustado con el modelo  $tbabs*powerlaw$  (curva roja), y el espectro obtenido el 24 de Junio del 2015 (panel inferior), ajustado con el modelo  $tbabs*diskbb$ . En ambos paneles se observan además los residuos, estimados como  $(\text{datos-modelo})/\text{error}$ . Se observa claramente en ambos casos que los ajustes realizados no logran representar los datos, tal como indica el valor estimado de  $\chi^2$  reducido.

Tabla 5:  $\chi^2$  reducido: medida del error en el ajuste de los diferentes modelos.

Modelo	21 Mayo	23 Mayo	23 Junio	24 Junio
$tbabs*powerlaw$	3.80	2.75	1.53	1.32
$tbabs*diskbb$	2.06	1.40	11.11	11.92
$tbabs*(simpl*diskbb)$	1.27	1.14	<b>1.24</b>	<b>1.15</b>
$tbabs*(powerlaw+diskbb)$	<b>1.05</b>	<b>0.92</b>	1.21	1.32

Para los espectros de Mayo, se observa en la Tabla 5 que el ajuste correspondiente a  $tbabs*diskbb$  también se aparta del espectro, al igual que el modelo  $tbabs*powerlaw$  se aparta del espectro del 23 de Junio. Esto implica que los modelos más simples no resultan suficientes para ajustar los datos de Swift J1753.5–0127. Para el caso de los dos modelos restantes considerados, vemos que ambos realizan un ajuste aceptable de los datos. Sin embargo, para los espectros de Mayo, el modelo  $tbabs*(powerlaw+diskbb)$  resulta claramente mas preciso. La Figura 70 muestra los espectros en rayos X de la fuente, correspondientes al 21 de Mayo (panel superior) y al 23 de Mayo (panel inferior) del 2015, ajustados con el modelo  $tbabs*(powerlaw+diskbb)$  (curva roja).

Para los espectros de Junio, la solución no resulta tan inmediata. Para el espectro del 24 de Junio el ajuste más apropiado corresponde al modelo  $tbabs*(simpl*diskbb)$ , pero el espectro del 23 de Junio se ajusta más adecuadamente con el modelo  $tbabs*(powerlaw+diskbb)$ . Si bien idealmente se busca estudiar la variación temporal de los espectros en el menor intervalo posible, en este caso particular decidimos simplificar el análisis principalmente por dos motivos. En primer lugar, la diferencia en el valor del  $\chi^2$  reducido para estos dos modelos no es tan importante en el espectro del 23 de Junio. Además, en la Figura 68 vemos que la curva de luz

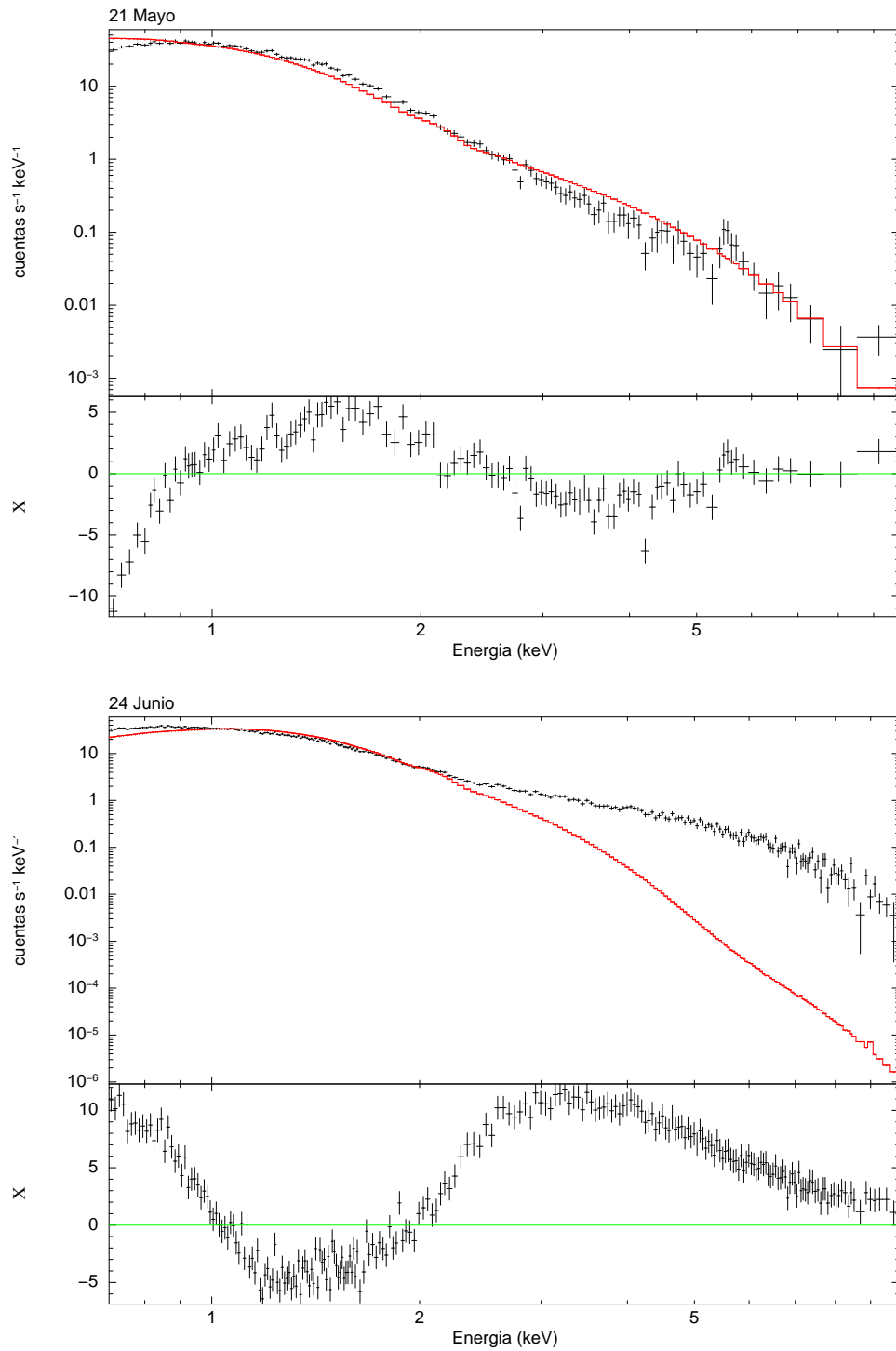


Figura 69: Espectro Swift/XRT de Swift J1753.5-0127 obtenido el 21 de Mayo del 2015 (datos negros, panel superior), ajustado con el modelo  $tbabs*powerlaw$  (curva roja), y el espectro obtenido el 24 de Junio del 2015 (panel inferior), ajustado con el modelo  $tbabs*diskbb$ . En ambos paneles se observan además los residuos, estimados como  $(datos-modelo)/error$ .

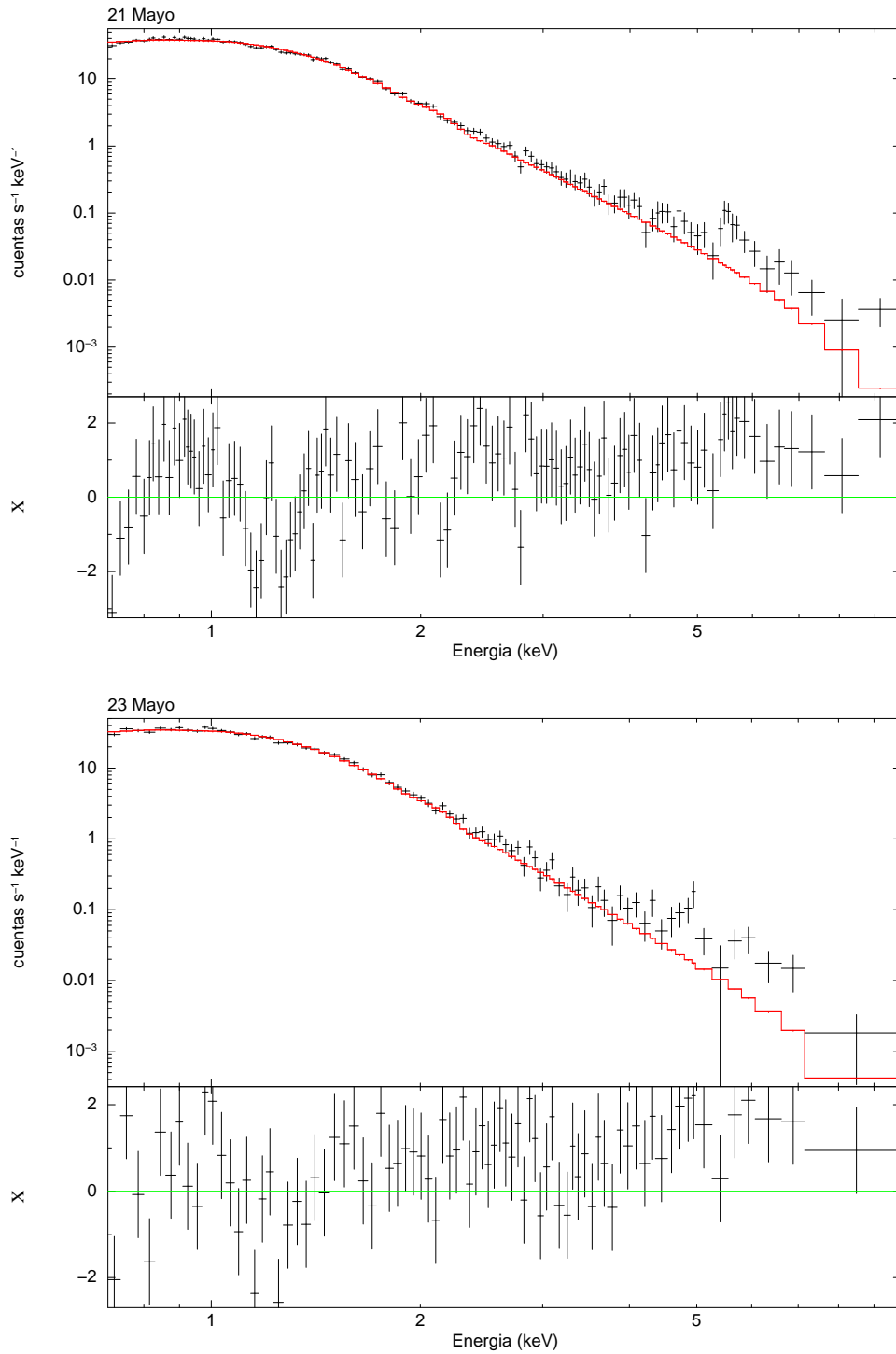


Figura 70: Espectro Swift/XRT de Swift J1753.5–0127 obtenido el 21 de Mayo del 2015 (datos negros, panel superior) y el espectro obtenido el 23 de Mayo del 2015 (panel inferior), ajustados con el modelo  $tbabs*(powerlaw+diskbb)$ . En ambos paneles se observan además los residuos, estimados como  $(datos-modelo)/error$ .

no muestra grandes cambios en el flujo entre un día y otro. Por lo tanto, consideramos que ambos espectros de Junio deberían ajustarse con un mismo modelo y decidimos conservar los ajustes correspondientes al modelo  $tbabs^*(simpl*diskbb)$ . La Figura 71 muestra los espectros en rayos X de la fuente, correspondientes al 23 de Junio (panel superior) y al 24 de Junio (panel inferior) del 2015, ajustados con el modelo  $tbabs^*(simpl*diskbb)$  (curva roja).

La Tabla 6 resume los parámetros de los ajustes realizados a los espectros Swift/XRT de la fuente. Los errores fueron calculados con un nivel de confianza del 90%. En primer lugar se muestra el modelo empleado en el ajuste; luego se muestra el valor de  $\chi^2$  reducido;  $N_H$  es el valor de la densidad de la columna de H, que se fijó en  $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  de acuerdo al valor determinado por Froning et al. (2014);  $\Gamma_{PL}$  es el índice de fotones correspondiente a la ley de potencias (*powerlaw*);  $N_{PL}$  es la normalización de la ley de potencias;  $kT_{in}$  es la temperatura del radio interno del disco de acreción;  $N_{disco}$  es la normalización del disco;  $\Gamma_{simpl}$  es el índice de fotones correspondiente a la ley de potencias simple (*simpl*);  $f_{SC}$  es la fracción de los fotones dispersados por el disco que alcanzaron el límite superior permitido por XSPEC; y  $F_{na}$  es el flujo no absorbido en 0.7 – 10 keV. Para calcular el flujo no absorbido, se incluye en el modelo una componente extra denominada *cflux*. *cflux* es un modelo de convolución que calcula el flujo de las demás componentes del modelo. Por ejemplo,  $tbabs^*cflux^*(powerlaw+diskbb)$  calcula el flujo no absorbido de (*powerlaw+diskbb*). Este modelo solo requiere que se fije el parámetro de normalización de una de las componentes aditivas a un valor distinto de 0 y que se especifique el rango de energía en el cual se calculará el flujo.

Tabla 6: Parámetros de los ajustes realizados a los espectros Swift/XRT de Swift J1753.5-0127.

Parámetro	Unidades	21 Mayo	23 Mayo	23 Junio	24 Junio
Modelo	–	$tbabs^*$ ( <i>pl+diskbb</i> )	$tbabs^*$ ( <i>pl+diskbb</i> )	$tbabs^*$ ( <i>simpl*diskbb</i> )	$tbabs^*$ ( <i>simpl*diskbb</i> )
$\chi^2$	–	1.05	0.92	1.24	1.15
$N_H$	$10^{21} \text{ cm}^{-2}$	2.0	2.0	2.0	2.0
$\Gamma_{PL}$	–	$4.2 \pm 0.1$	$4.4 \pm 0.2$	–	–
$N_{PL}$	–	$0.30 \pm 0.02$	$0.34 \pm 0.04$	–	–
$kT_{in}$	keV	$0.33 \pm 0.01$	$0.33 \pm 0.01$	$0.209 \pm 0.006$	$0.184 \pm 0.007$
$N_{disco}$	$10^4$	$0.54^{+0.10}_{-0.08}$	$0.8 \pm 0.2$	$6.4^{+1.0}_{-0.8}$	$12^{+3}_{-2}$
$\Gamma_{simpl}$	–	–	–	$2.99 \pm 0.06$	$3.06 \pm 0.05$
$f_{SC}$	–	–	–	$0.27 \pm 0.02$	$0.32 \pm 0.02$
$F_{na}$	$10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	1.032	$1.30 \pm 0.02$	$1.137 \pm 0.007$	$1.157^{+0.005}_{-0.007}$

### 6.3.2 Análisis de los ajustes de los espectros Swift/XRT

Shaw et al. (2016b), reportaron que el sistema Swift J1753.5-0127 entró en el estado *soft* en Marzo del 2015 por primera vez en  $\sim 10$  años de actividad. De acuerdo a la curva de luz en la Figura 67, la fuente aún se encontraba en el estado *soft* en Junio del 2015, cuando se realizaron las observaciones ópticas de Shaw et al. (2016a) y las de Gemini/GMOS. Por otro lado, el espectro de Neustroev et al. (2014)



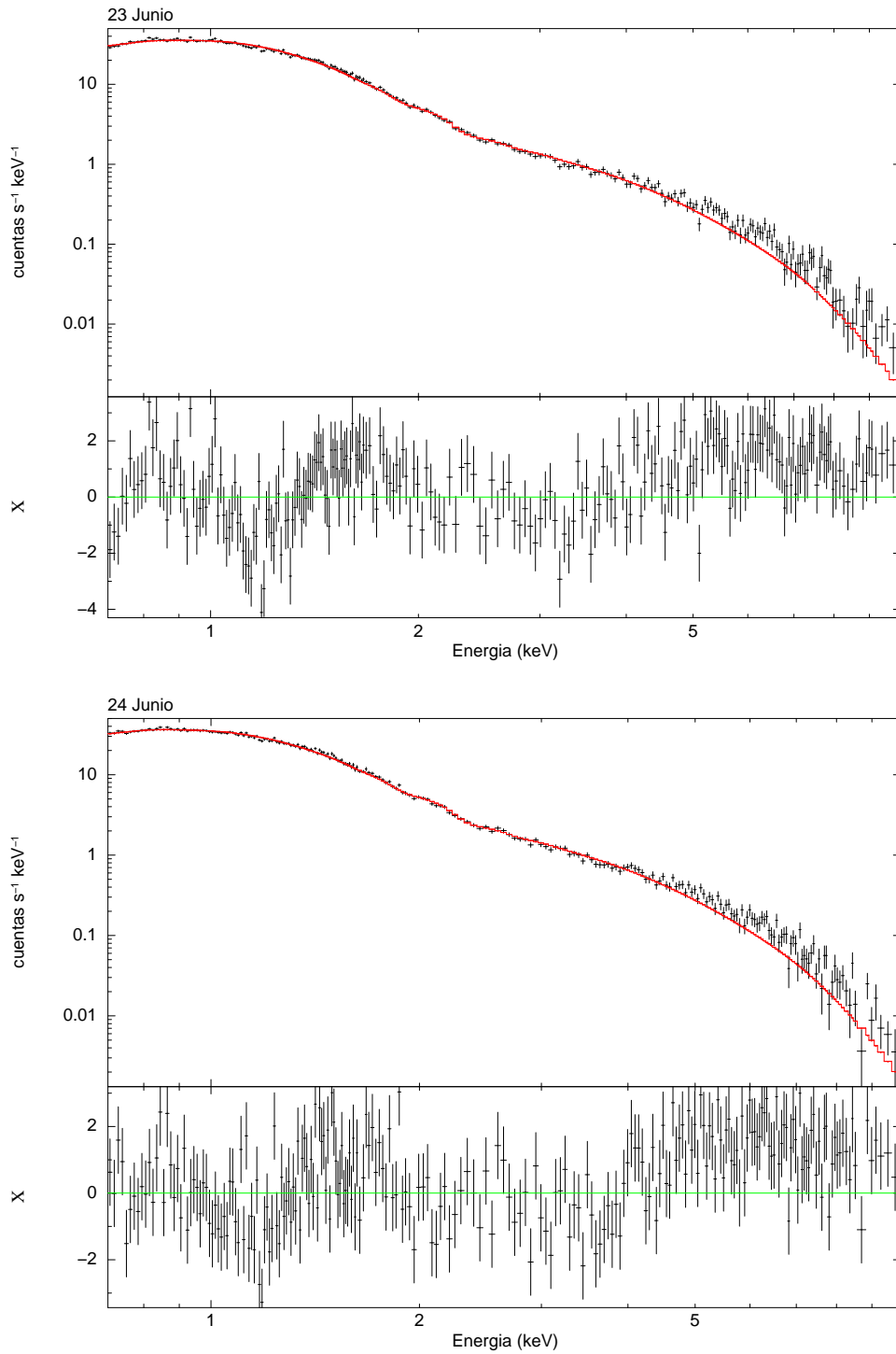


Figura 71: Espectro Swift/XRT de Swift J1753.5–0127 obtenido el 23 de Junio del 2015 (datos negros, panel superior) y el espectro obtenido el 24 de Junio del 2015 (panel inferior), ajustados con el modelo  $tbabs*(simpl*diskbb)$ . En ambos paneles se observan además los residuos, estimados como  $(datos-modelo)/error$ .

se obtuvo en Agosto del 2013, cuando la fuente se encontraba permanentemente en el estado *hard*.

Los espectros Swift/XRT que modelamos en la sección anterior se tomaron  $\sim 15$  días antes y después que nuestras observaciones. Sin embargo, la curva de luz Swift/BAT de la Figura 67 no muestra cambios radicales, es decir, la fuente se observa en el estado *soft*, a lo largo del período que abarcan las observaciones en rayos X seleccionadas. En la curva de luz Swift/XRT de la misma Figura 67 no es tan fácil discernir si se produjeron cambios o no. Esto se debe a que, tal como mencionamos anteriormente, Swift/XRT no observa la fuente todos los días como lo hace Swift/BAT en su monitoreo permanente del cielo, sino solo cuando se solicitan observaciones. No obstante, el hecho de que no haya cambios a altas energías (BAT observa en 15 – 50 keV), sugiere que tampoco los haya a más bajas energías (XRT observa en 0.3 – 10 keV). En consecuencia, creemos que efectivamente Swift J1753.5–0127 se encontraba en el estado *soft* a lo largo del período de las observaciones analizadas, incluyendo nuestras observaciones ópticas y las de [Shaw et al. \(2016a\)](#). En la Tabla 6 se observa que los valores de los índices de fotones son superiores a  $\sim 1.8$ , que es el valor aproximado a partir del cual se considera que la fuente es *soft*.

Dado, entonces, que los espectros analizados se tomaron cuando la fuente se encontraba en el estado *soft*, los mismos deberían poder ajustarse simplemente con un *diskbb* absorbido, con la adición eventual de una ley de potencias débil, ya que es la emisión del disco de acreción la que predomina el espectro en el estado *soft*. Sin embargo, vimos que ese modelo tan simplificado (el *diskbb* absorbido) no ajusta los datos satisfactoriamente, y que los ajustes mejoran considerablemente al incorporar la ley de potencias. La temperatura del disco es  $< 0.7$  keV, el menor valor de energía de nuestros datos, y el índice de fotones es  $> 1.8$ , por lo que probablemente estamos intentando modelar la cola del cuerpo negro que representa al disco. Esto puede verificarse en la Tabla 6, donde se observa que las temperaturas del disco ajustadas varían entre 0.184 y 0.33 keV. Es decir, el modelo simplificado no permite reproducir la emisión del disco de acreción, por lo que necesariamente se debe sumar una componente al modelo. La inclusión de datos en un ancho de banda mayor, por el ejemplo NuSTAR que abarca de 3 a 79 keV, permitiría determinar el valor real de la ley de potencias, lo que ayudaría a modelar mejor el disco a bajas energías con los datos de Swift/XRT.

Si bien mencionamos que no se observan cambios importantes en las curvas de luz de la Figura 67 en las fechas de nuestras observaciones, esto no implica que los espectros no hayan cambiado. De hecho, notamos que los espectros de Mayo se ajustan mejor con el modelo  $tbabs*(powerlaw+diskbb)$ , mientras que los de Junio lo hacen con el modelo  $tbabs*(simpl*diskbb)$ . A pesar de que determinamos que los espectros analizados fueron tomados cuando la fuente se encontraba en el estado *soft*, vamos a definir, dentro de ese estado, un estado más o menos *hard*, de acuerdo a si el índice de fotones se encuentra más o menos cerca de 1.8, el valor que establece un límite entre ambos estados. De acuerdo a los parámetros de la Tabla 6, los espectros de Junio ( $\Gamma_{simpl} \sim 3$ ) son más *hard* que los de Mayo ( $\Gamma_{PL} \sim 4$ ). Pese a que los modelos utilizados son similares y los ajustes son razonables, tanto la Figura 70 como la Figura 71 evidencian que algo está faltando. Sobre todo en la Figura 70, podemos ver que a partir de  $\sim 5$  keV los espectros presentan excesos

que los modelos no logran ajustar. Esto indicaría, nuevamente, la falta de alguna componente extra en el modelado.

Shaw et al. (2016b), modelaron un espectro Swift/XRT de Swift J1753.5–0127 observado en Marzo del 2015, cuando la fuente se encontraba ya en el estado *soft*, y obtuvieron resultados análogos a los nuestros. Para superar las dificultades, tanto el ancho de banda angosto como la necesidad de sumar componentes al modelo, que representa esta fuente en el ajuste solo con datos de Swift, los autores decidieron analizar una banda de energías mayor, 0.7 – 78 keV, utilizando además datos de NuSTAR y de XMM-Newton. El modelo utilizado para el ajuste fue  $tbabs*((simpl*diskbb)+powerlaw)$ , lo que implica una ley de potencias extra en comparación con nuestros modelos. Si bien obtuvieron un ajuste satisfactorio ( $\chi^2$  reducido = 1.28), tras un intento de explicar la presencia de la componente extra con irradiación del disco interior, los autores no pudieron encontrar un significado físico que la justifique.

Para analizar la luminosidad de la fuente en el estado *soft*, utilizamos los flujos listados en la Tabla 6 y la fórmula

$$L = 4\pi d^2 F_{na} \quad (14)$$

donde  $d$  es la distancia a la fuente, que asumimos igual a 3 kpc de acuerdo al valor adoptado por Shaw et al. (2016b), para un agujero negro de  $5 M_{\odot}$  y una inclinación del sistema  $< 55^{\circ}$ . Los valores de luminosidad obtenidos son:  $1.23 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  para el 21 de Mayo,  $1.56 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  para el 23 de Mayo,  $1.36 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  para el 23 de Junio y  $1.38 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$  para el 24 de Junio. Estos valores representan  $\sim 0.02\%$  del límite de Eddington, para una masa de  $5 M_{\odot}$ . Para masas mayores, este valor decrece. Si bien el valor reportado por Shaw et al. (2016b,  $3.8 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ ,  $0.6\%$  del límite de Eddington) representaba una de las luminosidades del estado *soft* más bajas reportadas para sistemas con agujeros negros, nuestros valores son incluso menores. Se ha observado que las transiciones del estado *soft* al *hard* en LMXBs, ocurren a luminosidades que varían entre  $0.3\%$  y  $3\%$  del límite de Eddington (Maccarone, 2003; Kalemci et al., 2013). Sin embargo, tanto nuestros cálculos como los de Shaw et al. (2016b), demuestran que Swift J1753.5–0127 alcanza incluso valores menores. No obstante, no es la única fuente que ha presentado luminosidades tan bajas en el estado *soft*. Tomsick et al. (2014) reportaron una luminosidad en el estado *soft*, de  $1.07 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ , equivalente a  $\sim 0.008\%$  del límite de Eddington, para el sistema 4U 1630–47 en la banda 2 – 10 keV, menor que nuestras estimaciones, pero del mismo orden.

En síntesis, vemos que el ajuste y la determinación de los parámetros del sistema Swift J1753.5–0127 resulta más complejo de lo que podría parecer. En primer lugar, vimos que el análisis de los espectros en una banda acotada de energía no nos permite obtener toda la información sobre la fuente, a pesar de que los ajustes sean razonables. Sin embargo, notamos que ampliar el rango de energía y utilizar modelos más complejos para el ajuste de los espectros, tal como hicieron Shaw et al. (2016b), tampoco permitió caracterizar al sistema, a pesar de que también estos ajustes fueron buenos. También el análisis de las luminosidades del sistema en el estado *soft* da una idea de la complejidad del mismo, al demostrar que los valores son de los menores obtenidos, solo en segundo lugar después del sistema 4U 1630–47.

## 6.4 DISCUSIÓN

Hemos visto en la sección 6.2.1 que los tres espectros ópticos analizados de Swift J1753.5–0127 muestran algunas diferencias. Principalmente, el flujo del espectro de Agosto del 2013 (Neustroev et al., 2014) es mayor en un factor  $\sim 1.7 - 1.8$  que los de los espectros de Junio del 2015 (Shaw et al., 2016a, y este trabajo). Otra de las diferencias que se destaca, se debe a la forma de los espectros. El de Shaw et al. decrece de manera más constante que los otros dos, que presentan una morfología similar: un flujo aproximadamente constante hasta  $\sim 5400 \text{ \AA}$  y luego el decrecimiento. Las diferencias entre el espectro de Gemini/GMOS obtenido para este trabajo y el espectro de Shaw et al. llaman bastante la atención, dado que ambos fueron tomados con tan solo 6 días de diferencia. Sin embargo, a lo largo del capítulo hemos discutido bastante la gran variabilidad que presentan los sistemas LMXBs, incluso en cortos períodos de tiempo, por lo que esta diferencia simplemente corrobora y evidencia la variabilidad que afecta también al sistema Swift J1753.5–0127.

Con el objetivo de comparar las características ópticas observadas en las diferentes épocas con los estados en rayos X de la fuente, analizamos en la sección 6.3.2 los espectros en rayos X cercanos a las observaciones ópticas de Junio 2015, ya que no encontramos observaciones en rayos X lo suficientemente cercanas a los espectros ópticos de Agosto del 2013. Después de ajustar diferentes modelos a los datos y de estudiar los resultados, determinamos que el mejor modelo para los espectros de Mayo del 2015 es una ley de potencias más un cuerpo negro para el disco absorbidos ( $tbabs*(powerlaw+diskbb)$ ), mientras que el modelo que mejor ajusta los datos de Junio del 2015 es una ley de potencias simple multiplicada por un cuerpo negro para el disco absorbidos ( $tbabs*(simpl*diskbb)$ ). Los parámetros de los modelos ajustados muestran que los datos de Junio son más *hard* que los de Mayo. Estos modelos y el análisis de las curvas de luz de la fuente, evidencian su naturaleza *soft* durante Junio del 2015. La diferencia entre los modelos empleados para los ajustes demuestran, también, los cambios que sufre la fuente en rayos X, en cortos períodos de tiempo. A pesar de que señalamos que el ancho de banda utilizado no alcanza para reproducir la emisión del disco de acreción y que los modelos utilizados presentan excesos que evidencian la falta de alguna componente extra en el modelado, consideramos que los datos y modelos utilizados son lo suficientemente buenos como para llevar a cabo el presente estudio comparativo del sistema Swift J1753.5–0127 en las bandas óptica y de rayos X.

Debido a la cercanía temporal, vamos a asociar nuestras observaciones ópticas del 8 de Junio con las observaciones en rayos X del 21 y el 23 de Mayo, y las observaciones ópticas de Shaw et al. del 14 de Junio con las observaciones en rayos X del 23 y el 24 de Junio. Dado que, tal como indican los ajustes de las observaciones en rayos X, los espectros de Junio son más *hard* que los de Mayo, podemos decir que cuando se tomaron las observaciones ópticas de Shaw et al. la fuente se encontraba en un estado en rayos X más *hard* que cuando se tomaron nuestras observaciones ópticas. Recordemos además, que el espectro óptico de Neustroev et al. fue observado cuando la fuente se encontraba en el estado *hard*. Entonces, volviendo a la Figura 65 vemos que existe una clara correlación entre el flujo óptico de la fuente y sus estados en rayos X. El mayor flujo se observa para el

espectro de [Neustroev et al.](#) (azul), tomado en Agosto del 2013, cuando la fuente se encontraba en el estado *hard*. Los otros dos espectros en la Figura 65 se tomaron cuando la fuente se encontraba en el estado *soft*. Sin embargo, el de [Shaw et al.](#) (rojo), que es el que presenta el mayor flujo óptico de los dos, se observó cuando la fuente presentaba un estado más *hard* que en la fecha en que se tomó nuestro espectro (negro).

El análisis de las luminosidades en el estado *soft* de la fuente realizado en la sección anterior, muestra que las luminosidades que obtenemos en Mayo y Junio del 2015, son menores que la calculada por [Shaw et al. \(2016b\)](#), en Marzo del mismo año. Por otro lado, la Figura 64 muestra que el brillo de la fuente en Marzo (rombo) era mayor que en Junio (círculos). Estos resultados implicarían también una correlación entre el brillo o flujo óptico y la luminosidad en rayos X. Es decir, a mayor flujo óptico, mayor luminosidad en rayos X.

## 6.5 RESUMEN DE RESULTADOS Y CONCLUSIÓN

- Obtuvimos espectros ópticos del sistema Swift J1753.5–0127 el 8 de Junio del 2015 y observamos que, tal como se esperaba, la fuente no presenta demasiadas características.
- Comparamos el espectro óptico promedio con espectros de la literatura observados en Agosto del 2013 y el 14 de Junio del 2015, y encontramos diferencias en el flujo y en la forma de los espectros, evidenciando la gran variabilidad de la fuente incluso en períodos relativamente cortos de tiempo.
- Tras un análisis de las curvas de luz Swift/BAT y Swift/XRT, seleccionamos 4 observaciones Swift/XRT en rayos X tomadas en fechas cercanas a los espectros ópticos de Junio del 2015.
- Analizamos los espectros en rayos X obtenidos y realizamos el ajuste de diferentes modelos. Tras un análisis de los resultados, seleccionamos los modelos que presentan el mejor ajuste en cada caso y determinamos diferentes parámetros del sistema. Vimos que la diferencia entre los modelos que mejor ajustan los datos en Mayo y en Junio, evidencian también la variabilidad de la fuente en rayos X.
- Determinamos que la fuente se encontraba en el estado *soft* en rayos X, durante las observaciones de Mayo y Junio, tanto ópticas como en rayos X. Además, vimos que dentro de ese estado *soft*, los espectros de Junio son más *hard* que los de Mayo.
- Calculamos la luminosidad del sistema en el estado *soft*, tanto para las observaciones de Mayo como para las de Junio, y encontramos que no solo la luminosidad es menor a la estimada en Marzo del 2015, sino que es la segunda más baja observada en este estado para LMXBs.
- Comparando los resultados del análisis de las observaciones ópticas con los del análisis de las observaciones en rayos X, encontramos una correlación entre los flujos ópticos y los estados de la fuente en rayos X. Determinamos

que el flujo es mayor cuando la fuente se encuentra en el estado *hard* y que dentro del estado *soft*, el flujo óptico es mayor cuanto más *hard* es el estado de la fuente.

- Finalmente, encontramos una correlación entre el flujo óptico de la fuente y su luminosidad de rayos X en el estado *soft*. Determinamos que cuanto mayor es el flujo óptico, mayor es la luminosidad en rayos X.

Como consecuencia del análisis espectroscópico óptico y en rayos X de la fuente Swift J1753.5–0127, podemos decir que se trata de un sistema bastante complejo. Si bien no presenta durante el *outburst* demasiadas características en su espectro óptico ni cambios abruptos en diferentes épocas de observación, la fuente ha mostrado ser considerablemente variable en rayos X. Sin embargo, a pesar de la gran cantidad de estudios en esa banda espectral, ha resultado difícil conseguir un análisis satisfactorio de sus componentes y propiedades. En Septiembre del 2016, el *outburst* que atravesó la fuente por  $\sim 11$  años comenzó a declinar, dando lugar al estado de inactividad en rayos X por primera vez desde el descubrimiento de esta LMXB. Si bien se esperaba que el nuevo estado abriera las puertas a nuevos estudios ópticos del sistema, el mismo ha caído en magnitudes  $R > 21$ , lo que imposibilita los estudios clásicos de los parámetros orbitales del sistema. Debido a la gran expectativa que ha generado siempre este sistema, se pueden esperar nuevos estudios que arrojen luz sobre la gran cantidad de interrogantes que lo rodean.

## LA NATURALEZA DEL SISTEMA BINARIO DE RAYOS X IGR J17062-6143, QUE ALBERGA UNA ESTRELLA DE NEUTRONES

---

### 7.1 INTRODUCCIÓN

Como ya hemos visto en el Capítulo 5, las binarias de rayos X representan excelentes laboratorios para estudiar el proceso físico fundamental de acreción en el régimen de intensa gravedad. En estos sistemas, la estrella compañera pierde material que es capturado por el disco de acreción que rodea a la componente compacta. En el disco, el material se espirala hacia adentro a grandes velocidades, hasta que finalmente cae en la estrella de neutrones o el agujero negro. La gran cantidad de energía gravitacional liberada en el proceso de acreción hace a estos sistemas las fuentes puntuales emisoras de rayos X más brillantes en el cielo ( $L_X \gtrsim 0.1 L_{\text{Edd}}$ ).

En la década pasada, sin embargo, se han detectado algunos XRBs muy débiles, que acretan de manera persistente a una luminosidad de rayos X un factor  $\sim 100$  veces menor que lo observado normalmente (ver, por ejemplo [in't Zand et al., 2005](#); [Del Santo et al., 2007](#); [Degenaar et al., 2010](#); [Armas Padilla et al., 2013](#)). Una luminosidad en rayos X tan baja implica que la masa es acretada lentamente (ver, por ejemplo [King & Wijnands, 2006](#); [Degenaar & Wijnands, 2009](#); [Heinke et al., 2015](#)), a tasas por debajo del límite crítico para el cual se espera que sistemas ricos en H sean transitorios. Sin embargo, para discos de acreción pobres en H, este límite crítico es menor (ver, por ejemplo, [Menou et al., 2002](#); [Heinke et al., 2013](#)).

Se ha propuesto que estos sistemas donde la acreción se produce tan lentamente podrían ser sistemas binarios de rayos X ultra compactos (UCXBs, del inglés *Ultra-compact X-ray Binaries*). Los UCXBs son sistemas con períodos orbitales menores a 1 hora, en los cuales una estrella de neutrones o un agujero negro acreta material de la estrella compañera. En estos sistemas, la compañera es una estrella evolucionada y degenerada, tal como una enana blanca. Una de las principales propiedades de los UCXBs es su debilidad en longitudes de onda ópticas durante el *outburst*, tal como se espera de los pequeños discos de acreción en estos sistemas ([van Paradijs & McClintock, 1994](#)). Las estrellas compañeras en estos XRBs son intrínsecamente débiles, por lo que la emisión óptica está dominada por la emisión del disco de acreción (ver, por ejemplo [Charles & Coe, 2006](#)).

Los modelos teóricos que estudian sistemas binarios con componentes compactas, que están perdiendo momento angular por la emisión de radiación gravitacional, indican que si las estrellas secundarias son ricas en H, el sistema no puede alcanzar períodos orbitales menores a 70 minutos ([Rappaport et al., 1982](#)). Sin embargo, [Nelson et al. \(1986\)](#) señalaron 3 sistemas con períodos menores (4U 1626–67, 4U 1916–05 y G16–29), de los cuales dos no contienen estrellas de secuencia principal ricas en H. Estos autores construyeron modelos para estudiar la fase final de sistemas con períodos orbitales muy cortos y encontraron que las propiedades observadas en los mismos se pueden explicar si se asumen estrellas secundarias

deficientes en H, que no están completamente degeneradas ni quemando He. Este resultado implica que, en caso de que una medición directa del período orbital (por ejemplo, a través de la detección de eclipses o depresiones periódicas en la emisión en rayos X, o a través de variaciones ópticas periódicas) no sea posible, la evidencia para la naturaleza de UCXB se puede determinar buscando la ausencia de características del H en los espectros ópticos (ver, por ejemplo, [Nelemans et al., 2004, 2006](#)) o considerando el cociente de la emisión óptica sobre la emisión en rayos X (ver, por ejemplo, [Bassa et al., 2006, 2008](#); [in't Zand et al., 2009](#)).

Estas fuentes tan interesantes se han buscado durante mucho tiempo, sin embargo, la mayoría de las identificaciones han resultado ser ambiguas (ver, por ejemplo [Nelemans et al., 2006](#); [in't Zand et al., 2007](#)). El interés en estos sistemas radica en la posibilidad de que estos objetos sirvan de objetivos principales para los experimentos interferométricos con ondas gravitacionales, tales como LIGO (del inglés *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) y eLISA (del inglés *Laser Interferometer Space Antenna*, ver, por ejemplo, [Nelemans & Jonker, 2010](#); [Nelemans, 2003](#)). Además, estos sistemas representan laboratorios interesantes en los cuales estudiar los restos de las reacciones termonucleares en los núcleos estelares (ver, por ejemplo [Deloye & Bildsten, 2003](#)).

### 7.1.1 ¿Cuál es el origen de los XRBs de baja luminosidad en rayos X?

Tal como mencionamos, se ha propuesto que los XRBs de baja luminosidad en rayos X podrían ser UCXBs. Las observaciones espectroscópicas permiten la detección de líneas de emisión, que representan un diagnóstico de la composición química del gas acretado y por lo tanto de la estrella compañera. Como mencionamos anteriormente, las estrellas compañeras en las UCXBs son pobres en H. Por lo tanto, la búsqueda de la presencia de líneas de emisión del H nos permitiría testear directamente la hipótesis de que los XRBs que acretan a un ritmo tan lento son UCXBs.

El primer estudio de uno de estos objetos, la binaria 1RXH J173523.7–354013, reveló una prominente línea de  $H_{\alpha}$  en emisión, descartando la hipótesis de una estrella pobre en H y la naturaleza de UCXBs (ver Figura 72, [Degenaar et al., 2010](#)). Estos resultados implican que el escenario de UCXBs para explicar la lenta acreción en estos sistemas puede no ser el correcto, por lo que resulta necesario evaluar otras opciones. Una idea alternativa es la de que albergan estrellas de neutrones con un campo magnético lo suficientemente fuerte como para propulsar material hacia el exterior, evitando así la acreción por parte de la estrella de neutrones ([Heinke et al., 2015](#)). Si este escenario fuese el correcto, eso implicaría una similitud de estas fuentes con la clase de radio púlsares transicionales (milisegundos) recientemente descubiertos: estrellas de neutrones que pasan de ser radio púlsares no acretantes a XRBs que acretan lentamente en una escala de tiempo de años, y viceversa (ver, por ejemplo [Papitto et al., 2013](#)). Estos objetos representan una oportunidad única de estudiar la conexión entre diferentes manifestaciones de las estrellas de neutrones a lo largo de su evolución (ver, por ejemplo [Archibald et al., 2009](#); [Bogdanov & Halpern, 2015](#)). Solo tres objetos de esta clase se conocen actualmente, por lo que existe un gran interés en aumentar ese número.



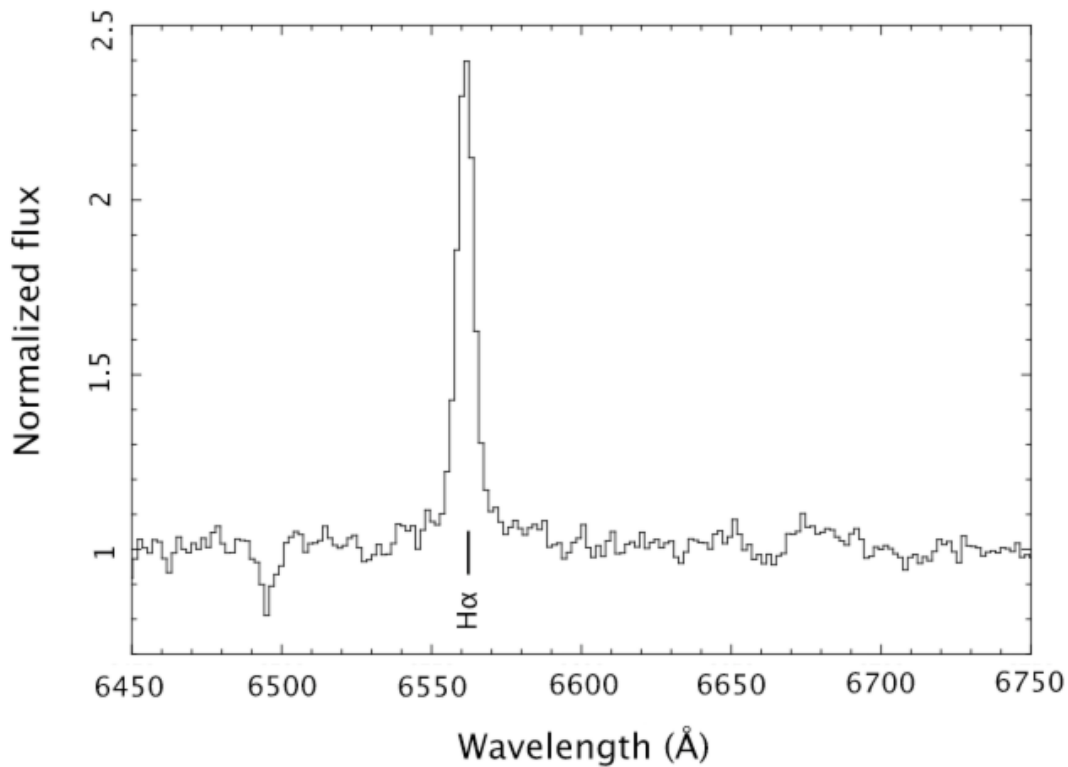


Figura 72: Región del espectro alrededor de  $H\alpha$  para el LMXB 1RXH J173523.7–354013. Imagen obtenida de [Degenaar et al. \(2010\)](#).

Desafortunadamente, muchos de los XRBs con un ritmo lento de acreción se encuentran afectados por una importante extinción galáctica ( $A_V \sim 5 - 22$  mag), imposibilitando la espectroscopía óptica. Sin embargo, el sistema IGR J17062–6143, que alberga una estrella de neutrones, representa una excepción ( $A_V \sim 1$  mag). Si bien su emisión óptica es débil ( $V \sim 21.3 - 21.9$  mag,  $R \sim 20.1 - 20.7$  mag; ver Figura 73), las observaciones espectroscópicas se encuentran al alcance de los telescopios Gemini. Con el objetivo de determinar la naturaleza de los intrigantes XRBs que presentan luminosidades en rayos X menores que lo normal, se realizó un estudio espectroscópico de la fuente IGR J17062–6143, utilizando observaciones ópticas obtenidas con el espectrógrafo GMOS del telescopio Gemini Sur.

De acuerdo a lo expuesto, la ausencia de líneas de H en el espectro óptico de IGR J17062–6143 implicaría una compañera pobre en H y, por lo tanto, una naturaleza de UCXB para la fuente. Esto motivaría nuevas observaciones para buscar, por ejemplo, C y O para confirmar una enana blanca como compañera. La detección de líneas de H, en cambio, requeriría una explicación alternativa para la luminosidad de acreción débil observada en la fuente, tal como una interacción entre el campo magnético de la estrella de neutrones y el disco de acreción. En este caso, un estudio en longitudes de onda de radio y rayos X permitiría determinar si esta fuente puede ser un radio púlsar transicional de milisegundos.

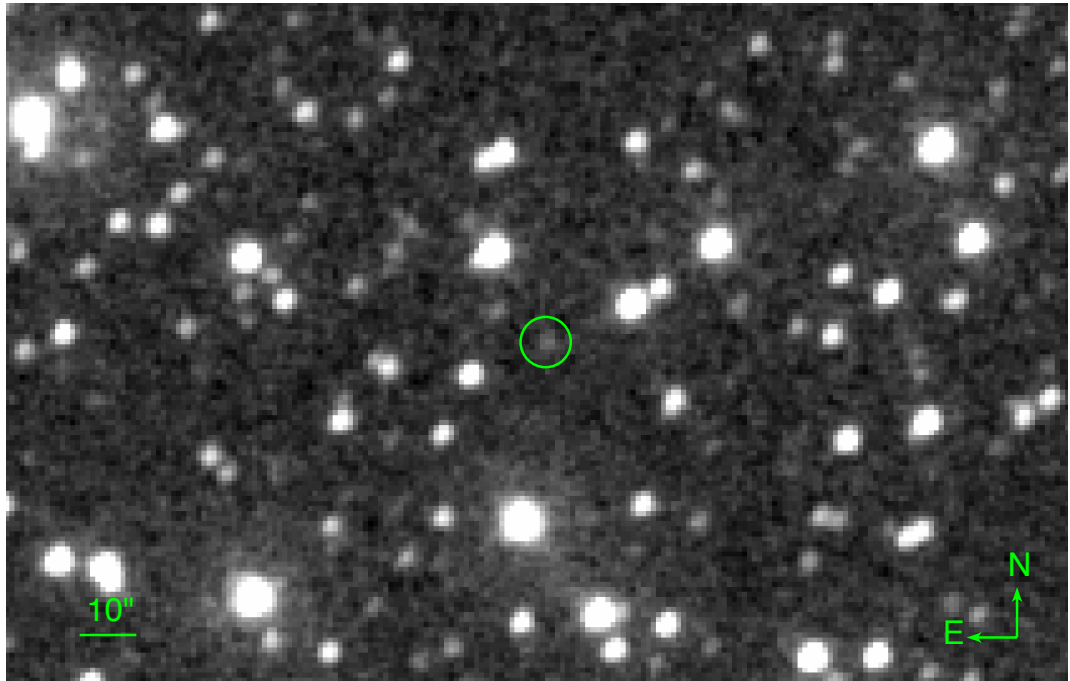


Figura 73: Imagen de Swift/UVOT en la banda V del campo alrededor de IGR J17062–6143 (indicado con un círculo).

#### 7.1.2 Acerca de IGR J17062–6143

El sistema IGR J17062–6143 fue descubierto por el observatorio INTEGRAL en el 2006 (Churazov et al., 2007). Algunos años después, fue identificado como un LMXB acretante con una estrella de neutrones, cuando Swift detectó una explosión termonuclear en Junio del 2012 (Degenaar et al., 2012). Más tarde, en Noviembre del 2015 se observó una segunda explosión termonuclear de la fuente (Negoro et al., 2015).

Desde su descubrimiento, la fuente ha estado acretando persistentemente a una baja luminosidad de  $\sim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$  (Remillard & Levine, 2008; Degenaar et al., 2012, 2017; Keek et al., 2016). Un estudio detallado de su espectro en rayos X (Degenaar et al., 2017) reveló una línea de emisión de Fe-K ancha, cerca de  $\sim 6.5$  keV, lo que prueba la existencia de reflexión del disco (Fabian & Ross, 2010), y que permitió estimar la ubicación del disco de acreción interior. La Figura 74 muestra la región de emisión de la línea Fe-K, donde se observa el cociente entre datos de NuSTAR, de IGR J17062–6143, y un modelo que ajusta los datos, consistente de una ley de potencias más un cuerpo negro, absorbidos (Degenaar et al., 2017). Por otro lado, la Figura 75 muestra el ajuste de los espectros combinados de NuSTAR (rojo) y Swift (negro), para IGR J17062–6143. El modelo adoptado para el ajuste, en  $0.5 - 79$  keV, consiste de un cuerpo negro con una temperatura  $kT_{\text{bb}} \simeq 0.5$  keV (proveniente probablemente de la superficie de la estrella de neutrones, línea de puntos), más una ley de potencias con un índice de fotones  $\Gamma \simeq 2$  (línea de trazos) para el continuo, y una componente para la reflexión relativista del disco (línea de punto y trazo. Imagen adaptada de Degenaar et al., 2017). Esta característica, no detectada hasta el momento en otros XRBs de baja luminosidad (ver, por ejemplo, Armas

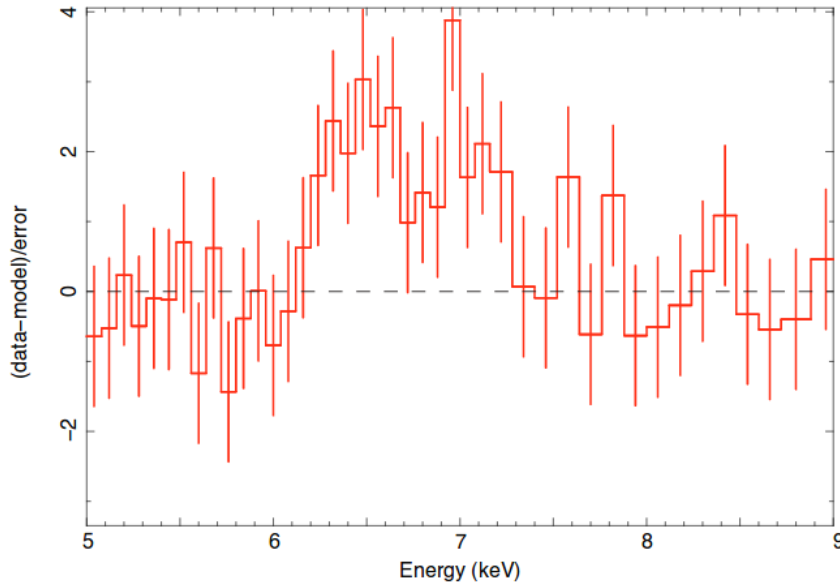


Figura 74: Detalle de la región de emisión de la línea Fe-K, donde se observa el cociente entre datos de NuSTAR, de IGR J17062–6143, y un modelo que ajusta los datos, consistente de una ley de potencias más un cuerpo negro, absorbidos. Imagen obtenida de [Degenaar et al. \(2017\)](#).

[Padilla et al., 2013](#); [Lotti et al., 2016](#)), sugiere que el disco de acreción interior de IGR J17062–6143 está truncado en  $R_{\text{in}} \gtrsim 225$  km. Este resultado se opone a lo que se observa normalmente para LMXBs acretando a tasas mayores, donde el disco interior se extiende típicamente un factor  $\gtrsim 5$  más cerca de la estrella compacta. Esto sugiere que la geometría del flujo de acreción interior en este sistema está perturbada con respecto al disco de acreción estándar, ya sea debido a la formación de un flujo de acreción radiativamente ineficiente o porque la magnetósfera de la estrella de neutrones está expulsando gas ([Degenaar et al., 2017](#)).

Además de la evolución del flujo en rayos X de largo período y de la medición del radio del disco interior, se conoce muy poco acerca de las propiedades intrínsecas del sistema IGR J17062–6143. El período de spin y la intensidad del campo magnético de la estrella de neutrones son desconocidos, como así también el tipo de compañera, el período orbital y la composición del material acretado. El estudio espectroscópico que se llevó a cabo en este capítulo, nos permitió conocer nuevas características del sistema que proporcionaron evidencia acerca de su naturaleza.

## 7.2 OBSERVACIONES Y REDUCCIÓN

### 7.2.1 Espectroscopía óptica

Con el objetivo de observar las líneas de H y He (ver Tabla 7), obtuvimos espectros de ranura larga de IGR J17062–6143 con el espectrógrafo GMOS, montado en el telescopio Gemini Sur, bajo un programa *Fast Turn-around* (GS-2016A-FT-24), el 27 de Septiembre del año 2016. Seis espectros de 900 segundos de exposición, tres centrados en 570 nm y tres en 580 nm para evitar los intervalos vacíos del CCD,

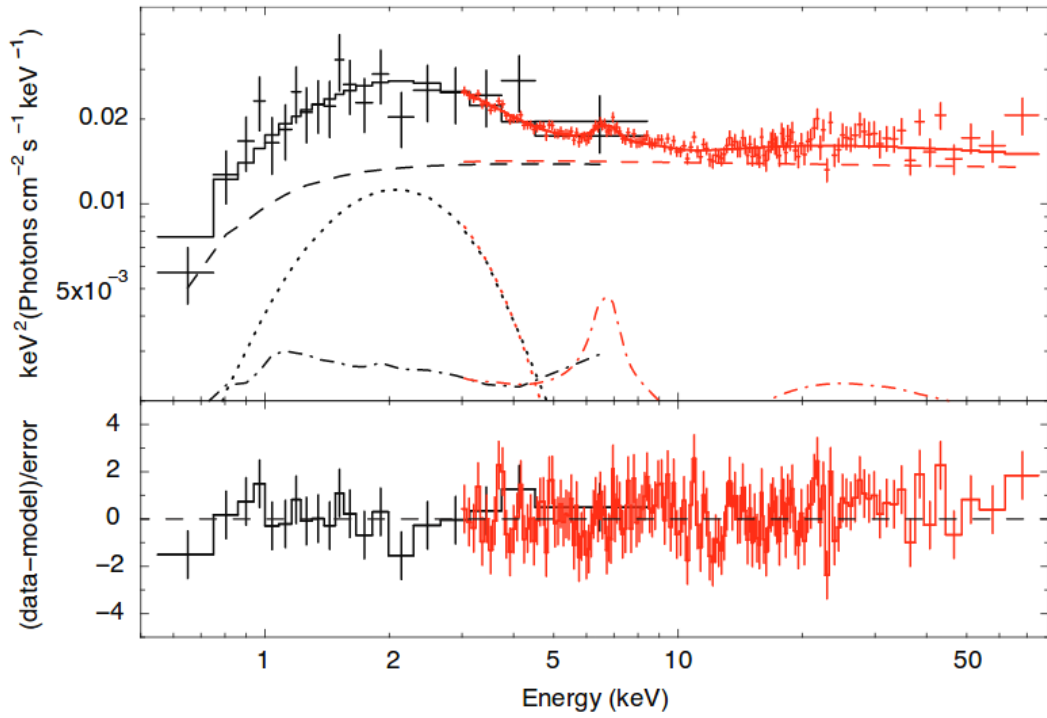


Figura 75: Ajuste de espectros combinados de NuSTAR (rojo) y Swift (negro), para IGR J17062–6143. El modelo adoptado para el ajuste consiste de un cuerpo negro (línea de puntos) más una ley de potencias (línea de trazos) para el continuo, y una componente para la reflexión relativista (línea de punto y trazo). Imagen adaptada de [Degenaar et al. \(2017\)](#).

se tomaron utilizando la rendija B150 (150 l/mm), un ancho de ranura de 1'' y un bineado de  $2 \times 2$ . Además se usó el filtro GG455\_Go329 para evitar la superposición del orden secundario. La configuración elegida, permitió la cobertura del rango espectral comprendido entre 4400 y 10800 Å y una resolución espectral de 3 Å. El *seeing* en el momento de la observación fue de  $\sim 0.5 - 0.6''$ . También se observó una lámpara CuAr (cobre-argón) para cada configuración, para realizar la calibración en longitud de onda.

Tabla 7: Líneas de emisión de H y He comunes para los discos de acreción, que se encuentran dentro del rango espectral observado.

Línea	Longitud de onda central (Å)
H $\alpha$	6563
H $\beta$	4861
He I	4713/4921/5015/5876/6678
He II	4686

Los espectros fueron reducidos usando el paquete *gemini* para el *software* de reducción de datos IRAF. La calibración en flujo de cada espectro se realizó utilizando observaciones de la estrella estándar *Hiltner 600*, tomadas también como parte del programa de observación. Finalmente, con el objetivo de aumentar la relación señal-ruido (S/N), se combinaron los seis espectros para obtener un espectro final con S/N de  $\sim 60$  en 6500 Å y 7500 Å, y  $\sim 40$  en 8500 Å. El espectro final fue recortado de manera de conservar la región espectral comprendida entre 5000 y 9000 Å. La parte más azul del espectro se eliminó debido a que el filtro utilizado disminuyó la respuesta en esas longitudes de onda. Por otro lado, la parte roja del espectro se recortó como consecuencia de la absorción atmosférica que se vuelve importante en esas longitudes de onda. La Figura 76 muestra el espectro final obtenido. El espectro no presenta características propias de las componentes del sistema. Las únicas características visibles son líneas de origen telúrico.

### 7.2.2 Observaciones en el infrarrojo cercano

Se obtuvieron imágenes en el infrarrojo cercano (NIR, del inglés *Near-Infrared*) de la fuente, con la cámara FourStar (Persson et al., 2013) en el telescopio de 6.5 m *Baade Magellan* en Cerro las Campanas, Chile. Las imágenes fueron tomadas en dos campañas de observación, el 16 de Junio del 2013 y el 8 de Mayo del 2014. Se utilizaron 3 filtros en la observación: J, H y K. Todas las imágenes fueron corregidas por bias y flat. La fuente se detectó claramente en todos los filtros. En la Figura 77, se observa, a modo de ejemplo, la identificación en el filtro J. Utilizando como referencia estrellas brillantes del 2MASS, se estimó una magnitud en la banda K de  $18.55 \pm 0.15$ .

### 7.2.3 Observaciones en rayos X

Se extrajeron todos los datos en rayos X para el sistema IGR J17062 – 6143, disponibles en las épocas de las observaciones ópticas y en el NIR, de la página web

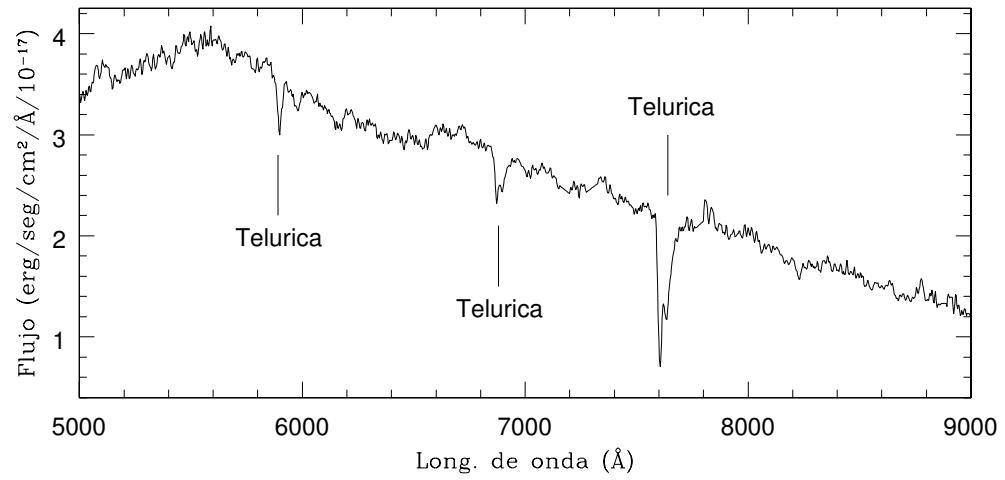


Figura 76: Espectro óptico Gemini/GMOS del sistema binario IGR J17062-6143. Las características observadas corresponden a líneas de origen telurico.

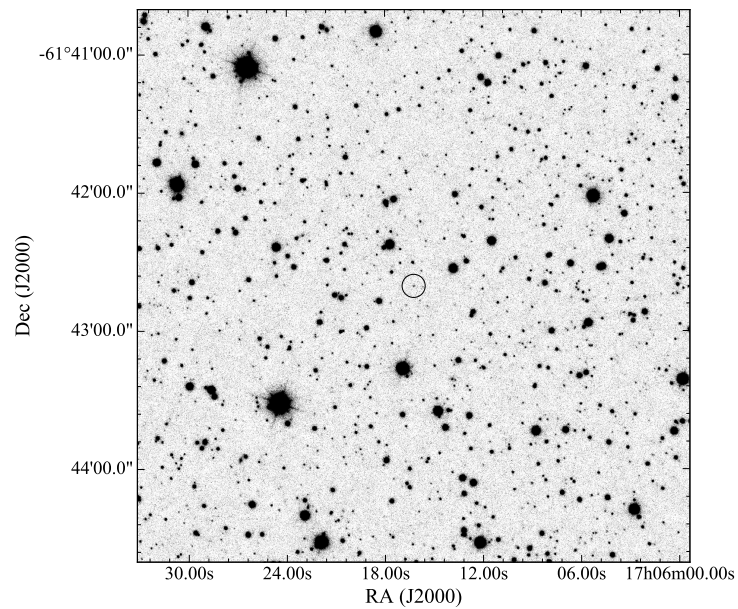


Figura 77: Imagen de IGR J17062-6143 en el filtro J, tomada con la cámara FourStar en el telescopio de 6.5m *Baade Magellan*. La fuente es la señalada con un círculo.

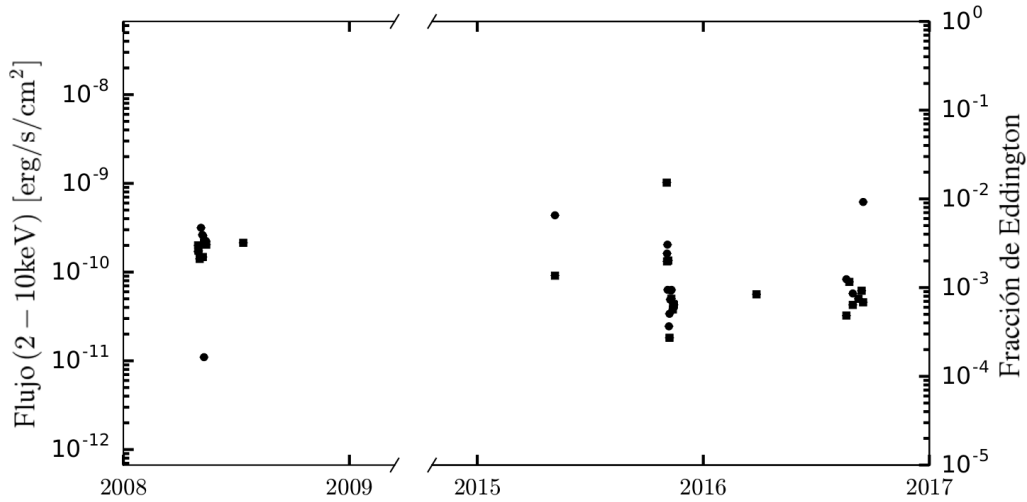


Figura 78: Curva de luz de largo período de IGR J17062–6143 observada con Swift/XRT.

de la misión Swift. Un total de 33 épocas fueron procesadas utilizando el *software* HEASOFT v6.19. La Figura 78 muestra la curva de luz Swift/XRT (0.3 – 10 keV) con las observaciones seleccionadas.

### 7.3 UN ESPECTRO SIN CARACTERÍSTICAS

Tal como se observa en la Figura 76, el espectro óptico de IGR J17062–6143 presenta un continuo azul sin líneas de emisión. Las únicas características observadas en el espectro son de origen telúrico. Se observa que el continuo decrece aproximadamente como  $F_\lambda \propto \lambda^{-3}$ , consistente con un perfil de Rayleigh-Jeans para un disco de acreción estándar, ópticamente grueso y geoméricamente delgado (ver, por ejemplo, [Shakura & Sunyaev, 1973](#); [Fukue, 2000](#)).

#### 7.3.1 Confrontación con sistemas con espectros de similares características

Los espectros ópticos de los LMXBs normalmente están dominados por radiación del disco de acreción irradiado, mostrando un continuo azul con intensas líneas de emisión de Balmer, He II y Bowen ([Charles & Coe, 2006](#)). Sin embargo, algunos LMXBs tienen espectros ópticos sin características, similares al de IGR J17062–6143. En particular, un estudio de UCXBs candidatos y confirmados, reveló sorprendentemente espectros ópticos sin características ([Nelemans et al., 2004, 2006](#)). Mientras que los espectros ópticos de enanas blancas análogas a los UCXBs (las llamadas AM CVns, *AM Canum Venaticorum stars*<sup>1</sup>) muestran espectros ricos en líneas, la detección de líneas de emisión de He, C, N y O en UCXBs parece ser posible solo cuando los espectros disponibles presentan una relación señal-ruido alta. La Figura 79 muestra espectros ópticos de los LMXBs 4U 0614+09, 4U 1543–624 y 2S 0918–549 ([Nelemans et al., 2004](#)). El espectro de 4U 0614+09 muestra algunas

<sup>1</sup> Las AM CVns son binarias cataclísmicas compuestas por una enana blanca que acreta material pobre en H de una compañera compacta: una enana blanca de He, una estrella de He de baja masa o una estrella de secuencia principal evolucionada. Su nombre proviene del sistema prototipo.

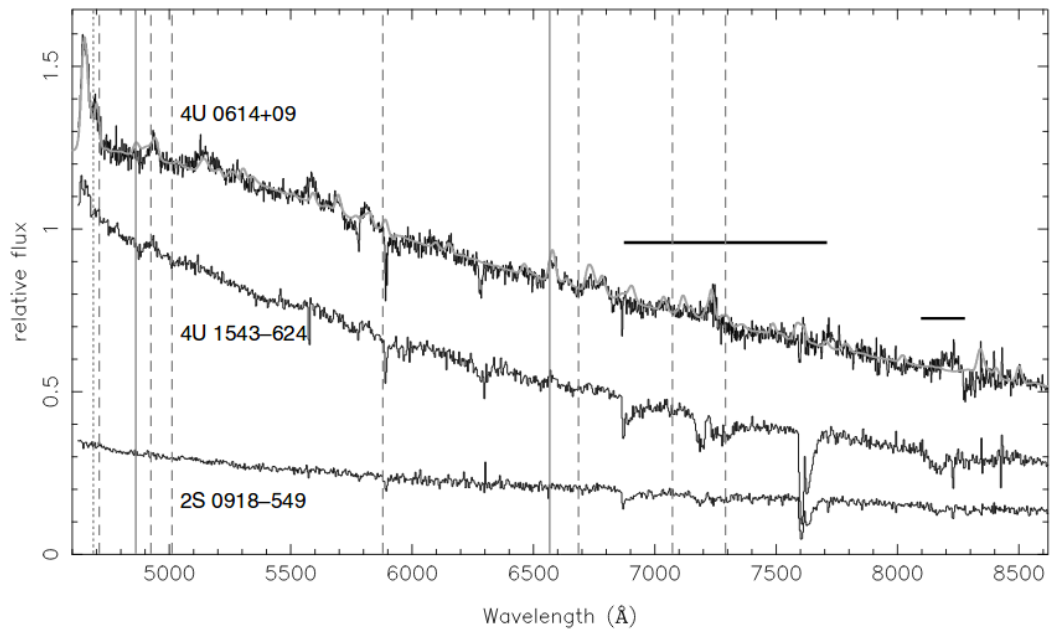


Figura 79: Espectros ópticos de los LMXBs 4U 0614+09, 4U 1543–624 y 2S 0918–549. Imagen obtenida de [Nelemans et al. \(2004\)](#).

líneas en emisión correspondientes a C y O, no obstante, los otros dos sistemas no presentan características (a excepción de líneas de origen telúrico). En todos los casos, la ausencia de líneas de H intensas en comparación con otros LMXBs llama la atención, por lo que esta característica representa un diagnóstico prometedor para buscar UCXBs entre los LMXBs.

De hecho, algunos LMXBs se han propuesto como candidatos a UCXBs en base a la ausencia de características de H en sus espectros ópticos. Un ejemplo lo representa el LMXB con una estrella de neutrones A 1246–58 ([in't Zand et al., 2008](#)), que había sido previamente señalado como candidato a UCXB de acuerdo a su flujo débil en rayos X y a un cociente de flujos óptico/rayos X relativamente bajo ([Bassa et al., 2006](#)). La Figura 80, extraída de [in't Zand et al. \(2008\)](#), muestra el espectro de A 1246–58 sin características, en comparación con otra estrella azul ubicada en el mismo campo de observación. Por otro lado, el espectro óptico del LMXB con una estrella de neutrones 1RXS J180408.9–342058, obtenido durante su *outburst* en el 2015, casi no tiene características (ver Figura 81), más allá de la detección de una línea de He II ( $\lambda 4686$ ) muy débil ([Baglio et al., 2016](#)). El espectro en rayos X de banda ancha, la gran diferencia entre los flujos en rayos X durante el *outburst* y la inactividad, el ancho de la línea de He II detectada y el cociente de flujos óptico/rayos X, apuntan a una órbita relativamente compacta para esa fuente ([Degenaar et al., 2016](#)). Otro claro ejemplo lo constituye la fuente de rayos X transitoria, recientemente descubierta y candidata a LMXB, MAXI J1957+032, que presenta un espectro óptico azul pero sin características. Sus *outbursts* en rayos X inusualmente cortos (con una duración de unos pocos días) sugieren un período orbital corto ([Mata Sánchez et al., 2017](#)).

Sin embargo, hay al menos dos ejemplos de LMXBs con agujeros negros, con períodos orbitales de  $\sim 3$  horas, para los cuales la línea  $H_{\alpha}$  se ausenta solo durante



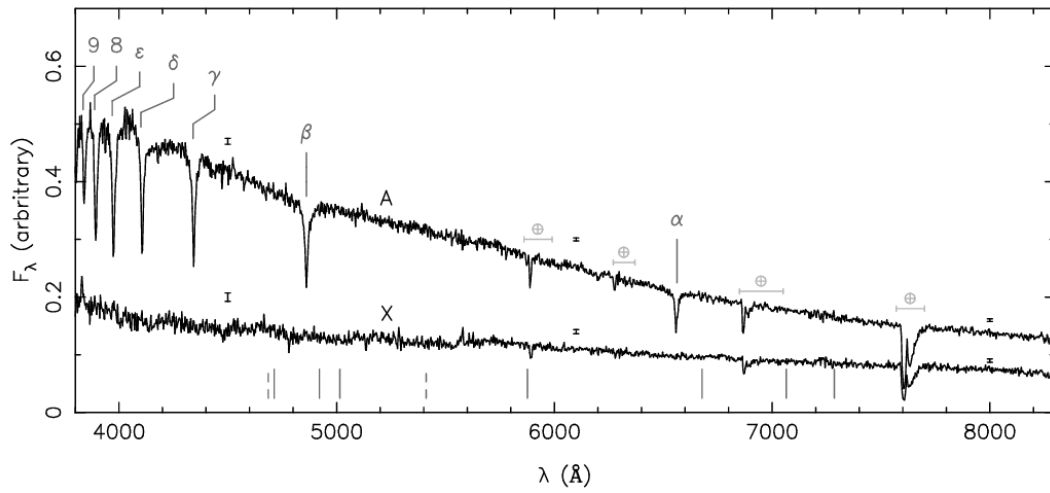


Figura 80: Espectro óptico del LMXB A 1246–58 (denotado con una X), en comparación con otra estrella azul ubicada en el mismo campo de observación. Imagen obtenida de [in't Zand et al. \(2008\)](#).

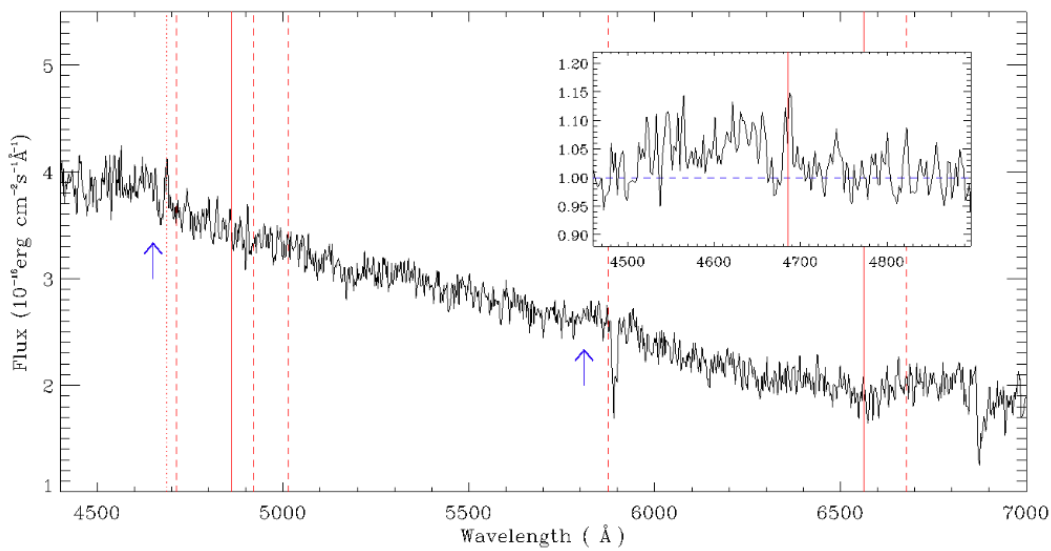


Figura 81: Espectro óptico del LMXB 1RXS J180408.9–342058. La única característica identificada es la línea de He II ( $\lambda 4686$ ), señalada con una línea de puntos y resaltada en el recuadro en la parte superior derecha de la figura. Imagen obtenida de [Baglio et al. \(2016\)](#).

algunas fases de sus *outbursts*: Swift J1753.5–0127, para el cual estudiamos las diferencias de su espectro en distintas épocas en el Capítulo 6 (ver Figuras 60 y 65. Ver también Cadolle Bel et al., 2007; Zurita et al., 2008), y Swift J1357.2–0933 (ver, por ejemplo, Torres et al., 2011; Corral-Santana et al., 2013). De todas formas, en la próxima sección mostramos que en el caso de IGR J17062–6143 la relación entre flujos ópticos/infrarrojos y en rayos X, además de la ausencia de líneas de H, apoya la naturaleza de UCXB para esta fuente.

#### 7.4 ¿NATURALEZA ULTRA-COMPACTA?

Existen dos LMXBs que a pesar de tener baja luminosidad en rayos X, poseen propiedades ópticas que aparentemente descartan una naturaleza de UCXB: 1RXH J173523.7–354013, como vimos anteriormente (ver Figura 72), muestra emisión intensa de  $H_\alpha$  en su espectro óptico (Degenaar et al., 2010), mientras que la compañera de M15 X–3 parece ser demasiado brillante en longitudes de onda ópticas como para ser un UCXB (Arnason et al., 2015). Una explicación alternativa para la baja luminosidad en rayos X que mantienen estas fuentes podría ser que el campo magnético de la estrella de neutrones está interactuando con el flujo de acreción, impidiendo una tasa de acreción mayor (Wijnands, 2008; Degenaar et al., 2014; Heinke et al., 2015). Este escenario se propuso también tentativamente para IGR J17062–6143, ya que la espectroscopía en rayos X sugiere que su disco de acreción interno está truncado lejos de la estrella de neutrones (Degenaar et al., 2017). Sin embargo, el presente estudio muestra que esta fuente es también un fuerte candidato a UCXB.

Un método indirecto para determinar el período orbital del sistema involucra las contribuciones relativas de los flujos óptico/infrarrojo y en rayos X (van Paradijs & McClintock, 1994; Revnivtsev et al., 2012). Estos métodos asumen que el disco de acreción estándar es iluminado por la fuente de rayos X central y re-procesa la luz. En el caso de la correlación en el NIR, se considera además una contribución de la estrella compañera. En particular, Revnivtsev et al. (2012) desarrollaron una correlación entre los flujos en la banda  $K$  y en rayos X, basándose en LMXBs con estrellas de neutrones, para las cuales se han determinado sus parámetros con métodos más directos. La fotometría en el NIR nos permitió estimar la magnitud en la banda  $K$ . Dada la incerteza en la determinación de la distancia, utilizamos estas relaciones empíricas con los dos valores encontrados en la literatura,  $d = 5 \pm 0.5$  kpc (Degenaar et al., 2012) y  $d = 7.3 \pm 0.5$  kpc (Keek et al., 2016). Además, asumimos un valor de extinción  $E(B - V) = 0.36 \pm 0.3$  (con  $R_V = 3.1$ ), que se corrigió por la banda  $K$  como  $A_K = 0.11A_V$  (Rieke & Lebofsky, 1985). Finalmente, asumimos  $L_X/L_{Edd} = 10^{-3}$ . Luego, utilizando las relaciones  $M_K = (2.66 \pm 0.11) - 2.5 \log(\Sigma)$  y  $\Sigma = (L_X/L_{Edd})^{0.29} (P_{orb}[h])^{0.92}$ , pudimos estimar para ambas distancias valores para el período orbital:  $P_{orb} = 0.9$  horas ( $M_K = 4.94$ ) y  $P_{orb} = 2.06$  horas ( $M_K = 4.11$ ). Estos valores tan pequeños para el período orbital del sistema, representan evidencia bastante sólida para el origen de UCXB del sistema IGR J17062–6143.

## 7.5 RESUMEN DE RESULTADOS Y CONCLUSIÓN

- Se obtuvo espectroscopía óptica Gemini/GMOS en Septiembre del 2016, imágenes infrarrojas *Baade Magellan*/FourStar en Junio del 2013 y en Mayo del 2014, y datos en rayos X Swift/XRT en las épocas de las observaciones ópticas e infrarrojas, para el XRB IGR J17062–6143.
- El espectro óptico de la fuente, el primero tomado desde su descubrimiento, presenta un continuo azul sin líneas de emisión. Las únicas características que se observan en el espectro son de origen telúrico. El continuo presenta un perfil de Rayleigh-Jeans típico de un disco de acreción estándar.
- La ausencia de líneas de H en el espectro óptico y una gran cantidad de estudios que se vienen desarrollando en los últimos años, sugieren una naturaleza de UCXB para el sistema.
- Un método indirecto para la determinación del período orbital, que se basa en los flujos de la fuente en la banda *K* y en rayos X, permitió calcular el período orbital del sistema para dos valores de distancias diferentes. Los valores para los períodos orbitales son tan pequeños, que representan nueva evidencia del origen de UCXB para el sistema.

En este capítulo hemos desarrollado un análisis espectroscópico para el sistema IGR J17062–6143 y encontramos que la ausencia de características del H en el espectro óptico, sumado a la determinación de un período orbital de  $\sim 1.5$  horas, sugieren que este sistema se trata de un UCXB. Esta conclusión resulta muy interesante, ya que permite sumar un candidato a la lista de UCXBs, que se están volviendo relevantes en relación a la identificación de las fuentes de ondas gravitacionales. Por otro lado, este estudio nos permitió contribuir con nueva información con respecto a los XRBs de baja luminosidad en rayos X, relacionándolos nuevamente con los UCXBs.



## RESULTADOS, CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS FUTURAS



## RESULTADOS Y CONCLUSIONES GENERALES

---

A lo largo de esta tesis hemos estudiado diferentes sistemas binarios que albergan componentes compactas. Vimos que estos sistemas presentan una amplia variedad de fenómenos y procesos físicos que los vuelven muy interesantes para su estudio. Principalmente, la presencia del objeto compacto y el fenómeno de la acreción juegan un papel muy importante en los procesos que se desarrollan en el sistema, que dependen de factores como la masa de las componentes, la distancia que las separa, el tipo de componente compacta y el de su estrella compañera, la ubicación del sistema, etc. Todos estos factores, combinados de diferentes maneras, generan en algunos casos características únicas que no se han observado en otros sistemas, lo que incrementa la necesidad de estudio y conocimiento de los nuevos descubrimientos. Para lograr esto, se busca disponer de todas las herramientas posibles para su análisis, tales como observaciones multi-banda y una gran cantidad de procedimientos desarrollados para determinar propiedades de los sistemas, por ejemplo, observaciones simultáneas que permiten la comparación de las características observadas en el sistema en diferentes bandas espectrales, análisis de correlación de las componentes, estudios espectroscópicos de la composición química de las componentes, y tantos otros.

En este trabajo nos propusimos realizar un estudio de algunos de estos sistemas enigmáticos y estudiamos diferentes propiedades para 4 de ellos. En el Capítulo 2 realizamos un estudio espectroscópico, con datos recopilados a lo largo de 32 años, del sistema binario PU Vul. PU Vul es una binaria simbiótica compuesta por una enana blanca eruptiva, que atravesó un solo *outburst* con una duración de  $\sim 8$  años, una gigante roja de tipo espectral M6 y una nebulosa, formada por el material expulsado durante el *outburst* y un viento desde la gigante roja, que rodea al sistema. El análisis de los flujos en diferentes líneas nos permitió determinar que el H y el He se emiten principalmente cerca de la enana blanca y que cuanto mayores son los flujos, mayor es la luminosidad del sistema. Además, utilizamos el código de síntesis espectral Cloudy para verificar nuestros resultados de flujos, temperaturas y luminosidades. Presentamos un modelo para la geometría de la nebulosa que rodea al sistema y encontramos que la mayor parte del gas ionizado proviene de la gigante roja. Finalmente, propusimos un escenario para explicar la forma de la curva de luz y de las curvas de flujos en líneas particulares, que considera una expansión de la nebulosa y un efecto de iluminación que genera un aumento en el brillo del sistema. Este análisis evidencia características de este sistema que no se han observado en otras binarias simbióticas, tales como su curva de luz exótica y la variabilidad de su espectro, que lo hacen muy interesante para su estudio.

En el Capítulo 4 desarrollamos un análisis espectroscópico de las abundancias químicas en el sistema V4641 Sgr. Este sistema está formado por un agujero negro de  $\sim 10 M_{\odot}$ , que acreta material proveniente de su estrella compañera, de tipo espectral B9III. El sistema es transitorio, ha presentado una gran cantidad de *outbursts* desde su descubrimiento en 1999, y además posee un jet. El estudio de las abundancias químicas de la atmósfera de la estrella compañera, utilizando la

técnica de síntesis espectral, evidenció sobreabundancias de N y de algunos de los elementos del proceso  $\alpha$  (O, Mg y Si) y subabundancias de elementos pesados, como el Cr y el Fe. Estos resultados, análogos a los encontrados en otros estudios sobre abundancias en este tipo de sistemas, aportaron nueva evidencia al escenario propuesto para la formación de este tipo de sistemas, bajo el cual la atmósfera de la estrella compañera es contaminada por material eyectado durante la explosión de supernova que originó el agujero negro, sintetizado en la estrella progenitora. Además, una comparación cualitativa con los modelos propuestos en la literatura para la explosión de supernova, nos permitió determinar una masa de la estrella progenitora del agujero negro en el rango  $20 - 40 M_{\odot}$ , un evento de supernova de tipo II o de tipo Ib y  $1 - 2 M_{\odot}$  de material enriquecido con productos de la nucleosíntesis que fueron eyectados durante la explosión.

Otro sistema muy interesante lo constituye el sistema Swift J1753.5–0127, analizado en el Capítulo 6, donde realizamos un estudio multi-banda del mismo. Swift J1753.5–0127 está compuesto por un agujero negro de baja masa  $< 5 M_{\odot}$ , sin embargo, se desconoce el origen de su estrella compañera. El sistema se mantuvo en *outburst* desde su descubrimiento en el año 2005 y hasta Septiembre del 2016, cuando su brillo comenzó a declinar. Esto generó la expectativa de poder estudiar propiedades del sistema en el nuevo estado que usualmente permite la observación de la compañera visible. No obstante, antes de alcanzar el estado de inactividad absoluta, el sistema dejó de ser visible ( $R > 21$ ). Tras un análisis espectroscópico del sistema, determinamos diferencias en el espectro óptico de la fuente que asociamos a la gran variabilidad que presenta la misma. Además, analizamos espectros en rayos X en épocas cercanas a las observaciones ópticas y determinamos los estados en rayos X de la fuente en cada uno. Calculamos la luminosidad en rayos X y descubrimos valores que se encuentran entre los menores observados para fuentes en el estado *soft*. Un estudio comparativo de todos los resultados reveló una correlación entre los flujos ópticos y en rayos X: el flujo óptico es mayor cuanto más *hard* es el estado de la fuente en rayos X. Encontramos, además, que cuanto mayor es el flujo óptico, mayor es su luminosidad en rayos X. Estas propiedades demuestran la complejidad del sistema y evidencian la dificultad en el análisis de sus componentes y propiedades.

Finalmente, en el Capítulo 7 realizamos un análisis del sistema IGR J17062–6143, muy interesante para su estudio dada la poca información existente en la literatura sobre su constitución. Debido a dos explosiones termonucleares de tipo I experimentadas por la fuente, se determinó que la componente compacta, acretante, es una estrella de neutrones. Sin embargo, dado que la fuente ha permanecido en *outburst* desde su descubrimiento en el año 2006, no se han podido realizar estudios que den indicios de la naturaleza de la componente secundaria. Sólo se conocen características de su evolución en rayos X, tales como su baja luminosidad. En este trabajo, presentamos por primera vez el espectro óptico de la fuente, correspondiente al disco de acreción, y estudiamos la ausencia de características en el mismo, en particular de líneas del H, en el contexto de otros estudios realizados en la literatura para sistemas pobres en H. Además, realizamos una estimación del período orbital del sistema y encontramos valores de  $\sim 1.5$  horas. Estos resultados, muestran evidencia de una posible naturaleza de UCXB para el sistema, lo que implicaría que la estrella compañera es una enana blanca. Esta conclusión



resulta interesante, ya que los UCXBs son sistemas que han ganado popularidad últimamente por ser fuertes candidatos a fuentes de ondas gravitacionales.

Desde el desarrollo de los telescopios en rayos X se han descubierto una gran cantidad de XRBs, muchos de los cuales no habían sido observados anteriormente debido a su debilidad en otras bandas espectrales. Esta nueva rama en el estudio de la astronomía llevó a un intento por desarrollar un modelo general que unifique los procesos que tienen lugar en estos sistemas. Sin embargo, cada sistema es complejo y muchos de ellos presentan características únicas que abren una nueva línea de investigación. Todos los estudios presentados en este trabajo evidencian la diversidad de sistemas dentro de los XRBs y la gran variedad de métodos y procedimientos que se han desarrollado para su estudio. Además, cada día se descubren más y más sistemas que representan un nuevo desafío para los modelos de unificación. En esta tesis hemos realizado nuevos aportes al conocimiento de estos sistemas tan heterogéneos y esperamos que nuestros resultados propicien nuevos estudios que nos acerquen al entendimiento de los procesos que generan tal variedad de fenómenos.

A lo largo de esta tesis discutimos diferentes tipos de fenómenos que se observan en sistemas binarios con componentes compactas. Sin embargo, hemos visto que existe una gran cantidad de estudios que pueden aportar nueva información acerca de estos sistemas. Los análisis realizados en este trabajo nos proporcionaron nuevas ideas para continuar con el estudio de estos sistemas. En particular, el estudio de la evolución del sistema simbiótico PU Vul, realizado en el Capítulo 2, se está terminando de organizar para ser publicado a la brevedad. Además, este trabajo posibilita continuar con el análisis a través de la aplicación del modelo de iluminación propuesto, simulando los flujos y los parámetros calculados en diferentes épocas, en una colaboración con los Dres. Scott Kenyon y Daniel Proga, que resultará en una segunda publicación.

El estudio de la composición química del sistema V4641 Sgr, realizado en el Capítulo 4, nos permitió estimar algunas características de la explosión de supernova que dio origen al agujero negro. Sin embargo, se han implementado en la literatura diferentes métodos y códigos que posibilitan un cálculo preciso del evento de supernova, en base a las abundancias químicas presentes en la atmósfera de la estrella compañera y a las masas de las componentes. Por lo tanto, nos proponemos seguir alguno de estos estudios para determinar los parámetros de la explosión y de la estrella progenitora con mayor precisión, y de esta manera concluir el análisis del escenario propuesto, con lo que el trabajo quedaría listo para su publicación. Contamos, además, con espectroscopía de otro sistema binario, LS 5039, para el cual planeamos realizar un estudio de abundancias químicas análogo al desarrollado en el Capítulo 4.

Por otro lado, el estudio del sistema Swift J1753.5–0127, en el Capítulo 6, da lugar a un análisis más intensivo de las diferencias en las bandas espectrales óptica y de rayos X, ya sea sumando datos al análisis o implementando otros estudios comparativos. Por este motivo, nos proponemos continuar con el estudio de la fuente para ampliar los resultados presentados y aportar nuevos conocimientos al estudio de los LMXBs en sus diferentes componentes, procesos y estados, tras lo cual procederemos a publicar el análisis realizado. Además, planeamos realizar un seguimiento de la fuente con el objetivo de detectarla en longitudes de onda ópticas durante el estado de inactividad para poder estudiar las propiedades de la estrella compañera.

Finalmente, vimos en el Capítulo 7 que no se cuenta con demasiada información sobre el sistema IGR J17062–6143. Para contribuir al conocimiento de la fuente y de los UCXBs, nos planteamos realizar un estudio multi-banda del sistema, que nos permita aplicar análisis de correlaciones y construir una SED para estudiar las componentes del mismo. Tras estos estudios, este trabajo, que se está realizando en colaboración principalmente con el Dr. Juan V. Hernández Santisteban, estará listo para ser publicado. También para este sistema, que, como vimos, se encuentra en *outburst* desde su descubrimiento, se realizará un seguimiento para estudiar los

cambios de estado en rayos  $X$  y con la esperanza de que pase a la inactividad en algún momento para poder analizar la estrella compañera.



## BIBLIOGRAFÍA

---

- Allen, D. A.  
1980. On the late-type components of slow novae and symbiotic stars. *MNRAS*, 192:521–530.
- Aller, L. H., ed.  
1984. *Physics of thermal gaseous nebulae*, volume 112 of *Astrophysics and Space Science Library*.
- Aller, L. H.  
1991. *Atoms, Stars, and Nebulae*.
- Altamirano, D., A. Bahramian, G. Sivakoff, M. Middleton, C. Knigge, P. Gandhi, R. Hynes, C. Johnson, P. Casella, S. Motta, J. Miller-Jones, and J. Neilsen  
2015. Swift follow-up observations of the new outburst of the black hole candidate V4641 Sgr. *The Astronomer's Telegram*, 7874.
- Anders, E. and N. Grevesse  
1989. Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53:197–214.
- Archibald, A. M., I. H. Stairs, S. M. Ransom, V. M. Kaspi, V. I. Kondratiev, D. R. Lorimer, M. A. McLaughlin, J. Boyles, J. W. T. Hessels, R. Lynch, J. van Leeuwen, M. S. E. Roberts, F. Jenet, D. J. Champion, R. Rosen, B. N. Barlow, B. H. Dunlap, and R. A. Remillard  
2009. A Radio Pulsar/X-ray Binary Link. *Science*, 324:1411.
- Argyle, R. W., W. Liller, G. Schwartz, C. A. Whitney, Y. Kozai, and M. Honda  
1979. Novalike Object in Vulpecula (Nova Vulpeculae 1979?). *IAU Circ*, 3348.
- Armas Padilla, M., N. Degenaar, and R. Wijnands  
2013. The X-ray spectral properties of very-faint persistent neutron star X-ray binaries. *MNRAS*, 434:1586–1592.
- Arnason, R. M., G. R. Sivakoff, C. O. Heinke, H. N. Cohn, and P. M. Lugger  
2015. A Low-mass Main-sequence Star and Accretion Disk in the Very Faint X-Ray Transient M15 X-3. *ApJ*, 807:52.
- Baglio, M. C., P. D'Avanzo, S. Campana, P. Goldoni, N. Masetti, T. Muñoz-Darias, V. Patiño-Álvarez, and V. Chavushyan  
2016. 1RXS J180408.9-342058: An ultra compact X-ray binary candidate with a transient jet. *A&A*, 587:A102.
- Bahramian, A., C. O. Heinke, D. Altamirano, and R. Wijnands  
2015. IGR J17451-3022 returning to quiescence. *The Astronomer's Telegram*, 7570.
- Bailyn, C., D. Maitra, M. Buxton, L. Jeanty, and D. Gonzalez  
2003. X-ray and Optical Activity in V4641 Sgr (=SAX 1819.3-2525). *The Astronomer's Telegram*, 171.

- Bally, J., N. Moeckel, and H. Throop  
2005. Evolution of UV-Irradiated Protoplanetary Disks. In *Chondrites and the Protoplanetary Disk*, A. N. Krot, E. R. D. Scott, and B. Reipurth, eds., volume 341 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, P. 81.
- Barbon, R., F. Ciatti, and L. Rosino  
1979. Photometric properties of type II supernovae. *A&A*, 72:287–292.
- Barnes, J. V. and D. S. Hayes  
1982. *IRS standard star manual*, NOAO, Tucson.
- Barsukova, E., V. Goranskij, and P. Kroll  
2014. Historical light curve of the black hole binary V4641 Sgr based on the Moscow and Sonneberg plate archives. In *Astroplate 2014*, P. 99.
- Barthelmy, S. D., L. M. Barbier, J. R. Cummings, E. E. Fenimore, N. Gehrels, D. Hullinger, H. A. Krimm, C. B. Markwardt, D. M. Palmer, A. Parsons, G. Sato, M. Suzuki, T. Takahashi, M. Tashiro, and J. Tueller  
2005. The Burst Alert Telescope (BAT) on the SWIFT Midex Mission. *Space Sci.Rev.*, 120:143–164.
- Bassa, C., P. G. Jonker, G. Nelemans, D. Steeghs, M. A. P. Torres, L. Kuiper, J. J. M. in't Zand, N. Rea, T. Maccarone, E. Kuulkers, J. Grindlay, R. Wijnands, and M. Mendez  
2008. The faint neutron star and probable ultra-compact transient AX J1754.2-2754: quiescent after a (long) outburst. *The Astronomer's Telegram*, 1575.
- Bassa, C. G., P. G. Jonker, J. J. M. in't Zand, and F. Verbunt  
2006. Two new candidate ultra-compact X-ray binaries. *A&A*, 446:L17–L20.
- Belloni, T.  
2004. High-energy spectra from black-hole candidates. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 132:337–345.
- Belloni, T., J. Homan, P. Casella, M. van der Klis, E. Nespoli, W. H. G. Lewin, J. M. Miller, and M. Méndez  
2005. The evolution of the timing properties of the black-hole transient GX 339-4 during its 2002/2003 outburst. *A&A*, 440:207–222.
- Belloni, T. M.  
2010. States and Transitions in Black Hole Binaries. In *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, T. Belloni, ed., volume 794 of *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, P. 53.
- Belyakina, T. S., N. I. Bondar, D. Chochol, K. K. Chuvaev, Y. S. Efimov, R. E. Gersherg, J. Grygar, L. Hric, V. I. Krasnobatsev, V. Piirola, M. Poutanen, I. S. Savanov, J. Huovelin, I. Tuominen, N. I. Shakhovskaya, N. M. Shakhovskoy, V. I. Shenavrin, and A. G. Scherbakov  
1989. The Kuwano-Honda's peculiar object (PU Vulpeculae) in 1983-1986. *A&A*, 223:119–135.

- Bode, M. F. and A. Evans  
2008. *Classical Novae*.
- Bogdanov, S. and J. P. Halpern  
2015. Identification of the High-energy Gamma-Ray Source 3FGL J1544.6-1125 as a Transitional Millisecond Pulsar Binary in an Accreting State. *ApJ*, 803:L27.
- Brandt, W. N., P. Podsiadlowski, and S. Sigurdsson  
1995. On the high space velocity of X-ray Nova SCO 1994: implications for the formation of its black hole. *MNRAS*, 277:L35–L40.
- Brocksopp, C., J. L. Sokoloski, C. Kaiser, A. M. Richards, T. W. B. Muxlow, and N. Seymour  
2004. A radio jet in the prototypical symbiotic star Z And? *MNRAS*, 347:430–436.
- Brown, G. E., C.-H. Lee, R. A. M. J. Wijers, H. K. Lee, G. Israelian, and H. A. Bethe  
2000. A theory of gamma-ray bursts. *New Astronomy*, 5:191–210.
- Burbidge, E. M., G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle  
1957. Synthesis of the Elements in Stars. *Reviews of Modern Physics*, 29:547–650.
- Burrows, D. N., J. E. Hill, J. A. Nousek, J. A. Kennea, A. Wells, J. P. Osborne, A. F. Abbey, A. Beardmore, K. Mukerjee, A. D. T. Short, G. Chincarini, S. Campana, O. Citterio, A. Moretti, C. Pagani, G. Tagliaferri, P. Giommi, M. Capalbi, F. Tamburelli, L. Angelini, G. Cusumano, H. W. Bräuninger, W. Burkert, and G. D. Hartner  
2005. The Swift X-Ray Telescope. *Space Sci.Rev.*, 120:165–195.
- Cackett, E. M. and J. M. Miller  
2007. Swift Observations of Rapid X-ray Flux Variations in V4641 Sgr. *The Astronomer's Telegram*, 1135.
- Cadolle Bel, M., M. Ribó, J. Rodriguez, S. Chaty, S. Corbel, A. Goldwurm, F. Frontera, R. Farinelli, P. D'Avanzo, A. Tarana, P. Ubertini, P. Laurent, P. Goldoni, and I. F. Mirabel  
2007. Simultaneous Multiwavelength Observations of the Low/Hard State of the X-Ray Transient Source SWIFT J1753.5-0127. *ApJ*, 659:549–560.
- Cantrell, A. G., C. D. Bailyn, J. E. McClintock, and J. A. Orosz  
2008. Optical State Changes in the X-Ray-quiescent Black Hole A0620-00. *ApJ*, 673:L159.
- Cantrell, A. G., C. D. Bailyn, J. A. Orosz, J. E. McClintock, R. A. Remillard, C. S. Froning, J. Neilsen, D. M. Gelino, and L. Gou  
2010. The Inclination of the Soft X-Ray Transient A0620-00 and the Mass of its Black Hole. *ApJ*, 710:1127–1141.
- Carroll, B. W. and D. A. Ostlie  
2006. *An introduction to modern astrophysics and cosmology*.
- Castelli, F. and R. L. Kurucz  
2004. New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

- Charles, P. and M. Coe  
2006. in Book review: *Compact Stellar X-Ray Sources* / Cambridge University Press, 16 + 690 pp., ISBN 0-521-82659-4 (2006). *Sterne und Weltraum*, 45(10):215.
- Charles, P. A., T. Shahbaz, and T. Geballe  
1999. GM Sagittarii. *IAU Circ*, 7267.
- Chaty, S., P. A. Charles, J. Martí, I. F. Mirabel, L. F. Rodríguez, and T. Shahbaz  
2003. Optical and near-infrared observations of the microquasar V4641 Sgr during the 1999 September outburst. *MNRAS*, 343:169–174.
- Chen, W., C. R. Shrader, and M. Livio  
1997. The Properties of X-Ray and Optical Light Curves of X-Ray Novae. *ApJ*, 491:312–338.
- Chevalier, R. A.  
1984. The interaction of supernovae with a circumstellar medium. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 422:215–232.
- Chochol, D., T. Pribulla, and S. Tamura  
1998. Pulsating AGB star in the symbiotic nova PU Vulpeculae. *Information Bulletin on Variable Stars*, 4571.
- Churazov, E., R. Sunyaev, M. Revnivtsev, S. Sazonov, S. Molkov, S. Grebenev, C. Winkler, A. Parmar, A. Bazzano, M. Falanga, A. Gros, F. Lebrun, L. Natalucci, P. Ubertini, J.-P. Roques, L. Bouchet, E. Jourdain, J. Knödseder, R. Diehl, C. Budtz-Jorgensen, S. Brandt, N. Lund, N. J. Westergaard, A. Neronov, M. Türler, M. Chernyakova, R. Walter, N. Produit, N. Mowlavi, J. M. Mas-Hesse, A. Domingo, N. Gehrels, E. Kuulkers, P. Kretschmar, and M. Schmidt  
2007. INTEGRAL observations of the cosmic X-ray background in the 5-100 keV range via occultation by the Earth. *A&A*, 467:529–540.
- Corral-Santana, J. M., J. Casares, T. Muñoz-Darias, P. Rodríguez-Gil, T. Shahbaz, M. A. P. Torres, C. Zurita, and A. A. Tyndall  
2013. A Black Hole Nova Obscured by an Inner Disk Torus. *Science*, 339:1048–1051.
- Cúneo, V. and M. Gómez  
2012. Sobre los agujeros negros de masas estelares en la galaxia. <http://www2.famaf.unc.edu.ar/institucional/biblioteca/trabajos/611/16354>. Trabajo especial de la Licenciatura en Astronomía.
- Degenaar, N., D. Altamirano, M. Parker, J. C. A. Miller-Jones, J. M. Miller, C. O. Heinke, R. Wijnands, R. Ludlam, A. Parikh, J. W. T. Hessels, N. Gusinskaia, A. T. Deller, and A. C. Fabian  
2016. Disc reflection and a possible disc wind during a soft X-ray state in the neutron star low-mass X-ray binary 1RXS J180408.9-342058. *MNRAS*, 461:4049–4058.
- Degenaar, N., D. Altamirano, and R. Wijnands  
2012. IGR J17062-6143 is likely a bursting neutron star low-mass X-ray binary. *The Astronomer's Telegram*, 4219.



- Degenaar, N., P. G. Jonker, M. A. P. Torres, R. Kaur, N. Rea, G. L. Israel, A. Patruno, G. Trap, E. M. Cackett, P. D'Avanzo, G. Lo Curto, G. Novara, H. Krimm, S. T. Holland, A. de Luca, P. Esposito, and R. Wijnands  
2010. Multiwavelength observations of 1RXH J173523.7-354013: revealing an unusual bursting neutron star. *MNRAS*, 404:1591–1602.
- Degenaar, N., C. Pinto, J. M. Miller, R. Wijnands, D. Altamirano, F. Paerels, A. C. Fabian, and D. Chakrabarty  
2017. An in-depth study of a neutron star accreting at low Eddington rate: on the possibility of a truncated disc and an outflow. *MNRAS*, 464:398–409.
- Degenaar, N. and R. Wijnands  
2009. The behavior of subluminescent X-ray transients near the Galactic center as observed using the X-ray telescope aboard Swift. *A&A*, 495:547–559.
- Degenaar, N., R. Wijnands, M. T. Reynolds, J. M. Miller, D. Altamirano, J. Kennea, N. Gehrels, D. Haggard, and G. Ponti  
2014. The Peculiar Galactic Center Neutron Star X-Ray Binary XMM J174457-2850.3. *ApJ*, 792:109.
- Del Santo, M., L. Sidoli, S. Mereghetti, A. Bazzano, A. Tarana, and P. Ubertini  
2007. XMMU J174716.1-281048: a “quasi-persistent” very faint X-ray transient? *A&A*, 468:L17–L20.
- Deloye, C. J. and L. Bildsten  
2003. White Dwarf Donors in Ultracompact Binaries: The Stellar Structure of Finite-Entropy Objects. *ApJ*, 598:1217–1228.
- Doggett, J. B. and D. Branch  
1985. A comparative study of supernova light curves. *AJ*, 90:2303–2311.
- Done, C. and S. Nayakshin  
2001. Observational Signatures of X-Ray-irradiated Accretion Disks. *ApJ*, 546:419–428.
- Dubus, G., J.-M. Hameury, and J.-P. Lasota  
2001. The disc instability model for X-ray transients: Evidence for truncation and irradiation. *A&A*, 373:251–271.
- Duquennoy, A. and M. Mayor  
1991. Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample. *A&A*, 248:485–524.
- Durant, M., P. Gandhi, T. Shahbaz, H. H. Peralta, and V. S. Dhillon  
2009. Multiwavelength spectral and high time resolution observations of SWIFTJ1753.5-0127: new activity? *MNRAS*, 392:309–324.
- Fabian, A. C., P. W. Guilbert, C. Motch, M. Ricketts, S. A. Ilovaisky, and C. Chevalier  
1982. GX 339-4 - Cyclotron radiation from an accretion flow. *A&A*, 111:L9.
- Fabian, A. C. and R. R. Ross  
2010. X-ray Reflection. *Space Sci.Rev.*, 157:167–176.

- Fabricant, D., P. Cheimets, N. Caldwell, and J. Geary  
1998. The FAST Spectrograph for the Tillinghast Telescope. *PASP*, 110:79–85.
- Fender, R. and T. Belloni  
2004. GRS 1915+105 and the Disc-Jet Coupling in Accreting Black Hole Systems. *ARA&A*, 42:317–364.
- Fender, R., S. Garrington, and T. Muxlow  
2005. Swift J1753.5-012: probable radio counterpart. *The Astronomer's Telegram*, 558.
- Ferland, G. J., R. L. Porter, P. A. M. van Hoof, R. J. R. Williams, N. P. Abel, M. L. Lykins, G. Shaw, W. J. Henney, and P. C. Stancil  
2013. The 2013 Release of Cloudy. *Revista Mexicana de Astronomía*, 49:137–163.
- Filippenko, A. V.  
1997. Optical Spectra of Supernovae. *ARA&A*, 35:309–355.
- Fowler, W. A. and F. Hoyle  
1964. Neutrino Processes and Pair Formation in Massive Stars and Supernovae. *ApJS*, 9:201.
- Friedjung, M., M. Ferrari-Toniolo, P. Persi, A. Altamore, A. Cassatella, and R. Viotti  
1984. New results on PU VUL. In *NASA Conference Publication*, J. M. Mead, R. D. Chapman, and Y. Kondo, eds., volume 2349 of *NASA Conference Publication*.
- Froning, C. S., T. J. Maccarone, K. France, L. Winter, E. L. Robinson, R. I. Hynes, and F. Lewis  
2014. Multiwavelength Observations of Swift J1753.5-0127. *ApJ*, 780:48.
- Fukue, J.  
2000. Basic Properties of Supercritical Accretion Disks. *PASJ*, 52:829–840.
- Fürst, F., V. Grinberg, J. A. Tomsick, M. Bachetti, S. E. Boggs, M. Brightman, F. E. Christensen, W. W. Craig, P. Gandhi, B. Grefenstette, C. J. Hailey, F. A. Harrison, K. K. Madsen, M. L. Parker, K. Pottschmidt, D. Stern, D. J. Walton, J. Wilms, and W. W. Zhang  
2016. Spectro-Timing Study of GX 339-4 in a Hard Intermediate State. *ApJ*, 828:34.
- Gehrels, N., G. Chincarini, P. Giommi, K. O. Mason, J. A. Nousek, A. A. Wells, N. E. White, S. D. Barthelmy, D. N. Burrows, L. R. Cominsky, K. C. Hurley, F. E. Marshall, P. Mészáros, P. W. A. Roming, L. Angelini, L. M. Barbier, T. Belloni, S. Campana, P. A. Caraveo, M. M. Chester, O. Citterio, T. L. Cline, M. S. Cropper, J. R. Cummings, A. J. Dean, E. D. Feigelson, E. E. Fenimore, D. A. Frail, A. S. Fruchter, G. P. Garmire, K. Gendreau, G. Ghisellini, J. Greiner, J. E. Hill, S. D. Hunsberger, H. A. Krimm, S. R. Kulkarni, P. Kumar, F. Lebrun, N. M. Lloyd-Ronning, C. B. Markwardt, B. J. Mattson, R. F. Mushotzky, J. P. Norris, J. Osborne, B. Paczynski, D. M. Palmer, H.-S. Park, A. M. Parsons, J. Paul, M. J. Rees, C. S. Reynolds, J. E. Rhoads, T. P. Sasseen, B. E. Schaefer, A. T. Short, A. P. Smale, I. A. Smith, L. Stella, G. Tagliaferri, T. Takahashi, M. Tashiro, L. K. Townsley, J. Tueller,

- M. J. L. Turner, M. Vietri, W. Voges, M. J. Ward, R. Willingale, F. M. Zerbi, and W. W. Zhang  
2004. The Swift Gamma-Ray Burst Mission. *ApJ*, 611:1005–1020.
- Gelino, D. M., C. R. Gelino, and T. E. Harrison  
2010. Spitzer Observations of Black Hole Low-mass X-ray Binaries: Assessing the Non-stellar Infrared Component. *ApJ*, 718:1–10.
- Girard, T. M., W. F. van Altena, N. Zacharias, K. Vieira, D. I. Casetti-Dinescu, D. Castillo, D. Herrera, Y. S. Lee, T. C. Beers, D. G. Monet, and C. E. Lopez  
2011. VizieR Online Data Catalog: SPM 4.0 Catalog (Girard+, 2011). *VizieR Online Data Catalog*, 1320.
- Gochermann, J.  
1991. PU Vulpeculae at the time of spectral change in 1987. *A&A*, 250:361–364.
- González Hernández, J. I., J. Casares, R. Rebolo, G. Israelian, A. V. Filippenko, and R. Chornock  
2011. Chemical Abundances of the Secondary Star in the Black Hole X-Ray Binary V404 Cygni. *ApJ*, 738:95.
- González Hernández, J. I., R. Rebolo, and G. Israelian  
2008a. The black hole binary nova Scorpii 1994 (GRO J1655-40): an improved chemical analysis. *A&A*, 478:203–217.
- González Hernández, J. I., R. Rebolo, G. Israelian, J. Casares, K. Maeda, P. Bonifacio, and P. Molaro  
2005. Chemical Abundances in the Secondary Star of the Neutron Star Binary Centaurus X-4. *ApJ*, 630:495–505.
- González Hernández, J. I., R. Rebolo, G. Israelian, J. Casares, A. Maeder, and G. Meynet  
2004. Chemical Abundances in the Secondary Star in the Black Hole Binary A0620-00. *ApJ*, 609:988–998.
- González Hernández, J. I., R. Rebolo, G. Israelian, A. V. Filippenko, R. Chornock, N. Tominaga, H. Umeda, and K. Nomoto  
2008b. Chemical Abundances of the Secondary Star in the Black Hole X-Ray Binary XTE J1118+480. *ApJ*, 679:732–745.
- González Hernández, J. I., R. Rebolo, G. Israelian, E. T. Harlaftis, A. V. Filippenko, and R. Chornock  
2006. XTE J1118+480: A Metal-rich Black Hole Binary in the Galactic Halo. *ApJ*, 644:L49–L52.
- Goranskij, V. P.  
1978. Variable stars in Sagittarius. *Astronomicheskij Tsirkulyar*, 1024:3–4.
- Goranskij, V. P., E. A. Barsukova, and A. N. Burenkov  
2003. Photometry and Spectroscopy of the System V4641 Sagittarii in Quiescence. *Astronomy Reports*, 47:740–749.

Halpern, J. P.

2005. Optical Counterpart of SWIFT J1753.5-0127. *The Astronomer's Telegram*, 549.

Hansen, C. J., S. D. Kawaler, and V. Trimble

2004. *Stellar interiors : physical principles, structure, and evolution*.

Harrison, F. A., W. W. Craig, F. E. Christensen, C. J. Hailey, W. W. Zhang, S. E. Boggs, D. Stern, W. R. Cook, K. Forster, P. Giommi, B. W. Grefenstette, Y. Kim, T. Kitaguchi, J. E. Koglin, K. K. Madsen, P. H. Mao, H. Miyasaka, K. Mori, M. Perri, M. J. Pivovarov, S. Puccetti, V. R. Rana, N. J. Westergaard, J. Willis, A. Zoglauer, H. An, M. Bachetti, N. M. Barrière, E. C. Bellm, V. Bhalerao, N. F. Brejnholt, F. Fuerst, C. C. Liebe, C. B. Markwardt, M. Nynka, J. K. Vogel, D. J. Walton, D. R. Wik, D. M. Alexander, L. R. Cominsky, A. E. Hornschemeier, A. Hornstrup, V. M. Kaspi, G. M. Madejski, G. Matt, S. Molendi, D. M. Smith, J. A. Tomsick, M. Ajello, D. R. Ballantyne, M. Baloković, D. Barret, F. E. Bauer, R. D. Blandford, W. N. Brandt, L. W. Brenneman, J. Chiang, D. Chakrabarty, J. Chenevez, A. Comastri, F. Dufour, M. Elvis, A. C. Fabian, D. Farrah, C. L. Fryer, E. V. Gotthelf, J. E. Grindlay, D. J. Helfand, R. Krivonos, D. L. Meier, J. M. Miller, L. Natalucci, P. Ogle, E. O. Ofek, A. Ptak, S. P. Reynolds, J. R. Rigby, G. Tagliaferri, S. E. Thorssett, E. Treister, and C. M. Urry

2013. The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-energy X-Ray Mission. *ApJ*, 770:103.

Hayes, D. S. and D. W. Latham

1975. A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral-energy distribution of VEGA. *ApJ*, 197:593–601.

Heinke, C. O., A. Bahramian, N. Degenaar, and R. Wijnands

2015. The nature of very faint X-ray binaries: hints from light curves. *MNRAS*, 447:3034–3043.

Heinke, C. O., N. Ivanova, M. C. Engel, K. Pavlovskii, G. R. Sivakoff, T. F. Cartwright, and J. C. Gladstone

2013. Galactic Ultracompact X-Ray Binaries: Disk Stability and Evolution. *ApJ*, 768:184.

Herbig, G. H.

1995. The Diffuse Interstellar Bands. *ARA&A*, 33:19–74.

Hjellming, R. M., M. P. Rupen, R. W. Hunstead, D. Campbell-Wilson, A. J. Mioduszewski, B. M. Gaensler, D. A. Smith, R. J. Sault, R. P. Fender, R. E. Spencer, C. J. de la Force, A. M. S. Richards, S. T. Garrington, S. A. Trushkin, F. D. Ghigo, E. B. Waltman, and M. McCollough

2000. Light Curves and Radio Structure of the 1999 September Transient Event in V4641 Sagittarii (=XTE J1819-254=SAX J1819.3-2525). *ApJ*, 544:977–992.

Høg, E., C. Fabricius, V. V. Makarov, S. Urban, T. Corbin, G. Wycoff, U. Bastian, P. Schwekendiek, and A. Wicenc

2000. The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars. *A&A*, 355:L27–L30.

- Homan, J. and T. Belloni  
2005. The Evolution of Black Hole States. *Ap&SS*, 300:107–117.
- Homan, J., M. Buxton, S. Markoff, C. D. Bailyn, E. Nespoli, and T. Belloni  
2005. Multiwavelength Observations of the 2002 Outburst of GX 339-4: Two Patterns of X-Ray-Optical/Near-Infrared Behavior. *ApJ*, 624:295–306.
- Homan, J., R. Wijnands, M. van der Klis, T. Belloni, J. van Paradijs, M. Klein-Wolt, R. Fender, and M. Méndez  
2001. Correlated X-Ray Spectral and Timing Behavior of the Black Hole Candidate XTE J1550-564: A New Interpretation of Black Hole States. *ApJS*, 132:377–402.
- Hynes, R. I., P. A. Charles, M. R. Garcia, E. L. Robinson, J. Casares, C. A. Haswell, A. K. H. Kong, M. Rupen, R. P. Fender, R. M. Wagner, E. Gallo, B. A. C. Eves, T. Shahbaz, and C. Zurita  
2004. Correlated X-Ray and Optical Variability in V404 Cygni in Quiescence. *ApJ*, 611:L125–L128.
- Iben, Jr., I.  
1967. Stellar Evolution Within and off the Main Sequence. *ARA&A*, 5:571.
- Iben, Jr., I.  
1982. Hot accreting white dwarfs in the quasi-static approximation. *ApJ*, 259:244–266.
- Iben, Jr., I. and A. V. Tutukov  
1996. On the Evolution of Symbiotic Stars and Other Binaries with Accreting Degenerate Dwarfs. *ApJS*, 105:145.
- Iijima, T.  
1981. Temperature Determination of Exciting Stars in Highly Excited Planetary Nebulae and Symbiotic Stars. In *Photometric and Spectroscopic Binary Systems*, E. B. Carling and Z. Kopal, eds., P. 517.
- Iijima, T.  
1989. Recent spectral variation of the peculiar nova-like object PU Vulpeculae. *A&A*, 215:57–62.
- in 't Zand, J., J. Heise, A. Bazzano, M. Cocchi, L. di Ciolo, and J. M. Muller  
1999. SAX J1819.3-2525. *IAU Circ*, 7119.
- in't Zand, J. J. M., C. G. Bassa, P. G. Jonker, L. Keek, F. Verbunt, M. Méndez, and C. B. Markwardt  
2008. An X-ray and optical study of the ultracompact X-ray binary A 1246-58. *A&A*, 485:183–194.
- in't Zand, J. J. M., R. Cornelisse, and M. Méndez  
2005. On the nature of two low-dot{M} X-ray bursters: 1RXS J170854.4-321857 and 1RXS J171824.2-402934. *A&A*, 440:287–293.
- in't Zand, J. J. M., P. G. Jonker, C. G. Bassa, C. B. Markwardt, and A. M. Levine  
2009. Monitoring campaign of 1RXS J171824.2-402934, the low-mass X-ray binary with the lowest mass accretion rate. *A&A*, 506:857–863.

- in't Zand, J. J. M., P. G. Jonker, and C. B. Markwardt  
2007. Six new candidate ultracompact X-ray binaries. *A&A*, 465:953–963.
- Israelian, G., R. Rebolo, G. Basri, J. Casares, and E. L. Martín  
1999. Evidence of a supernova origin for the black hole in the system GRO J1655 - 40. *Nat*, 401:142–144.
- Iverson, R. J., M. F. Bode, J. A. Roberts, J. Meaburn, R. J. Davis, R. F. Nelson, and R. E. Spencer  
1991. A multi-frequency study of symbiotic stars. I - Near-simultaneous optical and radio observations. *MNRAS*, 249:374–384.
- Jansen, F., D. Lumb, B. Altieri, J. Clavel, M. Ehle, C. Erd, C. Gabriel, M. Guainazzi, P. Gondoin, R. Much, R. Munoz, M. Santos, N. Schartel, D. Texier, and G. Vacanti  
2001. XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations. *A&A*, 365:L1–L6.
- Johnson, H. L. and W. W. Morgan  
1951. On the Color-Magnitude Diagram of the Pleiades. *ApJ*, 114:522.
- Kalemci, E., T. Dinçer, J. A. Tomsick, M. M. Buxton, C. D. Bailyn, and Y. Y. Chun  
2013. Complete Multiwavelength Evolution of Galactic Black Hole Transients during Outburst Decay. I. Conditions for "Compact" Jet Formation. *ApJ*, 779:95.
- Kanamitsu, O.  
1991. A spectroscopic study of PU Vulpeculae. *PASJ*, 43:225–259.
- Kanamitsu, O., Y. Yamashita, Y. Norimoto, E. Watanabe, and M. Yutani  
1991. Weak-line to emission-line phases of PU Vulpeculae. *PASJ*, 43:523–545.
- Kato, M., I. Hachisu, A. Cassatella, and R. González-Riestra  
2011. A Light-curve Model of the Symbiotic Nova PU Vul (1979): A Very Quiet Explosion with Long-lasting Flat Peak. *ApJ*, 727:72.
- Kato, M., J. Mikolajewska, and I. Hachisu  
2012. Evolution of the Symbiotic Nova PU Vul—Outbursting White Dwarf, Nebulae, and Pulsating Red Giant Companion. *ApJ*, 750:5.
- Keek, L., W. Iwakiri, M. Serino, D. R. Ballantyne, J. J. M. in 't Zand, and T. E. Strohmayer  
2016. X-ray Reflection and An Exceptionally Long Thermonuclear Helium Burst from IGR J17062-6143. *ArXiv e-prints*.
- Kennedy, G. M. and M. C. Wyatt  
2012. Confusion limited surveys: using WISE to quantify the rarity of warm dust around Kepler stars. *MNRAS*, 426:91–107.
- Kennicutt, R. C.  
2005. The role of massive stars in astrophysics. In *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, and M. Walmsley, eds., volume 227 of *IAU Symposium*, Pp. 3–11.

- Kenyon, S. J.  
1986a. Spectroscopic observations of PU Vulpeculae. *AJ*, 91:563–569.
- Kenyon, S. J.  
1986b. *The symbiotic stars*.
- Kenyon, S. J. and T. Fernandez-Castro  
1987. Spectroscopic observations of the symbiotic binary RW Hydrae. *ApJ*, 316:427–433.
- Kenyon, S. J. and J. W. Truran  
1983. The outbursts of symbiotic novae. *ApJ*, 273:280–288.
- Kenyon, S. J. and R. F. Webbink  
1984. The nature of symbiotic stars. *ApJ*, 279:252–283.
- King, A. R. and R. Wijnands  
2006. The faintest accretors. *MNRAS*, 366:L31–L34.
- Klein, A., A. Bruch, and R. Luthardt  
1994. The development of the symbiotic nova PU Vulpeculae in the years 1984–1992. *A&AS*, 104.
- Kolotilov, E. A., U. Munari, and B. F. Yudin  
1995. On the new minimum of the symbiotic nova PU Vulpeculae. *MNRAS*, 275:185–190.
- Kozai, Y., Y. Kuwano, J. Mattei, and R. Annai  
1979. Novalike Object in Vulpecula. *IAU Circ*, 3344.
- Kurucz, R. L.  
2005. ATLAS12, SYNTHÉ, ATLAS9, WIDTH9, et cetera. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 8:14.
- Kurucz, R. L. and E. H. Avrett  
1981. Solar Spectrum Synthesis. I. A Sample Atlas from 224 to 300 nm. *SAO Special Report*, 391.
- Kylafis, N. D., I. Contopoulos, D. Kazanas, and D. M. Christodoulou  
2012. Formation and destruction of jets in X-ray binaries. *A&A*, 538:A5.
- Landolt, A. U.  
1992. UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5–16.0 around the celestial equator. *AJ*, 104:340–371.
- Leahy, D. A., W. Darbro, R. F. Elsner, M. C. Weisskopf, S. Kahn, P. G. Sutherland, and J. E. Grindlay  
1983. On searches for pulsed emission with application to four globular cluster X-ray sources - NGC 1851, 6441, 6624, and 6712. *ApJ*, 266:160–170.
- Liller, M. H. and W. Liller  
1979. The pre-maximum light curve of the slow Nova Vulpeculae 1979. *AJ*, 84:1357.

- Lotti, S., L. Natalucci, K. Mori, F. K. Baganoff, S. E. Boggs, F. E. Christensen, W. W. Craig, C. J. Hailey, F. A. Harrison, J. Hong, R. A. Krivonos, F. Rahoui, D. Stern, J. A. Tomsick, S. Zhang, and W. W. Zhang  
2016. NuSTAR and XMM-Newton Observations of 1E1743.1-2843: Indications of a Neutron Star LMXB Nature of the Compact Object. *ApJ*, 822:57.
- Luna, G. J. M. and R. D. D. Costa  
2005. Nebular abundances of southern symbiotic stars. *A&A*, 435:1087–1097.
- Luna, G. J. M. and J. L. Sokoloski  
2007. The Nature of the Hard X-Ray-Emitting Symbiotic Star RT Cru. *ApJ*, 671:741–747.
- Maccarone, T. J.  
2003. Do X-ray binary spectral state transition luminosities vary? *A&A*, 409:697–706.
- MacDonald, R. K. D., C. D. Bailyn, M. Buxton, A. G. Cantrell, R. Chatterjee, R. Kennedy-Shaffer, J. A. Orosz, C. B. Markwardt, and J. H. Swank  
2014. The Black Hole Binary V4641 Sagittarii: Activity in Quiescence and Improved Mass Determinations. *ApJ*, 784:2.
- Markoff, S., H. Falcke, and R. Fender  
2001. A jet model for the broadband spectrum of XTE J1118+480. Synchrotron emission from radio to X-rays in the Low/Hard spectral state. *A&A*, 372:L25–L28.
- Markwardt, C. B. and J. H. Swank  
2002. Sax J1819.3-2525. *IAU Circ*, 7906.
- Markwardt, C. B., J. H. Swank, and F. E. Marshall  
1999. XTE J1819-254, XTE J1743-363, XTE J1710-281, XTE J1723-376. *IAU Circ*, 7120.
- Masetti, N., M. Orlandini, E. Palazzi, L. Amati, and F. Frontera  
2006. M-type giants as optical counterparts of X-ray sources 4U 1700+24 and 4U 1954+319. *A&A*, 453:295–299.
- Massey, P.  
2003. MASSIVE STARS IN THE LOCAL GROUP: Implications for Stellar Evolution and Star Formation. *ARA&A*, 41:15–56.
- Massey, P., K. Strobel, J. V. Barnes, and E. Anderson  
1988. Spectrophotometric standards. *ApJ*, 328:315–333.
- Mata Sánchez, D., P. A. Charles, M. Armas-Padilla, D. A. H. Buckley, G. L. Israel, M. Linares, and T. Muñoz-Darias  
2017. Swift and SALT observations of the Multiple Outbursts of MAXI J1957+032. *ArXiv e-prints*.
- McClintock, J. E., C. R. Canizares, and C. B. Tarter  
1975. On the origin of 4640-4650 Å emission in X-ray stars. *ApJ*, 198:641–652.



- Menou, K., R. Perna, and L. Hernquist  
2002. Hydrogen-poor Disks in Compact X-Ray Binaries. *ApJ*, 564:L81–L84.
- Mereminskiy, I. A., E. V. Filippova, R. A. Krivonos, S. A. Grebenev, R. A. Burenin, and R. A. Sunyaev  
2016. The outburst of the X-ray nova GRS 1739-278 in September, 2016. *ArXiv e-prints*.
- Merrill, P. W.  
1950. Measurements in the Combination Spectra of RW Hydrae, BF Cygni, and CI Cygni. *ApJ*, 111:484.
- Merrill, P. W. and M. L. Humason  
1932. A Bright Line of Ionized Helium,  $\lambda 4686$ , in Three Stellar Spectra with Titanium Bands. *PASP*, 44:56.
- Mikolajewska, J.  
2007. Symbiotic Stars: Continually Embarrassing Binaries. *Baltic Astronomy*, 16:1–9.
- Mikolajewska, J. and S. J. Kenyon  
1992. On the nova-like eruptions of symbiotic binaries. *MNRAS*, 256:177–185.
- Mitsuda, K., H. Inoue, K. Koyama, K. Makishima, M. Matsuoka, Y. Ogawara, K. Suzuki, Y. Tanaka, N. Shibazaki, and T. Hirano  
1984. Energy spectra of low-mass binary X-ray sources observed from TENMA. *PASJ*, 36:741–759.
- Miyamoto, S., S. Kitamoto, S. Iga, K. Hayashida, and K. Terada  
1994. Normalized power spectral densities of two X-ray components from GS 1124-683. *ApJ*, 435:398–406.
- Moore, C. E.  
1945. A Multiplet Table of Astrophysical Interest. Revised Edition. Part II - Finding List of All Lines in the Table of Multiplets. Body of Multiplet Table. *Contributions from the Princeton University Observatory*, 21:1–86.
- Morgan, E., J. Swank, C. Markwardt, and N. Gehrels  
2005. RXTE observations of Swift J1753.5-0127. *The Astronomer's Telegram*, 550.
- Morgan, E. H., R. A. Remillard, and J. Greiner  
1997. RXTE Observations of QPOs in the Black Hole Candidate GRS 1915+105. *ApJ*, 482:993–1010.
- Motch, C., S. A. Ilovaisky, and C. Chevalier  
1982. Discovery of fast optical activity in the X-ray source GX 339-4. *A&A*, 109:L1–L4.
- Motch, C., S. A. Ilovaisky, C. Chevalier, and P. Angebault  
1985. An IR, optical and X-ray study of the two state behaviour of GX 339-4. *Space Sci.Rev.*, 40:219–224.

- Motch, C., M. J. Ricketts, C. G. Page, S. A. Ilovaisky, and C. Chevalier  
1983. Simultaneous X-ray/optical observations of GX339-4 during the May 1981 optically bright state. *A&A*, 119:171–176.
- Muno, M. P., E. H. Morgan, and R. A. Remillard  
1999. Quasi-periodic Oscillations and Spectral States in GRS 1915+105. *ApJ*, 527:321–340.
- Murset, U. and H. Nussbaumer  
1994. Temperatures and luminosities of symbiotic novae. *A&A*, 282:586–604.
- Narayan, R., M. R. Garcia, and J. E. McClintock  
2002. X-Ray Novae and the Evidence for Black Hole Event Horizons. In *The Ninth Marcel Grossmann Meeting*, V. G. Gurzadyan, R. T. Jantzen, and R. Ruffini, eds., Pp. 405–425.
- Narayan, R. and J. E. McClintock  
2008. Advection-dominated accretion and the black hole event horizon. *New A Rev.*, 51:733–751.
- Nascimbeni, V., G. Piotto, S. Ortolani, G. Giuffrida, P. M. Marrese, D. Magrin, R. Ragazzoni, I. Pagano, H. Rauer, J. Cabrera, D. Pollacco, A. M. Heras, M. Deleuil, L. Gizon, and V. Granata  
2016. VizieR Online Data Catalog: All-sky catalog of solar-type dwarfs (Nascimbeni+, 2016). *VizieR Online Data Catalog*, 746.
- Negoro, H., M. Serino, R. Sasaki, T. Sakamoto, S. Nakahira, S. Ueno, H. Tomida, M. Kimura, M. Ishikawa, Y. E. Nakagawa, T. Mihara, M. Sugizaki, M. Shidatsu, J. Sugimoto, T. Takagi, M. Matsuoka, N. Kawai, M. Arimoto, T. Yoshii, Y. Tachibana, Y. Ono, T. Fujiwara, A. Yoshida, Y. Kawakubo, H. Ohtsuki, H. Tsunemi, R. Imatani, M. Nakajima, T. Masumitsu, K. Tanaka, Y. Ueda, T. Kawamuro, T. Hori, Y. Tsuboi, S. Kanetou, M. Yamauchi, D. Itoh, K. Yamaoka, and M. Morii  
2015. MAXI/GSC detection of a possible superburst from IGR J17062-6143/Swift J1706.6-6146. *The Astronomer's Telegram*, 8241.
- Nelemans, G.  
2003. Galactic Binaries as Sources of Gravitational Waves. In *The Astrophysics of Gravitational Wave Sources*, J. M. Centrella, ed., volume 686 of *American Institute of Physics Conference Series*, Pp. 263–272.
- Nelemans, G. and P. G. Jonker  
2010. Ultra-compact (X-ray) binaries. *New A Rev.*, 54:87–92.
- Nelemans, G., P. G. Jonker, T. R. Marsh, and M. van der Klis  
2004. Optical spectra of the carbon-oxygen accretion discs in the ultra-compact X-ray binaries 4U 0614+09, 4U 1543-624 and 2S 0918-549. *MNRAS*, 348:L7–L11.
- Nelemans, G., P. G. Jonker, and D. Steeghs  
2006. Optical spectroscopy of (candidate) ultracompact X-ray binaries: constraints on the composition of the donor stars. *MNRAS*, 370:255–262.

- Nelson, L. A., S. A. Rappaport, and P. C. Joss  
1986. The evolution of ultrashort period binary systems. *ApJ*, 304:231–240.
- Neustroev, V. V., A. Veledina, J. Poutanen, S. V. Zharikov, S. S. Tsygankov, G. Sjöberg, and J. J. E. Kajava  
2014. Spectroscopic evidence for a low-mass black hole in SWIFT J1753.5-0127. *MNRAS*, 445:2424–2439.
- Neustroev, V. V., S. V. Zharikov, A. S. Miroshnichenko, D. E. Reichart, J. B. Haislip, K. M. Ivarsen, A. P. LaCluyze, J. P. Moore, and M. C. Nysewander  
2015. SWIFT J1753.5-0127 shows the lowest optical flux since 2005. *The Astronomer's Telegram*, 7697.
- Nomoto, K., M. Hashimoto, T. Tsujimoto, F.-K. Thielemann, N. Kishimoto, Y. Kubo, and N. Nakasato  
1997. Nucleosynthesis in type II supernovae. *Nuclear Physics A*, 616:79–90.
- Nussbaumer, H. and M. Vogel  
1996. PU Vulpeculae: an eclipsing symbiotic nova. *A&A*, 307:470–480.
- Onodera, T., H. Negoro, S. Nakahira, S. Ueno, H. Tomida, M. Kimura, M. Ishikawa, Y. E. Nakagawa, T. Mihara, M. Sugizaki, M. Morii, M. Serino, J. Sugimoto, T. Takagi, A. Yoshikawa, M. Matsuoka, N. Kawai, Y. Tachibana, T. Yoshii, A. Yoshida, T. Sakamoto, Y. Kawakubo, H. Ohtsuki, H. Tsunemi, D. Uchida, M. Nakajima, K. Fukushima, K. Suzuki, M. Fujita, F. Honda, T. Namba, Y. Ueda, M. Shidatsu, T. Kawamuro, T. Hori, Y. Tsuboi, A. Kawagoe, M. Yamauchi, Y. Morooka, D. Itoh, and K. Yamaoka  
2015. Unusual hard X-ray decrease in Swift J1753.5-0127 observed by MAXI and Swift. *The Astronomer's Telegram*, 7196.
- Orosz, J. A., E. Kuulkers, M. van der Klis, J. E. McClintock, M. R. Garcia, P. J. Callanan, C. D. Bailyn, R. K. Jain, and R. A. Remillard  
2001. A Black Hole in the Superluminal Source SAX J1819.3-2525 (V4641 Sgr). *ApJ*, 555:489–503.
- Orosz, J. A., J. E. McClintock, J. P. Aufdenberg, R. A. Remillard, M. J. Reid, R. Narayan, and L. Gou  
2011. The Mass of the Black Hole in Cygnus X-1. *ApJ*, 742:84.
- Orosz, J. A., D. Steeghs, J. E. McClintock, M. A. P. Torres, I. Bochkov, L. Gou, R. Narayan, M. Blaschak, A. M. Levine, R. A. Remillard, C. D. Bailyn, M. M. Dwyer, and M. Buxton  
2009. A New Dynamical Model for the Black Hole Binary LMC X-1. *ApJ*, 697:573–591.
- Osterbrock, D. E.  
1989. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*.
- Palmer, D. M., S. D. Barthelmey, J. R. Cummings, N. Gehrels, H. A. Krimm, C. B. Markwardt, T. Sakamoto, and J. Tueller  
2005. BAT detection of a new gamma ray source SWIFT J1753.5-0127. *The Astronomer's Telegram*, 546.

- Papitto, A., C. Ferrigno, E. Bozzo, N. Rea, L. Pavan, L. Burderi, M. Burgay, S. Campana, T. di Salvo, M. Falanga, M. D. Filipović, P. C. C. Freire, J. W. T. Hessels, A. Possenti, S. M. Ransom, A. Riggio, P. Romano, J. M. Sarkissian, I. H. Stairs, L. Stella, D. F. Torres, M. H. Wieringa, and G. F. Wong  
2013. Swings between rotation and accretion power in a binary millisecond pulsar. *Nat*, 501:517–520.
- Persson, S. E., D. C. Murphy, S. Smee, C. Birk, A. J. Monson, A. Uomoto, E. Koch, S. Sheckman, R. Barkhouser, J. Orndorff, R. Hammond, A. Harding, G. Scharfstein, D. Kelson, J. Marshall, and P. J. McCarthy  
2013. FourStar: The Near-Infrared Imager for the 6.5 m Baade Telescope at Las Campanas Observatory. *PASP*, 125:654–682.
- Podsiadlowski, P., K. Nomoto, K. Maeda, T. Nakamura, P. Mazzali, and B. Schmidt  
2002. Formation of the Black Hole in Nova Scorpii. *ApJ*, 567:491–502.
- Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery  
1992. *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing.*
- Proga, D., S. J. Kenyon, and J. C. Raymond  
1998. Illumination in Symbiotic Binary Stars: Non-LTE Photoionization Models. II. WIND Case. *ApJ*, 501:339–356.
- Proga, D., S. J. Kenyon, J. C. Raymond, and J. Mikolajewska  
1996. Illumination in Symbiotic Binary Stars: Non-LTE Photoionization Models. I. Hydrostatic Case. *ApJ*, 471:930.
- Qasim, A. A., A. AlMannaei, D. M. Russell, and F. Lewis  
2016. Follow-up optical observations of Swift J1753.5-0127 as it fades into quiescence. *The Astronomer's Telegram*, 9739.
- Rappaport, S., P. C. Joss, and R. F. Webbink  
1982. The evolution of highly compact binary stellar systems. *ApJ*, 254:616–640.
- Remillard, R. A. and A. M. Levine  
2008. The long, faint outburst of IGR J17062-6143. *The Astronomer's Telegram*, 1853.
- Remillard, R. A. and J. E. McClintock  
2006. X-Ray Properties of Black-Hole Binaries. *ARA&A*, 44:49–92.
- Remillard, R. A., J. E. McClintock, J. A. Orosz, and A. M. Levine  
2006. The X-Ray Outburst of H1743-322 in 2003: High-Frequency QPOs with a 3:2 Frequency Ratio. *ApJ*, 637:1002–1009.
- Remillard, R. A., M. P. Munro, J. E. McClintock, and J. A. Orosz  
2002. Evidence for Harmonic Relationships in the High-Frequency Quasi-periodic Oscillations of XTE J1550-564 and GRO J1655-40. *ApJ*, 580:1030–1042.
- Revnivtsev, M. G., I. Y. Zolotukhin, and A. V. Meshcheryakov  
2012. Period-luminosity relation for persistent low-mass X-ray binaries in the near-infrared. *MNRAS*, 421:2846–2853.

- Reynolds, C. S. and M. A. Nowak  
2003. Fluorescent iron lines as a probe of astrophysical black hole systems. *Physics Reports*, 377:389–466.
- Rieke, G. H. and M. J. Lebofsky  
1985. The interstellar extinction law from 1 to 13 microns. *ApJ*, 288:618–621.
- Roming, P. W. A., T. E. Kennedy, K. O. Mason, J. A. Nousek, L. Ahr, R. E. Bingham, P. S. Broos, M. J. Carter, B. K. Hancock, H. E. Huckle, S. D. Hunsberger, H. Kawakami, R. Killough, T. S. Koch, M. K. McLelland, K. Smith, P. J. Smith, J. C. Soto, P. T. Boyd, A. A. Breeveld, S. T. Holland, M. Ivanushkina, M. S. Pryzby, M. D. Still, and J. Stock  
2005. The Swift Ultra-Violet/Optical Telescope. *Space Sci.Rev.*, 120:95–142.
- Rossi, S., J. Homan, J. M. Miller, and T. Belloni  
2004. State transitions in the 2001/2002 outburst of XTE J1650-500. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 132:416–419.
- Russell, D. M., A. AlMannaai, A. A. Qasim, A. W. Shaw, P. A. Charles, and F. Lewis  
2016. Swift J1753.5-0127 is heading to quiescence after an 11-year outburst. *The Astronomer's Telegram*, 9708.
- Sadakane, K., A. Arai, W. Aoki, N. Arimoto, M. Takada-Hidai, T. Ohnishi, A. Tajitsu, T. C. Beers, N. Iwamoto, N. Tominaga, H. Umeda, K. Maeda, and K. Nomoto  
2006. Chemical Abundances in the Secondary Star of the Black Hole Binary V4641 Sagittarii (SAX J1819.3-2525). *PASJ*, 58:595–604.
- Savage, B. D. and J. S. Mathis  
1979. Observed properties of interstellar dust. *ARA&A*, 17:73–111.
- Schmid, H. M. and H. Schild  
2002. Orbital motion in symbiotic Mira systems. *A&A*, 395:117–127.
- Shakura, N. I. and R. A. Sunyaev  
1973. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24:337–355.
- Shaw, A. W., P. A. Charles, A. J. Bird, R. Cornelisse, J. Casares, F. Lewis, T. Muñoz-Darias, D. M. Russell, and C. Zurita  
2013. A 420-day X-ray/optical modulation and extended X-ray dips in the short-period transient Swift J1753.5-0127. *MNRAS*, 433:740–745.
- Shaw, A. W., P. A. Charles, J. Casares, and J. V. Hernández Santisteban  
2016a. No evidence for a low-mass black hole in Swift J1753.5-0127. *MNRAS*, 463:1314–1322.
- Shaw, A. W., P. A. Charles, P. Gandhi, and D. Altamirano  
2015. Increased soft X-ray activity but no optical response in Swift J1753.5-0127. *The Astronomer's Telegram*, 7216.

- Shaw, A. W., P. Gandhi, D. Altamirano, P. Uttley, J. A. Tomsick, P. A. Charles, F. Fürst, F. Rahoui, and D. J. Walton  
2016b. A low-luminosity soft state in the short-period black hole X-ray binary Swift J1753.5-0127. *MNRAS*, 458:1636–1644.
- Shaw, A. W., J. A. Tomsick, A. Bahramian, P. Gandhi, D. M. Russell, and P. A. Charles  
2016c. Swift J1753.5-0127 no longer detected by Swift. *The Astronomer's Telegram*, 9735.
- Shaw, A. W., J. A. Tomsick, M. Clavel, D. Altamirano, P. A. Charles, F. Fuerst, P. Gandhi, F. Rahoui, and D. J. Walton  
2016d. Swift J1753.5-0127 has returned to the hard state. *The Astronomer's Telegram*, 8782.
- Shih, I. C., P. A. Charles, and R. Cornelisse  
2011. Correlated optical/X-ray long-term variability in LMXB 4U 1636-536. *MNRAS*, 412:120–126.
- Shugarov, S., D. Chochol, and E. Kolotilov  
2012. Symbiotic Nova PU Vul – 33 Years of Observations. *Baltic Astronomy*, 21:150–156.
- Sion, E. M., S. N. Shore, C. J. Ready, and M. P. Scheible  
1993. The onset of Wolf-Rayet wind outflow and the nature of the hot component in the symbiotic nova PU Vulpecula. *AJ*, 106:2118–2125.
- Siviero, A., U. Munari, S. Dallaporta, P. Valisa, V. Luppi, S. Moretti, S. Tomaselli, S. Bacci, F. Ballardini, G. Cherini, M. Graziani, A. Frigo, and A. Vagnozzi  
2009. The ongoing 2008-09 outburst of CI Cyg. *MNRAS*, 399:2139–2145.
- Smith, D. A., A. M. Levine, and E. H. Morgan  
1999. SAX J1819.3-2525 (GM Sgr) Brightens to 12 Crab. *The Astronomer's Telegram*, 43.
- Sobczak, G. J., J. E. McClintock, R. A. Remillard, W. Cui, A. M. Levine, E. H. Morgan, J. A. Orosz, and C. D. Bailyn  
2000. Correlations between Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations and Spectral Parameters in XTE J1550-564 and GRO J1655-40. *ApJ*, 531:537–545.
- Sokoloski, J. L., G. J. M. Luna, and K. Mukai  
2006. Second RXTE Observation of RS Oph in Outburst. *The Astronomer's Telegram*, 741.
- Soleri, P., T. Muñoz-Darias, S. Motta, T. Belloni, P. Casella, M. Méndez, D. Altamirano, M. Linares, R. Wijnands, R. Fender, and M. van der Klis  
2013. A complex state transition from the black hole candidate Swift J1753.5-0127. *MNRAS*, 429:1244–1257.
- Steehgs, D. and J. Casares  
2002. The Mass Donor of Scorpius X-1 Revealed. *ApJ*, 568:273–278.

- Steiner, J. F., R. Narayan, J. E. McClintock, and K. Ebisawa  
2009. A Simple Comptonization Model. *PASP*, 121:1279.
- Still, M., P. Roming, C. Brocksopp, and C. B. Markwardt  
2005. Swift-UVOT observations of X-ray transient Swift J1753.5-0127. *The Astronomer's Telegram*, 553.
- Stubbings, R., A. Pearce, D. A. Smith, A. M. Levine, E. H. Morgan, and G. V. Williams  
1999. GM Sagittarii and SAX J1819.3-2525 = XTE J1819-254. *IAU Circ*, 7253.
- Suárez-Andrés, L., J. I. González Hernández, G. Israelian, J. Casares, and R. Rebolo  
2015. Chemical abundances of the secondary star in the neutron star X-ray binary Cygnus X-2. *MNRAS*, 447:2261–2273.
- Sugimoto, D. and K. Nomoto  
1980. Presupernova models and supernovae. *Space Sci.Rev.*, 25:155–227.
- Swank, J.  
2004. X-ray Reappearance of V4641 Sgr. *The Astronomer's Telegram*, 295.
- Swank, J. H., E. A. Smith, and C. B. Markwardt  
2005. V4641 Sgr X-Ray Activity. *The Astronomer's Telegram*, 536.
- Tachibana, Y., T. Takagi, M. Serino, M. Morii, S. Nakahira, H. Negoro, S. Ueno, H. Tomida, M. Kimura, M. Ishikawa, Y. E. Nakagawa, T. Mihara, M. Sugizaki, J. Sugimoto, A. Yoshikawa, M. Matsuoka, N. Kawai, R. Usui, T. Yoshii, A. Yoshida, T. Sakamoto, Y. Nakano, Y. Kawakubo, H. Ohtsuki, H. Tsunemi, M. Sasaki, M. Nakajima, K. Fukushima, T. Onodera, K. Suzuki, Y. Ueda, M. Shidatsu, T. Kawamuro, T. Hori, Y. Tsuboi, M. Higa, M. Yamauchi, K. Yoshidome, Y. Ogawa, H. Yamada, and K. Yamaoka  
2014. MAXI/GSC detection of a renewed X-ray activity of the black hole candidate V4641 Sgr. *The Astronomer's Telegram*, 5803.
- Tanaka, Y. and W. H. G. Lewin  
1995. Black hole binaries. *X-ray Binaries*, Pp. 126–174.
- Tatarnikova, A. A. and A. M. Tatarnikov  
2009. Analysis of archive UV observations of the symbiotic nova PU Vul during its nebular stage and brightness minimum in 1993-1994. *Astronomy Reports*, 53:1020–1031.
- Tatarnikova, A. A., A. M. Tatarnikov, V. F. Esipov, T. N. Tarasova, V. I. Shenavrin, E. A. Kolotilov, and A. E. Nadzhip  
2011. Spectroscopy and photometry of the symbiotic nova PU Vul during its nebular phase and minimum of 2007. *Astronomy Reports*, 55:896–910.
- Taylor, A. R. and E. R. Seaquist  
1984. Radio emission from symbiotic stars - A binary model. *ApJ*, 286:263–268.
- Taylor, A. R., E. R. Seaquist, and J. A. Mattei  
1986. A radio outburst and jet from the symbiotic star CH CYG. *Nat*, 319:38–41.

- Thielemann, F.-K., K. Nomoto, and M.-A. Hashimoto  
1996. Core-Collapse Supernovae and Their Ejecta. *ApJ*, 460:408.
- Tomov, T., R. Zamanov, L. Iliev, M. Mikolajewski, and L. Georgiev  
1991. Wolf-Rayet features observed in the spectrum of the symbiotic nova PU Vulpeculae. *MNRAS*, 252:31P–35P.
- Tomsick, J. A., K. Yamaoka, S. Corbel, E. Kalemci, S. Migliari, and P. Kaaret  
2014. A Delayed Transition to the Hard State for 4U 1630-47 at the End of its 2010 Outburst. *ApJ*, 791:70.
- Torres, M. A. P., D. Steeghs, C. Blake, P. G. Jonker, M. R. Garcia, J. E. McClintock, J. Miller, P. Zhao, M. Calkins, P. Berlind, E. Falco, J. Bloom, P. Callanan, and P. Rodriguez-Gil  
2005a. Optical and infrared monitoring of SWIFT J1753.3-0127. *The Astronomer's Telegram*, 566.
- Torres, M. A. P., D. Steeghs, M. R. Garcia, J. E. McClintock, J. M. Miller, P. G. Jonker, P. J. Callanan, P. Zhao, J. Huchra, V. U, and C. Hutcherson  
2005b. Optical Spectroscopy of SWIFT J1753.5-0127. *The Astronomer's Telegram*, 551.
- Torres, M. A. P., D. Steeghs, P. G. Jonker, and M. Rauch  
2011. Magellan optical spectroscopy of Swift J1357.2-0933. *The Astronomer's Telegram*, 3143.
- Uemura, M., T. Kato, T. Watanabe, R. Stubbings, B. Monard, and N. Kawai  
2002. The 1999 Optical Outburst of the Fast X-Ray Nova, V4641 Sagittarii. *PASJ*, 54:95–101.
- van der Klis, M.  
2005. The QPO phenomenon. *Astronomische Nachrichten*, 326:798–803.
- van der Klis, M.  
2006. *Rapid X-ray Variability*, Pp. 39–112.
- van Paradijs, J. and J. E. McClintock  
1994. Absolute visual magnitudes of low-mass X-ray binaries. *A&A*, 290:133–136.
- van Paradijs, J. and J. E. McClintock  
1995. Optical and ultraviolet observations of X-ray binaries. *X-ray Binaries*, Pp. 58–125.
- Vogel, M. and H. Nussbaumer  
1992. PU Vulpeculae - The outburst of a symbiotic nova. *A&A*, 259:525–536.
- Vogel, M. and H. Nussbaumer  
1994. The hot wind in the symbiotic nova AG Pegasi. *A&A*, 284:145–155.
- Webbink, R. F., M. Livio, J. W. Truran, and M. Orio  
1987. The nature of the recurrent novae. *ApJ*, 314:653–672.



- Webster, B. L. and D. A. Allen  
1975. Symbiotic stars and dust. *MNRAS*, 171:171–180.
- Wiersema, K.  
2015. Optical observations of Swift J1753.5-0127. *The Astronomer's Telegram*, 7813.
- Wijnands, R.  
2008. Enigmatic Sub-luminous Accreting Neutron Stars in our Galaxy. In *A Population Explosion: The Nature & Evolution of X-ray Binaries in Diverse Environments*, R. M. Bandyopadhyay, S. Wachter, D. Gelino, and C. R. Gelino, eds., volume 1010 of *American Institute of Physics Conference Series*, Pp. 382–386.
- Willson, L. A., G. Wallerstein, E. W. Brugel, and R. E. Stencel  
1984. Winds in collision. II - an analysis of the X-ray emission from the eruptive symbiotic HM SGE. *A&A*, 133:154–164.
- Woosley, S. E., A. Heger, and T. A. Weaver  
2002. The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of Modern Physics*, 74:1015–1071.
- Woosley, S. E. and T. A. Weaver  
1995. The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis. *ApJS*, 101:181.
- Yamaoka, K., J. Homan, and M. Uemura  
2008. Swift XRT observations of the black hole binary V4641 Sgr. *The Astronomer's Telegram*, 1796.
- Yamaoka, K. and S. Nakahira  
2010. RXTE/PCA and Swift/XRT detect an outburst of the black hole binary V4641 Sgr. *The Astronomer's Telegram*, 2785.
- Yamaoka, K., S. Nakahira, and J. A. Tomsick  
2010a. Swift/XRT and RXTE/PCA detects an increasing X-ray flux of V4641 Sgr. *The Astronomer's Telegram*, 2892.
- Yamaoka, K., S. Nakahira, J. A. Tomsick, and S. A. Trushkin  
2010b. Swift and RATAN-600 monitoring of V4641 Sgr in a weak outburst. *The Astronomer's Telegram*, 2832.
- Yamashita, Y., H. Maehara, and Y. Norimoto  
1982. Spectroscopic Observations of Pu-Vulpeculae / Nova Vulpeculae 1979. *PASJ*, 34:269.
- Yaron, O., D. Prialnik, M. M. Shara, and A. Kovetz  
2005. An Extended Grid of Nova Models. II. The Parameter Space of Nova Outbursts. *ApJ*, 623:398–410.
- Yoon, T. S. and R. K. Honeycutt  
2000. Photometric Oscillations at about 200 Days in the Symbiotic Variable PU Vulpeculae. *PASP*, 112:335–342.

- Yoshii, T., H. Negoro, S. Ueno, H. Tomida, S. Nakahira, M. Kimura, M. Ishikawa, Y. E. Nakagawa, T. Mihara, M. Sugizaki, M. Serino, M. Shidatsu, J. Sugimoto, T. Takagi, M. Matsuoka, N. Kawai, Y. Tachibana, A. Yoshida, T. Sakamoto, Y. Kawakubo, H. Ohtsuki, H. Tsunemi, R. Imatani, M. Nakajima, T. Masumitsu, K. Tanaka, Y. Ueda, T. Kawamuro, T. Hori, Y. Tsuboi, S. Kanetou, M. Yamauchi, D. Itoh, K. Yamaoka, M. Morii, and MAXI Team  
2015. MAXI/GSC detection of renewed activity of the black hole candidate V4641 Sgr. *The Astronomer's Telegram*, 7858.
- Yoshikawa, A., S. Yamada, S. Nakahira, M. Matsuoka, H. Negoro, T. Mihara, and T. Tamagawa  
2015. Repeated short-term spectral softening in the low/hard state of the Galactic black hole candidate Swift J1753.5-0127. *PASJ*, 67:11.
- Zinnecker, H. and H. W. Yorke  
2007. Toward Understanding Massive Star Formation. *ARA&A*, 45:481–563.
- Zuckerman, B.  
1980. Envelopes around late-type giant stars. *ARA&A*, 18:263–288.
- Zurita, C., M. Durant, M. A. P. Torres, T. Shahbaz, J. Casares, and D. Steeghs  
2008. Swift J1753.5-0127: The Black Hole Candidate with the Shortest Orbital Period. *ApJ*, 681:1458–1463.

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

Figura 1	Espectro de la binaria simbiótica RW Hydrae, donde se observa la superposición de las características de la gigante roja y las de la nebulosa planetaria.	6
Figura 2	Evolución espectral de la binaria simbiótica CI Cygni.	7
Figura 3	Imágenes de ejemplos de novas simbióticas.	10
Figura 4	La constelación Vulpecula e imagen del sistema PU Vul	11
Figura 5	Curva de luz de PU Vul en las bandas B, V, R, I.	12
Figura 6	Curva de luz de PU Vul en la banda U.	13
Figura 7	Curva de luz de la pulsación en la banda V de PU Vul.	13
Figura 8	Evolución espectral de PU Vul durante el <i>outburst</i> de 1980.	14
Figura 9	Espectros de PU Vul durante el mínimo de 1980.	15
Figura 10	Espectros de PU Vul en las regiones espectrales del doblete del Na y H $\alpha$ .	15
Figura 11	Espectros de PU Vul durante y después del mínimo.	15
Figura 12	Evolución espectral de PU Vul entre Septiembre de 1982 y Octubre de 1983.	16
Figura 13	Espectros de PU Vul tomados entre Noviembre de 1986 y Junio de 1988.	17
Figura 14	Evolución espectral de PU Vul entre Agosto de 1992 y Abril de 1995.	18
Figura 15	Muestra de los espectros de PU Vul obtenidos entre 1984 y 1992.	22
Figura 16	Evolución de He II ( $\lambda$ 4686) entre 1991 y 2000.	23
Figura 17	Muestra de los espectros de PU Vul obtenidos entre 1994 y 2014.	24
Figura 18	Flujos en función del tiempo y de la fase para las líneas He I ( $\lambda$ 4471), He II ( $\lambda$ 4686) y H $\beta$ ( $\lambda$ 4861), y la curva de luz de PU Vul.	26
Figura 19	$\log(N_{\gamma}(\text{H})/N_{\gamma}(\text{He}^+))$ como función de la temperatura de la componente caliente.	29
Figura 20	Evolución de la temperatura de la componente caliente en función del tiempo.	29
Figura 21	Luminosidades calculadas a partir de los flujos en las líneas He II ( $\lambda$ 4686) y H $\beta$ .	33
Figura 22	Temperaturas filtradas de acuerdo a los errores estimados para cada noche de observación.	34
Figura 23	Luminosidades calculadas a partir del flujo en la línea He II ( $\lambda$ 4686) filtradas de acuerdo a los errores estimados para cada noche de observación.	35
Figura 24	Luminosidades calculadas a partir del flujo en la línea H $\beta$ filtradas de acuerdo a los errores estimados para cada noche de observación.	36

- Figura 25 Correcciones bolométricas en las bandas U, B y V para binarias simbióticas tipo s y d, en función de la temperatura. 37
- Figura 26 Comparación de luminosidades estimadas con diferentes métodos. 38
- Figura 27 Diagrama de temperatura vs luminosidad para PU Vul. 39
- Figura 28 Diagrama de temperatura vs luminosidad calculadas a partir de los flujos en las líneas de  $\text{He}^+$  ( $\lambda 4686$ ) y  $\text{H}_\beta$ . 40
- Figura 29 Luminosidades de las líneas  $\text{H}_\beta$  y  $\text{He}^+$  ( $\lambda 4686$ ) vs color (B–V). 41
- Figura 30 Comparación de las temperaturas calculadas con las estimadas por Cloudy. 42
- Figura 31 Comparación de las luminosidades calculadas con las estimadas por Cloudy. 43
- Figura 32 Flujos predichos por Cloudy como función de la temperatura, para diferentes valores de luminosidad. 44
- Figura 33 Densidades para las líneas H I ( $\lambda 4471$ ), He II ( $\lambda 4686$ ) y  $\text{H}_\beta$ , como función del tiempo y de la fase, calculadas para un volumen igual al de la gigante roja. 47
- Figura 34 Esquema de la geometría del sistema PU Vul. 48
- Figura 35 Densidades para las líneas H I ( $\lambda 4471$ ), He II ( $\lambda 4686$ ) y  $\text{H}_\beta$ , como función del tiempo y de la fase, calculadas para un volumen de la nebulosa de  $\sim 4.2 \times 10^{45} \text{ cm}^3$ . 49
- Figura 36 Esquema del efecto de iluminación para una binaria simbiótica y curvas de luz de las binarias simbióticas AX Per y AG Peg. 52
- Figura 37 Modelado de la curva de luz de PU Vul. 54
- Figura 38 Esquema representativo de las distintas capas de elementos que se desarrollan en el interior de una estrella masiva durante su evolución. 62
- Figura 39 Espectro representativo de los cuatro tipos de supernova cerca de sus máximos de luz. 63
- Figura 40 Curvas de luz para supernovas tipo I, tipo II-P y tipo II-L. 64
- Figura 41 Clasificación de los eventos de supernova basada en el espectro en el máximo de brillo y en la existencia o ausencia de una meseta en la curva de luz de las supernovas tipo II. 65
- Figura 42 SED de V4641 Sgr. 72
- Figura 43 Imágenes ópticas sin filtro de V4641 Sgr, obtenidas durante el principio del *outburst* de Septiembre de 1999 y durante su máximo. 73
- Figura 44 Intensidad de los *outbursts* en rayos X sufridos por la fuente V4641 Sgr en función del tiempo, para el período comprendido entre el 2002 y el 2015. 73
- Figura 45 Espectro observado de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr. 75

- Figura 46 Fragmento del espectro de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr, comprendido entre 4990 y 5080 Å. 77
- Figura 47 Igual que la Figura 46, pero para el intervalo espectral comprendido entre 5120 y 5250 Å. 78
- Figura 48 Igual que la Figura 46, pero para el intervalo espectral comprendido entre 5255 y 5410 Å. 79
- Figura 49 Igual que la Figura 46, pero para los intervalos espectrales comprendidos entre 5940 y 6000 Å, 6120 y 6180 Å, 6217 y 6265 Å y 6325 y 6390 Å. 80
- Figura 50 Igual que la Figura 46, pero para el intervalo espectral comprendido entre 6430 y 6530 Å. 81
- Figura 51 Comparación de abundancias químicas de la estrella compañera en el sistema V4641 Sgr. 84
- Figura 52 Abundancias químicas de la estrella compañera en diversos sistemas binarios con objetos compactos. 86
- Figura 53 Representación artística de un XRB con agujero negro. 94
- Figura 54 Representación artística de un XRB. 96
- Figura 55 Muestra de PDSs del sistema GRO J1655–40, ilustrando los tres estados del *outburst*. 99
- Figura 56 Representación esquemática del diagrama HID para XRBs. 102
- Figura 57 Diagrama HID para el *outburst* en 2002 – 2003 del sistema GX 339–4. 102
- Figura 58 Muestra de QPOs de diferentes tipos. 103
- Figura 59 Campo de Swift J1753.5–0127 en la banda R 106
- Figura 60 Espectros ópticos de Swift J1753.5–0127 tomados con WHT/ISIS, VLT/FORS2 y NOT/ALFOSC. 107
- Figura 61 Diagrama HID del sistema Swift J1753.5–0127 construido con observaciones durante una transición “fallida”, en Octubre del 2010. 109
- Figura 62 Curvas de luz en rayos X (RXTE/PCA) y óptica/infrarroja (YALO) del sistema GX 339–4. 111
- Figura 63 curvas de luz en rayos X *hard*, en rayos X *soft* y en longitudes de onda ópticas B y V, del sistema 4U 1636–536. 112
- Figura 64 Curva de luz, cercana a nuestras observaciones, en la banda V de Swift J1753.5–0127. 114
- Figura 65 Espectro óptico promedio de Swift J1753.5–0127 obtenido con el espectrógrafo GMOS del telescopio Gemini Sur, en comparación con el espectro obtenido por Shaw et al. (2016a) y el obtenido por Neustroev et al. (2014). 115
- Figura 66 Espectro óptico promedio de Swift J1753.5–0127 obtenido con el espectrógrafo GMOS del telescopio Gemini Sur, el 8 de Junio del 2015. 116
- Figura 67 Curva de luz promedio diaria Swift-BAT en el rango 15 – 50 keV y curva de luz Swift-XRT en el rango 0.3 – 10 keV, para Swift J1753.5–0127. 118

Figura 68	Extractos de la curva de luz promedio diaria Swift-BAT en el rango 15 – 50 keV y de la curva de luz Swift-XRT en el rango 0.3 – 10 keV, para Swift J1753.5–0127, alrededor de las observaciones ópticas. 119
Figura 69	Espectro Swift/XRT de Swift J1753.5–0127 obtenido el 21 de Mayo del 2015, ajustado con el modelo $tbabs*powerlaw$ y el espectro obtenido el 24 de Junio del 2015, ajustado con el modelo $tbabs*diskbb$ . 122
Figura 70	Espectro Swift/XRT de Swift J1753.5–0127 obtenido el 21 de Mayo del 2015 y el espectro obtenido el 23 de Mayo del 2015, ajustados con el modelo $tbabs*(powerlaw+diskbb)$ . 123
Figura 71	Espectro Swift/XRT de Swift J1753.5–0127 obtenido el 23 de Junio del 2015 y el espectro obtenido el 24 de Junio del 2015, ajustados con el modelo $tbabs*(simpl*diskbb)$ . 125
Figura 72	Región del espectro alrededor de $H_{\alpha}$ para el LMXB 1RXH J173523.7–354013. 133
Figura 73	Imagen de Swift/UVOT en la banda V del campo alrededor de IGR J17062–6143. 134
Figura 74	Detalle de la región de emisión de la línea Fe-K de IGR J17062–6143. 135
Figura 75	Ajuste de espectros combinados de NuSTAR y Swift, para IGR J17062–6143. 136
Figura 76	Espectro óptico Gemini/GMOS del sistema binario IGR J17062–6143. 138
Figura 77	Imagen de IGR J17062–6143 en el filtro J. 138
Figura 78	Curva de luz de largo período de IGR J17062–6143 observada con Swift/XRT. 139
Figura 79	Espectros ópticos de los LMXBs 4U 0614+09, 4U 1543–624 y 2S 0918–549. 140
Figura 80	Espectro óptico del LMXB A 1246–58. 141
Figura 81	Espectro óptico del LMXB 1RXS J180408.9–342058. 141

## ÍNDICE DE TABLAS

---

Tabla 1	Características principales de PU Vul. 10
Tabla 2	Parámetros calculados para PU Vul. 45
Tabla 3	Abundancias químicas de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr. 82
Tabla 4	Comparación de abundancias químicas de la compañera óptica en el sistema binario V4641 Sgr relativas al Sol. 83
Tabla 5	$\chi^2$ reducido: medida del error en el ajuste de los diferentes modelos de los espectros en rayos X de Swift J1753.5–0127. 121
Tabla 6	Parámetros de los ajustes realizados a los espectros Swift/XRT de Swift J1753.5–0127 124

Tabla 7 Líneas de emisión de H y He comunes para los discos de acreción. [137](#)