

Etude des émissions X d'étoiles de type Wolf-Rayet observées par le satellite SWIFT

Auteur : Marechal, Quentin

Promoteur(s) : Nazé, Yaël

Faculté : Faculté des Sciences

Diplôme : Master en sciences spatiales, à finalité approfondie

Année académique : 2019-2020

URI/URL : <http://hdl.handle.net/2268.2/9348>

Avertissement à l'attention des usagers :

Tous les documents placés en accès ouvert sur le site le site MatheO sont protégés par le droit d'auteur. Conformément aux principes énoncés par la "Budapest Open Access Initiative"(BOAI, 2002), l'utilisateur du site peut lire, télécharger, copier, transmettre, imprimer, chercher ou faire un lien vers le texte intégral de ces documents, les disséquer pour les indexer, s'en servir de données pour un logiciel, ou s'en servir à toute autre fin légale (ou prévue par la réglementation relative au droit d'auteur). Toute utilisation du document à des fins commerciales est strictement interdite.

Par ailleurs, l'utilisateur s'engage à respecter les droits moraux de l'auteur, principalement le droit à l'intégrité de l'oeuvre et le droit de paternité et ce dans toute utilisation que l'utilisateur entreprend. Ainsi, à titre d'exemple, lorsqu'il reproduira un document par extrait ou dans son intégralité, l'utilisateur citera de manière complète les sources telles que mentionnées ci-dessus. Toute utilisation non explicitement autorisée ci-avant (telle que par exemple, la modification du document ou son résumé) nécessite l'autorisation préalable et expresse des auteurs ou de leurs ayants droit.

Etude des émissions X d'étoiles de type Wolf-Rayet observées par le satellite SWIFT

Par MARECHAL Quentin

Membres du jury :
BLOMME Ronny
GOSSET Eric
HUTSEMEKERS Damien
NAZÉ Yaël (promotrice)

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier Madame Yaël Nazé, promotrice de ce mémoire, de m'avoir proposé de travailler avec elle sur ce sujet. Je la remercie pour la disponibilité qu'elle m'a accordée durant cette période mais également pour le soutien qu'elle m'a fourni et les connaissances qu'elle m'a transmises.

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance envers mon épouse Victoria qui, durant ce mémoire, m'a constamment apporté son soutien et ses encouragements qui ont pour moi une valeur inestimable.

Enfin, je remercie chaleureusement mes enfants, Sybille et Georges, qui par leurs nombreux sourires et leurs bonnes humeurs me donnent la motivation de mener à bien les nombreux projets que j'entreprends.

Table des matières

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Introduction | 4 |
| 1.1 | Etoile de type Wolf-Rayet | 4 |
| 1.2 | Emission de rayons X | 7 |
| 1.3 | Satellite SWIFT | 14 |
| 1.4 | Résumé | 16 |
| 2 | Collecte et analyse de données | 17 |
| 2.1 | Sélection des Wolf Rayet étudiées | 17 |
| 2.2 | Paramètres stellaires et orbitaux | 19 |
| 2.3 | Récupération des données | 20 |
| 2.4 | Conversion MJD → HJD | 22 |
| 2.5 | Test de variabilité | 22 |
| 2.6 | Analyse du spectre | 23 |
| 2.7 | Calcul du flux et de la luminosité | 29 |
| 2.7.1 | Nombre de coups suffisant pour l'ajustement de spectre | 29 |
| 2.7.2 | Nombre de coups insuffisant pour l'ajustement de spectre | 30 |
| 2.8 | Comparaison des taux de comptage et flux observés avec la littérature | 32 |
| 3 | Descriptions, résultats et analyses individuelles des WR | 34 |
| 3.1 | WR1 | 34 |
| 3.2 | WR7 | 39 |
| 3.3 | WR19 | 43 |
| 3.4 | WR65 | 46 |
| 3.5 | WR84 | 49 |
| 3.6 | WR89 | 51 |
| 3.7 | WR97 | 57 |
| 3.8 | WR102 | 60 |
| 3.9 | WR105 | 62 |
| 3.10 | WR110 | 65 |
| 3.11 | WR121a | 70 |

| | | |
|----------|-----------------------------------|-----------|
| 3.12 | WR137 | 72 |
| 3.13 | WR138 | 77 |
| 3.14 | WR145 | 80 |
| 3.15 | WR155 | 84 |
| 4 | Analyse globale | 88 |
| 5 | Conclusion et perspectives | 95 |

Chapitre 1

Introduction

L'être humain s'est depuis toujours intéressé aux étoiles. Pendant longtemps, l'observation de celles-ci n'était possible que dans le domaine visible grâce à nos yeux avec les limites en résolution et sensibilité que l'on connaît. Il était alors difficile pour l'Homme de percer les secrets de l'existence et de l'évolution des étoiles. Désormais, grâce aux progrès technologiques, notre accessibilité au spectre électromagnétique s'est considérablement accrue. Cela nous a permis d'observer ces étoiles dans des domaines de fréquences tels que l'infrarouge, les micro-ondes ou encore l'ultra-violet. Ces nouvelles possibilités ont été décisives dans notre compréhension des étoiles.

Ce n'est que récemment que nous pouvons observer les étoiles dans le domaine des rayons X. En effet, l'atmosphère de notre planète est trop opaque dans cette partie du spectre électromagnétique : l'observation dans le domaine des rayons X n'est possible que depuis l'espace. Le premier satellite à avoir été équipé d'un détecteur de rayons X est le satellite américain Uhuru qui fut lancé en 1970. Aujourd'hui, plusieurs satellites tels que Chandra, XMM-Newton ou SWIFT sont en activité.

1.1 Etoile de type Wolf-Rayet

Parmi les multiples sources de rayons X présentes dans l'univers, nous n'aborderons, dans ce mémoire, que les étoiles de type Wolf-Rayet. Les étoiles Wolf-Rayet sont définies comme étant des étoiles dont le spectre présente de larges raies d'émission. On en distingue trois types principaux à savoir : WN, WC et WO dont les spectres se distinguent par la prédominance d'un élément dans les raies en émission, respectivement, d'azote, de carbone ou d'oxygène.

Ces types principaux sont subdivisés en sous-types selon la présence ou la faiblesse de certaines raies d'émission. Cette classification complète est présentée à la figure 1.1 (van der Hucht, 2001).

Smith's (1968a) Wolf-Rayet classification scheme, amended by van der Hucht et al. (1981), Barlow and Hummer (1982), Kingsburgh et al. (1995), Crowther et al. (1995a), and Crowther et al. (1998)^a

| WN types | Nitrogen emission lines | Other emission criteria |
|----------|------------------------------------|----------------------------------|
| WN2 | N V weak or absent | |
| WN2.5 | N V present, N IV absent | He II strong |
| WN3 | N IV < N V, N III weak or absent | |
| WN4 | N IV = N V, N III weak or absent | |
| WN4.5 | N IV > N V, N III weak or absent | |
| WN5 | N III = N IV = N V | |
| WN6 | N III = N IV, N V present but weak | |
| WN7 | N III > N IV, N III < He II 4686 | He I weak P-Cyg |
| WN8 | N III > N IV, N III = He II 4686 | He I strong P-Cyg |
| WN9 | N III > N II, N IV absent | He I P-Cyg |
| WN10 | N III = N II | Balmer lines, He I P-Cyg |
| WN11 | N II = He II, N III weak or absent | Balmer lines, He I P-Cyg |
| WC types | Carbon emission lines | Other emission criteria |
| WC4 | C IV strong, C II weak or absent | O V moderate |
| WC5 | C III < C IV | C III < O V |
| WC6 | C III < C IV | C III > O V |
| WC7 | C III < C IV | C III > O V |
| WC8 | C III > C IV | C II absent, O V weak or absent |
| WC9 | C III > C IV | C II present, O V weak or absent |
| WO types | Oxygen emission lines | Other emission criteria |
| WO1 | O VII ≥ O V, O VIII present | C III absent |
| WO2 | O VII < O V | C IV < O VI, C III absent |
| WO3 | O VII weak or absent | C IV = O VI, C III absent |
| WO4 | | C IV > O VI, C III absent |

^a The emission lines used for classifying WN stars are: He I λ 3888, He I λ 4027, He I λ 4471, He I λ 4921, He I λ 5875, He II λ 4200, He II λ 4340, He II λ 4541, He II λ 4686, He II λ 4861, He II λ 5411, He II λ 6560, N II λ 3995, N III $\lambda\lambda$ 4634–4641, N III λ 5314, N IV $\lambda\lambda$ 3479–3484, N IV λ 4058, N V λ 4603, N V λ 4619, and N V $\lambda\lambda$ 4933–4944. The emission lines used for classifying WC stars are: C II λ 4267, C III λ 5696, C III/C IV λ 4650, C IV $\lambda\lambda$ 5801–12, and O VI $\lambda\lambda$ 5572–98. The emission lines used for classifying WO stars are: C IV $\lambda\lambda$ 5801–12, O IV λ 3400, O V $\lambda\lambda$ 5572–98, O VI $\lambda\lambda$ 3811–34, O VII λ 5670, and O VIII λ 6068.

FIGURE 1.1 – Classification spectrale des différents types de Wolf-Rayet (tiré de van der Hucht 2001).

Ces types spectraux peuvent encore être détaillés davantage par l'ajout d'un suffixe qui décrit une caractéristique additionnelle du spectre. Ces suffixes sont :

- h : raies d'émission d'hydrogène
- ha : raies d'émission et d'absorption d'hydrogène
- w : raies d'émission faibles
- s : raies d'émission puissantes
- b : larges d'émission raies
- ed : production épisodique de poussières
- vd : production variable de poussières

- pd : production périodique de poussières

Les Wolf-Rayet classiques correspondent à des stades évolués d'étoiles massives de type initialement classées O¹.

Lorsque la combustion de l'helium débute au sein de l'étoile, la pression de radiation va augmenter et ainsi dilater l'étoile. De cette manière, en périphérie de l'étoile, la force gravitationnelle diminue et davantage de matière s'échappe de l'emprise gravitationnelle, accélérée par la pression de radiation. Ainsi, la fraction d'hydrogène en périphérie de l'étoile diminue puisque des couches affectées par la combustion de l'hélium, et par la suite d'autres éléments, apparaissent. Plus tard, lorsque la température au centre de l'étoile est suffisante, c'est au tour du carbone de fusionner. Viendra ensuite la combustion de l'oxygène et du silicium. De cette manière, la structure de l'étoile ressemble à celle d'un oignon avec une suite de coquilles de combustion concentriques, entourant un cœur composé d'éléments de plus en plus lourds (voir figure 1.2).

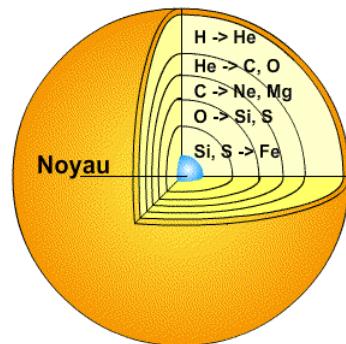


FIGURE 1.2 – Structure dite en «pelure d'oignon» d'une supergéante juste avant l'effondrement du cœur de fer et l'explosion de la supernova. Crédit : ASM/Noël Robichon et Gilles Bessou.

Les concentrations des éléments dans ces coquilles seront alors régie par les produits de combustion des coquilles de combustion avoisinantes et par différents phénomènes de dragages convectifs. De cette manière, les fractions massiques des métaux à la surface et dans le vent de l'étoile vont évoluer, ainsi, le spectre d'une étoile va être modifié. Cette évolution du type spectral

1. C'est le cas de la majorité des Wolf-Rayet. Il existe toutefois des étoiles classées Wolf-Rayet qui ne sont pas un stade évolué, elles consomment toujours de l'hydrogène en leur cœur et expulsent un vent très dense. Il s'agit donc en somme d'étoiles "O on steroids". Les étoiles WR20a et WR21a en sont des exemples.

est fonction de la masse et décrite par le scénario de Conti :

- $M > 60M_{\odot}$
O → Of → WNLha → WN7(→ WNE) → WC → SN
- $M > 40 - 60M_{\odot}$
O → Of → LBV → WN9-11 → WN8 → WNE → WC → SN
- $M > 25 - 40M_{\odot}$
O → Of → RSG → WN8 → WNE → WC → SN

où :

- SN = Supernova
- LBV = Luminous Blue Variable
- RSG = Red Super-Giant
- Of = étoile de type O avec des raies d'émission HeII et N III
- WNE = WN1 à WN5
- WNL = WN6 à WN9

Une particularité des étoiles de type Wolf-Rayet, est la puissance de leur vent stellaire. Celui-ci peut atteindre des vitesses et un taux de perte de masse considérables de l'ordre de $10^{-4} M_{\odot}$. Le taux de perte de masse est environ 10 fois supérieur à celui d'une étoile de type O.

1.2 Emission de rayons X

Grâce aux observations, nous savons que les étoiles massives sont des sources de rayons X. Le spectre d'émission de ces étoiles est composé d'un continuum d'émission de type bremsstrahlung ainsi que d'une multitude de raies d'émission induites par l'expulsion d'électrons des couches internes des métaux suite à des collisions. Cette émission dépend de l'agitation thermique et donc de la température : on l'appelle donc « émission thermique ». En plus de celle-ci, la possibilité d'une émission « non-thermique » (par diffusion inverse de Compton) ne peut être éliminée mais elle n'a pas pu être observée avec certitude en-dessous de 10keV.

A l'heure actuelle, le modèle d'émission de rayons X (pour une étoile massive isolée) considéré comme le plus fidèle par les astronomes est celui proposé par Lucy et al. (1980). Ces derniers suggèrent que le rayonnement X est le résultat de chocs au sein du vent stellaire en expansion. En effet, ce dernier n'est ni homogène ni isotrope vis-à-vis de sa densité et des vitesses ce

qui induit des collisions entre différents volumes de matière. Les zones plus rapides peuvent, donc, rattraper des volumes plus lents et entrer en collision avec eux. Les chocs ainsi induits élèvent la température de la matière, la rendant émettrice de rayons X.

L'intensité d'émission de rayons X s'amplifie et s'atténue aux gré des chocs entre parcelles du vent stellaire qui se forment et disparaissent. On pourrait alors penser que l'émission globale en rayons X varie au cours du temps, cependant ce n'est pas observé car le nombre de chocs dans l'ensemble du volume stellaire est important, ce qui tend à rendre la courbe de lumière en rayons X relativement constante.

Dans le domaine des rayons X, les résultats observationnels montrent que certaines étoiles de type O et les étoiles Wolf-Rayet sont bien plus brillantes (L_X/L_{bol} plus important) dans les systèmes binaires que lorsqu'elles sont seules.

Ceci s'explique par l'interaction entre les vents stellaires des deux étoiles. Dans un système binaire composé de deux étoiles massives, il existe en effet deux vents stellaires, tout deux denses, puissants et hautement supersoniques. Lorsque ces étoiles sont suffisamment rapprochées, leurs vents entrent en collision, ce qui engendre une zone d'interaction délimitée par deux chocs opposés². Au centre de ces chocs se trouve une zone de discontinuité qui sépare les deux vents et dont la position et la forme peuvent être calculées par l'équilibre entre les quantités de mouvements des vents :

$$\eta = \frac{\dot{M}_1 v_1}{\dot{M}_2 v_2} \quad (1.1)$$

Où \dot{M}_i et v_i sont respectivement le taux de perte de masse et la vitesse avant choc de la $i^{\text{ème}}$ étoile. Attribuons l'indice 1 à l'étoile dont le vent stellaire est le plus puissant. De cette manière nous avons $\eta \geq 1$. La forme de la zone d'interaction, représentée à la figure 1.3, est celle d'un cône, englobant l'étoile au vent le moins puissant et dont le rayon de courbure diminue lorsque η augmente.

2. Ceci est théoriquement vrai dans le cas de choc adiabatique. Dans le cas de systèmes radiatifs les chocs ne sont pas bien définis car le milieu est très turbulent.

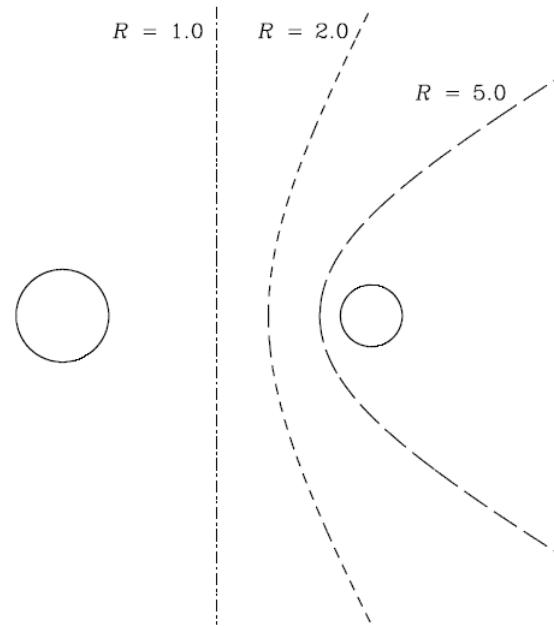


FIGURE 1.3 – Forme de la zone d’interaction des vents pour différents rapports de quantités de mouvement R (défini par η plus haut). Pour deux vents de même puissance, $R = 1$, l’équilibre a lieu sur un plan entre les deux étoiles ; lorsque les puissances de vents sont différentes, la région d’interaction des vents se replie autour de l’étoile dont le vent est le plus faible. Tiré de Güdel & Nazé (2009).

En réalité, ce n'est pas tout à fait un cône puisque les étoiles sont en mouvement autour d'un centre de masse commun, la "queue" du cône est courbée comme représenté à la figure 1.4

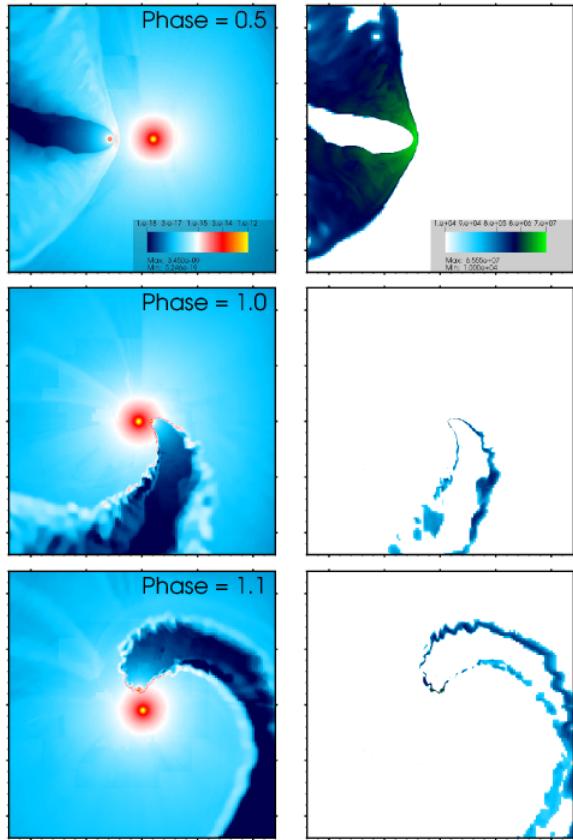


FIGURE 1.4 – Simulation hydrodynamique 3D d’un interaction entre vents stellaires pour WR22 en incluant les effets d’accélération radiative (Parkin & Gosset, 2011). Les figures de gauche représentent la densité du gaz dans le plan de l’orbite pour trois phases différentes. Les figures de droite représentent la température du gaz dans le plan de l’orbite. Chaque figure recouvre une région de 1.2×10^{14} cm de côté. Tiré de Parkin et al. (2011).

Les vents stellaires des étoiles véhiculent une énergie cinétique importante. Au niveau du choc, la composante radiale de cette énergie est transformée en énergie thermique et chauffe le plasma se situant entre les chocs. Ce dernier peut atteindre des températures de l’ordre de 10^7 K. C’est au niveau du sommet du cône que la plus grande partie de l’énergie cinétique est transformée en énergie thermique. Lorsque l’on s’éloigne du sommet, la composante radiale de l’énergie cinétique devient plus petite ce qui diminue la quantité d’énergie thermique fournie au plasma. La température de celui-ci est alors plus faible. Cet effet en bord de cône est appelé l’effet grazing.

Le plasma situé dans la zone de collision des vents peut se refroidir de deux

manières différentes : soit par rayonnement, soit par expansion adiabatique. Afin de savoir quel processus de refroidissement domine, Stevens et al. (1992) ont défini le paramètre de refroidissement suivant :

$$\chi = \frac{T_{cool}}{T_{esc}} = \frac{v^4 D}{\dot{M}} \quad (1.2)$$

où T_{cool} est le temps caractéristique de refroidissement, T_{esc} est le temps typique d'échappement de la région du choc, v est la vitesse du vent exprimée en 1000 km s^{-1} , D est la distance entre l'étoile et le choc exprimé en 10^7 km et \dot{M} est le taux de perte de masse exprimé en $10^{-7} M_\odot \text{ year}^{-1}$.

Lorsque $\chi \ll 1$, le temps caractéristique de refroidissement est petit et le refroidissement est majoritairement radiatif. La luminosité dans la bande des rayons X, L_X , est alors proportionnelle à l'énergie cinétique du vent stellaire (Stevens et al. 1992) :

$$L_X \propto \dot{M} v^2 \quad (1.3)$$

Le vent stellaire est dans ce cas majoritairement isothermique.

Lorsque $\chi \geq 1$, le temps caractéristique de refroidissement est inférieur au temps typique d'échappement de la région du choc. Le refroidissement se fait principalement par expansion adiabatique. On parle alors de collision adiabatique. La luminosité L_X suit, cette fois, la relation suivante (Stevens et al. 1992) :

$$L_X \propto \dot{M}^2 v^{-3.2} D^{-1} \quad (1.4)$$

Chacun des deux chocs possède un paramètre de refroidissement distinct. Contrairement à l'émission intrinsèque des étoiles massives isolées, dans le cas des binaires, la luminosité L_X émise par la zone de collision des vents stellaires fluctue fortement (à l'exception du cas particulier où les deux étoiles sont identiques et suivent une orbite circulaire autour de leur centre de gravité commun).

Pour des systèmes excentriques, la distance entre les étoiles varie au cours d'une orbite. Plus haut, nous avons vu que, pour des collisions adiabatiques, la luminosité L_X était inversement proportionnelle à la distance D entre l'étoile et la zone de choc. L_X atteindra alors son maximum au périhélie et

sera minimum à l'apogée. Une telle évolution de L_X en D^{-1} est illustrée à la figure 1.5. Cette courbe de luminosité en rayons X a été obtenue pour le système binaire WR 21a (WR + O). On remarque clairement la variation en D^{-1} entre les phases $\phi=0.2$ et $\phi=0.93$. De plus, les vents des étoiles massives accélèrent pour atteindre leur vitesse terminale à quelques rayons stellaires. Une collision avec des séparations plus ou moins grandes peut donc impliquer des vitesses de vents différentes, donc des changements de η , ce qui va modifier la courbure du cône de collision des vents.

L'évolution de cette distance engendre alors des variations des paramètres qui caractérisent la région de collision des vents. Le paramètre de refroidissement étant fonction de la distance et de la vitesse du vent stellaire, il va varier le long de l'orbite. Par conséquent, une collision adiabatique peut devenir radiative sur une partie de l'orbite et inversement.

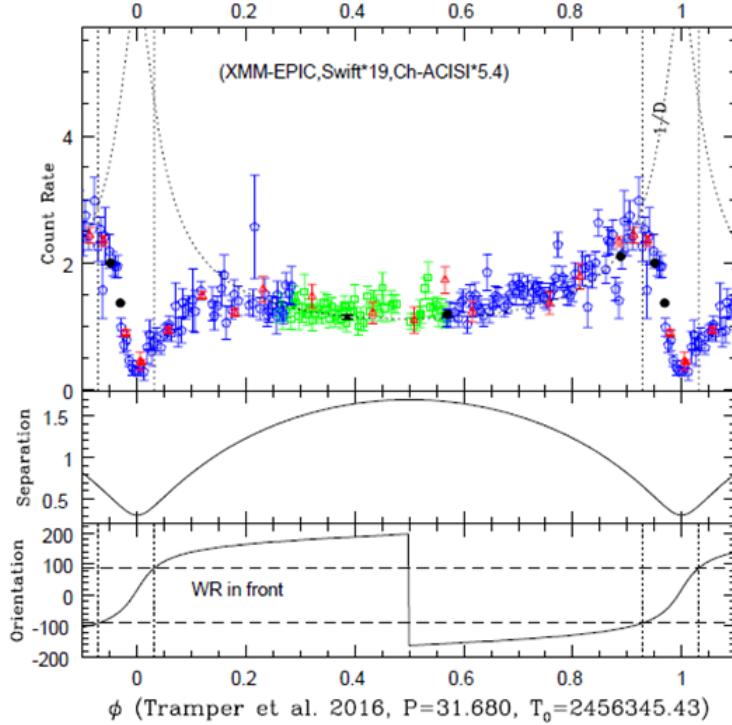


FIGURE 1.5 – Exemple de variation taux de comptage et du rapport de dureté en fonction de la phase pour le système WR21a + O (Gosset et Nazé, 2016).

A cette variation de l'émission intrinsèque des rayons X, engendrée par une variation de la distance entre les étoiles, vient s'ajouter une variation

d'absorption pouvant aller jusqu'à l'éclipse. En effet, une fois le rayonnement X émis, celui-ci, avant de pouvoir atteindre un observateur, traverse la partie du vent stellaire qui se situe sur la ligne de vue. Le rayonnement sera alors absorbé en fonction de la profondeur optique de l'atmosphère stellaire et de la distance parcourue au sein de cette atmosphère. Pour un observateur qui se situe hors de la droite perpendiculaire au plan de l'orbite des étoiles, la profondeur optique ainsi que la distance parcourue par le rayonnement dans l'atmosphère vont varier au cours d'une période de révolution. De plus, dans les systèmes où les étoiles sont très différentes, par exemple WR +O, leurs atmosphères stellaires ont des profondeurs optiques très différentes. Les émissions en rayons X du plasma dans la zone de collision vues à travers l'une ou l'autre atmosphère subiront des absorptions très différentes.

D'autres phénomènes ont un impact non négligeable sur le flux en rayons X observé. Stevens and Pollock (1994) suggèrent que la vitesse des particules avant-choc peut être ralentie par la pression de radiation de l'autre étoile, empêchant ainsi au vent stellaire d'atteindre la vitesse terminale v_∞ . Ce phénomène est appelé inhibition radiative. Lorsque les deux étoiles sont proches l'une de l'autre, les particules du vent de l'une des étoiles, qui se meuvent le long de l'axe entre les deux étoiles en direction de l'étoile compagnon, peuvent donc être ralenties par la pression de radiation de cette dernière.

Un autre effet relativement similaire est celui de freinage radiatif décrit par Gayley et al. (1997). Ces derniers suggèrent que dans un système très déséquilibré au niveau des quantités de mouvement des vents, c.-à-d. des systèmes où η est très petit, par exemple un système WR+O, le vent dominant atteint bel et bien sa vitesse asymptotique mais est ensuite freiné brusquement par la pression de radiation de l'étoile compagnon lorsque les particules arrivent à proximité de cette dernière. Puisque la vitesse du vent est ralentie, sa quantité de mouvement diminue. Le facteur η sera alors plus petit et l'ouverture du cône de la zone de collision des vents sera plus grande que dans le cas où le freinage radiatif n'est pas considéré.

Myasnikov et Zhekov (1998) ont décrit un autre effet qui tend à diminuer la température du plasma de la zone de collision de vents et donc à rendre le spectre d'émission en rayons X plus *soft*. Grâce aux électrons, un échange thermique redistribue l'énergie thermique de la zone après choc vers la zone avant choc. Ceci tend à augmenter la température avant choc et diminuer la température du plasma après choc. Plus la conductivité est grande, plus l'échange thermique est efficace et plus le spectre sera *soft*. Cet effet est appelé l'effet de conduction thermique.

En résumé, deux types de collisions de vents sont à considérer dans l'émission de rayons X des étoiles massives. D'une part, il y a les collisions au sein du vent d'une étoile et d'autre part, il y a les collisions entre vents stellaires dans des systèmes multiples. L'énergie des rayons X pour ces deux types de collision ne sont pas identiques. En effet, les collisions qui ont lieu dans le deuxième cas de figure sont beaucoup plus puissantes car la différence de vitesse entre les deux vents stellaires est supérieure à la différence de vitesse entre les parcelles d'un même vent : on observe donc généralement des températures de 0.3-0.6keV pour le premier cas et de 1-3keV dans le second. Ceci n'est toutefois pas absolu car les collisions sur les bord des cônes sont associées à des différences de vitesse faibles puisque l'angle entre le vecteur vitesse du vent stellaire et la surface du choc est petit.

1.3 Satellite SWIFT

Ce satellite a été développé par la NASA et s'inscrit dans le cadre du programme Explorer qui a pour but principal de concevoir un grand nombre de missions spatiales à caractère scientifique et à faible coût. SWIFT est la 84ème mission Explorer et la troisième MidEx (sous-programme d'Explorer dont le montant de la mission est de maximum 180 M\$).

Le satellite SWIFT a été lancé le 20 novembre 2004. Celui-ci est principalement destiné à détecter, localiser et identifier les sursauts gamma. Initialement, la mission SWIFT devait durer 2 ans mais est toutefois toujours en cours à l'heure actuelle.

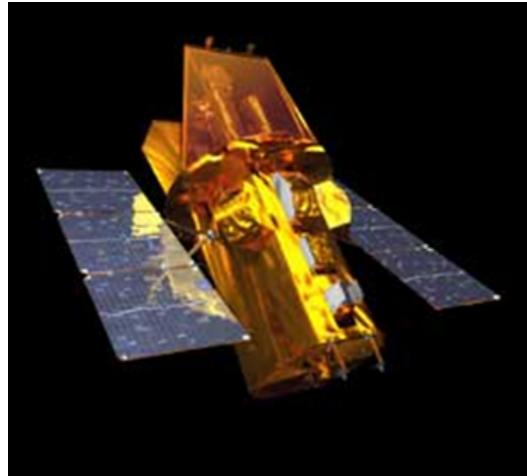


FIGURE 1.6 – Satellite SWIFT. Source :<https://swift.gsfc.nasa.gov/>.

SWIFT est équipé de trois instruments principaux qui lui permettent d'observer l'espace dans une large gamme spectrale allant du visible au soft gamma. Ces instruments sont les suivants :

- BAT : Burst Alert Telescope. Cet instrument est sensible aux rayons X et gamma dont l'énergie dans la gamme d'énergie allant de 15 keV à 150 keV.
- XRT : X-ray Telescope.
- UVOT : UltraViolet/Optical Telescope : Cet instrument est un télescope UV/Visible.

Dans le cadre de ce mémoire, seules les données du XRT sont utilisées puisque nous nous limitons à une étude dans la gamme des rayons X. Plus particulièrement, nous examinerons les données XRT prises en mode PC (photon imaging) car la faible brillance de nos sources ne permet pas d'utiliser les autres modes qui sont prévus pour des sources extrêmement brillantes telles que les sursauts gamma.

Le télescope XRT détecte des rayonnements électromagnétiques dans la bande d'énergie allant de 0.2 keV à 10 keV. Son champ de vision est de 23.6×23.6 arcmin et sa résolution est de 18 arcsec (diamètre demi-puissance). Contrairement à XMM-Newton et Chandra qui suivent une orbite très elliptique, SWIFT est placé sur une orbite basse (LEO). Le temps d'exposition est donc impacté et n'excède pas quelques ksec.

1.4 Résumé

Dans un premier temps, dans le chapitre 2, nous sélectionnerons les Wolf-Rayet étudiées dans ce mémoire. Ensuite, pour chacune d'entre elles nous récupérerons les mesures de base, à savoir les taux de comptage et le rapport de dureté (*hardness ratio*). Sur ces derniers, un test de variabilité sera appliqué afin de déceler d'éventuelles variations significatives de la courbe de lumière et dans l'évolution du rapport de dureté en fonction du temps. Pour les observations qui le permettent, nous extrairons et ajusterons le spectre afin d'en retirer les paramètres telles que la température et l'absorption. Nous calculerons le flux et la luminosité des différentes étoiles sélectionnées afin de les comparer à ceux déjà mesurés dans la littérature ou, s'il s'agit d'une nouvelle détection, en faire une première évaluation.

Le chapitre 3 présentera, pour chaque WR étudiée, une description, les résultats obtenus ainsi qu'une analyse. Le chapitre 4 sera consacré à une analyse générale.

Chapitre 2

Collecte et analyse de données

2.1 Sélection des Wolf Rayet étudiées

Afin de sélectionner les WR de cette étude, nous nous basons sur le catalogue de van der Hucht (2000). Pour chacune des WR répertoriées dans ce catalogue, nous vérifions si le satellite SWIFT a observé, à l'aide de son télescope XRT en mode PC, les zones du ciel dans lesquelles elles se situent. De cette manière, nous obtenons une première liste d'étoiles candidates.

A présent, il faut vérifier si ces étoiles ont bien été détectées. Ensuite, on doit confirmer que les mesures faites par SWIFT pour ces WR sont exploitables.

Pour les sources trop lumineuses, il arrive que les CCD enregistrent rayonnement UV et visible ce qui peut mener à des événements parasites. Les mesures du taux de coups de rayons X en sont alors affectées. Afin de quantifier cette pollution, le site l'équipe de SWIFT¹ a fourni un graphique (voir figure 2.1) qui montre le DN , c.-à-d., la sortie du CCD en fonction de la magnitude V de la source. Etant donné que la réponse des CCD est fonction de la longueur d'onde du rayonnement, la courbe rouge est fonction du type de l'étoile. Malheureusement, l'outil ne fournit pas cette courbe pour les Wolf-Rayet. Par conséquent, nous prenons la courbe du type d'étoile disponible qui se rapproche le plus des Wolf-Rayet, à savoir le type O9.

La ligne horizontale sur la figure 2.1 indique la limite en DN au dessus de laquelle les rayonnements UV et visible de la source vont contaminer les mesures de rayons X avec un taux de coup d'évènements parasites de l'ordre

1. https://www.swift.ac.uk/analysis/xrt/optical_tool.php

de $10^{-3} cts^{-1}$. Cette droite horizontale et la courbe rouge se croisent pour une magnitude V d'environ 8. Par conséquent, toutes les Wolf-Rayet candidates dont la magnitude V est inférieure à 8 ne seront pas étudiées car les mesures en rayons X seront polluées.

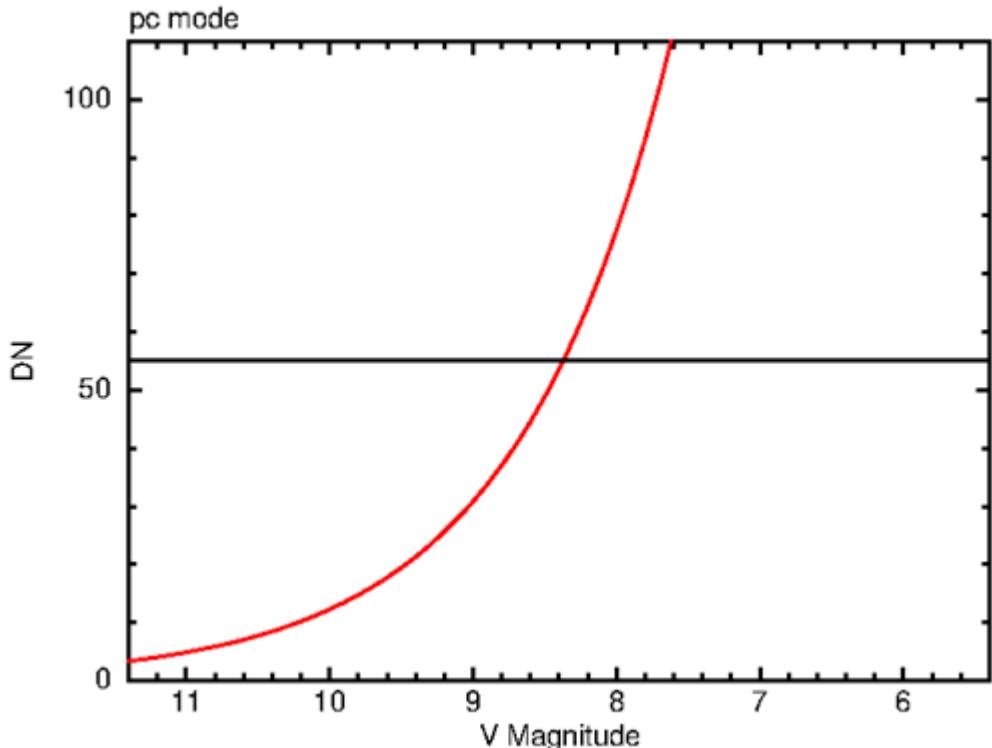


FIGURE 2.1 – En rouge : DN en fonction de la magnitude V d'une source de type O9. En noir : la limite en DN au dessus de laquelle le taux de coup d'évènements parasites est de $10^{-3} cts^{-1}$. Sources : https://www.swift.ac.uk/analysis/xrt/optical_tool.php.

En ce qui concerne les WR qui sont situées vers le centre galactique, la population de sources X y étant très dense, il y a une trop grande probabilité de confusion dans les mesures de ces dernières car la PSF FWHM du SWIFT-XRT atteint 18 arcsec HPD à 1.5 keV². Par conséquent, les Wolf-Rayet de WR101a à WR101o et de WR102 à WR102k, ne sont pas retenues pour notre étude. D'autres WR se situant dans des environnements très denses tels que NGC 3603 et Wersterlund 2 sont également écartées.

2. https://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/xrt_desc.html

Enfin, parmi la liste des WR candidates, certaines ont déjà fait l'objet de nombreuses études dans la gamme des rayons X et des articles détaillés ont été publiés suite aux observations faites par SWIFT, XMM-Newton, CHANDRA,... Par conséquent, ces étoiles ne seront pas étudiées dans ce mémoire. C'est le cas des WR 21a, 25, 139, 125 et 140 dont les études sont, respectivement Gosset et al. (2016), Arora et al. (2019), Pittard et al. (2006), Midooka et al. (2019) et Sugawara et al. (2015).

Finalement, la liste des étoiles que nous étudierons s'élève à 15.

2.2 Paramètres stellaires et orbitaux

Dans le chapitre 3, nous présentons pour chaque WR étudiée un tableau reprenant les paramètres stellaires et orbitaux. Ces paramètres sont principalement tirés de la littérature. Pour une minorité des WR, certains paramètres n'ont pas encore été estimés et ne figurent donc pas dans la littérature. Pour celles-ci, on utilisera alors les études globales faites par Sander et al. (2019) pour les WR de type WC et WO, tandis que pour celles de type WN, on utilisera l'article de Hamann et al. (2019). Dans les deux cas, on fera la moyenne sur l'ensemble des WR de même type spectral. Les paramètres de distance dans nos tableaux seront tous issus des mesures du satellite GAIA (Bailer-Jones et al. (2018) (à l'exception de WR121a dont la distance est issue de Nguyen Luong et al. (2011)).

Attention toutefois que certains paramètres devront être corrigés. C'est le cas de la luminosité bolométrique et du taux de perte de masse qui sont tous deux fonction de la distance. Lorsque les études sont antérieures au papier de Bailer-Jones et al. (2018), les distances utilisées ne sont pas celles mesurées par le satellite GAIA. Dans ce cas, nous appliquerons les corrections suivantes (Hamann et al. 2019) :

$$L_{cor} = L_{papier} \frac{D_{GAIA}^2}{D_{papier}^2} \quad (2.1)$$

$$\dot{M}_{cor} = \dot{M}_{papier} \frac{D_{GAIA}^{1.5}}{D_{papier}^{1.5}} \quad (2.2)$$

où, L_{cor} et \dot{M}_{cor} sont, respectivement, la luminosité bolométrique corrigée et le taux de perte de masse corrigé ; L_{papier} et \dot{M}_{papier} sont, respectivement, la

luminosité bolométrique et le taux de perte de masse fourni dans la littérature disponible ; D_{papier} est la distance utilisée dans la littérature ; et D_{GAIA} la distance mesurée par le satellite GAIA sur base du papier de Bailer-Jones et al. (2018).

2.3 Récupération des données

Les données d'observations faites par SWIFT sont récupérées sur le site Internet : https://www.swift.ac.uk/user_objects/. Sur ce dernier, la page de récupération des données demande en entrée une série de paramètres. Un exemple est présenté à la figure 2.2.

The screenshot shows the 'Select products' interface. At the top, there is a note: 'To reduce the load on our servers, please select only the independent products you require.' Below this are four checkboxes: 'Light curve:' (checked), 'Spectrum?' (unchecked), 'Position?' (unchecked), and 'Image?' (unchecked). A 'Build products' button is located just below the checkboxes. The interface is divided into two main sections: 'Object details' on the left and 'Light curve details' on the right.

Object details:

- *Name: WR1
- *Target ID: 10120.31251,33865.31
- Time zero: 233971202
- All input times since this? (unchecked)
- *Coordinates: 10.86832134808, 64.7

Global options:

- *Try to centroid? No
- Super-soft source? (unchecked)
- Show advanced pile-up controls?
- *Use 2SXPS source lists: Yes (if available)
- E-mail address: (empty field)

Light curve details:

- Binning Method: Observation
- Observation binning has no specific parameters to set.
- Minimum sigma: 3
- Allow upper limits? Yes
- Allow Bayesian bins? Yes
- Use Bayesian when below:
Counts: 15 SNR: 2.4
- *Time axis unit: MJD
- Energy and grade selection: Default
- Specify observations? (unchecked)
- Use which data: (empty field)

FIGURE 2.2 – Exemple de paramètres sélectionnés pour la récupération des données d'observation de WR1 sur le site https://www.swift.ac.uk/user_objects/.

Sur la figure 2.2, on voit, en haut de l'image que plusieurs produits nous sont proposés, à savoir : une courbe de lumière, un spectre, une position et/ou une image. Dans notre cas, seul l'onglet *Light curve* sera coché.

Dans la section *object details*. Il nous est demandé de spécifier les détails de l'objet dont nous souhaitons récupérer les données. Après encodage du

nom de l'object, le site nous donne la possibilité, via le bouton "*Find*", de déterminer automatiquement les *targetID*, permettant de retrouver les observations associées, ainsi que les coordonnées. Nous prendrons toutefois la précaution de vérifier sur le site des archives de l'HEASARC si d'autres observations pourraient contenir des mesures de la Wolf-Rayet en question.

Dans la rubrique "*Light curve details*", la méthode de *binning* est initialisée à "*observation*" afin de récupérer un seul taux de comptage et un seul *hardness ratio* par observation. Le *Time axis unit* est, quant à lui, initialisé à MJD, *Modified Julian Date*

Une fois le produit construit, deux fichiers sont fournis. Le premier est un fichier contenant les taux de comptage dans la bande d'énergie [0.3–10.0] keV, présenté à la figure 2.3. Le second, présenté sur la figure 2.4 est un fichier contenant le taux de comptage des rayons X mous ([0.3-1.5] keV), le taux de comptage des rayons X durs ([1.5-10.0] keV) et le *hardness ratio*, c.-à-d. le rapport entre le taux de comptage des rayons X durs et celui des rayons X mous.

```
! T0 for this burst is swift MET=233971143.0 s, = 2008 May 31 at 23:59:00.168 UT
! Data covers 0.3-10 keV
! The data are in 5 columns: ! time, time error (+ve), time error (-ve), source count-rate, source error
! For a detailed description of light curve production, see Evans et al. 2007 (A&A, 469, 379 )
! For a detailed description of the file, see
! http://www.swift.ac.uk/xrt_curves/docs.php
! This lightcurve was obtained from http://www.swift.ac.uk/xrt_curves/00037905
! BINMODE:

READ TERR 1 2
! PC data
! MJD      T_+ve      T_-ve      Rate      Ratepos     Rateneg
54618.1041486387  0.103438993055556 -0.103438993055556  2.145043e-02  5.472396e-03  -5.472396e-03 ::obsID=00037905001
54670.8794619196  0.00588953703703704 -0.00588953703703704  1.734953e-02  8.455921e-03  -6.413399e-03 ::obsID=00037905002
```

FIGURE 2.3 – Fichier de récupération des taux de comptage de WR1.

```
! Swift/XRT hardness ratio of trigger: 37905, name: WR1
! T0 for this burst is Swift MET=233971143.0, = 2008 May 31 at 23:59:00.168 UT
! The hard band is 1.5-10 keV
! The soft band is 0.3-1.5 keV
! For details of light-curve production, see Evans et al. 2007, A&A, 469, 379
! There are 3 datasets: Hard, Soft, and the ratio
! Columns are as labelled
READ TERR 1
READ SERI 2
! PC -- hard data
! MJD      Err (pos)      Err(neg)      Rate      Error
54618.1041486387  0.103438993055556 -0.103438993055556  0.011252  0.004059 ::obsID=00037905001
54670.8794634419  0.00588953703703704 -0.00588953703703704  0.002600  0.002946 ::obsID=00037905002
NO NO NO NO NO
! PC -- soft data
! MJD      Err (pos)      Err(neg)      Rate      Error
54618.1041486387  0.103438993055556 -0.103438993055556  0.010199  0.003681 ::obsID=00037905001
54670.8794634419  0.00588953703703704 -0.00588953703703704  0.014754  0.006672 ::obsID=00037905002
NO NO NO NO NO
! PC -- hardness ratio
! MJD      Err (pos)      Err(neg)      Rate      Error
54618.1041486387  0.103438993055556 -0.103438993055556  1.103307  0.562947 ::obsID=00037905001
54670.8794634419  0.00588953703703704 -0.00588953703703704  0.176215  0.214978 ::obsID=00037905002
```

FIGURE 2.4 – Fichier de récupération des *hardness ratio* de WR1.

Précisons que les données d'observations ont été récupérées entre le 7 novembre 2019 et le 15 novembre 2019, à l'exception de WR102 dont les don-

nées ont été récupérées le 22 avril 2020. Les observations ultérieures faites par SWIFT ne sont pas prises en compte dans notre étude.

2.4 Conversion MJD → HJD

Les dates des observations sont fournies en MJD,*Modified Julian Date*. Nous allons les convertir en date HJD (*Heliocentric Julian Date*) afin d'ajuster les dates au système de référence du soleil. Le but de cette conversion est de pouvoir calculer correctement les phases orbitales, quand les paramètres de la binaire sont connus. Cette conversion est faite à l'aide de l'outil WCSTools.

Les courbes de lumière des émissions en rayons X en fonction du temps seront présentées avec les HJD en abscisse à l'exception des étoiles pour lesquelles on dispose des paramètres orbitaux (dans le cas des systèmes binaires). Dans ce cas, les courbes de lumière seront données en fonction de la phase.

2.5 Test de variabilité

Une fois les données de chacune des étoiles WR récupérées et les dates héliocentriques connues, on va procéder à une analyse la variabilité de l'émission en fonction du temps. Pour ce faire, on utilise un test de χ^2 avec un seuil de signification de 0.5%. Ce test se fera aussi bien sur les taux de comptage que sur le rapport de dureté. Pour ce faire, on calcule la statistique de test χ^2 , telle que :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{obs_i - moy}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.3)$$

avec obs_i la valeur du taux de comptage pour l'observation i, N étant le nombre de mesures et moy définie de la manière suivante :

$$moy = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{obs_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (2.4)$$

Afin de vérifier l'hypothèse nulle (la luminosité en rayons X est constante) on compare la statistique de test obtenue avec le quantile d'ordre $1-\alpha$ de la

loi χ^2 à $N-1$ degrés de liberté, notée $F_{\chi^2(N-1)}(1 - \alpha)$. Si la statistique de test est supérieure à cette valeur, alors l'hypothèse nulle est rejetée et la source sera supposée variable. Dans le cas contraire, la source sera considérée comme constante. Dans le cadre de ce mémoire, nous prenons un α égal à 0.005.

2.6 Analyse du spectre

L'analyse de spectre a pour but d'ajuster un spectre aux observations et ce afin de déterminer la température d'émission, l'absorption stellaire ainsi que les flux observés et dérougés.

Pour cette analyse, la première étape consiste en l'extraction du spectre. On se limitera à extraire le spectre :

1. des observations dont le nombre de coups est supérieur à 100 (± 10 bins) ;
2. des observations combinées pour les WR dont le taux de comptage ne varie pas significativement et dont le nombre de coup total est supérieur à 100.

Chaque coup correspond à l'enregistrement d'un photon X. Ce nombre de 100 coups est choisi afin de pourvoir obtenir un ajustement de spectre valable par la suite.

La première chose que nous allons faire est de visualiser, à l'aide de l'outil DS9, les données d'une observation, voir figure 2.5. Ceci nous permettra de délimiter une région de source et une région "fond de ciel" (background). Pour ce faire, nous utilisons les commandes suivantes :

```
> cd reduced00032957001
> ds9 sw00032957001xpcw3po_cl.evt -regions load ../wrswift.reg -scale log &
```

où reduced00032957001 est le dossier contenant le fichier *event* correspondant qui contient les données à visualiser. Le fichier wrswift.reg contient les coordonnées des différentes WR pour lesquelles nous allons extraire le spectre et permet de représenter les positions de celles-ci dans l'outil DS9.

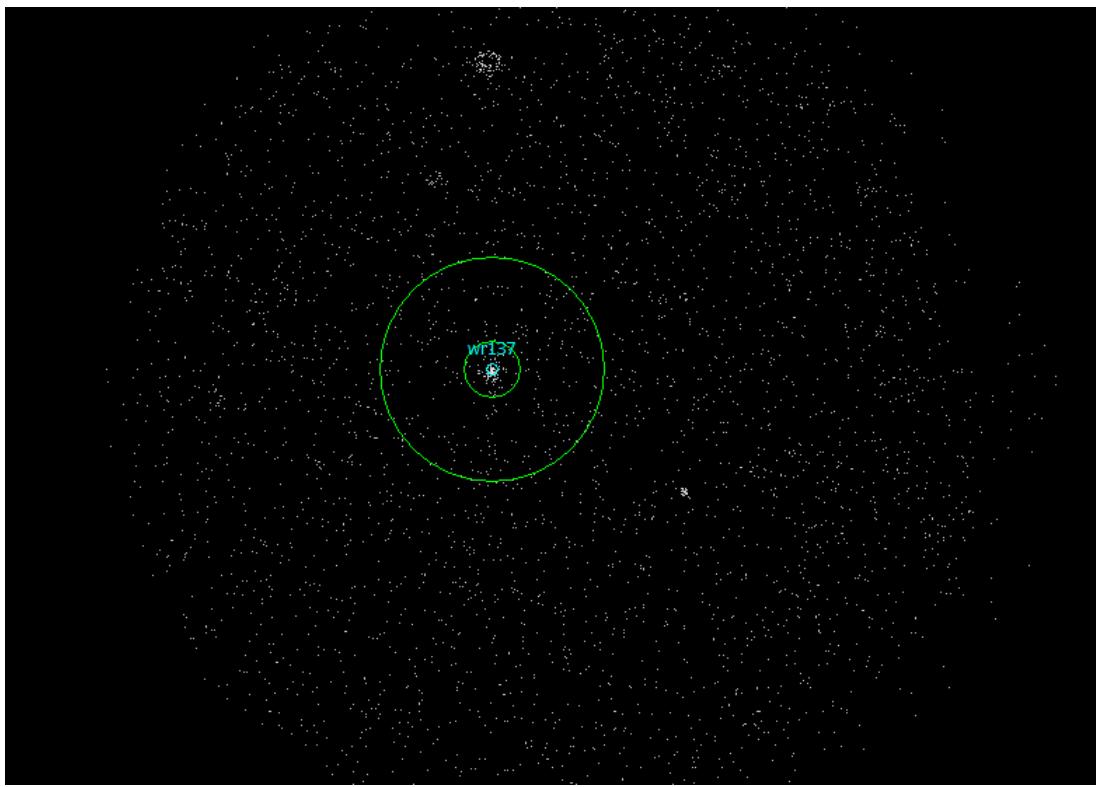


FIGURE 2.5 – Image de DS9 représentant la définition des régions de source et de background autour de WR137.

Sur la figure 2.5, la région source est délimitée par le petit cercle vert situé autour de la source tandis que la région background est l'anneau délimité par les deux cercles concentriques. Les régions de la source et du background seront enregistrées dans des fichiers.

Pour le choix de la région de background, il ne s'agira pas toujours d'un anneau autour de la source, car il est impératif de ne pas englober dans cette région une autre étoile ou des effets non désirés telles les lumières diffuses (voir figure 2.6), sinon le spectre du background que l'on soustraira au spectre de la région de la source ne sera pas représentatif de la réalité et induira des erreurs dans le spectre obtenu de la WR.

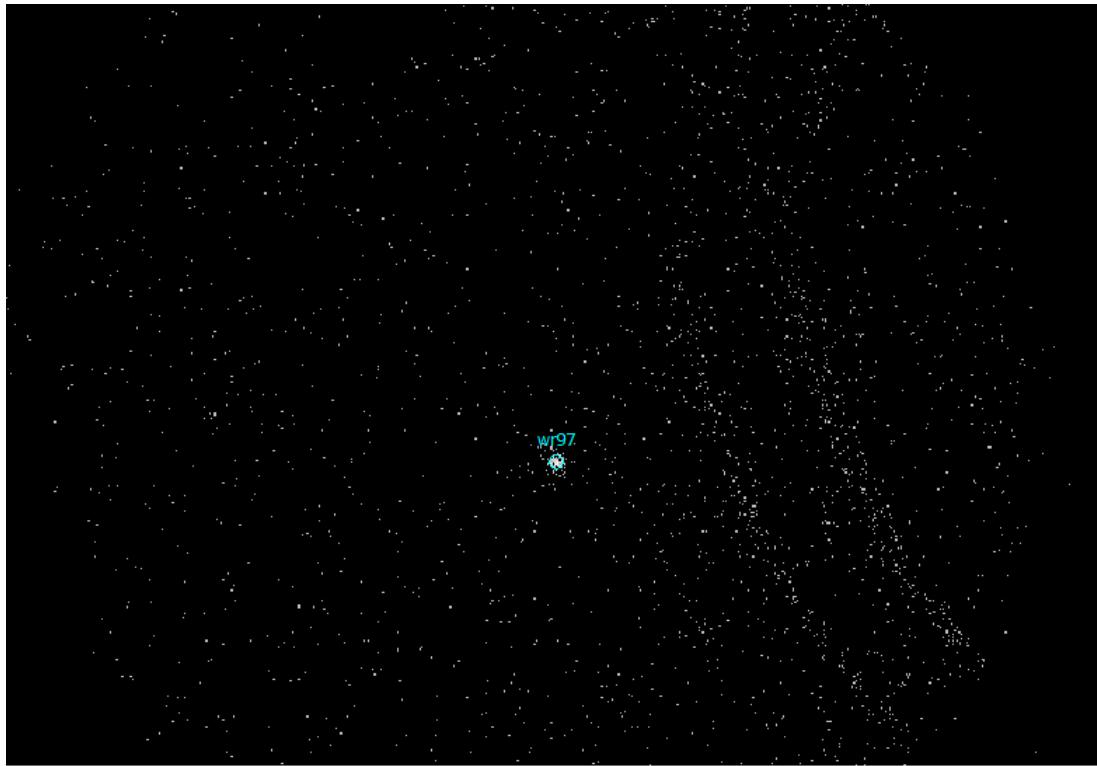


FIGURE 2.6 – Illustration d’un effet de lumières diffuses (*straylight*) lors d’une observation de WR97.

Nous pouvons désormais extraire dans XSELECT les spectres de la région de la source et de la région du background et les sauvegarder en tapant les commandes suivantes :

```
> xselect  
> read events sw00032957001xpcw3po_cl.evt  
> ./  
> filter regions src.reg  
> extra spec  
> save spec sw00032957001_WR137.pha  
> clear region all  
> filter regions bkg.reg  
> extra spec  
> save spec sw00032957001_bkg.pha  
> exit  
> no
```

Une fois le spectre de la région source obtenu, il faut extraire le spectre de l'étoile. Pour ce faire, nous allons soustraire le spectre de la région du background à la région source et y appliquer les fichiers de réponses de l'instrument. Ces derniers se composent du *redistribution matrix file*, qui donne la distribution de probabilité du canal en fonction de l'énergie et du *ancillary response file* (.arf) qui représente la surface effective du télescope en fonction de l'énergie. Le fichier arf est obtenu via la commande suivante :

```
> xrtmkarf outfile=sw00032957001_src.arf rmffile=CALDB inarffile=CALDB
phafile=sw00032957001_wr137.pha psfflag=yes srcx=-1 srcy=-1
expofile=sw00032957001xpcw3po_ex.img
```

Enfin nous allons biner le spectre (afin d'avoir au moins 10 coups par bin). Les "coups" sont classés suivant leur énergie, puis les bins en énergie sont regroupés de manière à compter au moins 10 coups par bin final.

Tout ceci se fait via la commande grppha de la manière suivante :

```
> grppha sw00032957001_wr37.pha sw00032957001_wr97.pi
> chkey BACKFILE sw00032957001_bkg.pha
> chkey RESPFILE swxpc0to12s6_20130101v014.rmf
> chkey ANCFILE sw00032957001_src.arf
> group min 10
> exit
```

Nous obtenons de la sorte le spectre de l'étoile pour lequel les coups sont regroupés en bin de 10 coups.

Maintenant que nous avons un spectre pour nos WR, nous allons les quantifier en y ajustant un modèle. Plus les modèles de flux sont complexes, plus le nombre de coups nécessaire à une convergence sera élevé. De plus, afin d'avoir un ajustement le plus représentatif de la réalité, il est important de bénéficier d'un grand nombre de bins. Etant donné que les temps d'observation de SWIFT sont relativement courts et que les flux des WR sont faibles, nous utiliserons des modèles simples à une ou deux températures. Les modèles que nous utiliserons sont définis ci-dessous.

Modèle *phabs * phabs * apec*

Dans ce modèle, le premier phabs correspond au modèle d'absorption du milieu interstellaire, défini par la colonne de matière absorbante, caractérisée par la quantité d'hydrogène qu'elle contient, $n_{H,ISM}$. Celle-ci est fixée et

calculée sur base de l'extinction $E(b - v)$ de la manière suivante (Gudennavar et al. 2012) :

$$n_{H,ISM} = E(B - V) \times 1.26 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2} \quad (2.5)$$

où $E(B - V) = 1.21 E(b - v)$ (van der Hucht, 2001). Le second correspond à l'absorption locale, par l'atmosphère de l'étoile. Il est défini par $n_{H,local}$ qui est un paramètre libre.

Le modèle apec est utilisé pour modéliser le plasma chaud optiquement fin. Il est défini par 4 paramètres. Le premier est la température du plasma qui est un paramètre libre. Le second est l'abondance relative au modèle d'abondance stellaire de Asplung et al. (2009). Ce paramètre est fixé à 1, c.-à-d. que les abondances correspondent à celle du soleil. Le troisième représente le redshift. Etant donné que nous analysons des WR au sein de notre Galaxie, ce paramètre est fixé à 0. Enfin, le quatrième paramètre est un paramètre de normalisation :

$$norm = \frac{10^{-14}}{4\pi[D_A(1+z)]^2} \int n_e n_H dV \quad (2.6)$$

où D_A est la distance exprimée en cm, n_e et n_H sont, respectivement, les densités des électrons et de l'hydrogène exprimées en cm^{-3} . Ce paramètre est un paramètre libre.

L'ajustement de spectre consiste à déterminer les paramètres libres qui minimisent le χ^2 et fournissent donc un spectre modélisé le plus proche du spectre observé.

Modèle *phabs * vphabs * vapec*

Ce modèle se différencie du premier par le fait que, pour l'absorption locale et le plasma chaud optiquement fin, nous utilisons les modèles vphabs et vapec qui permettent de modifier les abondances de l'atmosphère des WR. Les abondances solaires utilisées pour le modèle précédent sont remplacées, en fonction du type de WR étudiée, par celles présentées à la table 2.1.

Les abondances en Xspec doivent cependant être encodées en abondance en nombre par rapport à l'hydrogène le tout par rapport au rapport solaire, c.-à-d. que l'abondance de l'élément i , A_i à rentrer en Xspec sera :

| Type spectrale | X _H | X _{He} | X _C | X _N | X _O | X _{Fe} |
|----------------|----------------|-----------------|----------------|----------------|----------------|-----------------|
| WNE | - | 0.98 | 1.0e-4 | 0.015 | - | 1.4e-3 |
| WNL-H20 | 0.2 | 0.78 | 1.0e-4 | 0.015 | - | 1.4e-3 |
| WNL-H50 | 0.5 | 0.48 | 1.0e-4 | 0.015 | - | 1.4e-3 |
| WC | - | 0.55 | 0.4 | - | 0.05 | 1.6e-3 |

TABLE 2.1 – Fractions massiques des constituants de l’atmosphère des Wolf-Rayet en fonction de leur type spectral. Elles proviennent des cas typiques analysés par le groupe de Potsdam <http://www.astro.physik.uni-potsdam.de/wrh/PoWR/powrgrid1.php>.

$$A_i = \frac{[n(i)/n(H)]_{WR}}{[n(i)/n(H)]_\odot} \quad (2.7)$$

où

$$[n(i)/n(H)] = \frac{X(i)}{X(H)} \frac{M(H)}{M(i)} \quad (2.8)$$

avec X(i) la fraction massique de l’élément i et M(i) la masse atomique de l’élément i.

Les valeurs pour les types spectraux WNL sont donnés à la figure 2.2.

Pour les types spectraux WNE et WC, ce modèle d’abondance n’est pas utilisable puisque les WNE et WC ont des atmosphères formellement dépourvues d’hydrogène et les abondances A_i deviennent infinies. Nous contournons le problème en définissant les abondances par rapport à l’hélium :

$$A_i = \frac{[n(i)/n(He)]_{WR}}{[n(i)/n(He)]_\odot} \frac{[n(He)/n(H)]_{WR}}{[n(He)/n(H)]_\odot} \quad (2.9)$$

et en posant

$$\frac{[n(He)/n(H)]_{WR}}{[n(He)/n(H)]_\odot} = 100 \quad (2.10)$$

Notons que le nombre 100 est arbitraire - prendre 500 ou 1000 donne les mêmes résultats - mais l’important est de réduire l’hydrogène à un composant mineur.

Nous obtenons de la sorte la table 2.3 reprenant les adondances à insérer en Xspec pour les WR de type WNE et WC.

| Espèce | WNL-HE20 | WNL-HE50 |
|--------|----------|----------|
| He | 11.4 | 2.8 |
| C | 0.15 | 0.06 |
| N | 80 | 32 |
| O | 0.64 | 0.25 |
| Fe | 4 | 1.6 |

TABLE 2.2 – Abondances pour le modèle "POWR".

| Espèce | WNE | WNC |
|--------|-----|------|
| He | 100 | 100 |
| C | 1 | 7700 |
| N | 550 | 65 |
| O | 4.4 | 400 |
| Fe | 27 | 56 |

TABLE 2.3 – Abondances pour le modèle "He100".

2.7 Calcul du flux et de la luminosité

Pour chacune des étoiles étudiées, nous allons convertir les données en flux de rayons X dans la bande [0.5-10.0] keV afin de pouvoir le comparer avec le flux en rayons X disponibles dans la littérature, lorsque celui-ci existe. Dans le cas contraire, ce flux calculé constituera une première évaluation des propriétés X de l'étoile considérée.

La procédure utilisée pour déterminer le flux sera différente selon que le nombre de photons des observations est suffisamment élevé (supérieure à 100) pour pouvoir faire un ajustement de spectre ou non.

2.7.1 Nombre de coups suffisant pour l'ajustement de spectre

Lorsque le nombre de coups pour une observation est supérieure à 100, le calcul du flux se fera à l'aide de l'outil Xspec.

Cependant, les erreurs sur le flux dérougi, c.-à-d. le flux non absorbé par le milieu interstellaire, ne sont pas données dans Xspec et seront calculées à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta(F_{X,dérougi}) = F_{X,dérougi} \frac{\Delta(F_{X,obs})}{F_{X,obs}} \quad (2.11)$$

Un fois le flux dérougi calculé, il nous est possible de déterminer la luminosité corrigée de l'absorption interstellaire L_X de la manière suivante, 2.12

$$L_X = 4\pi d^2 F_{dérougi} \quad (2.12)$$

tandis que les erreurs seront données par la formule suivante :

$$\Delta(L_X) = L_X \left[\frac{\Delta(F_{X,dérougi})}{F_{X,dérougi}} + \frac{2\Delta(d)}{d} \right] \quad (2.13)$$

2.7.2 Nombre de coups insuffisant pour l'ajustement de spectre

Lorsque le nombre de coups obtenu pour les observations d'une Wolf-Rayet est inférieur à 100, la conversion du taux de comptage en flux est exécutée à l'aide de l'outil PIMMS disponible sur le site web de l'HEASARC³.

The screenshot shows the WebPIMMS interface. At the top, there is a 'HELP' button and the text 'WebPIMMS A Mission Count Rate Simulator Powered by PIMMS v4.11'. Below this, a message says 'Access the [multiple component model interface](#)'. The main interface consists of several input fields:

- Convert From:** SWIFT/XRT/PC Count Rate (dropdown menu)
- Into:** FLUX (dropdown menu)
- FLUX MUST enter range values** (text input field)
- Input Energy Range (low-high):** default (text input field)
- Output Energy Range (low-high):** 0.5 - 10.0 (text input field)
- Source Flux / Count Rate:** 0.00148 (text input field) with units (erg/cm²/s) and (counts/s).
- Galactic nH:** 9.85e21 (text input field) with units (cm⁻²).
- Redshift:** none
- Intrinsic nH:** none (text input field) with units (cm⁻²).
- Model of Source:** Power Law (radio button selected), Black Body, Therm. Bremss., APEC.
- Model Parameters:** Photon Index, keV, KT, 1.0 Solar Abundance, 7.90, 6.8450.
- Buttons:** Estimate Count Rate, Reset.

FIGURE 2.7 – Capture d'écran de l'outil PIMMS sur le site : <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3pimms/w3pimms.pl>.

3. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3pimms/w3pimms.pl>

Afin de calculer le flux, l'outil nécessite en entrée :

1. La bande d'énergie en entrée et en sortie à utiliser
2. Le taux de comptage mesuré par SWIFT
3. L'absorption
4. Un modèle d'émission X

Dans la littérature, les flux en rayons X sont généralement donnés dans la bande d'énergie [0.5 - 10.0] keV. Par conséquent, afin de pouvoir faire une comparaison cohérente entre les flux obtenus par SWIFT et les flux disponibles dans la littérature, nous choisirons la bande d'énergie du flux à calculer à [0.5 - 10.0] keV. Pour rappel, la bande d'énergie des taux de comptage obtenu avec le télescope XRT en mode PC de SWIFT est de [0.3 - 10.0] keV

Concernant le taux de comptage, plusieurs cas sont à considérer. Le premier est celui où une variation significative du taux de comptage est observée. Dans ce cas, les valeurs extrêmes seront utilisées afin de déterminer le domaine de flux couvert par les données. Pour la borne inférieure, on prendra la plus petite valeur du taux de comptage mesuré, tandis que pour le calcul de la borne supérieure, on utilisera la valeur maximale du taux de comptage.

Le second cas concerne les WR dont le taux de comptage ne varie pas de manière significative. Pour celles-ci, nous utiliserons, lorsque plusieurs mesures sont disponibles, une moyenne pondérée $\langle TC \rangle$ définie de la manière suivante :

$$\langle TC \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{TC_{obs,i}}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (2.14)$$

où $TC_{obs,i}$ est le taux de comptage de la $i^{\text{ème}}$ mesure et σ_i sont les erreurs correspondantes.

Pour l'absorption, nous utiliserons l'absorption interstellaire obtenue à partir de l'extinction $E(b - v)$ selon l'équation (2.5).

Enfin, le modèle d'émission X sélectionné est le model APEC avec une abondance égale à celle du soleil⁴. Pour calculer les bornes inférieures et supérieures des flux, nous utiliserons respectivement une température kT de

4. Nous verrons en effet au chapitre suivant que les flux et températures obtenus lors des ajustements de spectre sont similaires quelle que soit l'abondance choisie.

0.6101 keV ($\log(T) = 6.85$) et 6.8450 keV ($\log(T) = 7.90$). Ces températures ont été choisies car, dans les différentes études de Wolf-Rayet, lors de l'ajustement de spectre, on remarque que les différentes composantes ont des températures qui se situent dans cet intervalle.

Ce modèle de source nous permet ainsi de calculer un intervalle de flux approximatif.

En sortie, PIMMS nous donne deux flux dans la bande d'énergie [0.5 – 10.0] keV : un flux observé et un flux dérougi c.-à-d. le flux observé corrigé de l'absorption interstellaire.

Une fois le flux dérougi calculé, il nous est possible de déterminer la luminosité L_X grâce à l'équation (2.12).

Finalement, une fois la luminosité dans la bande d'énergie [0.5 – 10.0] keV calculée, nous déterminons le rapport $\log(L_x/L_{bol})$ dont nous savons qu'il atteint environ -7 pour l'émission intrinsèque des étoiles massives et une valeur plus grande pour les collisions de vents émettrices de rayons X.

2.8 Comparaison des taux de comptage et flux observés avec la littérature

Certaines études se sont basées sur des observations faites par d'autres télescopes qui opèrent dans d'autres bandes d'énergie. Pour une comparaison adéquate des flux, taux de comptage et luminosités, il faut donc tenir compte des différences de n_H , de bandes d'énergie et des distances qu'il peut y avoir entre les articles et nos résultats. Des corrections seront faites à l'aide de l'outil PIMMS

Nous procèderons de la manière de manière différente selon que le taux de comptage est fourni ou non.

Lorsque le taux de comptage est donné dans l'article on le convertit en un taux de comptage du mode PC de SWIFT dans une bande d'énergie de 0.3-10.0 keV. Ensuite :

1. si nous n'avions pas observé de variabilité significative pour cette étoile : on compare le nouveau taux de comptage obtenu avec la moyenne du taux de comptage observé par SWIFT (donné par l'équation (2.14))

avec une erreur donnée par :

$$\sigma_{\langle TC \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}}; \quad (2.15)$$

2. si nous avons observé une variation significative du taux de comptage : le taux de comptage de l'article, corrigé dans l'outil WebPIMMS, sera comparé à l'intervalle de taux de comptage obtenu par SWIFT.

Il est cependant assez rare que le taux de comptage soit fourni dans les articles. Par contre, ceux-ci mentionnent généralement le flux observé. Dans ce cas, nous transformerons ce dernier en un flux observé dans la bande d'énergie 0.5-10.0 keV via l'outil PIMMS. Le n_H utilisé pour faire la transformation a une très légère influence sur le flux de sortie, on peut donc choisir le n_H de l'article ou celui de notre étude sans modifier significativement notre résultat. Cela n'est pas le cas si l'on utilise des flux dérougés en entrée de PIMMS.

Nous comparerons alors le flux ainsi obtenu avec le flux observé obtenu avec Xspec lorsqu'un ajustement de spectre a été mené ou, si ce n'est pas le cas, avec le flux observé calculé à partir des taux de comptage.

Chapitre 3

Descriptions, résultats et analyses individuelles des WR

3.1 WR1

WR 1 est une Wolf-Rayet de type spectral WN4-s, le "s" signifiant que les raies d'émission HeII sont intenses (strong). Elle est relativement petite avec un rayon et une masse de $2.26R_{\odot}$ et $27M_{\odot}$ respectivement (Hamman et al., 2019). Les paramètres de WR1 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN4-s | 1 |
| Distance | 3.2 kpc [-0.3 kpc, +0.4 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 112 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_{\odot})$ | 5.88 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_{\odot})$ | -4.3 | 1 |
| Vitesse terminale, v_{∞} | 1900 km/s | 1 |
| Magnitude v | 10.51 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 0.67 mag | 1 |

TABLE 3.1 – Paramètres stellaires de WR1. Ref. 1 : Hamann et al. (2019); 2 : Bailer-Jones et al. (2018); 3 : van der Hucht (2000).

Ignace et al. (2003) ont analysé une observation de WR1 par XMM-Newton. Cette observation montre que la luminosité dans la gamme des rayons X durs est faible avec une dureté relative¹ de $0.3 \pm 15\%$. WR1 serait par conséquent vraisemblablement une étoile isolée. Le spectre obtenu

1. Le rapport de dureté relative utilisé par Ignace et al. (2003) est le rapport entre le

par Ignace et al. (2003) est représenté sur la figure 3.1. Ces auteurs ont ajusté un spectre thermique à 2 composantes ayant des températures $kT_1 = 0.56\text{-}0.67 \text{ keV}$, $kT_2 = 1.27\text{-}3.20 \text{ keV}$ et une absorption interstellaire $n_H = 0.27 - 0.32 \text{ }10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Le flux dérougi dans la bande d'énergie $0.2\text{-}8.0 \text{ keV}$ est de $4.9 \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

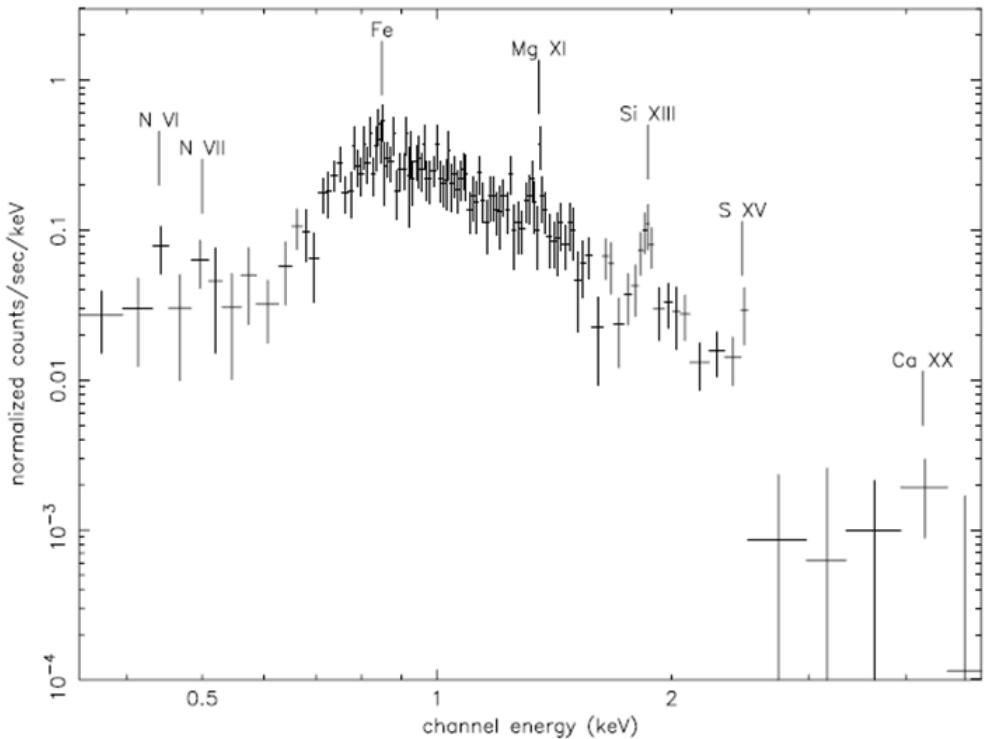


FIGURE 3.1 – Spectre de WR1, après soustraction de la contribution du fond de ciel, obtenu avec l'instrument EPIC-PN, binné à un minimum de 10 coups par bin. "Normalised" est défini tel que lorsqu'on multiplie l'axe vertical par le temps d'exposition utile, on obtient le nombre de coups total dans chaque bin. L'identification des raies les plus intenses est indiquée. Tiré de Ignace et al. (2003).

WR1 est connue pour être une étoile photométriquement variable dans le domaine visible. En effet, Chené & St-Louis, (2010), ont montré que sa luminosité varie au cours du temps avec une périodicité de 16.9 [-0.3,+0.6] jours. La figure 3.2 montre la courbe de lumière sur une durée de 91 jours.

nombre de coups de rayons X durs (2.0-10.0 keV) et le nombre de rayons X total (0.5-10.0 keV).

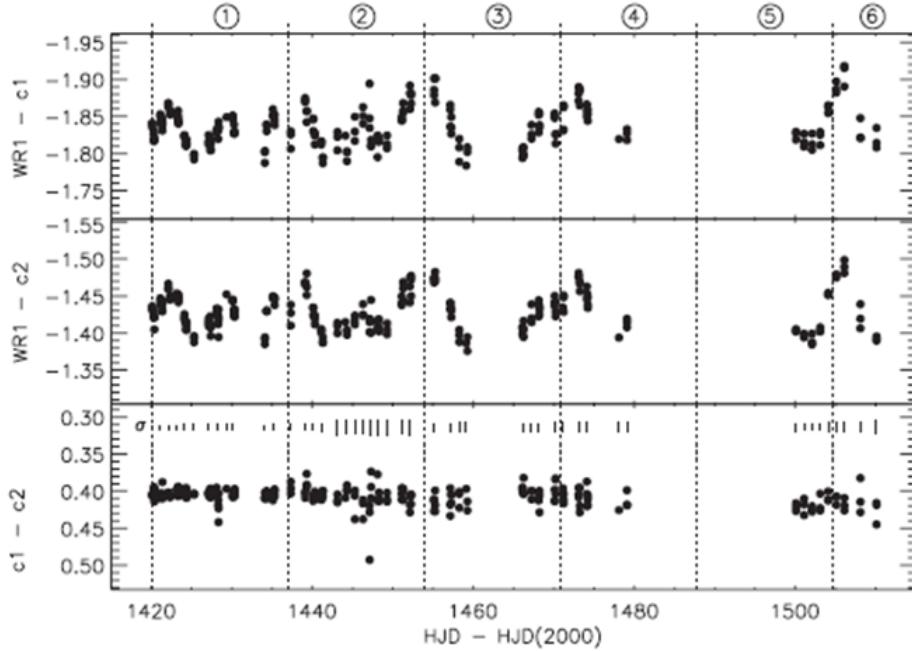


FIGURE 3.2 – Courbe de lumière de WR1. Les figures du haut et du milieu montrent la différence de magnitude entre la magnitude de WR 1 et les magnitudes des étoiles de comparaison C1 et C2, respectivement, en fonction du temps. C1 et C2 sont toutes-deux construites à partir d'une moyenne de cinq étoiles brillantes. Les six cycles de 16.9 jours couverts par les données photométriques sont délimités par les traits verticaux discontinus. La figure du dessous représente la différence entre les magnitudes C1 et C2 en fonction du temps. Un ensemble de lignes verticales montrent l'erreur typique en fonction du temps. Tiré de Chené & St-Louis, (2010).

L'origine de la variation de luminosité est encore inconnue à l'heure actuelle. Il pourrait s'agir d'une variation induite par une rotation non sphérique du vent stellaire ou d'un système binaire. Toutefois, Chené & St-Louis (2010) semblent accorder peu de crédit à l'hypothèse d'un système binaire. Tout d'abord, ces auteurs montrent que l'amplitude de la vitesse radiale est trop petite pour que WR1 soit en compagnie d'une étoile de type OB. De plus, la présence d'un compagnon tel qu'un trou noir ou une étoile à neutron est également à exclure car le flux d'émission en rayons X est beaucoup trop faible (Ignace et al., 2003). Ils privilégient l'asymétrie du vent pour expliquer la variation d'intensité de l'étoile. Par ailleurs, St-Louis (2013) montre que les raies d'émissions spectrales principales de WR1 sont dépolarisées ce qui peut être expliqué par la présence de structures à grande échelle dans le vent stellaire telles que les zones d'interaction en corotation (CIRs).

SWIFT a observé WR1 à deux reprises. Les valeurs mesurées des taux de comptage (count rate) et des rapports de dureté (HR) sont présentées dans la table 3.2.

| Obs Id | HJD - 240000 | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
|--------------|--------------|---------------------------|--|-----------------|
| 000379050001 | 54618.601 | 0.96 | 2.14 ± 0.55 | 1.10 ± 0.56 |
| 000379050002 | 54671.379 | 0.12 | 1.73 ± 0.85 | 0.18 ± 0.21 |

TABLE 3.2 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR1.

Sur la figure 3.3 sont représentés les taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV et le rapport de dureté en fonction du temps (HJD).

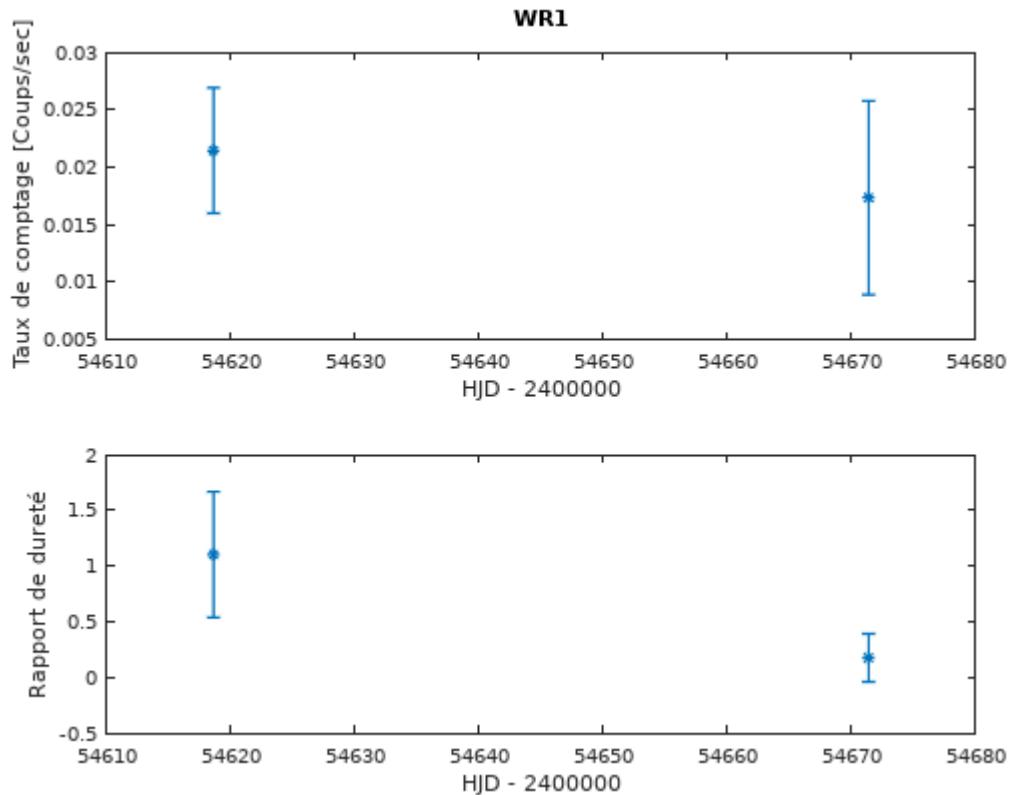


FIGURE 3.3 – Taux de comptage et rapport de dureté obtenus pour WR1.

Le test de variabilité du taux de comptage et du hardness ratio nous donne respectivement un χ^2 de 0.2 et 2.4 alors que $F_{\chi^2(N-1)}^{-1}(1-\alpha)$ vaut 7.9. Par conséquent, il n'y a pas de variation significative pour les mesures de taux de comptage et du rapport de dureté.

Aucune des mesures ne possède un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux dérougi et le flux observé de WR1 comme décrit à la section 2.7.2

L'outil PIMMS nous donne un flux observé dont l'intervalle est de $[0.4 - 1.1] \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et un flux dérougi de $[1.297 - 1.302] \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ce flux est calculé sur base d'un taux de comptage moyen pondéré $\langle TC \rangle$ de 2.0×10^{-2} coups/s et d'une absorption du milieu interstellaire n_H de $4.96 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet de calculer la luminosité en rayons X dans la bande $[0.5 - 10.0]$ keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[1.3 - 2.0] \times 10^{33} \text{ ergs s}^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle [-6.4 ; -6.2].

Ignace et al. (2003) ont analysé une observation de XMM-Newton. La moyenne des taux de comptage PN, MOS1 et MOS2 convertis en taux de comptage SWIFT en mode PC vaut 2.1×10^{-2} . Les observations de SWIFT, quant à elles, ont un taux de comptage de $(2.0 \pm 0.4) \times 10^{-2}$. Par conséquent, il n'y a pas de variation significative de l'émission en rayons X pour WR1 par rapport à l'étude d'Ignace et al. (2003). De plus, tout comme ces auteurs l'ont observé, WR1 semble ne pas avoir de composante dure significative puisque le rapport de dureté que nous obtenons vaut 0.3 ± 0.2 . WR1 présente donc les caractéristiques d'une étoile isolée. Toutefois, le rapport des luminosités est très élevé ce qui est interpelant pour une WR isolée.

3.2 WR7

WR 7 est une Wolf-Rayet de type spectral WN4-s. Elle est relativement petite avec un rayon et une masse de $1.26R_{\odot}$ et $13M_{\odot}$ respectivement (Hamman et al., 2019).

Les paramètres de WR7 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN4-s | 1 |
| Distance | 4.3 kpc [-0.7 kpc, +0.9 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 112 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_{\odot})$ | 5.36 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_{\odot})$ | -4.8 | 1 |
| Vitesse terminale, v_{∞} | 1600 km/s | 1 |
| Magnitude v | 11.68 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 0.53 mag | 1 |

TABLE 3.3 – Paramètres stellaires de WR7. Ref. 1 : Hamann et al. (2019) ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) ; 3 : van der Hucht (2000).

WR7 se situe au sein de NGC 2359. Cette dernière est une Wind-Blown Bubble (WBB) c.-à-d. une bulle qui est en expansion à cause du vent stellaire de WR 7.

Zhekov (2014), a analysé des observations de WR7 faites par le télescope XMM-Newton. Il a ajusté un spectre thermique à 2 composantes dont les paramètres se trouvent dans la table 3.4.

| Parameter | WR 7 |
|--|------------------------|
| χ^2/dof | 87/94 |
| $N_H (10^{21} \text{ cm}^{-2})$ | $3.44^{+0.54}_{-0.50}$ |
| $kT_1 (\text{keV})$ | $0.60^{+0.05}_{-0.03}$ |
| $kT_2 (\text{keV})$ | $2.68^{+1.43}_{-0.72}$ |
| $EM_1 (10^{53} \text{ cm}^{-3})$ | 9.97 |
| $EM_2 (10^{53} \text{ cm}^{-3})$ | 3.25 |
| Γ | ... |
| $\text{norm}_{\text{pow}}(10^{-5})$ | ... |
| $F_X (10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$ | 2.68 (7.27) |
| $F_{X,1} (10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$ | 1.90 (6.07) |

FIGURE 3.4 – Paramètres de meilleur ajustement du spectre de WR7 obtenus par Zhekov (2014). Tiré de Zhekov (2014).

Les flux F_X et $F_{X,1}$ sont respectivement les flux en rayons X, dans la bande d'énergie [0.3-8.0] keV, du système et de la composante froide de température $kT_1 = 0.60$ keV. Les valeurs entre parenthèses correspondent aux flux totalement dérougis (corrigés de l'absorption interstellaire et de l'absorption locale).

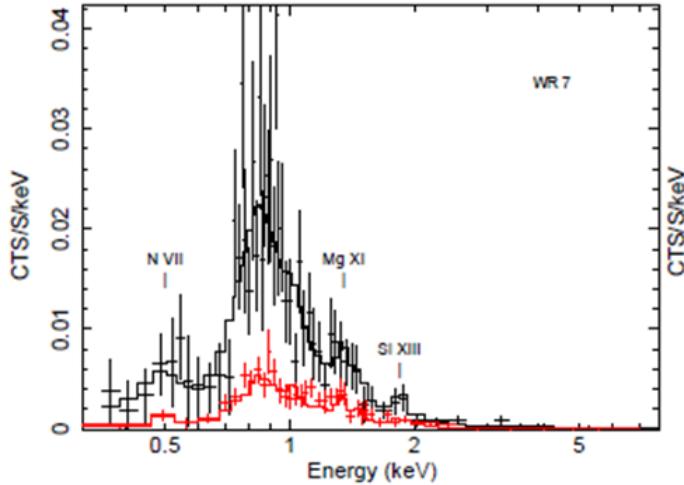


FIGURE 3.5 – Spectres de WR 7 après soustraction de la contribution du fond de ciel superposés aux modèles les mieux ajustés de la figure 3.4. Le spectre pn est en noir et le spectre MOS est en rouge. Tiré de Zhekov (2014).

SWIFT a observé WR7 à quatre reprises. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.4.

| Obs Id | HJD- 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-4}cts/s$) | HR |
|-------------|--------------------------|---------------------------------|---|-----------------|
| 00037904001 | 54798.779 | 3.74 | <0.69 | - |
| 00037904002 | 54801.493 | 6.85 | 7.61 ± 5.04 | 1.02 ± 1.12 |
| 00037904003 | 54803.934 | 2.27 | <0.83 | - |
| 00037904004 | 54810.120 | 1.58 | <0.62 | - |

TABLE 3.4 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR 7.

Parmi les quatre observations, trois mesures du taux de comptage sont des limites supérieures. Par conséquent, il n'est pas possible de faire un test de variabilité, que ce soit en taux de comptage ou en rapport de dureté.

Aucune des mesures possède un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux dérougi et le flux observé de WR7 comme décrit à la section 2.7.2

L'outil PIMMS nous donne un flux observé et un flux dérougi dont les intervalles sont respectivement de $[1.6 - 3.8] \times 10^{-14} ergs cm^{-2} s^{-1}$ et de $[4.0 - 4.6] \times 10^{-14} ergs cm^{-2} s^{-1}$. Ces flux sont calculés sur base d'un taux de comptage moyen pondéré $\langle TC \rangle$ de 7.61×10^{-4} coups/s et d'une absorption du milieu interstellaire n_H de $3.92 \times 10^{21} cm^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet désormais de calculer la luminosité en rayons X dans la bande $[0.5 - 10.0]$ keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[0.6 - 1.5] \times 10^{32} ergs s^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle $[-7.2 ; -6.8]$ se qui est proche des valeurs typiques des WR isolées.

Le flux observé obtenu par Zhekov (2014) converti en flux observé dans la bande d'énergie 0.5-10.0 keV comme décrit à la section 2.8 est de $2.55 \times 10^{-14} ergs cm^{-2} s^{-1}$. Les bornes du flux observé par SWIFT englobent donc la valeur du flux obtenu par Zhekov (2014) par conséquent, il n'y a pas de variation de flux entre les mesures analysées faite par XMM-Newton et celles faites par SWIFT.

L'hypothèse faite par Zhekov (2014) selon laquelle, WR7 serait une étoile

isolée est donc renforcée par notre détection puisque l'émission de rayons X de WR7 ne semble pas avoir variée.

3.3 WR19

Les paramètres de WR 19 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WC4pd + O9 | 1 |
| Distance | 4.5 kpc [-0.5 kpc, +0.6 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 117 kK | 3 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.2 | 3 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.67 | 3 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 3310 km s ⁻¹ | 3 |
| Magnitude v | 13.75 mag | 1 |
| Extinction E(b-v) | 1.33 mag | 1 |

TABLE 3.5 – Paramètres stellaires de WR 19. Ref. 1 : van der Hucht (2000) ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) ; 3 : Sander et al. (2019).

WR 19 est connue pour être une étoile binaire dont les paramètres orbitaux sont donnés dans la table 3.6 (Williams et al. 2009).

| Paramètres | Valeurs |
|------------|---------------------------|
| P | 3689 jours |
| T_0 | 50500 ± 14 MJD |
| e | 0.8 ± 0.04 |
| ω | 184° ± 4° |
| K | 25 ± 2 km s ⁻¹ |
| γ | 2 ± 5 km s ⁻¹ |
| a sin i | 5.3 ± 0.6 au |
| f(m) | 1.3 ± 0.8 M_\odot |

TABLE 3.6 – Paramètres orbitaux de WR19. Tiré de Williams et al. (2009).

Le type spectral de WR19 est WC4pd. Elle produit donc de la poussière de manière périodique. En réalité, cette poussière est formée par la collision de vents entre les deux étoiles à proximité du périastre.

Cette Wolf-Rayet n'a, à l'heure actuelle, jamais fait l'objet d'une étude dans les rayons X. WR19 n'a d'ailleurs pas été observée par le Rosat Survey de Pollock et al. (1995, voir Williams et al. (2009)) ni dans Pollock (1995). Ce travail constitue donc une opportunité de faire une première analyse dans

cette bande du spectre électromagnétique.

SWIFT a observé WR 19 à sept reprises dont deux détections. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.7.

| Obs Id | HJD- 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
|-------------|--------------------------|---------------------------------|---|---------------|
| 00034544001 | 57529.695 | 6.29 | <0.29 | - |
| 00034544002 | 57533.118 | 1.44 | 0.52 ± 0.26 | - |
| 00034544004 | 57536.761 | 2.51 | <0.51 | - |
| 00034544005 | 57602.944 | 4.02 | 0.12 ± 0.08 | 3.4 ± 4.9 |
| 00034544006 | 57670.060 | 0.80 | <0.91 | - |
| 00034544007 | 57673.986 | 1.09 | <1.40 | - |
| 00034544008 | 57674.950 | 2.16 | <0.60 | - |

TABLE 3.7 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR 19.

Sur la figure 3.6 sont représentés les taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV et le rapport de dureté en fonction de la phase.

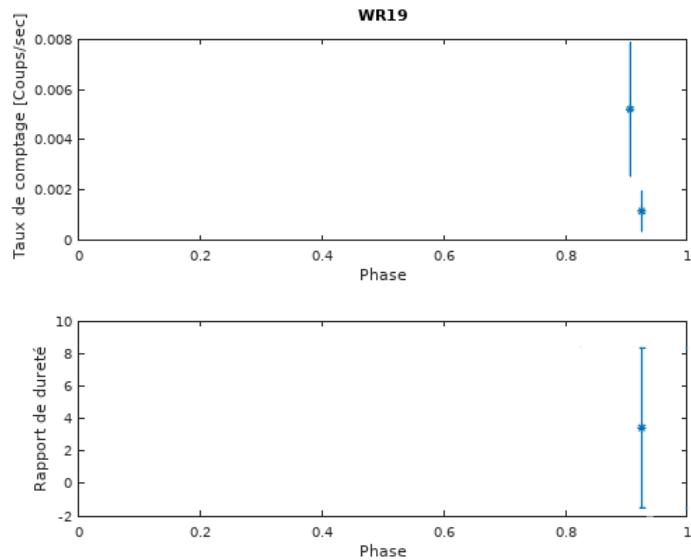


FIGURE 3.6 – Taux de comptage et rapport de dureté de WR19 en fonction de la phase.

Précisons que la phase 0 sur la figure 3.6 représente le passage au périastre.

Le test de variabilité du taux de comptage nous donne un χ^2 de 2.17 alors que $F_{\chi^2(N-1)}^{-1}(1 - \alpha)$ vaut 7.88. Par conséquent, il n'y a pas de variation significative pour les mesures de taux de comptage entre les phases 0.91 et 0.93.

Le rapport de dureté obtenu a une erreur trop élevée pour que l'on puisse en tirer quelque conclusion que ce soit. En effet, celui-ci peut être très proche de zéro comme il peut être proche de 8.

Aucune des mesures ne possède un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec, et ce, même si l'on combine l'ensemble des observations. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux dérougi et le flux observé de WR19 comme décrit à la section 2.7.2

L'outil PIMMS nous donne un flux observé et un flux dérougi dont les intervalles sont respectivement de $[3.3 - 8.8] \times 10^{-14} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et de $[1.2 - 2.1] \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ces flux sont calculés sur base d'un taux de comptage moyen pondéré $\langle TC \rangle$ de 1.48×10^{-3} coups/s et d'une absorption du milieu interstellaire n_H de $9.85 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet de calculer la luminosité en rayons X dans la bande [0.5 - 10.0] keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[2.3 - 6.6] 10^{32} \text{ ergs s}^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle [-6.4 ; -6.0] ce qui est typique d'une collisions de vents. WR19 serait donc une étoile binaire.

Etant donné qu'aucune étude en rayons X de WR19 n'a été publiée, il n'est pas possible d'effectuer une comparaison. Les estimations de flux et de luminosité de cette étude sont donc les premières.

3.4 WR65

Les paramètres de WR65 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WC9d + OB ? | 3 |
| Distance | 3.4 kpc [-0.5 kpc, +0.7 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 40 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.89 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.38 | 1 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 1300 km/s | 1 |
| Magnitude v | 14.5 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 2.0 mag | 1 |

TABLE 3.8 – Paramètres stellaires de WR65. Ref. 1 : Sander et al. (2019); 2 : Bailer-Jones et al. (2018); 3 : van der Hucht (2000).

Oskinova et al. (2008) ont ajusté un spectre thermique à deux composantes ayant des températures $kT_1 = 1.0 \pm 0.2 \text{ keV}$ et $kT_2 = 13.4 \pm 7.3 \text{ keV}$ et des densités de colonne d'hydrogène neutre de $n_{H,1} = (2.3 \pm 0.3) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et $n_{H,2} = (12.2 \pm 4.1) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. A ces absorptions locales, chacune spécifique à un composant thermique, il faut ajouter une absorption interstellaire qu'ils évaluent à $n_{H,ISM} = 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Une représentation du spectre obtenu est donnée sur la figure 3.7. Le flux observé dans la bande spectrale [0.6 - 9.0] keV est de $1.2 \times 10^{-13} \text{ ergs s}^{-1}$ en date du 18/10/2005. Ils en déduisent un rapport entre luminosité X et luminosité bolométrique de $\log(L_X/L_{Bol}) = -7.2; -7.8$.

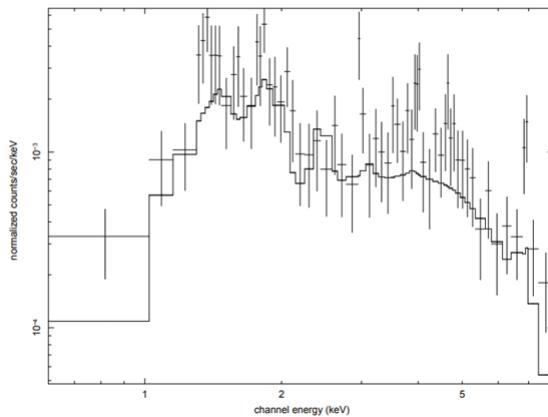


FIGURE 3.7 – Spectre de WR 65 mesuré le 18/10/2005 et le modèle de meilleur ajustement de spectre. Tiré de Oskinova et al. (2008).

WR 65 montre une variation dans son émission de rayons X. Selon Oskinova et al. (2008), WR 65 serait un système binaire avec pour étoile compagnon une étoile massive de type OB. Pour un observateur, les rayons X induits par les collisions de vents stellaires varient alors en intensité selon que ceux-ci traversent une colonne d'absorption différente le long de l'orbite.

La température de la composante chaude est extrêmement élevée. Oskinova et al. (2008) pensent que cela peut être expliqué par la présence de vent stellaire enrichi en métaux.

SWIFT a observé WR65 à une reprise. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.9.

| Obs Id | HJD- 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2} cts/s$) | HR |
|-------------|--------------------------|---------------------------------|--|-----------------|
| 00080517002 | 56510.119 | 2.87 | 1.70 ± 0.35 | 3.23 ± 1.58 |

TABLE 3.9 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR65.

L'unique mesure que nous disposons ne possède pas un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux dérougi et le flux observé de WR65 comme décrit à la section 2.7.2.

L'outil PIMMS nous donne un flux observé et un flux dérougi dont les intervalles sont respectivement de $[0.4 - 1.1] \times 10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$ de $[1.6 - 4.4] \times 10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$. Ces flux sont calculés sur base d'un taux de comptage moyen pondéré $\langle TC \rangle$ de 1.70×10^{-2} coups/s et d'une absorption du milieu interstellaire n_H de $14.81 \times 10^{21} cm^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet de calculer la luminosité en rayons X dans la bande $[0.5 - 10.0]$ keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[1.6 - 8.9] 10^{33} ergs s^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle [-6.4 ; -6.0].

Le flux observé maximum obtenu par Oksinova et al. (2008) converti en flux observé dans la bande d'énergie 0.5-10.0 keV comme décrit à la section 2.8 est de $1.2 \times 10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}$ (le flux minimum n'est pas fourni par

Oskinova et al. (2008)). Le flux observé par SWIFT que nous avons mesuré est au moins quatre fois supérieur, ce qui confirme la variabilité de l'émission en rayons X et la présence d'une zone de collision des vents suggérée par Oskinova et al. (2008).

De plus, le rapport $\log(L_X/L_{bol})$ est élevé [-6.4 ;-6.0] ce qui est typique des WR binaires.

3.5 WR84

Les paramètres de WR 84 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN7h | 1 |
| Distance | 3.3 kpc [-0.4 kpc, +0.6 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 50.1 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.36 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.8 | 1 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 1100 km/s | 1 |
| Magnitude v | 13.55 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 1.45 mag | 1 |

TABLE 3.10 – Paramètres stellaires de WR 84. Ref. 1 : Hamann et al. (2019) ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) ; 3 : van der Hucht, (2000).

SWIFT a observé WR 84 à trois reprises dont une seule détection. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.11.

| Obs Id | HJD jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2} cts/s$) | HR |
|-------------|--------------|---------------------------------|--|----|
| 00043311001 | 56148.557 | 0.57 | <1.38 | - |
| 00043304001 | 56149.228 | 0.60 | 0.8 ± 0.6 | - |
| 00037912001 | 57778.723 | 0.42 | <3.01 | - |

TABLE 3.11 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR 84.

WR84 n'a jamais fait l'objet d'une étude dans la bande des rayons X. Ce mémoire constitue donc la première opportunité de mesurer le flux en rayons X.

Aucune des mesures ne possède un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux observé et le flux dérougi de WR84 comme décrit à la section 2.7.2.

L'outil PIMMS nous donne un flux observé et un flux dérougi dont les intervalles sont respectivement de $[0.4 - 1.0] \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et de $[1.4 - 4.9] \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ces flux sont calculés sur base du seul taux de comptage obtenu et d'une absorption du milieu interstellaire n_H de $10.59 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet de calculer la luminosité en rayons X dans la bande $[0.5 - 10.0]$ keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[1.4 - 2.7] \times 10^{33} \text{ ergs s}^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle $[-5.8 ; -5.3]$. Ce rapport étant très élevé, WR84 est certainement un système binaire.

Etant donné qu'aucune étude en rayons X de WR84 n'a été publiée, il n'est pas possible d'effectuer une comparaison. Les estimations de flux et de luminosité de cette étude sont donc les premières.

3.6 WR89

Les paramètres de WR89 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN8h | 1 |
| Distance | 3.3 kpc [-0.6 kpc, +0.9 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 39.8 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 6.33 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.4 | 1 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 1600 km/s | 1 |
| Magnitude v | 11.63 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 1.58 mag | 1 |

TABLE 3.12 – Paramètres stellaires de WR89. Ref.1 : Hamann et al.(2019) ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) ; 3 : van der Hucht, (2000).

Plusieurs études de WR 89 dans les fréquences radio ont été menées par Abbott et al. (1986), Leitherer et al.(1995) et Cappa et al.(2004). Les densités de flux obtenues par ces études varient au cours du temps. De plus, Cappa et al, (2004), suspectent une émission non-thermique. Cette émission non-thermique naîtrait dans la collision de vents entre WR 89 et une étoile compagnon de type OB. Cependant, d'autres études telles que Leitherer et al. (1995) et Montes et al. (2009) montrent que l'émission radio de WR 89 est plutôt de nature thermique. Par conséquence, d'autres papiers (Hamann et al. 2006) proposent plutôt que WR 89 serait une étoile isolée. Dans ce contexte, l'analyse en rayons X peut apporter un élément crucial. En effet, un système binaire présentera une émission en rayons X variable et généralement dure.

Récemment, Nazé et al. (2013) ont étudié des données émanant du satellite XMM-Newton. Ces auteurs ont mesuré un rapport $\log(L_X/L_{Bol})$ très élevé (-5.7). Ce rapport des luminosités est typique d'un système binaire WR + O dans lequel il y a des collisions de vents stellaires. De plus, le spectre de WR 89, représenté à la figure 3.8, montre un pic à 2 keV ce qui ne peut être expliqué que par la présence de collisions ou une forte absorption. Nazé et al. (2013) n'observent pas de variation dans la courbe de lumière pendant les 7 heures de mesure. Toutefois, il existe bien un indice pour la présence de variation car leur modèle d'ajustement correspond à un taux de comptage PSPC de 59 coups/ks tandis que Pollock et al. (1995) ont mesuré un taux

de comptage PSPC de 8.8 ± 5.9 coups/ks.

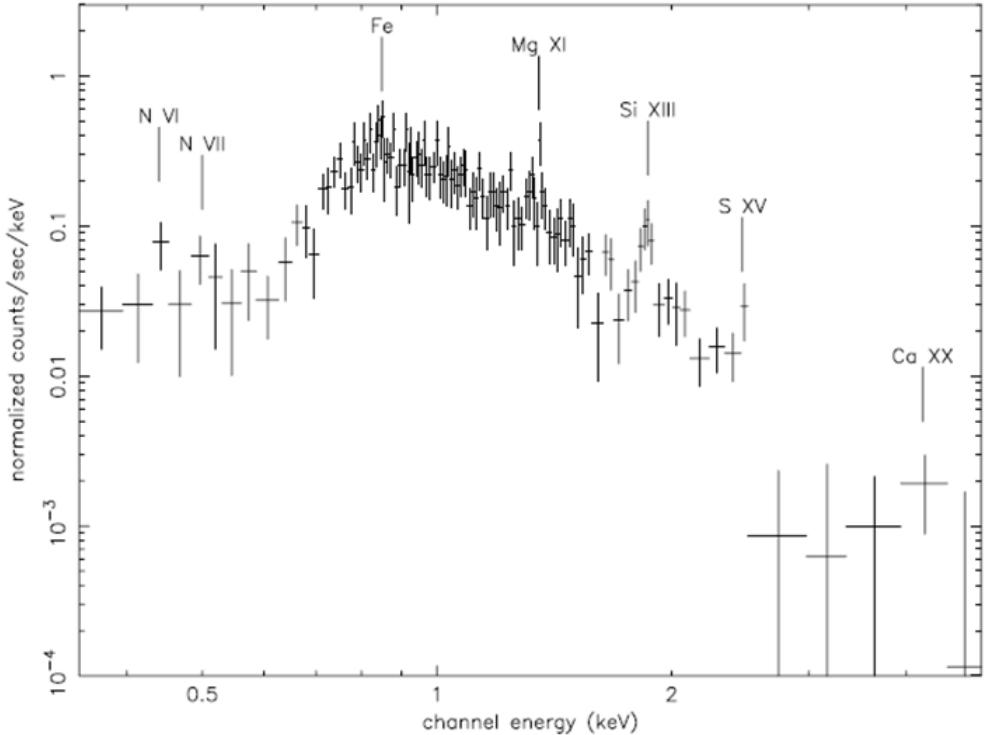


FIGURE 3.8 – En noir et en rouge sont représentés respectivement les spectres pn et le modèle de spectre qui s'ajuste le mieux (lignes solides) aux observations de WR89 et WR87. Tiré de Nazé et al. (2013).

Nazé et al. (2013) ont ajusté un spectre thermique à 3 composantes ayant des températures $kT_1 = 0.140 \pm 0.009\text{keV}$, $kT_2 = 0.57 \pm 0.03\text{keV}$ et $kT_3 = 1.99 \pm 0.08\text{keV}$ avec des absorptions $n_{H,ISM} = 1.1 \cdot 10^{22}\text{cm}^{-2}$ $n_H = 0.066 \pm 0.007 \cdot 10^{22}\text{cm}^{-2}$ et , le tout en considérant des abondances en fractions massique de 0.2, 0.78, 0.0015, 0.0001 et 0.0014 respectivement pour l'hydrogène, l'hélium, l'azote, le carbone et le fer, par rapport aux abondances élémentaires du soleil.

SWIFT a observé WR89 à 23 reprises pour lesquelles on peut extraire un spectre. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.13.

| Obs Id | HJD - 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
|-------------|---------------------------|---------------------------------|---|-----------------|
| 00043355001 | 56046.518 | 0.65 | 4.71 ± 1.11 | 0.91 ± 0.43 |
| 00033727001 | 57127.424 | 2.91 | 2.89 ± 0.36 | 1.10 ± 0.28 |
| 00033727002 | 57127.926 | 0.84 | 3.94 ± 0.77 | 1.56 ± 0.63 |
| 00033727003 | 57129.398 | 1.43 | 3.44 ± 0.55 | 0.63 ± 0.21 |
| 00033727005 | 57133.320 | 0.23 | 5.24 ± 1.97 | 2.53 ± 1.92 |
| 00033727006 | 57134.207 | 2.56 | 3.29 ± 0.40 | 0.84 ± 0.20 |
| 00033727007 | 57135.418 | 1.56 | 3.04 ± 0.49 | 1.35 ± 0.44 |
| 00033727008 | 571356.038 | 1.15 | 3.80 ± 0.64 | 0.64 ± 0.22 |
| 00033727010 | 57138.141 | 2.47 | 3.31 ± 0.41 | 1.12 ± 0.28 |
| 00033727011 | 57139.003 | 2.33 | 3.48 ± 0.44 | 1.36 ± 0.35 |
| 00033727012 | 57140.304 | 2.77 | 3.40 ± 0.40 | 1.20 ± 0.28 |
| 00033727013 | 57141.199 | 2.71 | 2.86 ± 0.37 | 1.21 ± 0.31 |
| 00033727014 | 57141.862 | 2.10 | 3.40 ± 0.45 | 0.91 ± 0.24 |
| 00033727015 | 57144.624 | 2.76 | 2.94 ± 0.38 | 0.69 ± 0.18 |
| 00033727017 | 57147.391 | 2.40 | 2.83 ± 0.38 | 1.70 ± 0.48 |
| 00033727018 | 57148.584 | 2.51 | 2.46 ± 0.37 | 0.84 ± 0.26 |
| 00033727019 | 57150.881 | 2.98 | 3.17 ± 0.36 | 1.15 ± 0.26 |
| 00033727020 | 57151.816 | 3.19 | 4.05 ± 0.40 | 1.04 ± 0.20 |
| 00033727021 | 57153.309 | 2.95 | 3.79 ± 0.56 | 0.65 ± 0.19 |
| 00033727022 | 57153.807 | 2.85 | 4.00 ± 0.42 | 0.74 ± 0.16 |
| 00033727023 | 57155.435 | 2.81 | 2.98 ± 0.37 | 1.15 ± 0.29 |
| 00033727024 | 57156.068 | 2.92 | 3.28 ± 0.39 | 0.86 ± 0.20 |
| 00033727025 | 57157.115 | 0.71 | 2.72 ± 0.69 | 1.27 ± 0.63 |

TABLE 3.13 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR89.

Sur la figure 3.9 sont représentés les taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV et le rapport de dureté en fonction de la phase.

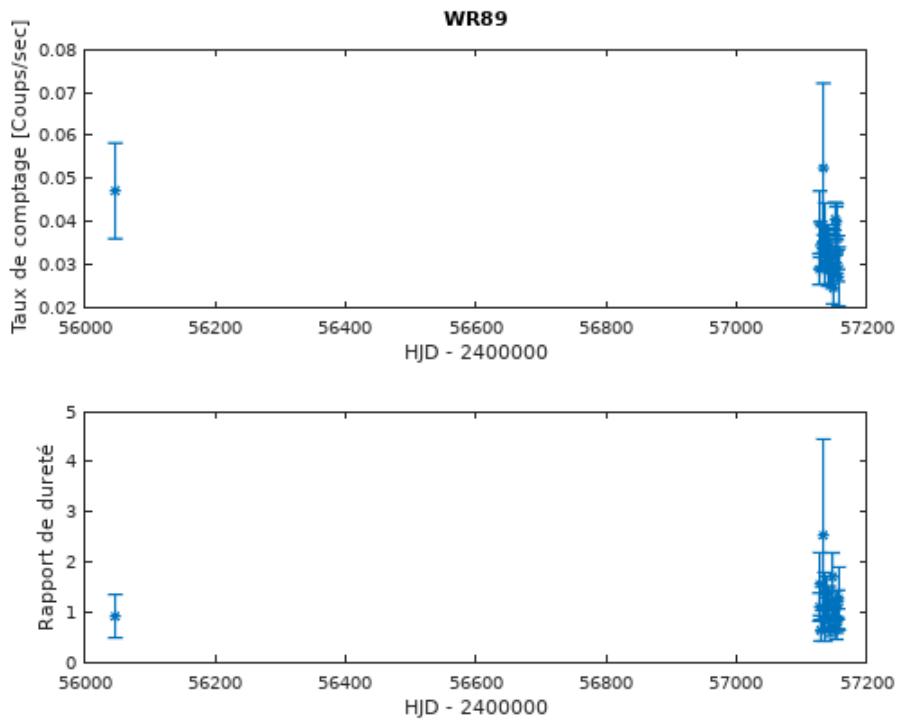


FIGURE 3.9 – Taux de comptage et rapport de dureté de WR89 en fonction du temps.

Le test de variabilité du taux de comptage et du hardness ratio nous donne respectivement un χ^2 de 23.1 et 20.5 alors que $F_{\chi^2(N-1)}^{-1}(1-\alpha)$ vaut 42.8. Par conséquent, il n'y a pas de variation significative pour les mesures de taux de comptage et du rapport de dureté pour les mesures faites par SWIFT.

| Paramètres | phabs*phabs*(apec+apec) | phabs*vphabs*(vapec+vapec) |
|---|-------------------------|----------------------------|
| $n_{H,ISM} [10^{22} cm^{-2}]$ | 1.17 | 1.17 |
| $n_{H,stellaire} [10^{22} cm^{-2}]$ | $0.12^{+0.05}_{-0.03}$ | $0.019^{+0.008}_{-0.010}$ |
| $kT_1 [\text{keV}]$ | $0.94^{+0.05}_{-0.05}$ | $0.93^{+0.05}_{-0.05}$ |
| $\text{norm}_1 [10^{-3}]$ | $1.9^{+0.02}_{-0.3}$ | $0.45^{+0.04}_{-0.05}$ |
| $kT_2 [\text{keV}]$ | $5.4^{+9.3}_{-2.7}$ | $5.4^{+11.9}_{-2.5}$ |
| $\text{norm}_2 [10^{-4}]$ | $1.8^{+1.6}_{-0.6}$ | $0.04^{+0.03}_{-0.01}$ |
| $\chi^2 (\chi^2/\text{dof})$ | 87.15(1.04) | 87.09(1.04) |
| $F_{0.5-10.0}^{Obs} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $7.2^{+0.9}_{-1.7}$ | $7.2^{+0.8}_{-1.8}$ |
| $F_{0.5-2.0}^{Obs} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $3.7^{+0.1}_{-0.5}$ | $3.7^{+0.1}_{-0.5}$ |
| $F_{2.0-10.0}^{Obs} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $3.5^{+0.9}_{-1.2}$ | $3.4^{+0.9}_{-0.8}$ |
| $F_{0.5-10.0}^{Dérouti} [10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $4.1^{+0.5}_{-0.9}$ | $4.1^{+0.5}_{-1.0}$ |
| $F_{0.5-2.0}^{Dérouti} [10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $3.5^{+0.1}_{-0.5}$ | $3.5^{+0.1}_{-0.5}$ |
| $F_{2.0-10.0}^{Dérouti} [10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $0.6^{+0.1}_{-0.2}$ | $0.6^{+0.1}_{-0.1}$ |
| $L_X [10^{33} ergs s^{-1}]$ | $5.3^{+3.5}_{-3.0}$ | $5.3^{+3.5}_{-3.2}$ |
| $\log(L_X/L_{Bol})$ | $-6.2^{+0.2}_{-0.4}$ | $-6.2^{+0.2}_{-0.4}$ |

TABLE 3.14 – Résultats des ajustements spectraux de WR89.

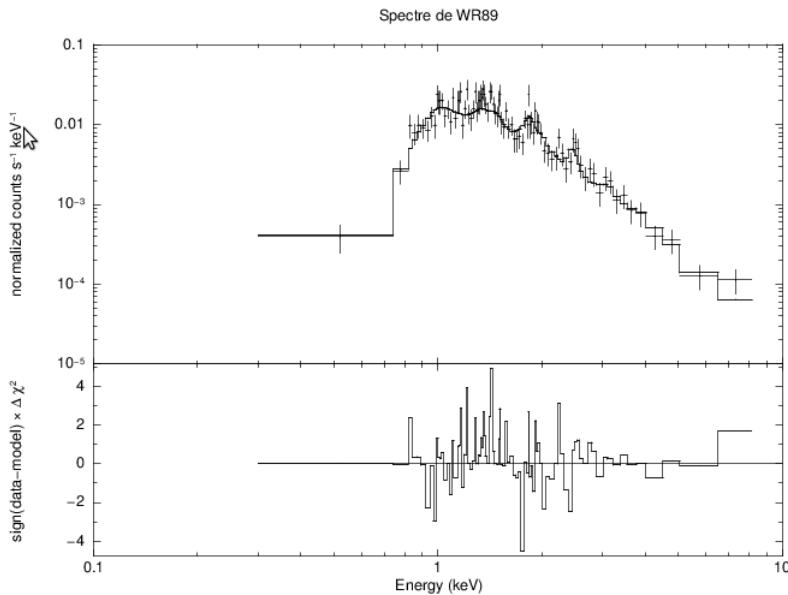


FIGURE 3.10 – Spectre de WR89 obtenu avec le modèle phabs*vphabs*(vapec+vapec) avec une abondance POWR.

Le flux en rayons X avait déjà évolué entre la première analyse faite par Pollock et al. (1995) et celle de Nazé et al. (2013) ($15.5 \times 10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}$)

en augmentant d'environ un ordre de grandeur. Aujourd'hui, le flux observé par SWIFT est en environ la moitié du flux de celui mesuré par Nazé et al. (2013) ce qui confirme que WR89 est un source variable à long terme dans la bande des rayons X. Cette variation pourrait s'expliquer par la présence d'une zone de collision de vents.

3.7 WR97

Les paramètres de WR 97 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN5 + O7 | 1 |
| Distance | 2.2 kpc [-0.2 kpc, +0.3 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 65.1 kK | 3 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.53 | 3 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.7 | 3 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 1900 km/s | 1 |
| Magnitude v | 11.14 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 0.68 mag | 1 |

TABLE 3.15 – Paramètres stellaires de WR97. Ref. 1 : van der Hucht (2000); 2 : Bailer-Jones et al. (2018); 3 : Hamann et al. (2019).

Dans la table 3.15, la température effective, la luminosité bolométrique et le taux de perte de masse sont obtenus en faisant la moyenne de toutes les WR de type WN5 fournies par Hamann et al. (2019).

WR 97 fait partie d'un système binaire de type SB2 dont les paramètres orbitaux sont donnés dans la table 3.16 :

| Paramètres | WR 97 | O7 |
|------------------------|----------------|----------------|
| Masse [M_\odot] | 2.3 | 4.1 |
| $a \sin i$ | 28.0 ± 1.0 | 14.8 ± 0.5 |
| $M \sin^3 i [M_\odot]$ | 2.3 ± 0.3 | 4.1 ± 0.6 |
| Période [jours] | 12.595 | |

TABLE 3.16 – Paramètres orbitaux du système binaire WR 97. Tiré de Niemela et al.(1995).

SWIFT a observé WR97 une seule fois. Les valeurs mesurées du taux de comptage et du rapport de dureté sont présentées dans la table 3.17.

WR97 n'a jamais été détectée dans la gamme des rayons X auparavant. Cette mesure constitue donc la première opportunité de calculer le flux F_X pour cette étoile.

| Obs Id | HJD - 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
|-------------|---------------------------|---------------------------------|---|-----------------|
| 00010064002 | 57865.461 | 3.7 | 3.96 ± 0.38 | 1.81 ± 0.36 |

TABLE 3.17 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR97.

L'unique mesure de WR97 faite par SWIFT possède un nombre de coups suffisant pour faire une analyse spectrale en Xspec. Les résultats des deux ajustements de spectre sont donnés dans la table 3.18.

| Paramètres | phabs*phabs*apec | phabs*vphabs*volec |
|---|------------------------------------|------------------------------------|
| $n_{H,ISM}$ [$10^{22}cm^{-2}$] | 0.72 | 0.72 |
| $n_{H,stellaire}$ [$10^{16}cm^{-2}$] | $2.0^{+0.8}_{-2.0}$ | 4^{+7341}_{-4} |
| kT [keV] | $3.6^{+1.5}_{-1.8}$ | $3.4^{+1.5}_{-1.2}$ |
| norm | $1.6^{+1.9}_{-0.2} \times 10^{-3}$ | $5.2^{+1.3}_{-0.5} \times 10^{-5}$ |
| χ^2 (χ^2/dof) | 14.08(1.56) | 14.06(1.56) |
| $F_{0.5-10.0}^{Obs}$ [$10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$] | $1.68^{+0.14}_{-1.21}$ | $1.62^{+0.14}_{-0.57}$ |
| $F_{0.5-2.0}^{Obs}$ [$10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$] | $0.45^{+0.03}_{-0.18}$ | $0.35^{+0.04}_{-0.12}$ |
| $F_{2.0-10.0}^{Obs}$ [$10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$] | $1.33^{+0.20}_{-0.89}$ | $1.27^{+0.18}_{-0.56}$ |
| $F_{0.5-10.0}^{Dérouti}$ [$10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$] | $2.60^{+0.22}_{-1.87}$ | $2.56^{+0.22}_{-0.90}$ |
| $F_{0.5-2.0}^{Dérouti}$ [$10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$] | $1.16^{+0.08}_{-0.46}$ | $1.18^{+0.13}_{-0.40}$ |
| $F_{2.0-10.0}^{Dérouti}$ [$10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$] | $1.44^{+0.22}_{-0.96}$ | $1.38^{+0.20}_{-0.61}$ |
| L_X [$10^{33} ergs s^{-1}$] | $1.5^{+0.5}_{-1.4}$ | $1.5^{+0.5}_{-0.8}$ |
| $\log(L_X/L_{Bol})$ | $-5.9^{+0.1}_{-1.1}$ | $-5.9^{+0.1}_{-0.4}$ |

TABLE 3.18 – Résultats des ajustements spectraux de WR97.

Dans la table 3.18, on voit que le spectre possède une composante chaude et un rapport des luminosités $\log(L_X/L_{Bol})$ élevé qui suggèrent la présence de collision d'une vents.

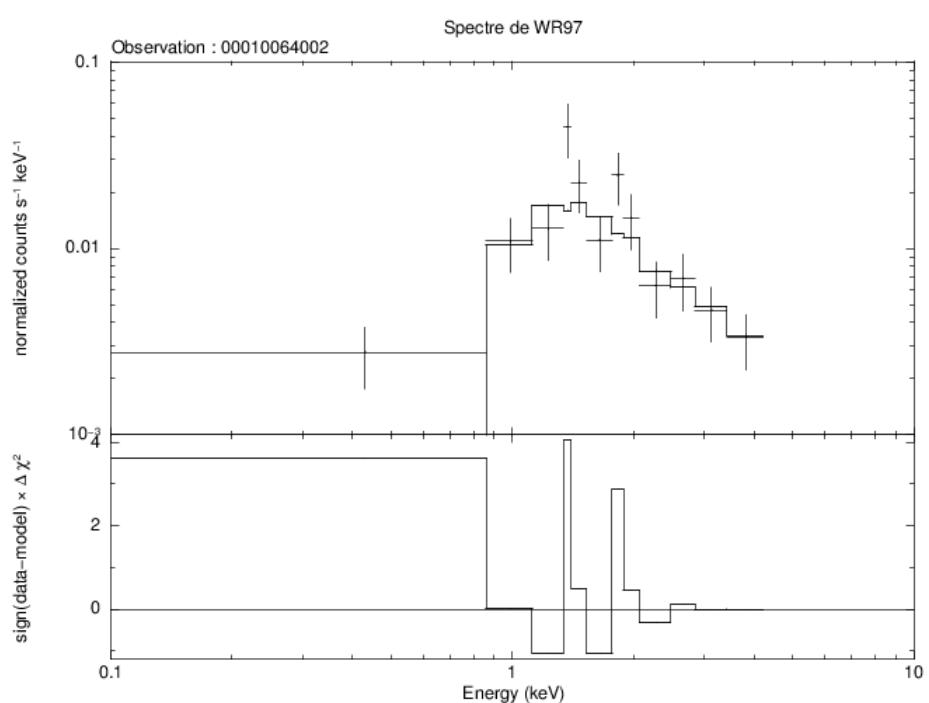


FIGURE 3.11 – Spectre de WR97 obtenu avec le modèle phabs*vphabs*vapec avec une abondance HE100.

3.8 WR102

WR 102 est l'une des quatre Wolf-Rayet de type spectral WO2 connues dans notre Galaxie. Cette étoile est dans sa phase ultime avant son explosion en supernovae. Selon Tamper et al. (2015) l'explosion de cette étoile en supernovae devrait se produire dans 1500 ans environ. Lors de sa découverte, cette étoile a d'abord été classée comme WR de type WC. Toutefois, le spectre de cette étoile présente une raie d'émission *OVI* importante : il s'agit donc bien d'une étoile de type WO. De telles étoiles se différencient fort des WR de type WC au niveau de leur composition chimique, elles contiennent en effet beaucoup plus d'oxygène ($X_O \approx 30\%$), elles ont une température beaucoup plus élevée ($T_\star \approx 200kK$) et des vents extrêmement rapides ($v_{\text{inf}} \approx 5000km/s$) (Sanders et al., 2012).

Les paramètres de WR102 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|---|------------------------------|------|
| Type spectral | WO2 | 1 |
| Distance | 2.7 kpc [-0.2 kpc, +0.2 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 200 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{\text{Bol}}/L_\odot)$ | 5.58 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -5.23 | 1 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 5000 km/s | 1 |
| Magnitude v | 15.1 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 1.08 mag | 1 |

TABLE 3.19 – Paramètres stellaires de WR102. Ref. 1 : Sander et al. (2019); 2 : Bailer-Jones et al. (2018); 3 : van der Hucht (2000).

La variabilité de WR102 n'a jamais été démontrée que ce soit pour la bande des rayons X, dans le visible, ou l'UV. Cette étoile est vraisemblablement isolée. Aucune étude de WR102 dans la bande des rayons X n'a été menée à l'heure actuelle. Grâce aux données SWIFT, nous fournissons dans ce travail la première détection dans la gamme des rayons X.

SWIFT a observé WR102 à deux reprises avec une seule détection. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.20.

Aucune des mesures ne possède un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS

| Obs Id | HJD - 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
|-------------|---------------------------|---------------------------------|---|-----------------|
| 00037918001 | 54895.860 | 0.36 | <2.61 | - |
| 00037918002 | 56230.734 | 0.83 | 2.13 ± 0.77 | 5.37 ± 5.88 |

TABLE 3.20 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR102.

pour calculer le flux dérougi de WR102 comme décrit à la section 2.7.2.

L'outil PIMMS nous donne un flux dérougi dont l'intervalle est de [1.6 - 2.3] $10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$ et un flux observé de [0.5 - 1.2] $10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$. Ces flux sont calculés sur base du taux de comptage mesuré et une absorption du milieu interstellaire n_H de $8.00 \cdot 10^{21} cm^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet de calculer la luminosité en rayons X dans la bande [0.5 - 10.0] keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[1.2 - 2.7] \times 10^{33} ergs s^{-1}$ ce qui est élevé pour une WR de type WO. En effet, WR142 qui est également de type WO2 a une luminosité en rayons X $L_X \approx 10^{31} ergs s^{-1}$ (Oskinova, 2016). Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle [-6.1; -5.8]. Ce rapport élevé signifie qu'il y a probablement une collision de vents. WR102 serait donc binaire.

Etant donné qu'aucune étude en rayons X de WR102 n'a été publiée, il n'est pas possible d'effectuer une comparaison. Les estimations de flux et de luminosité de cette étude sont donc les premières.

3.9 WR105

Les paramètres de WR105 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN9h | 1 |
| Distance | 1.8 kpc [-0.2 kpc, +0.3 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 35.5 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.89 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.4 | 1 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 800 km/s | 1 |
| Magnitude v | 8.15 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 2.15 mag | 1 |

TABLE 3.21 – Paramètres stellaires de WR105. Ref. 1 : Hamann et al. (2019) ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) ; 3 : van der Hucht (2000).

Ignace et al. (2000) estiment que le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique est de $\log(L_X/L_{Bol}) = -7.11$. Cette estimation se base sur les observations de l'instrument PSPC du satellite ROSAT sensible dans la bande [0.1 keV - 2 keV].

SWIFT a observé WR 105 à quatre reprises. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.22.

| Obs Id | HJD - 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
|-------------|---------------------------|---------------------------------|---|------------------|
| 00043802001 | 56207.489 | 0.52 | 1.60 ± 0.86 | 8.30 ± 14.30 |
| 00049689001 | 56449.918 | 0.79 | 1.17 ± 0.54 | 3.73 ± 3.96 |
| 00049689002 | 58537.792 | 1.10 | 0.62 ± 0.33 | - |
| 00049689003 | 58582.480 | 1.10 | 1.60 ± 0.44 | 1.30 ± 0.72 |

TABLE 3.22 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR105.

Sur la figure 3.12 sont représentés les taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV et le rapport de dureté en fonction du temps (HJD).

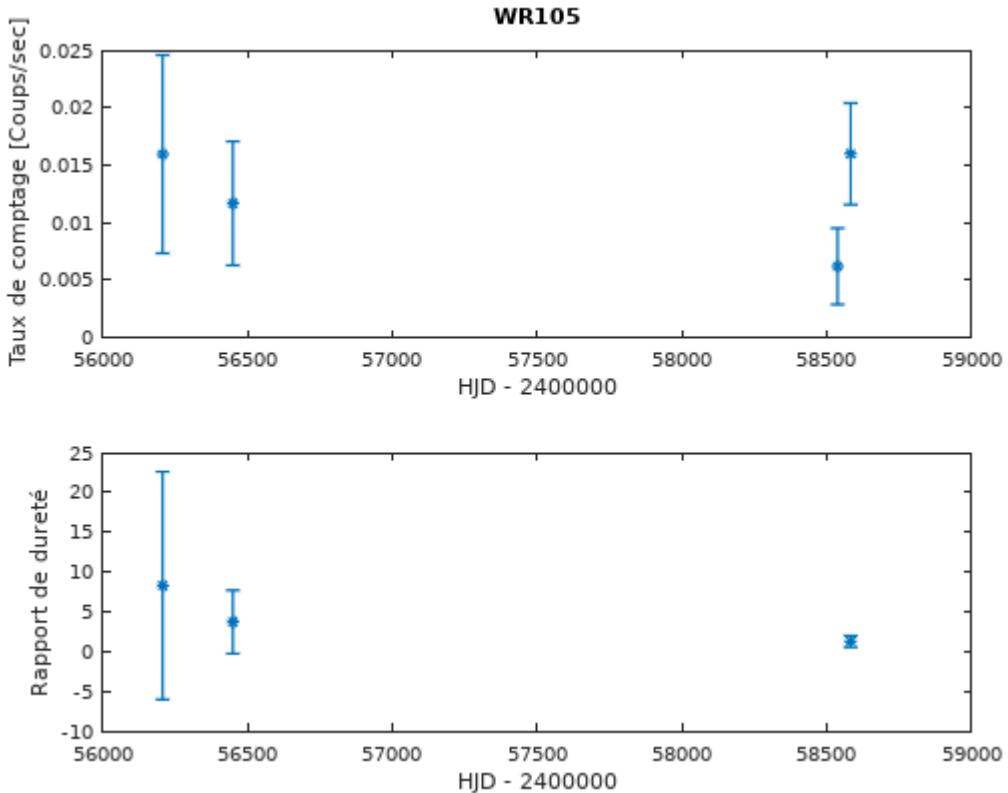


FIGURE 3.12 – Taux de comptage et rapport de dureté obtenus pour WR105.

Le test de variabilité du taux de comptage et du rapport de dureté nous donne respectivement un χ^2 de 3.7 et 7.5 alors que $F_{\chi^2(N-1)}^{-1}(1-\alpha)$ vaut 12.8. Par conséquent, il n'y a pas de variation significative pour les mesures du taux de comptage et du rapport de dureté.

Aucune des mesures ne possède un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux dérougi de WR105 comme décrit à la section 2.7.2.

L'outil PIMMS nous donne un flux observé et un flux dérougi dont les intervalles sont respectivement de $[0.3 - 0.7] \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et de $[1.0 - 3.1] \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ces flux sont calculés sur base d'un taux de comptage moyen pondéré $\langle TC \rangle$ de 1.05×10^{-2} coups/s et une absorption du milieu interstellaire n_H de $15.92 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet désormais de calculer la luminosité en rayons X dans la bande $[0.5 - 10.0]$ keV à l'aide de l'équation

(2.12). Ceci nous donne $[0.3 - 1.6] \times 10^{33} \text{ ergs s}^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle [-7.0 ; -6.3].

Etant donné qu'aucune étude en rayons X de WR105 n'a été publiée , il n'est pas possible d'effectuer une comparaison. Les estimations de flux et de luminosité de cette étude sont donc les premières.

Il est difficile de tirer une conclusion quant à la présence d'une étoile compagnon ou non. En effet on ne peut pas dire que la luminosité et le rapport de dureté soient particulièrement élevés ou faibles. De futures mesures des émissions en rayons X pourraient préciser si WR105 est binaire ou non.

3.10 WR110

Les paramètres de WR110 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN5-s | 1 |
| Distance | 1.6 kpc [-0.1 kpc, +0.1 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 70.8 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.51 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.2 | 1 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 2300 km/s | 1 |
| Magnitude v | 10.3 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 0.9 mag | 1 |

TABLE 3.23 – Paramètres stellaires de WR110. Ref.1 : Hamann et al. (2019) ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) ; 3 : van der Hucht (2000).

Chené et al. (2011) ont analysé des observations photométriques de WR110 faites pendant 30 jours par le microsatellite MOST (Microvariability and Oscillations of STars) dont les mesures sont représentées à la figure 3.13. Ces auteurs ont obtenu, via transformation de Fourier, une période de variation de 4.08 ± 0.55 jours.

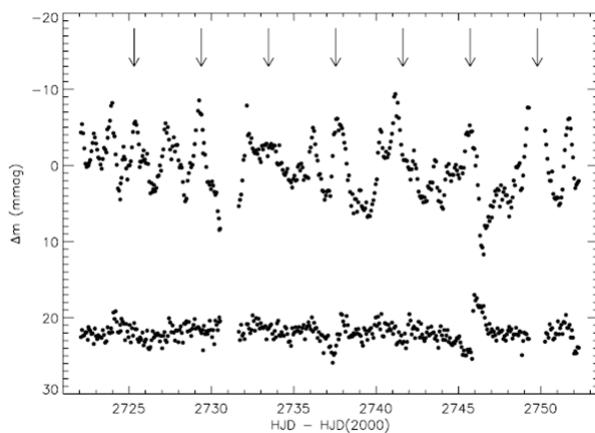


FIGURE 3.13 – Dessus : courbe de lumière MOST de WR 110 avec des bins de 101 minutes. Les lignes verticales indiquent les intervalles de la période de 4.08 jours en partant de $T_0 = HJD2454270.27$. Dessous : courbe de lumière MOST de HD 312657. Tiré de Chené et al. (2011).

Plusieurs causes peuvent être à l'origine de cette variation : une étoile compagnon, des pulsations ou la présence de CIR. Selon Chené et al. (2011), WR 110 n'est vraisemblablement pas un système binaire car l'analyse de la vitesse radiale ne montre aucune variation cohérente avec la période de 4.08 jours. Selon eux, les pulsations sont également peu probables car les variations de la courbe de lumière de la figure 3.13 sont très différentes d'une fonction sinusoïdale.

En 2001, XMM-Newton a observé WR110 pendant 7 heures consécutives. Les mesures ont été rapportées par Skinner et al. (2002). Ces auteurs ont mis en évidence deux composantes dans le spectre : l'une de température $kT = 0.55 \pm 0.07$ keV et l'autre de température $kT = 3.5\text{-}8.0$ keV. La luminosité observée dans la bande spectrale $[0.3\text{-}10.0]\text{keV}$ s'élève à $0.72 \cdot 10^{32} \text{ergs s}^{-1}$. Le spectre obtenu est représenté à la figure 3.14.

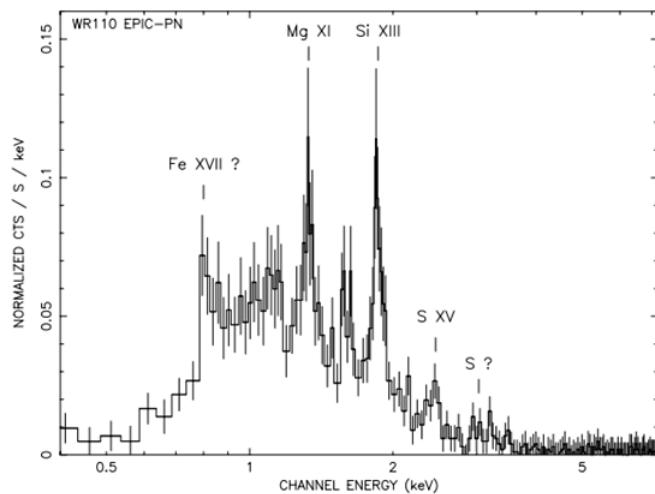


FIGURE 3.14 – Spectre EPIC-pn de WR 110 après soustraction de la contribution du fond de ciel. Tiré de Skinner et al. (2012).

Chené et al. (2011) font l'hypothèse que la composante chaude du spectre des rayons X est causée par la présence de CIRs et non une collision de vents mais les meilleurs cas de CIRs observés en X (zeta Pup (Nazé et al. 2018), lambda Cep (Rauw et al. 2015), ksi Per (Massa et al. 2014)) ne présentent pas de composante dure.

SWIFT a observé WR110 à onze reprises. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.24.

| Obs Id | HJD - 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
|-------------|---------------------------|---------------------------------|---|------------------|
| 00043904001 | 55979.924 | 0.79 | 1.08 ± 0.55 | 6.51 ± 9.14 |
| 00043911001 | 56196.790 | 0.49 | 0.99 ± 0.72 | - |
| 00033865001 | 57207.954 | 2.35 | 1.58 ± 0.31 | 1.42 ± 0.58 |
| 00033865003 | 57210.219 | 2.53 | 1.13 ± 0.25 | 2.56 ± 1.26 |
| 00033865004 | 57210.742 | 3.04 | 1.26 ± 0.23 | 2.25 ± 0.90 |
| 00033865005 | 57213.104 | 1.93 | 0.88 ± 0.28 | 0.50 ± 0.32 |
| 00033865006 | 57214.384 | 1.67 | 2.06 ± 0.41 | 1.40 ± 0.56 |
| 00033865007 | 57215.267 | 0.81 | 0.80 ± 0.44 | 8.42 ± 15.82 |
| 00033865008 | 57216.050 | 1.24 | 1.36 ± 0.37 | 0.83 ± 0.46 |
| 00033865009 | 57217.341 | 1.34 | 1.55 ± 0.39 | 0.96 ± 0.48 |
| 00033865010 | 57218.336 | 0.64 | 1.90 ± 0.70 | 1.64 ± 1.11 |

TABLE 3.24 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR110.

Sur la figure 3.15 sont représentés les taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV et le rapport de dureté en fonction du temps (HJD).

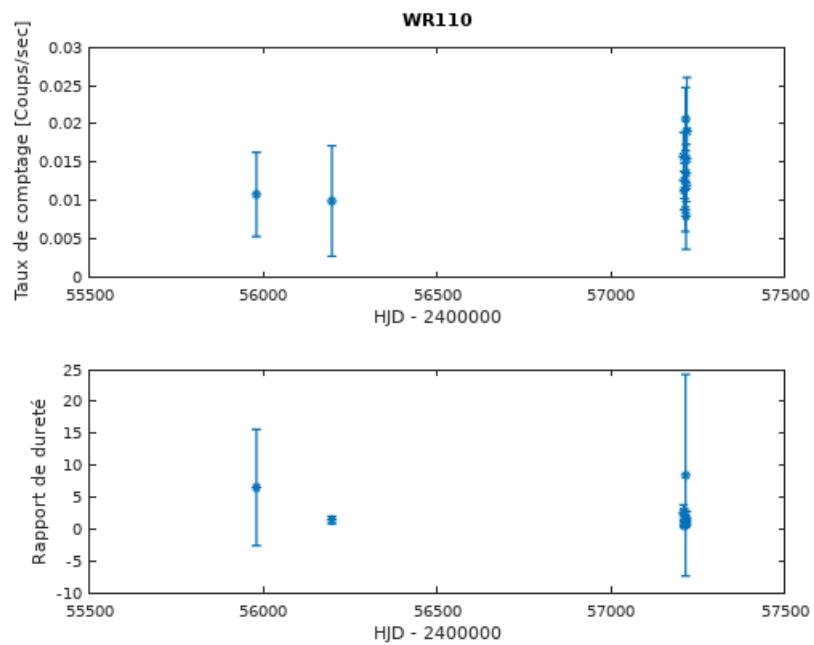


FIGURE 3.15 – Taux de comptage et rapport de dureté obtenus pour WR110.

Le test de variabilité du taux de comptage et du rapport de dureté nous donne respectivement un χ^2 de 9.6 et 8.8 alors que $F_{\chi^2(N-1)}^{-1}(1-\alpha)$ vaut 25.2. Par conséquent, il n'y a pas de variation significative pour les mesures du taux de comptage et du rapport de dureté.

Aucune des mesures ne possède un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Toutefois, la somme des coups des différentes observations est supérieure à 100. Puisque WR110 ne présente pas de variation significative du taux de comptage et du rapport de dureté, nous pouvons combiner les différentes observations et en analyser le spectre avec Xspec.

Les résultats de l'analyse de spectre sont présentés dans la table 3.25.

| Paramètres | phabs*phabs*apec | phabs*vphabs*vapc |
|---|------------------------------------|------------------------------------|
| $n_{H,ISM} [10^{22} cm^{-2}]$ | 0.67 | 0.67 |
| $n_{H,stellaire} [10^{22} cm^{-2}]$ | $1.2_{-0.2}^{+0.2}$ | $2.7_{-0.4}^{+0.4} \times 10^{-2}$ |
| $kT [keV]$ | $0.87_{-0.07}^{+0.1}$ | $0.87_{-0.1}^{+0.1}$ |
| norm | $1.6_{-0.3}^{+0.3} \times 10^{-3}$ | $4.8_{-1.0}^{+0.9} \times 10^{-5}$ |
| $\chi^2 (\chi^2/dof)$ | 19.40(1.39) | 20.62(1.47) |
| $F_{0.5-10.0}^{Obs} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $2.98_{-0.61}^{+0.22}$ | $2.94_{-0.53}^{+0.19}$ |
| $F_{0.5-2.0}^{Obs} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $1.42_{-0.27}^{+0.04}$ | $1.41_{-0.43}^{+0.07}$ |
| $F_{2.0-10.0}^{Obs} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $1.56_{-0.42}^{+0.08}$ | $1.53_{-0.50}^{+0.21}$ |
| $F_{0.5-10.0}^{Dérougi} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $5.01_{-1.03}^{+0.37}$ | $4.89_{-0.88}^{+0.32}$ |
| $F_{0.5-2.0}^{Dérougi} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $3.20_{-0.61}^{+0.09}$ | $3.11_{-0.95}^{+0.15}$ |
| $F_{2.0-10.0}^{Dérougi} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $1.82_{-0.49}^{+0.09}$ | $1.78_{-0.58}^{+0.24}$ |
| $L_X [10^{32} ergs s^{-1}]$ | $1.5_{-0.5}^{+0.3}$ | $1.5_{-0.5}^{+0.3}$ |
| $\log(L_X/L_{Bol})$ | $-6.9_{-0.1}^{+0.1}$ | $-6.9_{-0.1}^{+0.1}$ |

TABLE 3.25 – Résultats des ajustements spectraux de WR110.

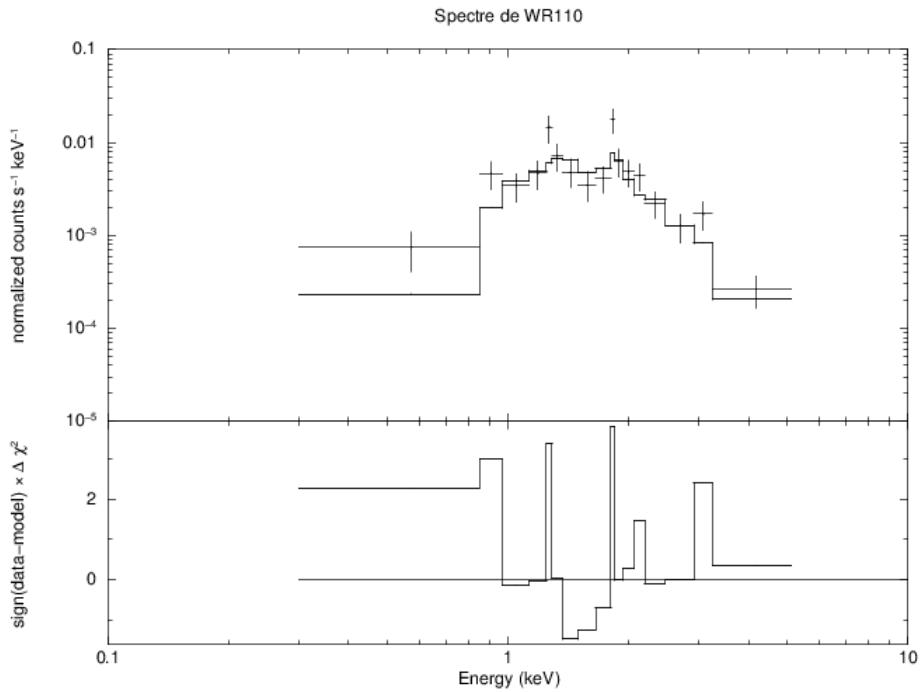


FIGURE 3.16 – Spectre de WR110 obtenu avec le modèle phabs*vphabs*vapec avec une abondance HE100.

Le flux observé par Skinner et al. (2002) converti dans la bande 0.5-10.0 keV est de $3.7 \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Notre étude des observations faites par SWIFT donne par contre un flux observé un peu inférieur à celui de Skinner et al. (2002). Skinner et al. (2002) ont montré la présence d'une composante chaude ($kT=3.5\text{-}8.0 \text{ keV}$) en émettant l'hypothèse que celle-ci est induite par une collision de vents. Skinner et al. (2002) n'ont toutefois pas pu montrer de variabilité dans l'émission de rayons X. Notre analyse démontre la présence de variation. Chené et al. (2011) ont pourtant montré que la variation photométrique ne pouvait être expliquée par le fait que WR110 soit binaire. Cependant, WR110 pourrait être une binaire de longue période qui n'aurait pas de rapport avec la variation photométrique à court terme observée par Chené et al.(2011).

3.11 WR121a

Les paramètres de WR 121a sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------|------|
| Type spectral | WN7 + OB ? | 1 |
| Distance | 6 kpc | 3 |
| Température effective, T_{eff} | 53.3 kK | 2 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.69 | 2 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.5 | 2 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 1440 km/s | 2 |
| Magnitude v | 38.49 mag | 1 |
| Extinction E(b-v) | 7.24 mag | 1 |

TABLE 3.26 – Paramètres stellaires de WR 121a. Ref. 1 : van der Hucht (2001) ; 2 : Hamann et al. (2019) ; 3 : Nguyen Luong et al.(2011).

Dans la table 3.26, la température effective, la luminosité bolométrique, le taux de perte de masse et la vitesse terminale sont obtenus en faisant la moyenne de toutes les WR de type WN7 analysées par Hamann et al. (2019). WR121a se situe dans l'amas W43.

D'après Aurora et al. (2020), WR 121a montre une variation dans son émission de rayons X avec une période de 4,1 déterminée en faisant une recherche de période sur les données. Ces auteurs ont basé leur étude sur une observation faite par XMM-Newton et neuf observations faites par Chandra. Aurora et al. (2020) ont ajusté un spectre pour l'observation faite par XMM-Newton uniquement. Ils ont obtenu, à l'aide d'un modèle phabs(ISM)*phabs*(apc + apec), des températures $kT_1 = 0.98 \pm 0.034 \text{ keV}$, $kT_2 = 3.55 \pm 0.69 \text{ keV}$ avec des absorptions $n_{H,ISM} = 6.5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ $n_H = 4.15 \pm 0.73 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et abondances de 0.8 ± 0.1 abondance solaire. Les flux corrigés par l'absorption interstellaire obtenus dans la bande d'énergie 0.3-10.0 keV varient entre 2.3 et $3.6 \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

SWIFT a observé WR 121a à une reprise. Les valeurs mesurées du taux de comptage et du rapport de dureté sont présentées dans la table 3.27.

L'observation ne possède pas un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux dérougi et le flux observé de WR121a comme décrit à la

| Obs Id | HJD-2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2} cts/s$) | HR |
|-------------|-------------------|---------------------------|---|----|
| 00044509001 | 56253.181 | 0.44 | 2.05 ± 0.93 | - |

TABLE 3.27 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR 121a.

section 2.7.2.

L'outil PIMMS nous donne un flux observé et un flux dérougi dont les intervalles sont respectivement $[0.7 - 1.9] 10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$ et de $[0.3 - 4.4] 10^{-11} ergs cm^{-2} s^{-1}$. Ces flux sont calculés sur base d'un taux de comptage moyen pondéré $\langle TC \rangle$ de $2.05 10^{-2}$ coups/s et une absorption du milieu interstellaire n_H de $53.61 10^{21} cm^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet de calculer la luminosité en rayons X dans la bande $[0.5 - 10.0]$ keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[0.2 - 1.9] 10^{35} ergs s^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle $[-5.1 ; -4.0]$.

Arora et al. (2020) fournissent un taux de comptage pour l'observation faite par XMM-Newton et il correspond au maximum de flux. Lorsque nous convertissons ce taux de comptage dans un taux de comptage SWIFT en mode PC, on obtient 1.87×10^{-2} coups/s. L'unique mesure faite par SWIFT est donc compatible avec ce maximum observé avec XMM-Newton. Le rapport des luminosités $\log(L_X/L_{Bol})$ très élevé confirme la présence d'une zone de collision de vents stellaires. WR121a, comme le montre Arora et al. (2020) est une étoile binaire.

3.12 WR137

WR 137 un système binaire composé d'étoiles de types WC8pd et O9. Le symbole "pd" dans le type spectral signifie que l'étoile WR montre des formations de poussière périodiques.

Les paramètres de WR102 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WC7pd + O9 | 1 |
| Distance | 2.1 kpc [-0.1 kpc, +0.1 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 30 kK | 3 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.43 | 3 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.34 | 3 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 1900 km/s | 1 |
| Magnitude v | 8.15 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 0.48 mag | 1 |

TABLE 3.28 – Paramètres stellaires de WR137. Ref.1 : van der Hucht (2001) ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) ; 3 : Richardson et al. 2016.

Les paramètres orbitaux du système sont donnés dans la table 3.29.

| Paramètres | WR 137 | O7 |
|----------------------------|-------------------|----------------|
| Masse [M_\odot] | 4.4 ± 1.5 | 20.0 ± 2.0 |
| $a \sin i$ [AU] | 12.0 ± 0.5 | 2.7 ± 0.6 |
| $M \sin^3 i$ [M_\odot] | 3.5 ± 1.0 | 15.3 ± 2.1 |
| γ [km/s] | -14.6 ± 0.9 | 5.4 ± 0.7 |
| K [km/s] | 27.9 ± 1.2 | 6.1 ± 1.3 |
| Période [jours] | 4766 ± 66 | |
| T_0 [JD] | 2450198 ± 186 | |
| ω [°] | 326 ± 15 | |
| e | 0.178 ± 0.042 | |

TABLE 3.29 – Paramètres orbitaux du système binaire WR 137 + O. Tiré de Lefèvre et al. 2005).

Zhekov (2015) a analysé des observations de XMM-Newton. Ce dernier a mesuré une luminosité en rayons X de $L_X = 5.7 - 6.8 \cdot 10^{-32} \text{ ergs s}^{-1}$ pour une distance de 2.38 kpc en dérougissante totalement.

Le spectre de WR 137 peut être approché par un spectre à deux composantes thermiques dont les paramètres sont donnés dans la table 3.30. Deux cas y sont considérés : le cas vapec où l'on fait l'hypothèse d'un plasma en équilibre d'ionisation dans la zone de collision et le cas vpshock où l'on considère que le plasma n'est pas en équilibre. Le spectre de WR137 avec les deux modèles proposés par Zhekov sont représentés à la table 3.30.

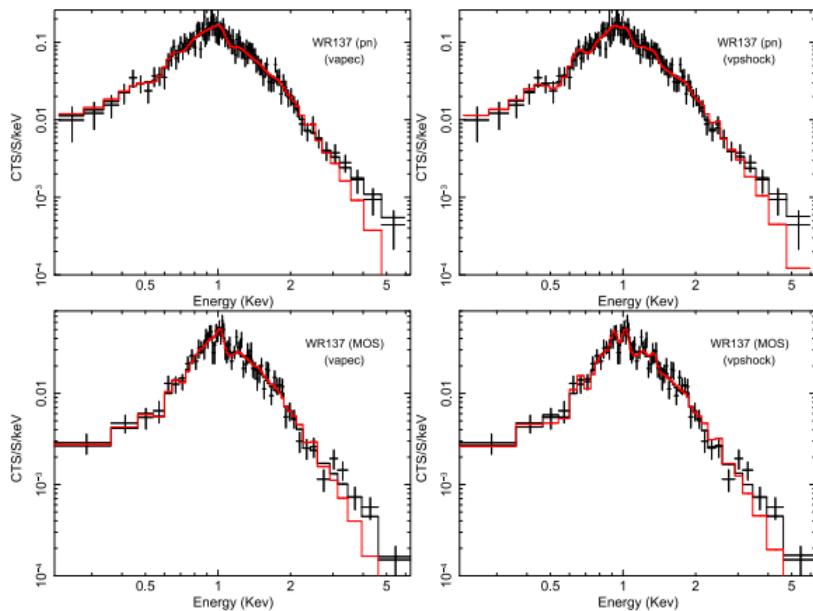


FIGURE 3.17 – Spectre de WR 137 pour lequel le fond de ciel diffus a été soustrait. Les modèles à deux composantes sont en noir tandis qu'en rouge sont représentés des modèles à une seule composante thermique. Tiré de Zhekov (2015).

SWIFT a observé WR 137 à six reprises dont 5 détections. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.31.

| Paramètres | 2T vapec | 2T vpshock |
|---|-----------------|-----------------|
| χ^2/dof | 119/162 | 118/160 |
| $n_H [10^{21} \text{ cm}^{-2}]$ | 4.66 ± 0.25 | 5.15 ± 0.58 |
| $kT_1 [\text{keV}]$ | 0.40 ± 0.02 | 0.37 ± 0.05 |
| $kT_2 [\text{keV}]$ | 2.11 ± 0.09 | 2.24 ± 0.51 |
| O | 0.03 ± 0.02 | 0.03 ± 0.01 |
| Ne | 0.12 ± 0.02 | 0.10 ± 0.03 |
| Mg | 0.07 ± 0.04 | 0.06 ± 0.03 |
| Si | 0.48 ± 0.24 | 0.34 ± 0.28 |
| Fe | 0.23 ± 0.09 | 0.26 ± 0.13 |
| $F_X [10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$ | $2.61 (8.37)$ | $2.62 (10.0)$ |
| $F_{X,\text{hot}} [10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$ | $1.01 (1.58)$ | $1.10 (2.03)$ |

TABLE 3.30 – Paramètres des modèles spectraux. F_X est le flux observé dans la bande d'énergie 0.5keV-10 keV, le flux totalement dérougi est donné entre parenthèse. $F_{X,\text{hot}}$ est le flux de la composante kT_2 . (Zhekov, 2015).

| Obs Id | HJD-2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV (10^{-2} cts/s) | HR |
|-------------|-------------------|---------------------------|---|-----------------|
| 00046349001 | 55903.423 | 1.60 | 0.27 ± 0.21 | - |
| 00046349002 | 56231.420 | 0.44 | 2.47 ± 1.08 | 0.40 ± 0.34 |
| 00046349003 | 56303.402 | 0.48 | <8.28 | - |
| 00046349004 | 56307.184 | 5.24 | 1.98 ± 0.25 | 0.30 ± 0.09 |
| 00046349005 | 56308.723 | 1.85 | 1.62 ± 0.36 | 0.28 ± 0.15 |
| 00032957001 | 56566.000 | 9.90 | 1.40 ± 0.13 | 0.34 ± 0.08 |

TABLE 3.31 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR137.

Sur la figure 3.18 sont représentés les taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV et le rapport de dureté en fonction de la phase.

Le test de variabilité du taux de comptage et du rapport de dureté nous donne respectivement un χ^2 de 33.7 et 2.9 alors que $F_{\chi^2(N-1)}^{-1}(1-\alpha)$ vaut 14.9. Par conséquent, il y a une variation significative pour les mesures de taux de comptage mais pas de variation significative pour le rapport de dureté.

Les observations 00046349004 et 00032957001 de WR137 faites par SWIFT possèdent un nombre de coups suffisant pour faire une analyse spectrale en Xspec. Toutefois, seul l'ajustement de spectre de la seconde converge vers

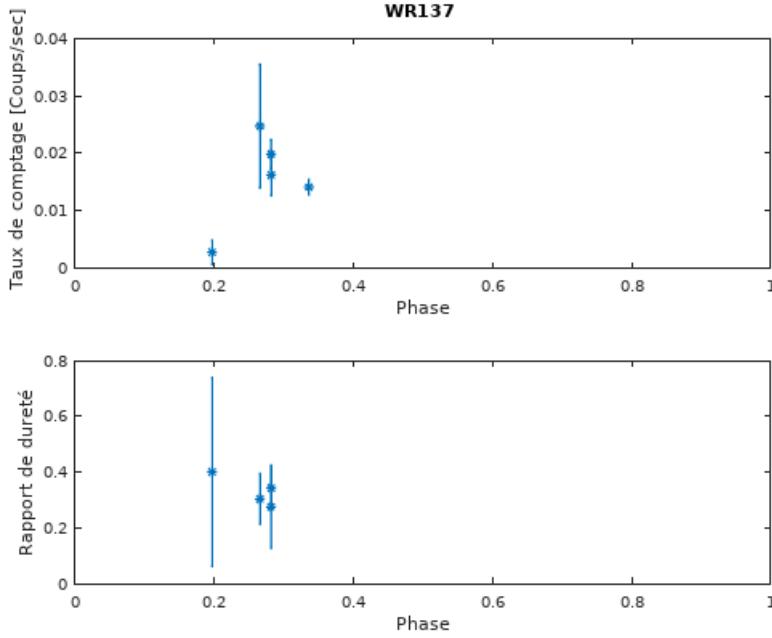


FIGURE 3.18 – Taux de comptage et rapport de dureté obtenus pour WR137 en fonction de la phase.

une solution. Les résultats de cet ajustement sont donnés dans la table 3.32.

| Paramètres | phabs*phabs*apec | phabs*vphabs*vapec |
|---|------------------------------|------------------------------------|
| $n_{H,ISM} [10^{22} cm^{-2}]$ | 0.36 | 0.36 |
| $n_{H,stellaire} [10^{22} cm^{-2}]$ | $0.58_{-0.11}^{+0.12}$ | $2.5_{-0.7}^{+0.8} \times 10^{-3}$ |
| kT [keV] | $0.59_{-0.14}^{+0.18}$ | $0.38_{-0.11}^{+0.26}$ |
| norm | $9_{-3}^{+7} \times 10^{-4}$ | $1.5_{-0.7}^{+1.6} \times 10^{-5}$ |
| $\chi^2 (\chi^2/\text{dof})$ | 15.80(1.58) | 12.58(1.26) |
| $F_{0.5-10.0}^{Obs} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $2.33_{-0.79}^{+0.11}$ | $2.27_{-1.14}^{+0.08}$ |
| $F_{0.5-2.0}^{Obs} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $1.93_{-0.61}^{+0.09}$ | $2.04_{-0.95}^{+0.02}$ |
| $F_{2.0-10.0}^{Obs} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $0.40_{-0.20}^{+0.01}$ | $0.23_{-0.17}^{+0.03}$ |
| $F_{0.5-10.0}^{Dérougi} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $4.68_{-1.59}^{+0.22}$ | $5.42_{-2.72}^{+0.19}$ |
| $F_{0.5-2.0}^{Dérougi} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $4.24_{-1.34}^{+0.20}$ | $5.17_{-2.40}^{+0.05}$ |
| $F_{2.0-10.0}^{Dérougi} [10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}]$ | $0.44_{-0.22}^{+0.01}$ | $0.26_{-0.19}^{+0.03}$ |
| $L_X [10^{32} ergs s^{-1}]$ | $2.5_{-1.1}^{+0.3}$ | $2.9_{-1.7}^{+0.4}$ |
| $\log(L_X/L_{Bol})$ | -6.6 $^{+0.1}_{-0.3}$ | -6.6 $^{+0.1}_{-0.4}$ |

TABLE 3.32 – Résultats des ajustements spectraux de WR137.

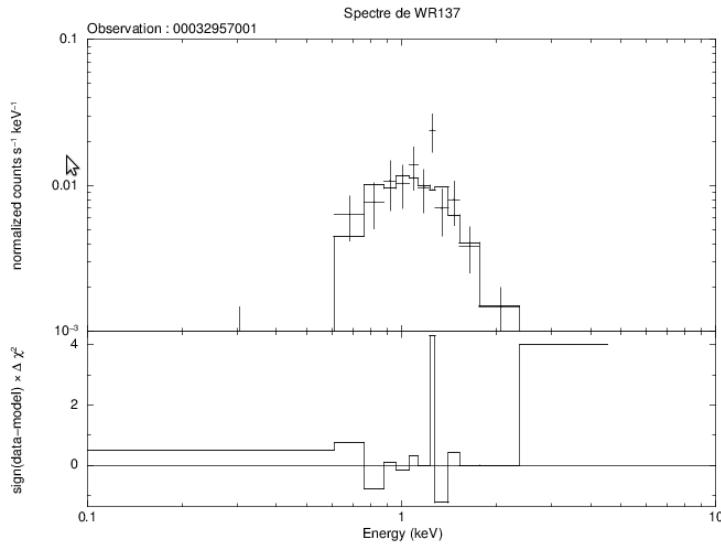


FIGURE 3.19 – Spectre de WR137 obtenu avec le modèle phabs*vphabs*vapec avec une abondance HE100.

Le flux observé dans la bande 0.5-10.0 keV obtenu par Zhekov (2015) se situe selon le modèle utilisé, dans l'intervalle $2.4\text{--}2.6 \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le flux observé mesuré par SWIFT dans cette même bande d'énergie est de $F_{0.5\text{--}10.0}^{Obs} = 2.27_{-1.14}^{0.08} \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La phase de l'observation analysée par Zhekov (2015) est de 0.34 tandis que celle de l'observation faite par SWIFT est de 0.20. Cette dernière étant plus proche du périastre, le flux en rayons X est plus absorbé que pour l'observation faite par XMM-Newton comme le montre les n_H des tables 3.30 et 3.32. Les propriétés observées sont donc bien compatibles avec la présence d'une collision de vents dans le système.

3.13 WR138

Les paramètres de WR 138 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN5o + O9 | 1 |
| Distance | 2.5 kpc [-0.3 kpc, +0.3 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 56 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.50 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.77 | 1 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 1200 km/s | 1 |
| Magnitude v | 8.1 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 0.52 mag | 3 |

TABLE 3.33 – : Paramètres stellaires de WR 138. Ref. 1 : Richardson et al.(2016) ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) ; 3 van der Hucht (2000).

WR 138 est un système binaire excentrique dont la période est de 1521 \pm 35 jours (Palate et al. 2013). Plusieurs satellites ont observé WR 138 dans la gamme des rayons X, à savoir XMM-Newton, Chandra et ROSAT. Palate et al. (2013) ont analysé l'ensemble de ces observations et ont pu ajuster différents modèles de spectre à une et deux composantes thermiques à chacune d'entre-elles dont les flux obtenus sont donnés dans la figure 3.21.

| HJD -2 440 000 | 2-T plasma model (10^{-13} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$) | | | | 1-T plasma +power-law model (10^{-13} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$) | | | |
|-------------------------|--|------------------|------------------|-------------------|---|------------------|------------------|-------------------|
| | $F_{x,s}^{corr}$ | $F_{x,m}^{corr}$ | $F_{x,h}^{corr}$ | $F_{x,tot}^{obs}$ | $F_{x,s}^{corr}$ | $F_{x,m}^{corr}$ | $F_{x,h}^{corr}$ | $F_{x,tot}^{obs}$ |
| <i>XMM-Newton</i> | | | | | | | | |
| 15 686.710 | 7.16 | 4.42 | 1.15 | 5.49 ± 0.18 | 6.87 | 4.33 | 1.97 | 5.60 ± 0.18 |
| 15 694.768 | 6.63 | 3.70 | 0.98 | 4.67 ± 0.17 | 6.58 | 3.54 | 1.22 | 4.91 ± 0.18 |
| 15 700.152 | 7.06 | 4.04 | 1.28 | 5.27 ± 0.16 | 6.58 | 3.78 | 1.04 | 4.83 ± 0.16 |
| <i>Chandra</i> | | | | | | | | |
| 15 213.113 ¹ | 8.51 | 4.24 | 0.87 | 5.30 ± 0.1 | 10.77 | 3.99 | 0.81 | 5.34 ± 0.1 |
| 15 213.113 ² | 8.40 | 4.10 | 0.95 | 5.26 ± 0.1 | | | | |
| <i>ROSAT</i> | | | | | | | | |
| 6928.585 ² | 9.97 | 4.91 | | 5.28 ± 0.58 | 10.73 | 4.70 | | 5.32 ± 0.59 |
| 9508.604 ² | 7.75 | 4.02 | | 4.23 ± 0.64 | 8.54 | 3.83 | | 4.29 ± 0.64 |

FIGURE 3.20 – $F_{x,s}^{corr}$, $F_{x,m}^{corr}$ et $F_{x,h}^{corr}$ sont les flux en rayons X corrigés de l'absorption du milieu interstellaire, respectivement dans la bande 0.5 – 1.0 keV, la bande 1.0 – 2.0 keV et la bande 2.0 – 10.0 keV. $F_{x,tot}^{obs}$ est le flux observé dans la bande 0.5-10.0 keV (0.5-2.0 keV dans le cas de la mission ROSAT).

¹ Correspond à l'ajustement spectral pour lequel la température est choisie comme paramètre libre. ² Correspond à l'ajustement spectral pour lequel la température est fixée. Tiré de Palate et al. (2013).

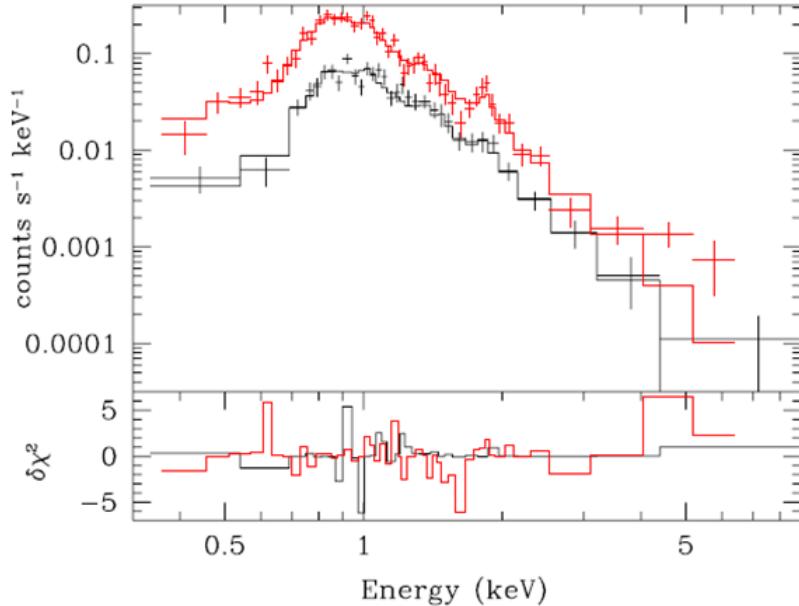


FIGURE 3.21 – Partie supérieure : spectre de WR 138 obtenu à partir des observations de XMM-Newton (instrument MOS2 et pn respectivement en noir et en rouge). Partie inférieure : différence par rapport au modèle divisé par l'erreur observée. Tiré de Palate et al. (2013).

Les rapports des luminosités dans la gamme des rayons X et bolométrique $\log(L_X/LBol)$ obtenus par Palate et al. (2013) sont dans le domaine [-6.6, -6.4].

Etant donné le faible nombre d'observations, Palate et al. (2013) ne peuvent montrer une variation de la luminosité en rayons X cohérente en fonction de la phase orbitale. Les auteurs rejettent l'hypothèse d'un système binaire compacte. Ceux-ci pensent que WR138 est un système binaire excéntré composé d'une WN5-6 et d'une étoile OB.

SWIFT a observé WR 138 à une reprise. Les valeurs mesurées du taux de comptage et du rapport de dureté sont présentées dans la table 3.34.

La mesure ne possède pas un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux observé et le flux dérougi de WR138 comme décrit à la section 2.7.2.

L'outil PIMMS nous donne un flux observé et un flux dérougi dont les intervalles sont respectivement de $[0.5 - 1.1] \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et de

| Obs Id | HJD- 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
|-------------|--------------------------|---------------------------------|---|-----------------|
| 00040153001 | 55635.353 | 1.08 | 2.14 ± 0.49 | 0.24 ± 0.14 |

TABLE 3.34 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR 138.

$[1.1 - 1.3] \times 10^{-12} ergs cm^{-2} s^{-1}$. Ces flux sont calculés sur base du taux de comptage de la mesure et une absorption du milieu interstellaire n_H de $3.55 \times 10^{21} cm^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet désormais de calculer la luminosité en rayons X dans la bande $[0.5 - 10.0]$ keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[0.6 - 1.2] \times 10^{33} ergs s^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle $[-6.3 ; -6.0]$.

Les flux observés mesurés par Palate et al. (2013) varient entre $4.2 \pm 0.6 \times 10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}$ et $5.5 \pm 0.2 \times 10^{-13} ergs cm^{-2} s^{-1}$. L'intervalle de flux que nous avons mesuré recouvre la valeur de flux maximum observé de Palate et al. (2013) mais pas la valeur minimum. Par conséquent, nous confirmons qu'il y a une variation du flux par rapport à la valeur minimum obtenue par Palate et al. (2013).

3.14 WR145

Les paramètres de WR 145 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN7/WCE | 1 |
| Distance | 1.5 kpc [-0.1 kpc, +0.1 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 150 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 5.61 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.49 | 1 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 1440 km/s | 1 |
| Magnitude v | 11.55 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 1.86 mag | 1 |

TABLE 3.35 – Paramètres stellaires de WR 145. Ref. 1 : Sander et al. 2019 ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) ; 3 van der Hucht (2000).

WR 145 est un système binaire dont le type spectral de la WR est WN7/WCE c.-à-d. que cette étoile est en transition entre le type WN7 et le type WCE. La deuxième étoile est de type O7. D'après Muntean et al. (2009), les masses des étoiles WR et O sont respectivement de $18 M_\odot$ et $31 M_\odot$. Grâce à l'analyse des vitesses radiales, Muntean et al. (2009) ont pu également déterminer la période de révolution et l'inclinaison du plan orbital qui sont respectivement de 22,55 jours et 63° .

Rauw et al. (2015) ont analysé une observation faite par Chandra dans la gamme des rayons X à l'aide de l'instrument ACIS-I. Ces auteurs ont ajusté un spectre thermique à une composante ayant une température $kT=1.59$ keV et des absorptions $n_{H,ISM} = 9.7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et $n_{H,wind} = 3.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le flux de rayons X corrigé de l'absorption interstellaire est de $6.5 \cdot 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2}$. Selon Rauw et al. (2015), la contribution de la zone d'interaction des vents dans l'émission en rayons X est plus faible que la contribution du compagnon de type O.

SWIFT a observé WR 145 à huit reprises dont deux détections. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.36.

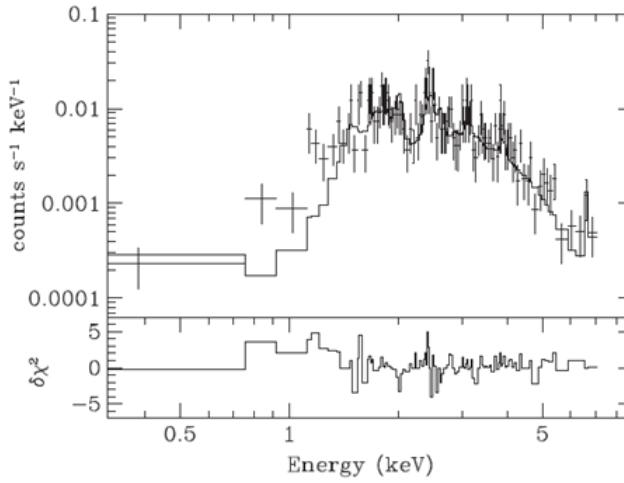


FIGURE 3.22 – Spectre et courbe de meilleur ajustement de WR145 obtenus par Rauw et al.(2015) après analyse d'une observation faite par l'instrument ACIS-I de Chandra. Tiré de Rauw et al. (2015).

| Obs Id | HJD- | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage | |
|-------------|------------------|---------------------------------|---|-----------------|
| | 2400000 jours | | dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
| 00053562002 | 53368.074 | 1.05 | 0.95 ± 0.43 | 1.97 ± 1.63 |
| 00053560003 | 53368.208 | 1.11 | 2.86 ± 0.59 | 3.79 ± 1.92 |
| 00031922004 | 55602.500 | 1.91 | <31.21 | - |
| 00053560040 | 56846.161 | 0.82 | <9.02 | - |
| 00059162001 | 57802.117 | 1.65 | <13.68 | - |
| 00059163001 | 57802.182 | 1.65 | <13.45 | - |
| 00059164001 | 57802.248 | 1.65 | <11.58 | - |
| 00031922052 | 57861.501 | 0.89 | <23.05 | - |

TABLE 3.36 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR 145.

Sur la figure 3.23 sont représentés les taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV et le rapport de dureté en fonction du temps (HJD).

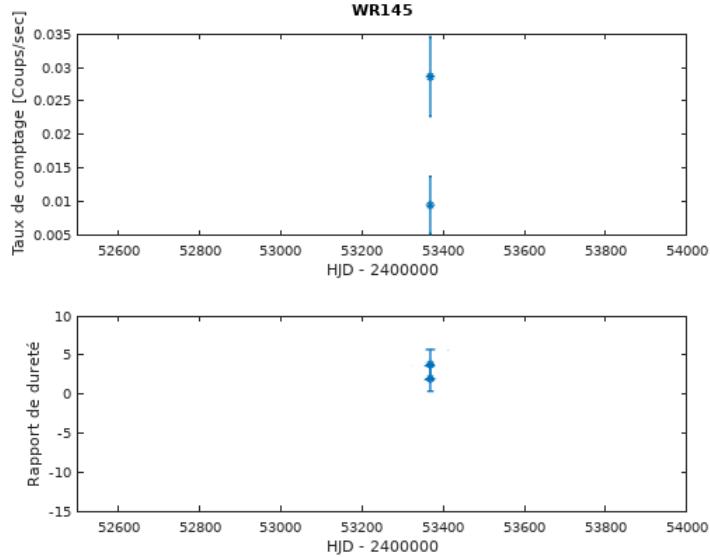


FIGURE 3.23 – Taux de comptage et rapport de dureté obtenus pour WR145.

Le test de variabilité du taux de comptage et du rapport de dureté nous donne respectivement un χ^2 de 6.9 et 0.5 alors que $F_{\chi^2(N-1)}^{-1}(1-\alpha)$ vaut 7.9. Par conséquent, il n'y a pas de variation significative pour les deux mesures.

Aucune des mesures ne possède un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux observé et le flux dérougi de WR145 comme décrit à la section 2.7.2.

L'outil PIMMS nous donne un flux observé et un flux dérougi dont les intervalles sont respectivement de $[0.4 - 1.0] \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et de $[1.5 - 3.7] \times 10^{-12} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ce flux est calculé sur base d'un taux de comptage moyen pondéré $\langle TC \rangle$ de 1.61×10^{-2} coups/s interstellaire n_H de $13.77 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet désormais de calculer la luminosité en rayons X dans la bande $[0.5 - 10.0]$ keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[0.3 - 1.1] \times 10^{33} \text{ ergs s}^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle [-6.7 ; -6.1].

L'intervalle de flux observé dans la bande d'énergie 0.5-10.0 kev par Zhekov (2012) est de $[4.6 - 6.3] \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ tandis que celui observé

par Rauw et al. (2012) est de $[5.33\text{--}5.39] \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'intervalle de flux que nous obtenons pour les observations de SWIFT englobe ceux de Zhekov (2012) et Rauw (2015). Par conséquent, il ne nous est pas possible, à l'aide du flux observé, de confirmer ou infirmer l'hypothèse de Zhekov (2012) selon laquelle l'émission en rayons X varie. Toutefois, le rapport des luminosités que nous obtenons est typique d'une collision de vents.

3.15 WR155

Les paramètres de WR 155 sont donnés dans la table ci-dessous :

| Paramètres | Valeurs | Ref. |
|--|------------------------------|------|
| Type spectral | WN6 + O9II-Ib | 1 |
| Distance | 3.0 kpc [-0.3 kpc, +0.3 kpc] | 2 |
| Température effective, T_{eff} | 57.2 kK | 1 |
| Luminosité bolométrique, $\log(L_{Bol}/L_\odot)$ | 4.7 | 1 |
| Taux de perte de masse, $\log(\dot{M}/M_\odot)$ | -4.5 | 1 |
| Vitesse terminale, v_∞ | 1400 km/s | 3 |
| Magnitude v | 8.75 mag | 3 |
| Extinction E(b-v) | 0.54 mag | 3 |

TABLE 3.37 – Paramètres stellaires de WR 155. Ref. 1 : Hamann et al. 2019 ; 2 : Bailer-Jones et al. (2018) 3 : van der Hucht 2000).

Dans la table 3.37, la température effective, la luminosité bolométrique et le taux de perte de masse sont obtenus en faisant la moyenne de toutes les WR de type WN6 fournies par Hamann et al. (2019).

WR 155 est un système binaire dont la période d'orbite est de 1.64 jours (Shao & Li, 2016). WR 155 et son compagnon de type O9 ont une masse respective de 24 et 30 fois la masse du soleil.

Skinner et al.(2015) ont analysé une observation de WR155 faite par Chandra. Ceux-ci ont ajusté un spectre à 2 composantes à l'aide d'un modèle 2T vapec avec des abondances stellaires ayant des températures $kT_1 = 7.59$ keV et $kT_2 = 1.82$ keV et une absorption interstellaire $n_H = 4.4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Le flux totalement dérougi dans la bande d'énergie 0.6-8.0 keV vaut $16.7 \cdot 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La luminosité dérougie, quant à elle, est de $10^{33.4} \text{ ergs s}^{-1}$,en considérant une distance de 3.5 kpc.

SWIFT a observé WR 155 à trois reprises. Les valeurs mesurées des taux de comptage et des rapports de dureté sont présentées dans la table 3.38.

On remarque directement dans la table 3.38 que la première observation possède un taux de comptage bien supérieur aux autres observations. On est alors tenté de croire que cette Wolf-Rayet varie dans le temps pour ce qui est de son émission en rayons X. Cependant, quand on étudie l'image asso-

| Obs Id | HJD- 2400000 jours | Temps d'exposition (ksec) | Taux de comptage dans la bande d'énergie 0.3-10 keV ($10^{-2}cts/s$) | HR |
|-------------|--------------------------|---------------------------------|---|-----------------|
| 00373674000 | 55128.919 | 2.38 | 15.76 ± 1.10 | 4.86 ± 0.90 |
| 00373674001 | 55129.463 | 2.70 | 0.34 ± 0.16 | 1.19 ± 1.02 |
| 00373674002 | 55129.940 | 2.67 | 0.52 ± 0.19 | 2.43 ± 1.78 |

TABLE 3.38 – Paramètres observés avec SWIFT pour WR 155.

ciée à cette observation, il apparaît clairement que la source X ne se trouve pas à la position de WR155 mais 105 arcsec au sud-est comme le montre la figure 3.24. Il s'agit en fait de GRB091024, qui était la cible de cette observation. L'observation 00373674000 ne sera donc plus considérée pour la suite de l'étude.

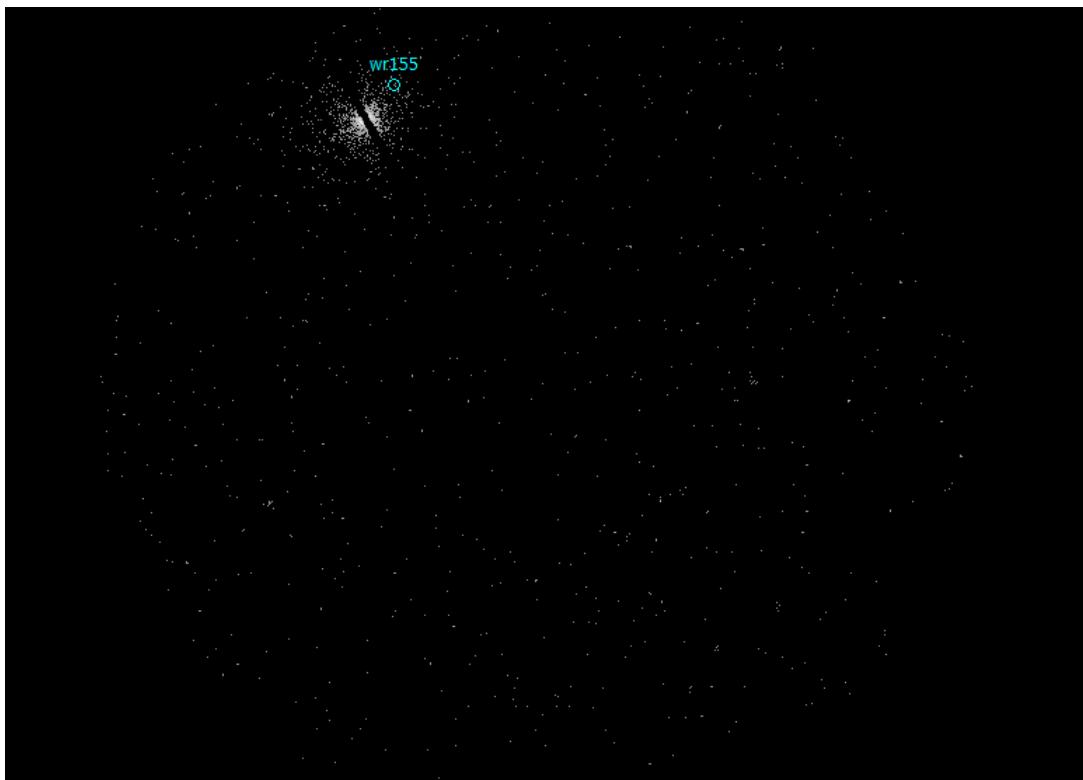


FIGURE 3.24 – Représentation de l'observation 0037367400 dans outil DS9.

Sur la figure 3.25 sont représentés les taux de comptage dans la bande

d'énergie 0.3-10 keV et le rapport de dureté en fonction du temps (HJD).

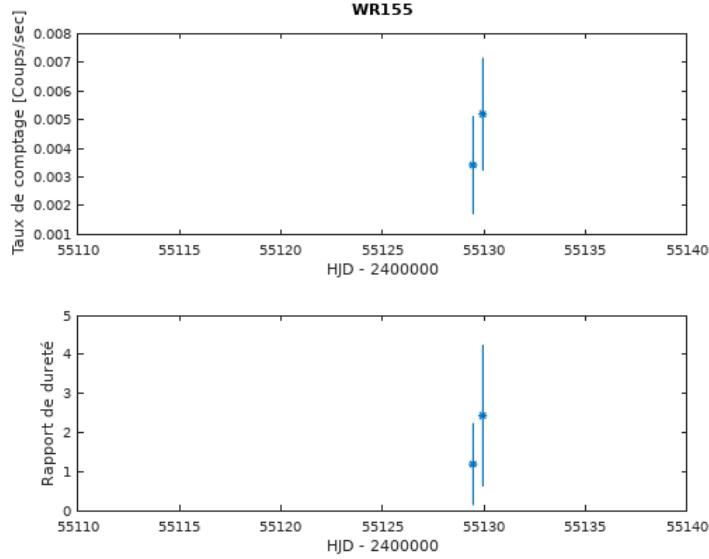


FIGURE 3.25 – Taux de comptage et rapport de dureté de WR155.

Le test de variabilité du taux de comptage et du hardness ratio nous donne respectivement un χ^2 de 0.5 et 0.4 alors que $F_{\chi^2(N-1)}^{-1}(1-\alpha)$ vaut 7.9. Par conséquent, il n'y a pas de variation significative pour ces deux mesures.

Aucune des mesures ne possède un nombre de coups suffisant pour analyser le spectre à l'aide de Xspec. Par conséquent, nous utilisons l'outil PIMMS pour calculer le flux observé et le flux dérougi de WR155 comme décrit à la section 2.7.2.

L'outil PIMMS nous donne un flux observé et un flux dérougi dont les intervalles sont respectivement de $[0.9 - 2.1] \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et de $[2.3 - 2.5] \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ce flux est calculé sur base d'un taux de comptage moyen pondéré $\langle TC \rangle$ de 4.18×10^{-3} coups/s et d'une absorption du milieu interstellaire n_H de $4.00 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

La connaissance du flux dérougi nous permet de calculer la luminosité en rayons X dans la bande $[0.5 - 10.0]$ keV à l'aide de l'équation (2.12). Ceci nous donne $[2.0 - 3.3] \times 10^{32} \text{ ergs s}^{-1}$. Le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ se situe dans l'intervalle [-6.0 ; -5.8]. Ce rapport des luminosités élevé montre la présence d'une

zone de collision de vents.

Selon le modèle d'ajustement utilisé, Skinner et al. (2015) obtiennent un flux observé dans la bande d'énergie 0.5-10.0 keV de $2.00\text{-}2.09 \times 10^{-13} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'intervalle de flux que nous obtenons englobe celui de Skinner et al. (2015). Nous ne pouvons donc pas confirmer que la luminosité en rayons X varie.

Chapitre 4

Analyse globale

Parmi les quinze Wolf-Rayet étudiées, cinq le sont pour la première fois dans la bande des rayons X. Quatre d'entre-elles, à savoir WR19, 84, 97 et 102, possèdent un rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique $\log(L_X/L_{Bol})$ élevé (> -6.5) ce qui suggère la présence d'une collision de vents dans ces systèmes. WR19 est déjà connue pour être une binaire et les trois autres sont considérées comme probablement binaires, ce qui serait cohérent avec l'interprétation "collision de vents". De plus, concernant WR102, étoile de type WO2, sa luminosité en rayons X est deux ordres de grandeur supérieure à la luminosité de l'unique autre WO2 observée en rayons X, à savoir WR142. Par conséquent, l'intensité du rayonnement X de WR102 n'est certainement pas liée uniquement à l'émission intrinsèque du vent stellaire mais nécessite un phénomène supplémentaire comme une collision de vents. Quant à WR105, la cinquième WR de cette étude pour laquelle l'analyse en rayons X est une première, l'intervalle du rapport des luminosités est de [-7.0 ; -6.3]. Pour cet intervalle, il est difficile de dire si l'émission en rayons X est uniquement intrinsèque au vent stellaire ou si une collision de vents est présente.

Pour les dix autres WR étudiées dans ce mémoire, des observations X précédentes existaient. Lors de la comparaison des flux et des taux de comptage avec la littérature, nous confirmons la variation de l'émission en rayons X de WR65, 89, 137 et 138 et découvrons la variation de WR110. Une telle variation est attendue pour des systèmes à collision de vents. Par contre, WR1, 7, 121a, 145 et 155, ne montrent pas de variation significative dans la limite de la précision de nos données. La variabilité dans le domaine des rayons X a cependant déjà été démontrée pour WR121a, 145 et 155 avec des données plus précises et couvrant une gamme de phases orbitales plus large. Le rapport des luminosités de WR7 est petit ce qui signifie qu'elle est proba-

blement isolée. Par contre WR1 a un rapport des luminosités de [-6.4 ;-6.2], ce qui est élevé pour une étoile isolée. Par conséquent, soit WR1 est isolée et possède une source additionnelle de rayons X puissante et constante, soit elle est binaire et les mesures faites par SWIFT et XMM-Newton l'ont été à des phases similaires.

Un cas intéressant est celui de WR110. Pour cette étoile, Skinner et al. (2002), avaient observé une composante chaude mais n'avaient pas pu, à l'époque, prouver la variabilité de la luminosité en rayons X. Plus tard, Chené et al. (2011) ont montré que WR110 varie photométriquement avec une période de 4.08 jours mais rejettent l'hypothèse que cette variation soit causée par la présence d'un compagnon. A présent, notre étude confirme une variation de la luminosité en rayons X. WR110 pourrait donc bien être une étoile binaire de longue période (qui n'a pas d'influence sur la variation photométrique de courte période observée par Chené et al. (2011)).

Un ajustement spectral a pu être mené pour quatre WR, ce qui fournit des renseignements bien plus précis qu'un simple taux de comptage. Pour chacune d'elles, deux modèles d'abondance ont été utilisés, à savoir un modèle d'abondance solaire et un modèle d'abondance propre au type de l'étoile considérée. On remarque que, quel que soit le modèle utilisé, les flux, luminosités et températures ne varient que très peu. Lors de cet ajustement, nous avons obtenu pour chaque spectre une température et une absorption locale. Examinons si ces paramètres sont fonction des paramètres de la WR.

Tout d'abord, analysons si le taux de perte de masse influence la densité du vent stellaire. On peut intuitivement penser que, à vitesse terminale égale : plus le taux de perte de masse augmente, plus la densité du vent stellaire augmente donc plus l'absorption locale est grande. Sur la figure 4.1, on remarque qu'il y a une corrélation moyenne entre la perte de masse et l'absorption stellaire avec un coefficient de corrélation de 0.76. Il faut toutefois relativiser le résultat car l'échantillon est petit et l'erreur pour WR97 est très grande.

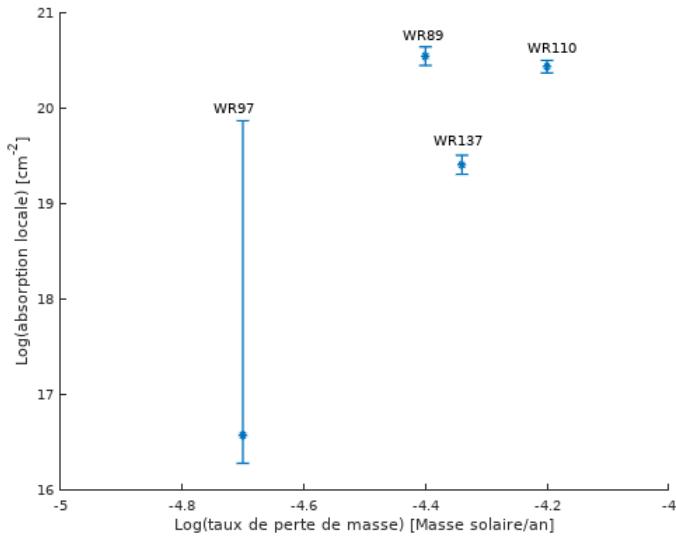


FIGURE 4.1 – Représentation de l'absorption locale en fonction du taux de perte de masse.

Nous avons vu plus haut que lorsqu'on a une collision de vent, le spectre est composé de plusieurs composantes. Les composantes froides sont le fruit des collisions intrinsèques du vent tandis que les composantes chaudes sont produites par la collision de vents. Intuitivement, on peut penser que plus l'énergie cinétique du vent est grande et plus la chaleur transmise au plasma de la zone de choc sera élevée et donc plus la température de la composante chaude sera grande. Vérifions s'il existe un lien entre la température de la composante chaude du spectre et la vitesse terminale. La figure 4.2 représente les températures des ajustements obtenus via Xspec en fonction de la vitesse terminale. On remarque tout de suite que WR97 et 89 possèdent une composante chaude dans leurs spectres X tandis que WR110 et 137 ont des composantes froides. Malheureusement, pour WR110 et 137, les coups enregistrés sont en nombre trop faible pour pouvoir ajuster un modèle à deux composantes. Un faible nombre de bins engendre une faible résolution du spectre et donc un bruit important. Il est alors difficile de pouvoir distinguer plusieurs composantes d'émission.

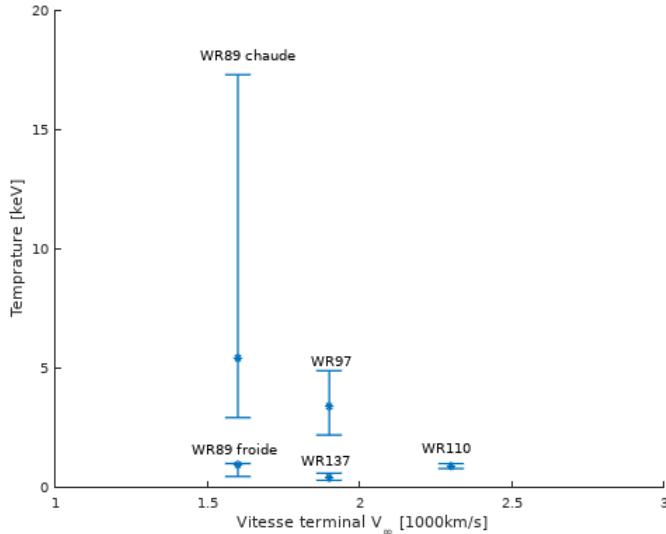


FIGURE 4.2 – Température en fonction de la vitesse terminale.

La figure 4.3 représente la luminosité en rayons X en fonction de la luminosité bolométrique ainsi que le rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique obtenus pour chaque WR en fonction de la luminosité bolométrique.

Parmi les WR analysées, neuf d'entre-elles ont un rapport des luminosités supérieur à -6.5. C'est le cas de WR65, 89, 121a, et 138 pour lesquelles nous avons également montré une variation significative du flux observé. C'est également le cas de WR97, dont c'est la première analyse en rayons X, pour laquelle l'ajustement de spectre montre une composante chaude. WR155 et WR121a pour lesquelles la variation en X est connue font aussi partie de ces WR dont le rapport des luminosités est supérieur à -6.5. Les trois autres sont WR84 et WR19, dont c'est la première analyse dans la gamme des rayons X et WR1 dont la variabilité n'est pas démontrée.

On remarque que le rapport des luminosités de WR121a est particulièrement élevé. Un tel rapport n'avait jusqu'à présent jamais été mesuré. Rappelons que la luminosité bolométrique de l'étoile n'est pas connue. La luminosité utilisée dans cette étude est la moyenne des luminosités de toutes les WR du même type données dans Hamann et al. (2019). Au vu du rapport des luminosités, il est très probable que la luminosité bolométrique de WR121a ait été sous-estimée.

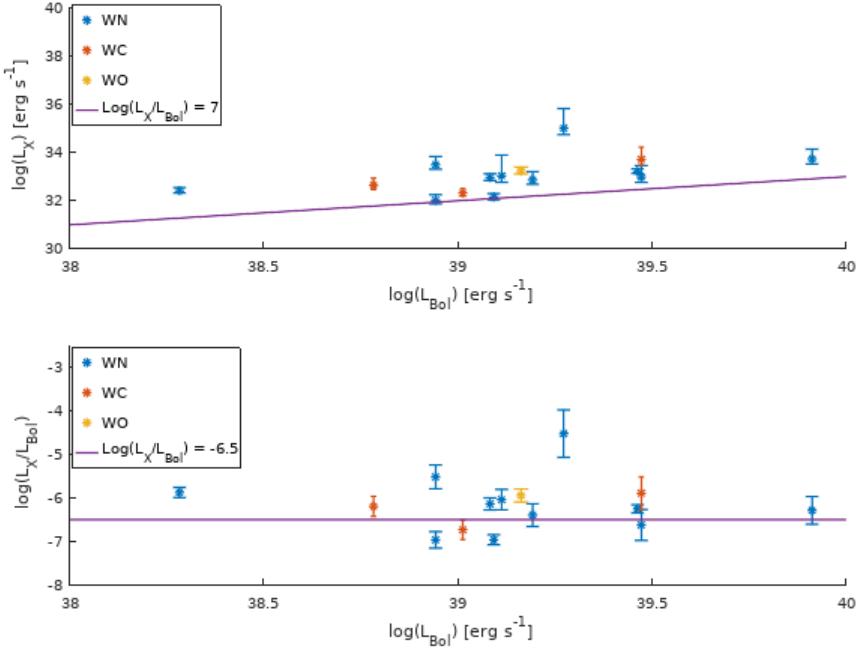


FIGURE 4.3 – Luminosité en rayons X en fonction de la luminosité bolométrique (haut) et rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique en fonction de la luminosité bolométrique (bas).

Sur la figure 4.3 on remarque également une faible corrélation (coefficient de corrélation = 0.51) entre la luminosité L_X et la luminosité bolométrique.

Dans le cas de WR possédant un compagnon, nous pouvons, comme le fait Zhekov (2012), vérifier quantitativement si les chocs des zones de collision des vents sont plutôt radiatifs ou en expansion adiabatique.

Tout d'abord, pour un cas hautement radiatif, la luminosité en rayons X de la zone de collision des vents est limitée supérieurement par la luminosité du vent $L_{Vent} = 0.5\dot{M}v_\infty^2$ c.-à-d. que toute l'énergie cinétique du vent est transformée en énergie de rayonnement X. La luminosité L_X ne sera évidemment jamais tout à fait égale puisque, la zone de collision des vents étant un cône, plus on s'écarte du sommet moins l'énergie cinétique du vent est transformée en chaleur car le vecteur vitesse n'est plus perpendiculaire au choc.

Essayons de voir si, parmi les étoiles binaires analysées, certaines présentent un choc radiatif. Pour ce faire jetons un oeil sur le diagramme de la

figure 4.4 qui illustre la luminosité L_X en fonction de la luminosité du vent L_{Vent} de chaque étoile.

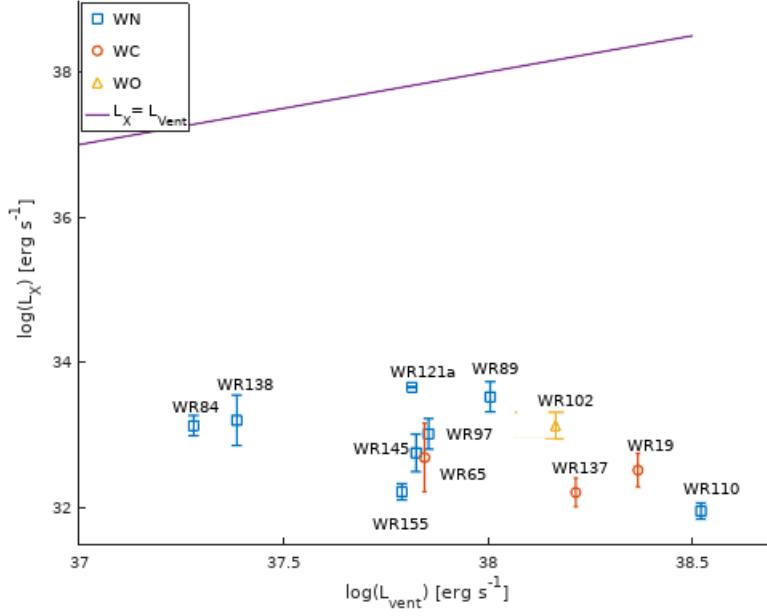


FIGURE 4.4 – Luminosité L_X en fonction de la luminosité L_{Vent} . La droite violette représente la limite supérieure de la luminosité L_X .

On remarque sur cette figure que les luminosités L_X sont 10^3 à 10^6 fois plus faible qu'une transformation parfaite représentée en violet sur la figure. Par conséquent, l'efficacité de transformation de l'énergie cinétique en rayonnement X est très faible. Le fait que la zone de choc est en forme de cône ne peut pas expliquer à lui seul un rapport d'efficacité si faible, et donc les collisions observées seraient de nature adiabatique confirmant les conclusions de Zhekov (2012). De plus, comme pour Zhekov (2012), nous n'observons pas de corrélation entre la luminosité L_X et la luminosité du vent L_{Vent} pour notre échantillon d'étoiles. En effet, le coefficient de corrélation est de -0.51.

Pour les chocs adiabatiques, nous savons que la luminosité L_X suit la relation $L_X \propto \dot{M}^2 v_\infty^{-3.2} P^{-2/3}$. Notons ce deuxième membre par C_{CSW} (Zhekov 2012). La figure 4.5 montre l'évolution de la luminosité L_X en fonction de C_{CSW} . La corrélation entre la luminosité L_X et le paramètre C_{CSW} s'avère cependant très faible (coefficient de corrélation de seulement 0.22). Nos étoiles ne semblent donc pas suivre un comportement adiabatique typique non plus.

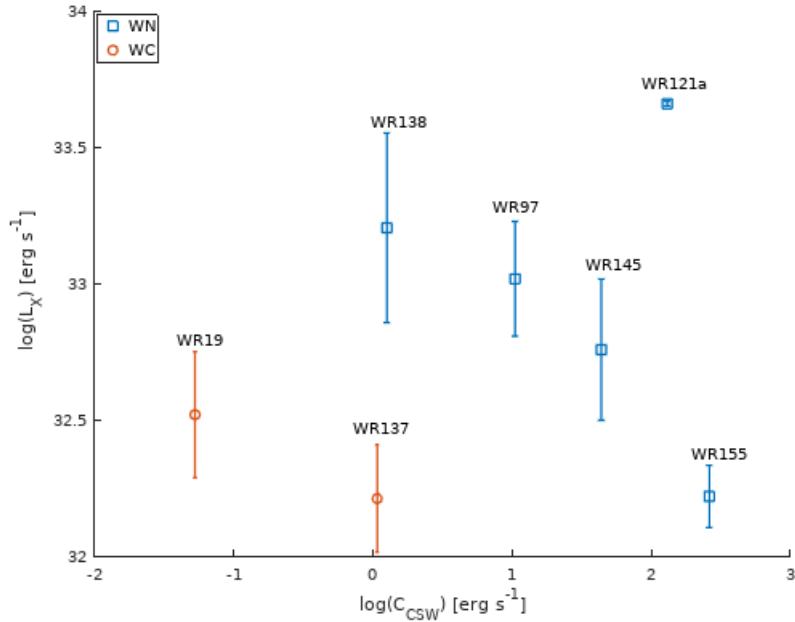


FIGURE 4.5 – Luminosité L_X en fonction de C_{CSW} pour les étoiles binaires dont la période est connue.

Zhekov (2012), pour son échantillon de WR binaires à courte période, n'a pas observé de corrélation entre la luminosité X et la luminosité du vent mais a pu montrer qu'il y avait une corrélation entre la luminosité X et le paramètre CSW. Avec notre échantillon de binaires pour lesquelles nous connaissons la période, nous n'observons aucune corrélation que ce soit entre la luminosité X et la luminosité du vent ou entre la luminosité X et le paramètre CSW. Nous ne pouvons donc pas conclure, comme le fait Zhekov (2012), que les zones de collision des vents sont certainement adiabatiques.

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

Ce mémoire a permis de caractériser les propriétés X de quinze étoiles de type Wolf-Rayet. Cinq d'entre-elles ont été analysées pour la première fois dans la gamme des rayons X. Pour celles-ci, nous n'obtenons pas de variation significative du taux de comptage malgré un rapport de luminosité élevé (pour WR84, 97 et 102 nous n'avons qu'une seule mesure). De futures analyses seront nécessaires pour confirmer la présence d'une zone de collision dans ces objets.

Nous avons vérifié s'il existait dans notre échantillon des corrélations entre :

- l'absorption locale et le taux de perte de masse ;
- la température du plasma en fonction de la vitesse terminale ;
- la luminosité en rayons X et la luminosité du vent ;
- la luminosité en rayons X et le paramètre C_{CSW} défini par Zhekov (2012).

Seule une corrélation moyenne entre l'absorption locale et le taux de perte de masse a été observée mais sur un échantillon faible, requérant confirmation.

Parmi les 15 Wolf-Rayet étudiées, WR65, 89, 121a, 137, 138, 145 et 155 possèdent certainement une collision de vents. En effet, toutes ces étoiles présentent une composante chaude dans leur spectre, une variabilité significative du flux et un rapport entre la luminosité en rayons X et la luminosité bolométrique élevé.

WR1 et WR97 possèdent toutes les deux une composante chaude dans leur spectre et un rapport des luminosités élevé. La variabilité de leurs émis-

sions en rayons X n'a cependant pas encore été observée (une seule observation en rayons X est disponible pour WR97). Elles sont probablement binaires mais d'autres observations devront constater une variabilité significative du flux, cohérente avec la phase orbitale, pour en être certain.

WR7 possède une composante chaude dans son spectre mais son rapport des luminosités est faible (≈ -7) et son émission X ne semble pas varier. Elle est, par conséquent, probablement isolée. La présence d'une composante chaude peut être expliquée par une absorption locale importante.

WR19, 84, 102 et 105 ont un rapport des luminosités élevé, typique d'une collision de vents. La variabilité n'a cependant pas encore pu être prouvée et aucun ajustement de spectre n'a été fait. Afin de vérifier si une collision de vents a lieu dans ces objets, il serait intéressant de les observer à nouveau pour déceler une éventuelle variation et ce avec un temps d'exposition plus long afin d'avoir assez de coups pour procéder à un ajustement de spectre.

Enfin, WR110 varie de manière significative dans son émission X et son spectre possède une composante chaude. Le rapport des luminosités semble toutefois faible (≈ -6.9). Il pourrait s'agir d'une WR binaire de longue période. Une variation à long terme du rapport de dureté (et/ou de l'absorption locale et/ou la température de la composante chaude) pourrait le confirmer.

Bibliographie

- Abbott, D. C., Biegling, J. H., Churchwell, E. B., & Torres, A. V. 1986, ApJ, 303, 239
- Arora B., Pandey, J.C., & De Becker, M. 2019, MNRAS, 487, 2624
- Bailer-Jones, C.A.L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G. & Andrae, R. 2018, AJ, 156, 58
- Cappa, C., Goss, W. M., & van der Hucht, K. A. 2004, AJ, 127, 2885
- Cappa, C. E., Rubio, M., & Goss, W. M. 2001, AJ, 121, 2664
- Chen, Y., Wang, Z.-R., & Qu, Q.-Y. 2010, ApJ, 438, 950
- Chené, A.-N. & St-Louis, N. 2010, ApJ, 462, 469
- Chené, A.-N., Moffat, A. F. J., Cameron, C., Fahed, R., Gamen, R. C., Lefèvre, L., Rowe, J. F., St-louis, N., Muntean, V., De La Chevrotière, A., Guenther, D. B., Kuschnig, R., Matthews, J. M., Rucinski, S. M., Sasselov, D., & Weiss, W. W. 2011, ApJ, 735, 34
- Crowther, P. A., & Dessart, L. 1998, MNRAS, 296, 622
- Crowther, P. A. Schnurr, O., Hirschi, R., Yusof, N., Parker, R. J., Goodwin, S. P., & Abu Kassim, H. 2010, MNRAS, 408, 731
- Gosset, E. & Nazé, Y. 2016, A&A, 590, A113 Gudennavar, S. B., Bubbly, S. G., Preethi, K., & Murthy, J. 2012, ApJS, 199, 8 Hamann, W., R, Gräfener, G. & Liermann, A. 2006, A&A, 457, 1015-1031
- Hamann, W.-R., Gräfener, G., Liermann, A., Hainich, R., Sander, A. A. C., Shenar, T., Ramachandran, V., Todt, H., & Osokinova, L. M. 2019, A&A, 625, A57
- Harries, T. J., Babler, B. L., & Fox, G. K. 2000, A&A, 361, 273
- Huenemoerder, D. P., Schulz, N. S., & Nichols, J. S. 2019, AJ, 157, 29
- Ignace, R., Osokinova, L.M. & Brown, J.C. 2003, A&A, 408, 353
- Ignace, R., Osokinova, L.M. & Foulon, C. 2000, MNRAS, 318, 214
- Lefèvre, L., Marchenko, S. V., Lépine, S., Moffat, A. F. J., Acker, A., Harries, T. J., Annuk, K., Bohlender, D. A., Demers, H., Grosdidier, Y., Hill, G. M., Morrison, N. D., Knauth, D. C., Skalkowski, G., & Viti, S., 2005, MNRAS, 360, 141
- Leitherer, C., Chapman, J. M., & Koribalski, B. 1995, ApJ, 450, 289

- Lucy, L.B. & White, R.L. 1980, *ApJ*, 241, 300
- Massa, D., Oskinova, L., Fullerton, A. W., Prinja, R. K., Bohlender, D. A., Morrison, N. D., Blake, M., & Pych, W. 2014, *MNRAS*, 441, 2173
- Midooka, T., Sugawara, Y., & Ebisawa, K., 2019, *MNRAS*, 484, 2229
- Moffat, A. F. J., Corcoran, M. F., Stevens, I. R., Skalkowski, G., Marchenko, S. V., Mücke, A., Ptak, A., Koribalski, B. S., Brenneman, L., Mushotzky, R., Pittard, J. M., Pollock, A. M. T., & Brandner, W. 2002, *ApJ*, 573, 191
- Muntean, V., Moffat, A. F. J., Chené, A. N., & de la Chevrotière, A. 2009, *MNRAS*, 399, 1977
- Nazé, Y., Ramiaramanantsoa, T., Stevens, I. R., Howarth, I. D., & Moffat, F. L. 2018, *A&A*, 609, A81
- Nazé, Y., Rauw, G., Sana, H., & Corcoran, F. 2013, *A&A*, 555, A83
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Schuller, F., Schneider, N., Bontemps, S., Schilke, P., Menten, K., Heitsch, F., Wyrowski, F., Carlhoff, P., Bronfman, L., & Henning, T. 2011, *A&A*, 529, A41
- Niemela, V. S., Cabanne, M. L., Bassino, L. P. 1995, *RMAA*, 31, 45
- Nishimaki, Y., Yamamoto, T., Motohara, K., Miyata, T., & Tanaka, M. 2008, *PASJ*, 60, 191
- Oskinova, L. M. 2005, *MNRAS*, 361, 679
- Oskinova, L. M. 2016, ArXiv e-prints [arXiv :1607.03658]
- Oskinova, L. M., & Hamann, W.-R. 2008, *MNRAS*, 390, 78
- Owocki, S. P., Sundqvist, J. O., Cohen, D. H. & Gayley, K. G. 2013, *MNRAS*, 429, 3379
- Palate, M., Rauw, G., De Becker, M., Nazé, Y., & Eenens, P. 2013, *A&A*, 560, A27
- Parkin, E. R., & Gosset, E. 2011, *A&A*, 530, A119
- Pollock, A. M. T. 1995, *IAU*, 163, 429
- Pollock, A. M. T., Haberl, F., Corcoran, M. F. 1995, *IAU*, 163, 512
- Pittard J.M. & Dougherty S.M. 2006, *MNRAS*, 372, 801
- Rauw, G., Nazé, Y., Wright, N. J., Drake, J. J., Guarcello, M. G., Prinja, R. K., Peck, L. W., Albacete Colombo, J. F., Herrero, A., Kobulnicky, H. A., Sciortino, S., & Vink, J. S. 2015, *ApJS*, 222, 1
- Rauw, G., Hervé, A., Nazé, Y., Gonzalez-pérez, J. N., Hempelmann, A., Mittag, M., Schmitt, J. H. M. M., Schröder, K.-P., Gosset, E., Eenens, P., & Uuh-Sonda, J. M. 2015, *A&A*, 580, A59
- Richardson, N. D., Shenar, T., Roy-Loubier, O., Schaefer, G., Moffat, F. J., St-louis, N., Gies, D. R., Farrington, C., Hill, G. M., Williams, P. M., Gordon, K., Pablo, H., & Ramiaramanantsoa, T. 2016 ; *MNRAS*, 461, 4115
- Rizzo, J. R., Martin-Pintado, J., & Mangum, J. G. 2001, *A&A*, 366, 146
- Sander, A., Hamann, W.-R., & Todt, H. 2012, *A&A*, 540, A144
- Sander, A., Hamann, W.-R., & Todt, H. 2012, *A&A*, 540, A144

- Sander, A. A. C., Hamann, W.-R., Todt, H., Hainich, R., Shenar, T., Ramachandran, V., & Oskinova, L. M. 2019, A&A, 621, A92
- Shao, Y. & Li, X.-G., 2016, ApJ, 833, 108
- Skinner, S. L., Zhekov, S. A., Güdel, M., & Schmutz, W. 2015, ApJ, 799, 124
- Skinner, S. L., Zhekov, S. A., Güdel, M., & Schmutz, W. 2002, ApJ, 572, 477
- St-Louis, N. 2013, ApJ, 777
- Sugawara, Y., Maeda, Y., Tsuboi, Y., Hamaguchi, K., Corcoran, M., Pollock, A. M. T., Moffat, A. F. J., Williams, P. M. Dougherty, S., & Pittard, J. 2015, PASJ, 67, 121
- Todt, H., Sander, A., Hainich, R., Hamann, W.-R., Quade, M., & Shenar, T. 2015, A&A 579, A75
- Tramper, F., Straal, S. M., Sanyal, D., Sana, H., de Koter, A., Gräfener, G., Langer N., Vink, J. S., de Mink, S. E., & Kaper, L. 2015, A&A, 581, A110
- van der Hucht, K. A. 2000, New Astronomy Reviews, 45, 135
- Williams, P. M., Rauw, G. & van der Gucht, K. A. 2009, MNRAS, 395, 2221
- Williams, P. M., van der Hucht, K. A., van Wyk, F., Marang, F., Whitelock, P. A., Bouchet, P., & Setia Gunawan, D. Y. 2012, MNRAS, 420, 2526
- Williams, P. M., van der Hucht, K. A., Bouchet, P., Spoelstra, T. A. Th., Eenens, P. R. J., Geballe, T.R., Kidger, M. R. & Churchwell, E., 1992, MNRAS, 258, 461
- Williams, P. M., 2002, in ASP Conf. Ser. 20, Interacting Wind from Massive Stars, ed. A. F. J. Moffat & N. St-Louis (San Francisco : ASP), 311
- Zhekov, S. A., Tomov, T., Gawronski, M. P., Georgiev, L. N., Borissova, J., Kurtev, R., Gagné, M., & Hajduk, M. 2014, MNRAS, 445, 1663
- Zhekov, S. A. 2012, MNRAS, 422, 1332
- Zhekov, S. A. 2014, MNRAS, 443, 12
- Zhekov, A. A. 2015, MNRAS, 447, 2706
- Zhekov, S. A., Gagné, M., & Skinner, L. 2011, AJL, 727
- Zhekov, S.A., Gagné, M., & Skinner, S. L. 2014, ApJ, 785