



Thèse pour l'obtention du grade de  
Docteur de l'Université Louis Pasteur  
Strasbourg

Spécialité Astrophysique

Par Fabien GRISÉ

Sources X ultra-lumineuses :  
étude optique détaillée de deux contreparties  
et de leurs environnements

Deux exemples contre la présence d'un trou noir  
de masse intermédiaire ?

Soutenue publiquement le 18 décembre 2008

## Membres du jury

Directeur de thèse : M. Manfred PAKULL, DR CNRS, Observatoire de Strasbourg  
Co-directeur de thèse : M. Christian MOTCH, DR CNRS, Observatoire de Strasbourg  
Présidente du jury et  
Rapporteur Interne : Mme Ariane LANÇON, Professeur, Observatoire de Strasbourg  
Rapporteur Externe : M. Mark CROPPER, Professeur, Mullard Space Science Laboratory  
Rapporteur Externe : M. Martin WARD, Professeur, University of Durham  
Examinateur : M. Stéphane CORBEL, Maître de conférences, CEA Saclay



## Résumé de thèse

Les sources X ultralumineuses (ULXs) sont des objets qui dépassent la limite d'Eddington d'un trou noir de  $10 M_{\odot}$  et qui se situent en dehors du noyau de leur galaxie hôte. Malgré deux décennies d'observations dans la gamme des rayons X, la nature précise des ULXs reste un mystère. En effet, ces systèmes binaires accrétant sont devenus les candidats idéaux des fameux trous noirs de masse intermédiaire (IMBHs), mais les preuves directes manquent. Cette thèse fait donc appel à des données optiques d'une profondeur jusque là inexploitée, grâce à l'utilisation conjointe des télescopes terrestres de la classe des 8 mètres et du télescope spatial Hubble, dans une démarche d'étude multi-longueurs d'onde indispensable dans l'astrophysique contemporaine. Les observations sur deux des ULXs les plus brillants connus jusqu'alors ont révélé quantité d'informations, parmi lesquelles une identification spectroscopique claire de leur contrepartie optique via la détection d'une raie d'HeII en émission dans le continu de celle-ci. La photométrie de l'environnement de ces sources a permis d'associer les ULXs à des associations stellaires jeunes et peu massives et a également rendu possible la détermination d'une masse limite supérieure pour l'étoile donneuse de masse dans ces systèmes. Une variabilité photométrique sur des échelles de temps diverses a été observée et est interprétée comme étant liée à des variations stochastiques du disque d'accrétion. Pour la première fois, une modification de la vitesse radiale de la raie d'HeII a été observée, lançant la course à l'obtention d'une courbe de vitesse radiale pour un ULX ce qui permettrait de discriminer sans ambiguïté la classe de trous noirs à laquelle il appartient. En l'état, seule une limite supérieure sur la masse du trou noir dans un ces systèmes a pu être déterminée et elle est compatible avec un trou noir de masse inférieure à  $50 M_{\odot}$ , rendant l'hypothèse d'un trou noir de grande masse improbable. L'environnement stellaire dans lequel se situent ces objets plaident également pour des trous noirs de plus faible masse que la gamme intermédiaire. Enfin, ces ULXs se distinguent par la présence de larges nébuleuses autour d'eux; la spectroscopie de ces bulles ionisées révèle une contribution importante liée aux chocs ainsi qu'une contribution photoionisante restant à quantifier plus précisément. Dans tous les cas, la présence de jets et/ou de vents provenant de l'ULX semble être la seule façon de pouvoir sculpter ces nébuleuses d'une taille très inhabituelle.

Ultraluminous X-ray sources (ULXs) are objects emitting above the Eddington limit of a  $10 M_{\odot}$  black hole while not being located at the nucleus of their host galaxy. Despite two decades of X-ray observations, the precise nature of ULXs remains a mystery. Indeed, these accreting binary systems became the ideal candidates for the famous intermediate mass black holes (IMBHs), but direct proofs are missing. This thesis relies on optical data of unprecedented exposure time that was taken by ground-based telescopes of the 8+ meter class and by the Hubble space telescope. My study follows a multi-wavelength approach that is essential in present astrophysics. Observations of two of the most luminous ULXs known revealed lots of information, such as a secure spectroscopic identification of their optical counterparts by detecting an HeII emission line in the continuum. The photometry of the environment of these sources has permitted to link ULXs to young and small stellar associations and to estimate an upper mass limit for the donor star in these systems. Photometric variability on different time scales has been observed and is interpreted as being linked to stochastic variations of the accretion disk. For the first time, a shift in the radial velocity of the HeII line has been detected, which has encouraged an attempt to determine a radial velocity curve of a ULX. Such a curve would permit to discriminate unambiguously the black hole class to which it belongs. For the moment, only an upper limit on the black hole mass has been found, being compatible with less than  $50 M_{\odot}$ . The presence of a high mass black hole is hence unlikely. The stellar environment in which these objects are located also pleads for small mass black holes rather than the intermediate mass ones. Finally, these ULXs distinguish themselves by the presence of large nebulae around them; spectroscopy of these ionised bubbles reveals an

---

important contribution due to shocks and a second contribution by photoionization that is still to be quantified precisely. In any case, the ejection of jets and/or winds by the ULX itself seems to be the only way to shape these nebulae of a very unusual size.

# Table des matières

<b>I Les sources X ultralumineuses</b>		<b>1</b>
1.	Définition . . . . .	1
2.	Emission X . . . . .	2
2.1.	Historique . . . . .	2
2.2.	Les ULXs - des binaires accrétantes ? . . . . .	2
2.3.	Spectroscopie X . . . . .	3
2.3.1.	Le modèle du disque multi-couleurs . . . . .	3
2.3.2.	XMM-Newton : l'ère des IMBHs - des températures trop faibles ? . . . . .	6
2.4.	Trous noirs de masse intermédiaire ou non ? . . . . .	7
2.4.1.	Pourquoi est-ce si important ? . . . . .	7
2.4.2.	Les arguments pour les IMBHs . . . . .	8
2.4.3.	Les arguments contre les IMBHs . . . . .	8
2.4.4.	Des binaires X de grande masse ? . . . . .	10
2.4.5.	Spectres X et IMBH - le retour . . . . .	11
2.4.6.	Transitions spectrales . . . . .	13
2.4.7.	Timing . . . . .	14
3.	Emission optique . . . . .	15
3.1.	Les nébuleuses entourant certains ULXs . . . . .	16
3.2.	Contreparties optiques . . . . .	16
4.	Plan de la thèse . . . . .	17
Références . . . . .		17
<b>II Réduction des données</b>		<b>23</b>
1.	Stratégie d'observation . . . . .	23
2.	Télescopes et instruments . . . . .	23
2.1.	SUBARU . . . . .	23
2.2.	VLT . . . . .	24
2.3.	HST . . . . .	25
3.	Pré-réduction . . . . .	25
4.	Réductions des données spectroscopiques . . . . .	26
4.1.	Calibration en longueur d'onde . . . . .	26
4.2.	Calibration en flux . . . . .	27
4.3.	Extraction des spectres . . . . .	28

4.4.	Détermination des paramètres physiques des nébuleuses . . . . .	28
4.4.1.	Correction de l’extinction interstellaire . . . . .	28
4.4.2.	Température électronique . . . . .	29
4.4.3.	Densité électronique . . . . .	29
5.	Réductions des données d’imagerie . . . . .	29
5.1.	Données provenant de télescopes au sol . . . . .	29
5.1.1.	Photométrie . . . . .	30
5.1.2.	Calibration photométrique . . . . .	33
5.2.	Données issues du télescope spatial Hubble . . . . .	35
5.2.1.	Photométrie . . . . .	36
6.	Calibration astrométrique et compositage multi-couleurs . . . . .	38
6.1.	Calibration astrométrique . . . . .	38
6.2.	Compositage multi-couleurs . . . . .	39
	Références . . . . .	40

**III NGC1313 X-2 43**

1.	Introduction . . . . .	43
1.1.	Propriétés X . . . . .	44
1.2.	Propriétés optiques . . . . .	44
2.	Observations . . . . .	46
2.1.	Données VLT . . . . .	46
2.2.	Données HST . . . . .	46
3.	Analyse . . . . .	48
3.1.	Données VLT . . . . .	48
3.1.1.	Photométrie . . . . .	48
3.1.2.	Spectroscopie . . . . .	48
3.2.	Données HST . . . . .	51
4.	Résultats . . . . .	52
4.1.	Distance et métallicité de NGC 1313 . . . . .	52
4.2.	Identification de la contrepartie optique . . . . .	55
4.2.1.	Identification photométrique . . . . .	55
4.2.2.	Identification spectroscopique . . . . .	55
4.3.	Groupes de jeunes étoiles autour de X-2 . . . . .	57
4.3.1.	Masses et âge . . . . .	57
4.3.2.	Comparaison avec les associations OB . . . . .	59
4.3.3.	Comparaison entre la photométrie HST et VLT . . . . .	62
4.3.4.	A propos de la conversion entre le système photométrique ACS et des couleurs plus standards . . . . .	63
5.	Nature de la contrepartie optique de l’ULX . . . . .	65
5.1.	Contraintes provenant de la photométrie . . . . .	65
5.2.	Variabilité photométrique à partir des données VLT . . . . .	67
5.3.	Variabilité dans le jeu de données combiné VLT/HST . . . . .	69
5.4.	Contraintes provenant de la spectroscopie et de l’imagerie à filtres étroits . . . . .	72
5.4.1.	Spectroscopie . . . . .	72
5.4.2.	Imagerie à filtres étroits . . . . .	78
6.	Nébuleuse entourant NGC 1313 X-2 . . . . .	79

6.1. Propriétés générales . . . . .	79
6.1.1. Imagerie dans les filtres étroits . . . . .	79
6.1.2. Spectroscopie longue-fente . . . . .	80
6.1.3. Propriétés physiques . . . . .	80
6.2. Origine de l'émission nébulaire . . . . .	85
6.2.1. Un reste de supernova ? . . . . .	85
6.2.2. Contraintes énergétiques sur la bulle . . . . .	98
6.2.3. Métallicité . . . . .	104
7. Conclusions . . . . .	105
8. Annexe NGC 1313 X-2 . . . . .	107
8.1. Complétude photométrique . . . . .	107
8.2. Détermination de la position du haut de la branche des géantes . . . . .	107
Références . . . . .	109
<b>IV Holmberg IX X-1</b>	
	<b>117</b>
1. Introduction . . . . .	117
1.1. Propriétés X . . . . .	117
1.2. Propriétés optiques . . . . .	118
2. Observations . . . . .	119
2.1. Données SUBARU . . . . .	119
2.2. Données HST . . . . .	119
3. Analyse . . . . .	120
3.1. Données SUBARU . . . . .	120
3.1.1. Photométrie . . . . .	120
3.1.2. Spectroscopie . . . . .	124
3.2. Données HST . . . . .	124
4. Résultats . . . . .	124
4.1. Identification de la contrepartie optique . . . . .	124
4.1.1. Identification photométrique . . . . .	124
4.1.2. Identification spectroscopique . . . . .	126
4.2. Association stellaire autour de l'ULX . . . . .	126
4.2.1. Masses et âge . . . . .	126
4.2.2. Propriétés de l'association stellaire . . . . .	130
4.2.3. Comparaison entre la photométrie HST et Subaru . . . . .	131
5. Nature de la contrepartie optique de l'ULX . . . . .	139
5.1. Contraintes provenant de la photométrie . . . . .	139
5.2. Variabilité photométrique . . . . .	139
5.3. Contraintes provenant de la spectroscopie et de l'imagerie à filtres étroits . . . . .	141
5.3.1. Spectroscopie . . . . .	141
5.3.2. Imagerie à filtres étroits . . . . .	141
6. Nébuleuse entourant Holmberg IX X-1 . . . . .	142
6.1. Propriétés générales . . . . .	142
6.1.1. Imagerie dans les filtres étroits . . . . .	142
6.1.2. Spectroscopie longue-fente . . . . .	143
6.1.3. Propriétés physiques . . . . .	146
6.2. Origine de l'émission nébulaire . . . . .	147

*Table des matières*

---

6.2.1. Contraintes énergétiques sur la bulle . . . . .	150
6.2.2. Métallicité . . . . .	152
7. Conclusions . . . . .	153
8. Annexe Holmberg IX X-1 . . . . .	155
Références . . . . .	160
<b>Conclusion &amp; perspectives</b>	<b>163</b>
Références . . . . .	167
<b>Annexes</b>	<b>169</b>
<b>Annexe A : Article de conférence : "The Ultraluminous X-ray Source IC 342 X-1 and its Environment"</b>	<b>171</b>
<b>Annexe B : Article de revue : "The ultraluminous X-ray source NGC 1313 X-2. Its optical counterpart and environment"</b>	<b>173</b>
Références . . . . .	173

# Table des figures

I.1	Spectres de la binaire trou noir GRO J1655–40 illustrant les trois états principaux dans laquelle elle peut se trouver. . . . .	4
I.2	Diagrammes luminosité - température interne et luminosité - rayon interne du disque pour le modèle standard et le modèle du <i>slim disk</i> . . . . .	6
I.3	Fonction de luminosité différentielle des sources X dans les galaxies. . . . .	9
I.4	Spectre X de NGC 1313 X-1 provenant de la caméra EPIC-pn de XMM-Newton. . . . .	12
I.5	Courbe de lumière EPIC-pn 0.3 – 6 keV de Holmberg II X-1. . . . .	14
II.1	Exemple de calibration en flux d'une étoile standard et détermination de la réponse de la CCD. . . . .	27
II.2	Image FORS1/VLT d'un champ entourant l'ULX NGC 1313 X-2 et image du même champ soustraite de tous les objets mesurés photométriquement. . . . .	32
II.3	Diagnostics liés à la photométrie du champ présenté dans la figure II.2. . . . .	32
II.4	Calibration photométrique de la nuit photométrique du 24/12/2003 avec VLT/FORS1. . . . .	35
II.5	Comparaison entre les isochrones Johnson-Cousins et les isochrones HST/ACS VEGAMAG. . . . .	38
II.6	Position des sources de l'image $H_\alpha$ comparées aux sources de l'image de référence R. . . . .	40
III.1	Image composite de NGC 1313 à partir des observations DSS. . . . .	45
III.2	Représentation à l'échelle de 3 gaussiennes correspondant à 3 étoiles se situant à des positions différentes par rapport à la fente du spectrographe. . . . .	50
III.3	Image en couleurs réelles de la région autour de NGC 1313 X-2, à partir des observations HTS/ACS et vue zoomée de l'environnement immédiat de la contrepartie, dans le filtre F435W. . . . .	53
III.4	Diagramme couleur-magnitude ( $V - I, I$ ) de toutes les étoiles situées dans le champ ACS autour de NGC 1313 X-2. . . . .	54
III.5	Distribution en couleur des étoiles dans la champs HST/ACS autour de NGC 1313 X-2. . . . .	55
III.6	Identification de l'ULX NGC 1313 X-2 sur une image HST/ACS dans le filtre F555W. . . . .	56
III.7	Spectre 2D VLT/FORS1 de NGC 1313 X-2 . . . . .	57
III.8	Spectre 1D de l'objet C1, contrepartie de NGC 1313 X-2. . . . .	58
III.9	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS avec isochrones pour le champ stellaire autour de l'ULX NGC 1313 X-2. . . . .	60

III.10 Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS avec isochrones dans le système photométrique VEGAMAG. . . . .	61
III.11 Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS (photométrie Johnson-Cousins) avec chemins évolutifs. . . . .	61
III.12 Erreur entre la photométrie VLT/FORS1 et HST/ACS. . . . .	63
III.13 Diagramme de Van Paradijs & McClintock. . . . .	66
III.14 Variabilité de la contrepartie ULX sur une échelle de temps d'environ 1 mois avec les observations VLT/FORS1. . . . .	69
III.15 Variabilité de deux étoiles de comparaison avec les observations VLT/FORS1. . . . .	70
III.16 Test $\chi^2$ pour l'hypothèse nulle (pas de variation de luminosité) pour toutes les étoiles dans le champs VLT/FORS1 avec $23 \text{ mag} < B < 24 \text{ mag}$ . . . . .	70
III.17 Courbe de lumière combinée de la contrepartie ULX à partir des données VLT/FORS1 et HST/ACS. . . . .	71
III.18 Courbe de lumière en rayons X et dans la bande $B$ de la contrepartie ULX. . . . .	71
III.19 Variation en vitesse radiale de la raie d'HeII4686 de la contrepartie optique de X-2. . . . .	74
III.20 Masse du trou noir attendue en fonction de la semi-amplitude de la vitesse radiale du trou noir, pour une masse du compagnon fixée à $M = 10 M_{\odot}$ . . . . .	76
III.21 Masse du trou noir attendue en fonction de la semi-amplitude de la vitesse radiale du trou noir, pour une masse du compagnon fixée à $M = 15 M_{\odot}$ . . . . .	77
III.22 Masse du trou noir attendue en fonction de la période du système ULX. . . . .	78
III.23 Image F435W du HST/ACS centrée sur la contrepartie optique de l'ULX sur laquelle sont superposées différents coutours nébulaires provenant des observations ESO/VLT. . . . .	81
III.24 Images composites du VLT centrée sur la contrepartie optique de l'ULX. . . . .	83
III.25 Spectre 1D du côté est de la nébuleuse entourant l'ULX. . . . .	84
III.26 Spectre 1D du côté ouest de la nébuleuse entourant l'ULX. . . . .	84
III.27 Rapport de plusieurs raies et notamment OIII $\lambda$ 5007/ $H_{\beta}$ pour différentes vitesses de chocs, sans prise en compte de l'émission de la zone précurseur. . . . .	88
III.28 Grilles de modèle de chocs <i>sans précurseur</i> pour trois abondances différentes (SMC, LMC, solaire) pour le diagramme OIII/ $H_{\beta}$ vs. NII/ $H_{\alpha}$ . . . . .	89
III.29 Grilles de modèle de chocs <i>avec précurseur</i> pour trois abondances différentes (SMC, LMC, solaire) pour le diagramme OIII/ $H_{\beta}$ vs. NII/ $H_{\alpha}$ . . . . .	90
III.30 Grilles de modèle de chocs avec et sans précurseur pour une abondances de type LMC pour les diagrammes OIII/ $H_{\beta}$ vs. OII/OIII et HeII/ $H_{\beta}$ vs. OIII/ $H_{\beta}$ . . . . .	91
III.31 Grilles de modèle de chocs avec et sans précurseur pour une abondance de type LMC pour les diagrammes OIII/ $H_{\beta}$ vs. SII/ $H_{\alpha}$ et OIII/ $H_{\beta}$ vs. OI/ $H_{\alpha}$ . . . . .	92
III.32 Variations du flux des raies d'émission les plus brillantes le long de la fente est-ouest. . . . .	93
III.33 Variations du flux de plusieurs rapports de raies d'émission le long de la fente est-ouest. . . . .	94
III.34 Comparaison du spectre de l'étoile brillante d'avant plan contaminant la partie ouest de la nébuleuse à une étoile de type K7 III. . . . .	95
III.35 Localisation spatiale des zones émettrices en $H_{\alpha}$ dans la nébuleuse décalées vers le bleu et vers le rouge. . . . .	96
III.36 Flux de certaines raies d'émission dans la partie ouest de la nébuleuse et dans l'étoile brillante d'avant plan contaminant le bord ouest extrême. . . . .	97
III.37 Complétude photométrique des observations HST/ACS. . . . .	108
III.38 Fonction de luminosité dans la bande I des étoiles du champ et dérivée de la fonction de luminosité. . . . .	109

IV.1	Calibration photométrique de la nuit claire du 26/01/2003 avec SUBARU/FOCAS.	121
IV.2	Comparaison photométrique entre le SUBARU et le relevé SLOAN.	122
IV.3	Erreurs photométriques des sources de comparaison dans le relevé SLOAN.	123
IV.4	Identification de l'ULX Holmberg IX X-1 sur une image HST/ACS.	125
IV.5	Spectre 2D SUBARU/FOCAS de la contrepartie ULX Holmberg IX-X-1.	126
IV.6	Spectre 1D de la contrepartie optique.	127
IV.7	Image en couleurs réelles de la région autour de Holmberg IX X-1 et vue zoomée de l'environnement immédiat de la contrepartie.	128
IV.8	Position de l'ULX par rapport aux zones de formation d'étoiles plus denses de Holmberg IX.	129
IV.9	Diagrammes couleur-magnitude SUBARU/FOCAS pour le champ stellaire autour de l'ULX avec isochrones.	131
IV.10	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (B,V) avec isochrones.	132
IV.11	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (V,I) avec isochrones.	133
IV.12	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (B,V) avec des chemins évolutifs de Genève.	134
IV.13	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (V,I) avec des chemins évolutifs de Genève.	135
IV.14	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (B,V) avec des chemins évolutifs de Padoue.	136
IV.15	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (V,I) avec des chemins évolutifs de Padoue.	137
IV.16	Erreur entre la photométrie SUBARU/FOCAS et HST/ACS.	138
IV.17	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (U,B).	140
IV.18	Zoom sur la raie d'HeII4686 de la contrepartie optique de X-1.	142
IV.19	Images composites du SUBARU centrées sur la contrepartie optique de l'ULX.	143
IV.20	Images $H_\alpha$ -continuum et OIII-continuum du SUBARU centrée sur la contrepartie optique de l'ULX.	144
IV.21	Spectre 1D du côté est de la nébuleuse entourant l'ULX.	145
IV.22	Spectre 1D du côté ouest de la nébuleuse entourant l'ULX.	145
IV.23	Grilles de modèle de chocs avec et sans précurseur pour trois abondances différentes (SMC, LMC, solaire) pour le diagramme OIII/ $H_\beta$ vs. NII/ $H_\alpha$ .	148
IV.24	Grilles de modèle de chocs avec et sans précurseur pour une abondances de type solaire pour les diagrammes OIII/ $H_\beta$ vs. OI/ $H_\alpha$ et OIII/ $H_\beta$ vs. SII/ $H_\alpha$ .	149
IV.25	Variations du flux des raies d'émission les plus brillantes le long de la fente est-ouest : vue globale.	151
IV.26	Variations du flux des raies d'émission les plus brillantes le long de la fente est-ouest : vue zoomée sur la position de la contrepartie.	152
IV.27	Variations du flux de plusieurs rapports de raies d'émission le long de la fente est-ouest.	153
IV.28	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l'ULX dans le système (B,V) avec isochrones de Padoue et Genève pour deux métallicités différentes.	155
IV.29	Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l'ULX dans le système (B,V) avec deux jeux d'isochrones de Padoue pour deux métallicités différentes.	156

IV.30 Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l'ULX dans le système (V,I) avec isochrones de Padoue et Genève pour deux métallicités différentes. . . . .	156
IV.31 Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l'ULX dans le système (V,I) avec deux jeux d'isochrones de Padoue pour deux métallicités différentes. . . . .	157
IV.32 Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l'ULX dans le système (B,V) avec les isochrones de Padoue les plus récents. . . . .	158
IV.33 Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l'ULX dans le système (V,I) avec les isochrones de Padoue les plus récents. . . . .	159

# Liste des tableaux

II.1	Caractéristiques techniques de l'instrument FOCAS . . . . .	24
II.2	Caractéristiques techniques de l'instrument FORS1 (première génération) . . . . .	25
II.3	Comparaison des points zéro et termes de couleur entre ceux dérivés lors de ce travail et par l'ESO. . . . .	35
II.4	Comparaison des filtres utilisés sur VLT/FORS1 et HST/ACS. . . . .	36
III.1	Les observations VLT/FORS1 de NGC 1313 X-2. . . . .	46
III.2	Log de nos observations large bande VLT/FORS1. . . . .	47
III.3	Les observations spectroscopiques VLT/FORS1 de NGC 1313 X-2. . . . .	47
III.4	Corrections des vitesses radiales du spectre de NGC 1313 X-2. . . . .	50
III.5	Les observations HST/ACS de NGC 1313 X-2. . . . .	51
III.6	Amas globulaires galactiques utilisés pour comparaison avec NGC 1313 . . . . .	54
III.7	Magnitudes de la contrepartie ULX NGC 1313 X-2 dans différents filtres dérivées à partir des observations HST/ACS. . . . .	59
III.8	Luminosités de la contrepartie ULX dans différents filtres, à partir de nos observations VLT/FORS1. . . . .	64
III.9	Spectre optique de la nébuleuse entourant la source NGC 1313 X-2. . . . .	82
III.10	Température et densité électroniques dans différentes parties de la nébuleuse. . . . .	85
III.11	Flux $H_\alpha$ et OIII des deux amas stellaires avec leur correspondance en terme de flux ionisant et nombre d'étoiles. . . . .	103
IV.1	Les observations SUBARU/FOCAS de Holmberg IX X-1. . . . .	119
IV.2	Les observations HST/ACS de Holmberg IX X-1. . . . .	124
IV.3	Magnitudes de la contrepartie ULX dans différents filtres dérivées des observations HST/ACS. . . . .	130
IV.4	Luminosités de la contrepartie ULX dans différents filtres, à partir de nos observations SUBARU/FOCAS. . . . .	138
IV.5	Magnitudes de la contrepartie ULX et de son proche compagnon dans le filtre V dérivées à partir des observations SUBARU/FOCAS et HST/ACS. . . . .	141
IV.6	Spectre optique de la nébuleuse entourant la source Holmberg IX X-1. . . . .	146
IV.7	Flux et luminosités $H_\alpha$ et OIII dérivés pour la nébuleuse MH9/10 et MH11. . . . .	154



# Les sources X ultralumineuses

18 mars 2009

## 1. Définition

La définition communément admise pour les sources X ultralumineuses (ULXs) est celle d'une source X qui ne se situe pas au centre de sa galaxie hôte et dont l'émission X<sup>a</sup> est supérieure à  $10^{39}$  erg s<sup>-1</sup>. Cette limite correspond grossièrement à la limite d'Eddington d'un trou noir accrétant de  $\sim 10 M_{\odot}$ . On rappelle en effet que la luminosité maximale provenant de l'accrétion de matière sur un objet compact peut être exprimée ainsi :

$$L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ erg s}^{-1}$$

Pour une étoile à neutrons ( $M \leq 3 M_{\odot}$ ), on atteint donc  $L_{\text{Edd}} \sim 4 \times 10^{38}$  erg s<sup>-1</sup>. Pour un trou noir de  $10M_{\odot}$ , cette limite devient  $L_{\text{Edd}} \sim 1.3 \times 10^{39}$  erg s<sup>-1</sup>. Evidemment, ces valeurs sont valables pour des objets respectant la limite d'Eddington. Si maintenant on suppose un trou noir accrétant à un certain pourcentage de la valeur d'Eddington, i.e.  $\sim 10\%$ , et s'il émet également  $10^{39}$  erg s<sup>-1</sup>, cela signifie qu'il a une masse de  $\sim 100M_{\odot}$ .

Cette vue relativement simpliste pose tout le paradoxe lié aux ULXs. Soit effectivement nous avons affaire à des trous noirs stellaires ( $10M_{\odot} - 20M_{\odot}$ ) accrétant à des valeurs proches de la valeur d'Eddington, soit nous avons affaire à une catégorie de trous noirs beaucoup plus massifs ( $100M_{\odot} - 1000M_{\odot}$ ) accrétant à des valeurs sub-Eddington. Bien sûr, tout ceci est encore moins simple qu'il n'y paraît puisqu'on observe également des ULXs émettant *à priori* plus que  $10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>, où donc un trou noir stellaire - même accrétant à la limite d'Eddington - ne suffit plus.

Pour finir sur cette vision très fermée des ULXs, notons qu'évidemment de nombreux autres paramètres entrent en jeu dans la nature de ces sources (comme nous le verrons dans les sections suivantes) et qu'on ne peut bien sûr pas restreindre les ULXs à une simple catégorisation en terme de masse et/ou de luminosité.

---

<sup>a</sup> On parle ici de l'émission X comprise entre 0.5 et 10 keV.

## 2. Emission X

### 2.1. HISTORIQUE

Les ULXs étant très lumineux dans la gamme des rayons X ( $10^{39}$  erg s<sup>-1</sup> –  $10^{41}$  erg s<sup>-1</sup>), c'est tout naturellement que leur détection a été possible en premier lieu par les observatoires X. Dès les observations *Einstein* (Giacconi *et al.* 1979) à la fin des années 1970, on a pu découvrir de nombreuses sources X extra-nucléaires dans les galaxies proches de la Voie Lactée qui apparaissaient plus brillantes que les sources connues dans notre propre Galaxie (Fabbiano 1989). Grâce à sa résolution d'environ 1' (*Einstein* était le premier satellite X équipé de réelles capacités en imagerie), il permettait de résoudre certaines sources X dans le Groupe Local et également d'en détecter des plus lointaines (comme par exemple dans IC 342, une galaxie située à environ 3.3 Mpc, Saha *et al.* 2002) mais sans les résoudre individuellement.

Avancé par certains auteurs (Fabbiano & Trinchieri 1987), la détection de ces sources "ponctuelles" extragalactiques était déjà pressentie pour être des sources super-Eddington. Mais plusieurs idées pouvaient expliquer la détection de ces sources (dont les plus proches se situent tout de même à plus de 3 Mpc) :

- Cela pouvait être une superposition de plusieurs objets (par exemple, des binaires X).
- Les distances aux galaxies situées à plus de 5 Mpc étaient entachées d'erreurs assez importantes. Un facteur 2 à 3 pouvait ramener la luminosité X de la plupart des ULXs à celle des binaires X plus conventionnelles.

Les satellites suivants ont permis de confirmer la nature ponctuelle de ces sources, d'augmenter leur nombre et également de pouvoir faire des études statistiques. C'est ainsi que l'observatoire *ROSAT* (RÖntgenSATellit), au début des années 1990, a permis de montrer qu'un nombre relativement important d'ULXs (ou désignés comme tels) se situent relativement loin (10'' à plusieurs minutes d'arc) du centre de leur galaxie hôte (Colbert & Mushotzky 1999), écartant l'hypothèse d'AGNs sous-lumineux (à moins de considérer des objets d'arrière-plan). A été également suggéré fortement une prédominance d'ULXs dans les galaxies spirales (par rapport aux elliptiques) et également dans les galaxies starburst. Mais c'est l'avènement d'*ASCA* (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics) lancé en 1993 - le télescope X avec la plus grande surface collectrice jusqu'alors - qui permit pour la première fois de réaliser des spectres X scientifiquement interprétables de plusieurs ULXs.

### 2.2. LES ULXs - DES BINAIRES ACCRÉTANTES ?

Jusqu'au milieu des années 1990, il n'était toujours pas clair si les ULXs étaient des sources X ponctuelles hors du commun, ou simplement une superposition de multiples sources X que l'on ne pouvait pas résoudre. L'argument principal qui allait conforter la première hypothèse vient de la variabilité de ces sources que l'on a pu détecter dès lors que plusieurs observations d'un même objet avaient été réalisées ou qu'une même observation montrait un tel comportement.

#### **Variabilité temporelle des ULXs**

Un des premiers objets montrant cette variabilité est l'ULX X-1 dans la galaxie IC 342. Une observation de 10 ks faite par *ASCA* en 1993 montre une variation du flux par un facteur 2 dans la

bande haute énergie 2-10 keV (Okada *et al.* 1998). Cela contraint la taille de la source à  $\sim 10^{14}$  cm, une dimension stellaire. Avec en plus une luminosité X de l'ordre de  $2 \times 10^{40}$  ergs $^{-1}$ , cela pointe significativement vers un objet compact accrétant si l'objet se situe bien dans la galaxie hôte et n'est donc pas un objet d'avant ou d'arrière plan. Par ailleurs, comparé aux observations *EINSTEIN* et *ROSAT*, les sources X 1 et 2 (toujours dans IC 342) montrent un doublement du flux X tandis que le flux de la source 3 est resté constant (Kubota *et al.* 2001). Ce résultat, au-delà du fait qu'il conforte la nature de la source 1, montre également que X-2 n'est pas un reste de supernovae, puisqu'on n'attend pas de telle variabilité dans ce genre d'objets.

## 2.3. SPECTROSCOPIE X

La spectroscopie X des ULXs a pris son essor avec *ASCA* qui fut le premier satellite à accroître significativement sa surface collectrice - nécessaire pour la spectroscopie des sources faibles - mais se faisant au détriment de la résolution spatiale. De plus, sa bande passante plus large que celle des satellites précédents - de 0.5 à 10 keV -, une très bonne résolution en énergie (100 eV à 1 keV) et l'utilisation de CCDs pour la première fois dans un satellite X, ont permis la modélisation des spectres d'ULXs par notamment un modèle qui semblait reproduire fidèlement les observations.

### 2.3.1. Le modèle du disque multi-couleurs

#### a. Présentation

Ce modèle n'a pas été spécifiquement créé pour les ULXs. En fait, il est appliqué avec succès depuis de nombreuses années aux binaires X à trous noirs. Le point de départ de ce modèle est le modèle du disque d'accrétion standard tel que Shakura & Syunyaev (1973) l'ont défini. L'émission X d'une binaire trou noir est généralement comprise comme étant la somme de deux composantes (e.g, Remillard & McClintock 2006) : une partie est reliée à une émission thermique modélisée par un disque multi-couleurs (MCD) et l'autre à une émission non thermique plus dure. Le comportement de ces objets est transitoire : en effet, en général une de ces composantes domine l'émission X (Figure I.1) et l'alternance entre ces deux états se fait sous forme de transition. Physiquement, la composante thermique est vue comme provenant du disque d'accrétion et montre une température caractéristique de l'ordre de 1 keV tandis que la composante non-thermique est supposée provenir d'une émission inverse Compton proche du disque.

Dans tous les cas, la modélisation MCD implique que chaque anneau du disque d'accrétion rayonne comme un corps noir avec une température dépendant du rayon tel que  $T(R) \propto R^{-3/4}$ , la température maximale  $T_{\text{in}}$  se situant près de la frontière la plus interne du disque. On peut d'ailleurs relier la température interne du disque d'accrétion à la masse du trou noir : en effet, celle ci varie comme  $T_{\text{in}} \propto M^{-1/4}$  pour un taux d'accrétion  $\dot{M}/\dot{M}_{\text{Eddington}}$  fixé. De façon très simple, on peut donc constater que dans ce modèle, plus le trou noir est massif, plus la température interne doit être basse.

Malheureusement, l'application à la lettre de ce comportement aux ULXs n'est pas aussi simple. En effet, si l'étude de Makishima *et al.* (2000) montre bien que les sept ULXs de son échantillon sont correctement modélisés par le MCD, elle aboutit également à un paradoxe. La gamme de luminosité X des ULXs pointe vers des trous noirs relativement massifs s'ils respectent la limite d'Eddington. Par contre, le modèle MCD appliqué à leurs spectres donnent des températures internes  $kT_{\text{in}} \approx 1.1 - 1.8$  keV, là où les trous noirs de masse stellaire dans les binaires X galactiques ont des

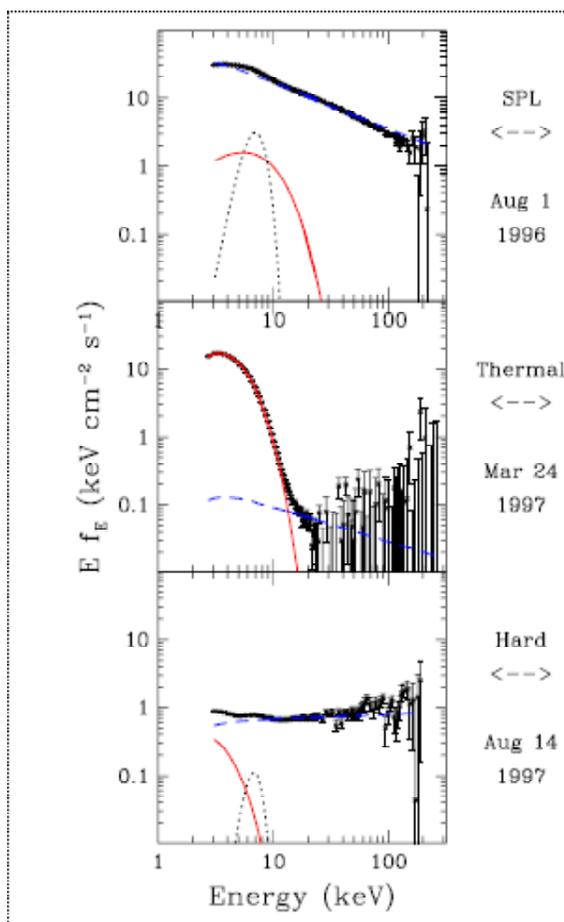


FIG. I.1 – Ensemble de spectres de la binaire trou noir GRO J1655–40 illustrant les trois états principaux dans laquelle elle peut se trouver : l’état *steep power law* (très haut), thermique (haut/mou) et l’état dur (bas/dur). Chaque état est caractérisé par une contribution différente de chaque composante. La composante thermique est dessinée en traits pleins rouges et la composante non-thermique (en loi de puissance) est représentée en tirets bleus. Figure tirée de Remillard & McClintock (2006).

températures  $kT_{\text{in}} \approx 0.4 - 1.0$  keV. Selon la relation mettant en balance la température interne et la masse du trou noir, on devrait donc trouver des températures  $T_{\text{in}}$  plus faibles pour pouvoir invoquer des trous noirs plus massifs et de fait respecter la limite d’Eddington.

### **b. Les solutions envisagées**

- La solution la plus simple est de supposer que le trou noir est de masse stellaire ( $M \sim 10 M_{\odot}$ ) et que l’émission X est focalisée dans notre direction d’une façon ou d’une autre (cf. Section 2.4.4.).

- Une solution directe à ce problème était la comparaison à plusieurs micro-quasars galactiques (Makishima *et al.* 2000) (comme GRS 1915+105 et GRO J1655-40). En effet, ils montrent également des températures  $T_{\text{in}}$  supérieures à celles des trous noirs présents dans les binaires galactiques, alors que des arguments indépendants montrent qu'ils possèdent bien un trou noir dans leur système ( $\approx 7M_{\odot}$  pour GRO J1655-40).
- Une explication plus physique concernant la température trop élevée pouvait être la présence de trous noirs de Kerr (Makishima *et al.* 2000). La différence principale par rapport aux trous noirs de Schwarzschild est qu'ils sont en rotation, et que leur dernière orbite képlérienne stable ne se situe plus à  $3 R_S$  ( $R_S$  pour rayon de Schwarzschild) mais à  $0.5 R_S$ . De fait, la température  $T_{\text{in}}$  de la dernière orbite stable peut être significativement plus élevée, par un facteur 3 (Zhang *et al.* 1997) et cela reste donc compatible avec la luminosité super-Eddington des ULXs. Mais cette hypothèse fut écartée par Ebisawa *et al.* (2003) qui concluait que les disques d'accrétion autour de trous noirs de Kerr devaient être fortement inclinés pour pouvoir reproduire les caractéristiques spectrales des ULXs (et notamment leur dureté) et que de manière statistique, il n'y avait aucune raison pour que ce soit le cas. A noter que ce modèle se prête bien aux microquasars galactiques cités plus haut, puisque leur inclinaison est connue et qu'elle est effectivement assez forte ( $i = 70^\circ$  pour GRO J1655-40).
- Un autre point envisagé était que le modèle standard de disque d'accrétion n'était peut-être pas celui à utiliser. En effet, Abramowicz *et al.* (1988) et Watarai *et al.* (2001) montrent que des taux d'accrétion très élevés modifient la structure du disque d'accrétion. En fait, pour des luminosités comparables à la limite d'Eddington, le transport d'énergie par advection domine la perte d'énergie par radiation dans le disque : ceci est la théorie du *slim disk*. Des simulations (Watarai *et al.* 2001) montrent d'ailleurs que le comportement du disque d'accrétion pour des taux d'accrétion  $\dot{M} \gtrsim 30 L_E/c^2$  diffère de la théorie standard : une région compacte de la taille  $R_{\text{in}} = 1 - 3 r_g$  ( $r_g$  pour rayon gravitationnel) (donc au-delà de la dernière orbite stable de la théorie standard) rayonne avec une température de corps noir  $T_{\text{in}} = 1.8(M/10M_{\odot})^{-1/4}$  keV. De plus, il est montré que le rayon interne  $R_{\text{in}}$  décroît quand le taux d'accrétion  $\dot{M}$  croît, et que donc le bord interne du disque n'est plus fixé au niveau de la dernière orbite stable. Il faut noter ici, que Watarai *et al.* (2001) utilise un modèle MCD modifié pour modéliser les spectres X des ULXs. En effet, la généralisation du modèle MCD (Mineshige *et al.* 1994) ne considère plus que le profil de température du disque d'accrétion doit être égal à  $T(R) \propto R^{-3/4}$  (cas du disque standard) mais laisse libre l'exposant de telle sorte que  $T(R) \propto R^{-p}$ . Watarai *et al.* (2000) montre d'ailleurs que dans le cas du *slim disk*,  $p = 0.5$  au lieu de  $p = 0.75$ . La figure I.2 permet de montrer les grandes différences de ce modèle par rapport au modèle standard. Dans ce diagramme  $L_X$ - $T_{\text{in}}$ , on constate alors que le loci pour un trou noir de masse constante n'est plus une droite mais est en fait courbé vers les plus faibles masses du modèle standard. Autrement dit, en considérant un ULX comme IC 342 X-1 qui a été observé plusieurs fois avec des  $T_{\text{in}}$  différentes, deux interprétations sont possibles :
  - i dans le modèle du disque standard, les différentes mesures semblent indiquer une diminution de la masse du trou noir ce qui va de paire avec un rayon  $R_{\text{in}}$  fixe. Evidemment, cela n'est clairement pas physique puisque la masse du trou noir n'est pas supposée changer et encore moins diminuer.
  - ii dans le modèle *slim disk*, les différents points sont sur une même ligne  $M = \text{cste}$  avec pour conséquence que seulement le taux d'accrétion  $\dot{M}$  change. De fait,  $R_{\text{in}} \propto \dot{M}$  (Figure I.2). Ce résultat est donc plus physique que dans le cadre du modèle standard puisqu'on

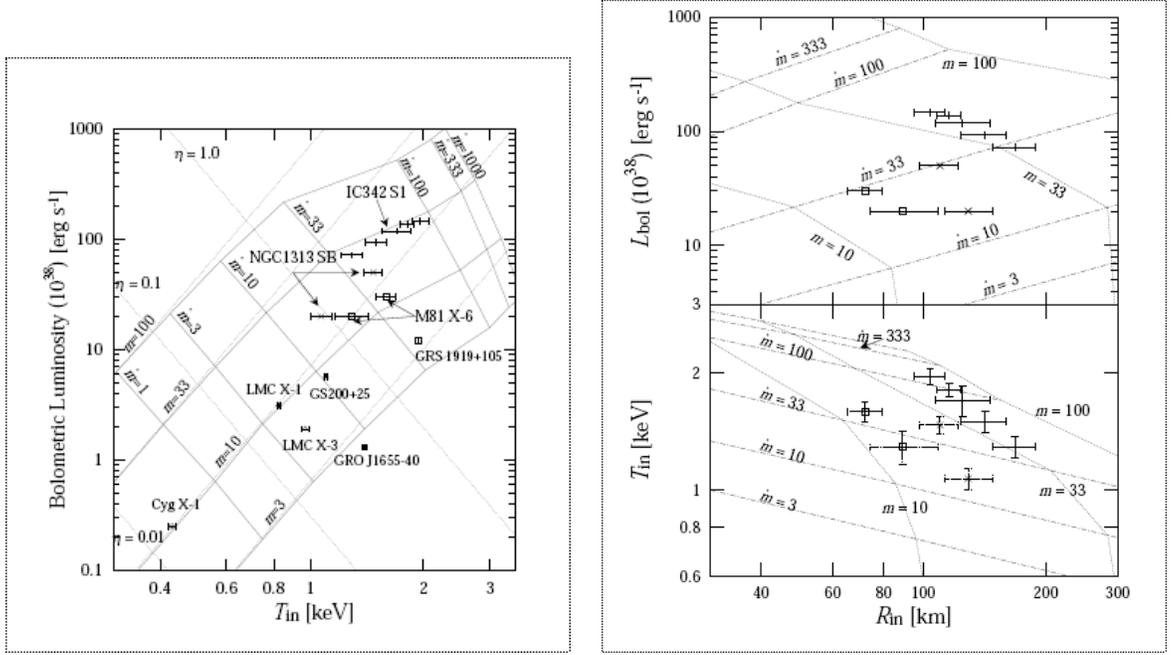


FIG. I.2 – *A gauche* : Diagramme luminosité - température interne du disque. Les lignes solides (courbées) représentent des masses  $m$  constantes et des taux d'accrétion  $\dot{m}$  constants selon le modèle du *slim disk* tandis que les lignes en pointillés représentent la même chose mais selon la théorie standard.  $\eta = L_E$  est la luminosité normalisée par rapport à la luminosité d'Eddington. On peut notamment voir qu'à faible taux d'accrétion  $\dot{m}$  le modèle standard et celui du *slim disk* sont cohérents et qu'une divergence apparaît nettement à des taux d'accrétion critiques ( $\dot{m} \gtrsim 20$ ). Les points de mesure de quelques binaires galactiques (e.g, LMC X-1, LMC X-3) sont cohérents avec des taux d'accrétion relativement faibles et donc leurs paramètres s'expliquent bien dans le contexte du disque standard. Par contre, les points de mesure liés à l'ULX IC 342 X-1 sont cohérents avec un taux d'accrétion élevé qui ne peuvent s'expliquer facilement qu'à l'aide de la théorie du *slim disk*. *A droite* : diagramme similaire mais en fonction du rayon interne du disque. Figure tirée de Watarai *et al.* (2000).

explique les différentes mesures par un trou noir de masse fixée dont le rayon interne  $R_{in}$  diminue quand le taux d'accrétion  $\dot{M}$  augmente.

### 2.3.2. XMM-Newton : l'ère des IMBHs - des températures trop faibles ?

XMM-Newton (et dans une moindre mesure Chandra) ont permis de faire un bond significatif dans la spectroscopie X des ULXs, dû notamment à la surface collectrice sans précédent du télescope européen.

Un des premiers arguments supportant la nature IMBH des ULXs a été l'étude de Miller *et al.* (2003) montrant la présence de disques froids dans les 2 ULXs de la galaxie NGC 1313. Les spectres, dont le taux de comptage est significativement plus élevé que les spectres issus de missions précédentes,

requièrent une modélisation par deux composantes puisque tous les modèles à une composante (Bremstrahlung, plasma Raymond-Smith, MCD et loi de puissance) ne permettent pas une modélisation statistiquement acceptable. Le modèle utilisé ici est donc la combinaison d'une composante MCD et d'une composante à base de loi de puissance, cette dernière étant physiquement interprétée comme la diffusion Compton inverse d'une distribution de photons mous dans une couronne avec une certaine profondeur optique  $\tau$  et une température électronique  $kT_{\text{couronne}}$ . Une fois appliqué aux spectres X, ce modèle requiert des disques d'accrétion froids ( $kT \simeq 150 \text{ eV}$ ). Ces températures sont donc plus faibles que celles déterminées dans les trous noirs de masse stellaire dans leur état haut (où  $kT \simeq 1 \text{ keV}$ ). De même, ces températures sont donc totalement différentes de celles mesurées avec les modèles à une seule composante, comme avec le modèle MCD (Makishima *et al.* 2000) où pour les mêmes sources X on obtenait  $kT \simeq 1.5 \text{ keV}$ . Attention, cela ne signifie en aucun cas que les résultats précédents étaient totalement erronés, mais simplement que la statistique plus faible des spectres provenant d'ASCA permettait de modéliser les spectres avec moins de détails. De la sorte, en restant sur le modèle standard (Shakura & Syunyaev 1973), les températures des sources étudiées par Miller *et al.* (2003) impliquent des masses pour les trous noirs de l'ordre de  $M \sim 10^3 - 10^4 M_{\odot}$ , ce qui réconcilie au final la luminosité super-Eddington de ces sources avec la masse de leurs trous noirs.

De nombreuses études utilisèrent par la suite cette méthode pour dériver des masses équivalentes dans de nombreux autres systèmes et beaucoup d'auteurs pensaient avoir trouvé un des objets les plus recherchés de l'univers.

## 2.4. TROUS NOIRS DE MASSE INTERMÉDIAIRE OU NON ?

### 2.4.1. Pourquoi est-ce si important ?

On peut effectivement se poser la question de savoir pourquoi la recherche des trous noirs de masse intermédiaire est si importante. En fait, depuis *Uhuru* il est bien établi que certaines sources X sont des systèmes binaires accrétants dont l'objet central est un trou noir (voir Orosz 2003 pour une revue récente) (défini par  $M \sim 3 - 20 M_{\odot}$ , voir Kalogera & Baym 1996 pour la masse maximum d'une étoile à neutrons). On qualifie ces trous noirs de *masse stellaire* puisqu'ils sont le résultat de l'évolution terminale d'une étoile massive par effondrement gravitationnel. A l'extrémité de cette échelle, on observe également des trous noirs supermassifs au centre de la plupart des galaxies de plusieurs  $10^6 M_{\odot} - 10^9 M_{\odot}$  (comme au centre de la Voie Lactée, Genzel & Eckart 1999).

Entre ces deux catégories il semble y avoir un vide car il n'y a pas d'évidence concernant la présence de trous noirs de masse comprise entre  $10^2$  et  $10^4 M_{\odot}$ . Pourtant, leur existence dans les amas stellaires denses a depuis longtemps été suggéré (Wyller 1970, Bahcall & Ostriker 1975, Frank & Rees 1976, Lightman & Shapiro 1977, Marchant & Shapiro 1980, Quinlan & Shapiro 1987, Portegies Zwart *et al.* 1999, Ebisuzaki *et al.* 2001). L'hypothétique présence d'IMBHs au sein des ULXs a nettement relancé l'intérêt pour ces objets, notamment pour des questions d'évolution dynamique des amas mais aussi pour la production d'ondes gravitationnelles.

Bien évidemment, on peut également se dire que les ULXs ne sont peut-être que des trous noirs supermassifs ( $M \sim 10^5 - 10^6 M_{\odot}$ ) accrétant à  $1/1000 - 1/10000$  de la luminosité d'Eddington. Mais en fait, des arguments liés à la friction dynamique dans les galaxies vont à l'encontre de cette hypothèse. En effet, il a été montré que de tels objets tomberaient au centre de leurs galaxies en un temps inférieur à celui de Hubble (e.g, Tremaine *et al.* 1975).

L'évidence est donc là, nous avons affaire à des trous noirs d'une nouvelle nature! Mais comment

expliquer leur formation ? Est-ce qu'ils peuvent être les produits terminaux d'étoiles très massives ? Vraisemblablement pas : en effet, Fryer & Kalogera (2001) montre que l'évolution d'une étoile massive conduit presque toujours à un trou noir de masse inférieure à  $20 M_{\odot}$ . Ceci est d'ailleurs confirmé par les observations puisqu'on n'observe pas de trous noirs plus massifs (McClintock & Remillard 2006). Cependant, il faut noter que très récemment a été étudiée IC 10 X-1, une binaire X dont la probable contrepartie optique est une étoile Wolf-Rayet (Crowther *et al.* 2003, Clark & Crowther 2004). Avec une luminosité  $L_X \sim 10^{38}$  erg/s (Brandt *et al.* 1997, Bauer & Brandt 2004), elle posséderait un trou noir d'au moins  $23 M_{\odot}$  (Prestwich *et al.* 2007, Silverman & Filippenko 2008) et même plus vraisemblablement  $33 M_{\odot}$ , impliquant donc le trou noir stellaire le plus massif connu jusqu'alors. Notons ici que la faible luminosité X est reliée au fait que la secondaire ne remplit pas son lobe de Roche et que l'accrétion se fait via un vent provenant de la Wolf-Rayet.

Il se trouve également que IC 10 X-1 se situe dans un environnement de faible métallicité et il a été montré que l'étoile précurseur perdra moins de masse dans un tel milieu (Vink *et al.* 2001) et peut donc conduire à un objet compact plus massif. Mais si former des trous noirs de  $30 M_{\odot}$  ne semble pas irréalisable, en former de plusieurs centaines de masses solaires commence à devenir problématique en terme d'évolution stellaire.

### 2.4.2. Les arguments pour les IMBHs

Outre les arguments liés à la spectroscopie X (Section 2.3.), d'autres arguments semblent être en faveur de la présence d'IMBHs dans les ULXs :

1. La détection d'oscillations quasi-périodiques (QPOs) dans les spectres de puissance (PSDs) de quelques ULXs (section 2.4.7.b.) supportent l'idée que leur émission est bien isotrope, impliquant qu'une focalisation du rayonnement dans la ligne de visée de l'observateur est improbable. Si les trous noirs dans les ULXs accrètent à une valeur sous-Eddington, alors ce sont donc des IMBHs.
2. La présence de nébuleuses autour de la plupart des ULXs (Pakull & Mirioni 2002, 2003, Abolmasov *et al.* 2007) est également un argument souvent utilisé pour exclure le recours à une focalisation du rayonnement X (si on suggère que les nébuleuses sont photoionisées par les rayons X).

Il faut remarquer que les principaux arguments supportant l'hypothèse IMBH sont en fait reliés à la non-focalisation du rayonnement X de l'ULX. De fait, on retourne à l'argument principal qui veut qu'une source dépassant la luminosité d'Eddington soit un trou noir de masse intermédiaire. Mais d'autres modèles semblent pouvoir expliquer cette incohérence (Section 2.4.5.).

### 2.4.3. Les arguments contre les IMBHs

Deux arguments principaux vont à l'encontre de l'hypothèse IMBH soutenue par l'interprétation des disques d'accrétion froids dans les spectres X :

1. La fonction de luminosité des sources X dans les galaxies est un puissant indicateur : en effet, elle est décrite comme une loi de puissance sur 5 ordres de grandeur avec une cassure intervenant autour de  $10^{40}$  erg/s selon les auteurs (e.g, Grimm *et al.* 2003). Il se trouve que si les ULXs étaient dominés par une population d'IMBHs, on s'attendrait à ce qu'une cassure se fasse au niveau de la limite d'Eddington d'un trou noir de  $10 M_{\odot}$ , à  $\sim 10^{39}$  erg/s. Or, il est surprenant de constater (Figure I.3) que la fonction de luminosité est continue entre  $\sim 10^{38}$  et  $\sim 10^{40}$  erg/s. Cela implique également que les IMBHs n'accrèteraient pas à plus de 10%

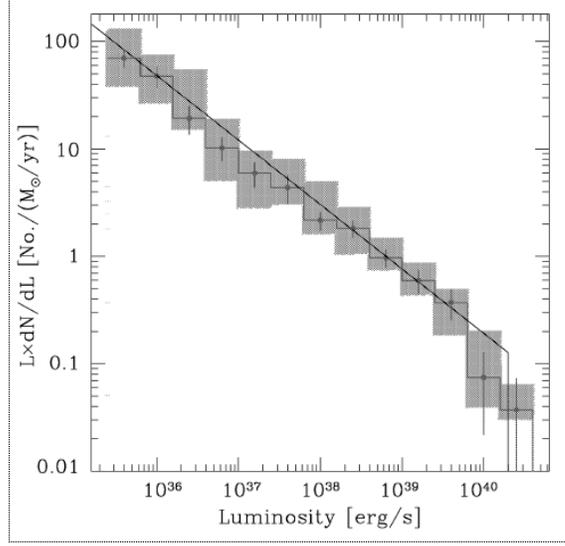


FIG. I.3 – Fonction de luminosité différentielle des sources X dans les galaxies tirée de Grimm *et al.* (2003) montrant une coupure à  $2 \times 10^{40}$  erg/s.

de la limite d’Eddington (i.e. pour un trou noir de  $1000 M_{\odot}$  par exemple). Cela suggère donc fortement que les ULXs sont dominés par des trous noirs de masse  $M \lesssim 100 M_{\odot}$  (puisque de tels trous noirs émettent  $10^{40}$  erg/s s’ils accrétaient en respectant la limite d’Eddington) ou même moins s’il y a possibilité de violer la limite d’Eddington (Section 2.4.4.).

2. Le deuxième argument important provient de l’association des ULXs avec les zones de formation d’étoiles. Les premiers surveys en X ont montré que les galaxies starburst, tels les Antennes (Zezas *et al.* 2002), possédaient plusieurs ULXs alors que c’était statistiquement improbable. Au fur et à mesure, on s’est rendu compte que le phénomène ULX était intimement lié aux zones de formation d’étoiles. Par exemple, Wolter & Trinchieri (2004) a découvert plus de 20 ULXs dans la galaxie de la Roue de Charette (*Cartwheel galaxy* en anglais). Cette galaxie a probablement été percutée par une galaxie compagnon, et cela a déclenché un anneau de formation d’étoiles. Les ULXs semblent bien être liés à des surdensités en  $H_{\alpha}$ , suggérant fortement que ces ULXs sont directement associés à la production et l’évolution des étoiles massives (d’une durée de vie très courte,  $\sim 10^7$  années) dans cette galaxie. Mais King (2004) montre spécifiquement que si dans cette galaxie, tous les ULXs sont des IMBHs, alors il a fallu  $10^{10} M_{\odot}$  sous forme d’amas d’étoiles pour former ces IMBHs, ce qui semble improbable.

D’où la question naturelle : si les ULXs ne sont pas des IMBHs, que peuvent-ils être ? La solution la plus simple est de considérer une population d’objets connus que l’on peut trouver dans l’environnement de ces sources, comme les binaires X de grande masse (HMXRB).

#### 2.4.4. Des binaires X de grande masse ?

Si l'idée des binaires X de grande masse est séduisante, nous avons montré précédemment que la luminosité X de tels systèmes ne pouvaient à priori pas refléter l'accrétion sur un trou noir de masse stellaire. Il faut donc trouver une solution permettant de faire apparaître de tels systèmes comme des accréteurs super-Eddington.

Basiquement, deux solutions s'offrent à nous : soit ces objets arrivent à accrêter au-delà de la limite d'Eddington, soit il se produit un phénomène qui les fait apparaître comme tels.

Plusieurs modèles sont apparus dans la littérature :

1. Une focalisation du rayonnement X permettrait d'expliquer simplement le dépassement de la luminosité d'Eddington. Une possibilité développée par King *et al.* (2001) est de considérer une binaire X dans son épisode de transfert de masse sur des échelles de temps thermique. Un facteur de focalisation  $b \sim 0.1$  ramènerait les masses de trous noirs à des valeurs standards de binaires X galactiques. Un mécanisme pouvant expliquer ce phénomène serait par exemple d'invoquer une plus petite profondeur optique de diffusion sur un intervalle d'angles solides limité, comme par exemple aux pôles. Cela implique que les rayons X seraient émis uniquement dans ces directions précises.  
Alternativement, KÖrding *et al.* (2002) propose un modèle à base de jets relativistes. Ces auteurs arrivent à un trou noir de masse stellaire en considérant un système binaire "normal", si des jets X sont présents avec un facteur de Lorentz  $\gamma \sim 5$  (i.e,  $v/c \sim 0.98$ ).
2. Une autre façon de voir les choses est d'autoriser une émission super-Eddington. Begelman (2002) développa un modèle dit de *l'instabilité photon-bulle* qui permet un tel phénomène dans les régions internes du disque d'accrétion.
3. Un autre modèle autorisant une émission super-Eddington est le modèle du *slim disk* que l'on a évoqué précédemment (Section 2.3.1.b., point 4).

En fait, les modèles autorisant le dépassement de la limite d'Eddington **de façon persistente** requièrent surtout la présence d'une étoile compagnon assez massive pour pouvoir alimenter le trou noir avec un taux suffisant. Rappaport *et al.* (2005) et Patruno & Zampieri (2008) montrent à l'aide de simulations numériques qu'une étoile compagnon de plus de  $10 M_{\odot}$  suffit à alimenter la plupart des ULXs, en considérant un dépassement de la limite d'Eddington par un facteur d'environ 10. Ce type de systèmes arrivent à produire une luminosité de quelques  $10^{39}$  erg/s pendant une durée de quelques  $10^7$  années, ce qui correspond bien aux observations de la plupart des ULXs.

D'autres modèles utilisant cette possibilité de dépasser la limite d'Eddington se basent sur une éventuelle similarité des ULXs avec un objet galactique bien connu : SS433. Il s'agit d'un système binaire X à éclipse et également le premier microquasar découvert. L'objet central est vraisemblablement un trou noir et le type de l'étoile compagnon est par contre mal défini, la dernière étude la définissant comme une supergéante A (Hillwig & Gies 2008). Une grande particularité de ce système est que ses jets et son disque d'accrétion montrent un mouvement de précession (l'inclinaison des jets par rapport à la ligne de visée varie avec la précession). Cela donne lieu à un effet Doppler dans les raies d'hydrogène du spectre optique des jets qui permet d'étudier en détail ce système. Les jets sont visibles dans toutes les longueurs d'onde, i.e du radio aux rayons X et sont très puissants avec une luminosité cinétique de l'ordre de  $10^{39}$  erg/s. Malheureusement, la taille angulaire, incomparable avec les ULXs, la géométrie à priori très différente et l'extinction importante dans les longueurs d'onde optique rendent une éventuelle comparaison extrêmement difficile.

Par contre, il est intéressant de noter que les contreparties optiques (Section 3.2.) des ULXs sont la plupart du temps identifiées comme étant des étoiles jeunes et relativement massives ( $M \geq 10 M_{\odot}$ ), ce qui est compatible avec cette vision de "binaires X massives".

Enfin, le fait que la limite d'Eddington soit violée n'est en fait pas unique aux ULXs. En effet, certains trous noirs galactiques, comme GRS1915+105, 4U 1543-47 ou encore V4641 Sgr peuvent se montrer comme des sources super-Eddington dans leur état haut. Evidemment, la principale différence par rapport aux ULXs est que ces derniers sont des sources super-Eddington persistentes. Mais il n'empêche que si la limite d'Eddington peut-être dépassée dans les trous noirs galactiques quand leur taux d'accrétion devient grand, cela semble vouloir indiquer que les ULXs sont peut-être dans une phase de leur évolution où leur taux d'accrétion reste très grand.

### 2.4.5. Spectres X et IMBH - le retour

On a pu voir que l'hypothèse IMBH était en grande partie fondée sur la modélisation des spectres X d'ULXs. Mais depuis environ deux ans, des observations X longues (environ 100 ks) ont permis à certains auteurs de re-modéliser les spectres de quelques sources brillantes par d'autres modèles.

En fait, la principale objection au modèle IMBH vient du fait que la modélisation utilise la similarité des ULXs aux sources X galactiques dans leur état haut. Cela implique donc que le rayonnement X provient essentiellement du disque d'accrétion. Mais si on prend un exemple d'ULX comme NGC 1313 X-1 (Figure I.4), on se rends compte que ce n'est pas le cas. En effet, la composante en loi de puissance domine complètement le flux entre 0.5 et 10 keV, avec une contribution du disque réduite à 20% (Stobbart *et al.* 2006). Pire encore, les pentes typiques de la loi de puissance sont différentes entre les trous noirs galactiques dans l'état haut ( $\Gamma \sim 2.1 - 4.8$ ), contre  $\Gamma \sim 1.6 - 2.5$  pour les ULXs.

De façon surprenante, une modélisation inverse, i.e une composante en loi de puissance soft plus une composante corps noir chaude fonctionne tout aussi bien, et si on emploie deux composantes de corps noirs (froide et chaude), on obtient aussi une modélisation satisfaisante. Mais le problème est que ces modèles ne semblent pas physiquement acceptables, surtout qu'il reste une caractéristique non modélisée : une cassure du spectre à 2 keV (Figure I.4).

On comprends maintenant tout le problème lié à la modélisation des spectres X d'ULXs : leurs faibles statistiques (en général) permettent de les modéliser par plus ou moins ce qu'on veut ... C'est pourquoi Roberts (2007) ont notamment entrepris de réanalyser 13 des meilleurs spectres ULXs. Leurs résultats sont éloquentes :

- La modélisation par une seule composante est statistiquement rejetée. La modélisation par un disque multi-couleurs est rejetée pour toutes les sources, alors que la modélisation par une loi de puissance est rejetée pour 8 des sources. Cette dernière est acceptable uniquement pour les spectres les plus bruités.
- La modélisation IMBH à deux composantes (disque froid + loi de puissance) fonctionne pour 8 des sources, le problème majeur étant la domination de la loi de puissance dans les X durs.
- Le modèle inverse donne également 8 fits acceptables et cette fois-ci un partage équivalent du flux entre la composante disque et loi de puissance.

Que dire de cette approche ? Elle montre que pour discriminer entre les modèles, il faudrait des données plus détaillées. En effet, pour les 6 spectres les moins profonds, la modélisation IMBH ou IMBH inverse est aussi satisfaisante.

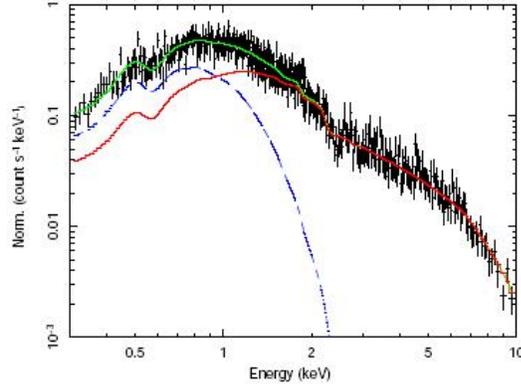


FIG. I.4 – Spectre X de NGC 1313 X-1 provenant de la caméra EPIC-pn de XMM-Newton. La courbe verte représente le meilleur modèle IMBH. Les contributions à ce modèle de la composante disque multi-couleurs ( $kT_{\text{in}} \sim 0.2$  keV) et de la composante en loi de puissance ( $\Gamma \sim 1.7$ ) sont montrées par des lignes bleue (tiretée) et rouge respectivement. L'émission X détectée par XMM-Newton est clairement dominée par la composante en loi de puissance, et non le disque. Figure tirée de Roberts (2007).

C'est donc cette cassure à 2 keV qui semble pouvoir nous diriger vers un modèle ou un autre. Ces mêmes auteurs, Roberts (2007), montrent qu'un modèle à base de disque d'accrétion plus couronne comptonisée, reproduit très bien les caractéristiques de 11 spectres sur 13, y compris cette cassure à 2 keV. Ce modèle laisse en fait une composante de disque froid (comme dans le modèle IMBH) mais ajoute une couronne optiquement épaisse (modélisée par une loi de puissance cassée, *broken power-law*) qui est directement responsable de la cassure à 2 keV.

Ce modèle a donc l'avantage d'avoir une cohérence physique, et surtout pointe là une différence de taille par rapport aux binaires X galactiques. En effet, dans ces dernières la couronne (modélisée également comme une loi de puissance) est optiquement fine. Cela pourrait donc suggérer que les ULXs opèrent dans un mode d'accrétion différent de celui des binaires galactiques. Diverses explications physiques ont été postulées pour expliquer ce phénomène. Une des tentatives les plus convaincantes est de comparer ce modèle aux observations d'un trou noir galactique (XTE J1550-564, Kubota & Done 2004). Ils détectent aussi dans cette source un disque froid et une couronne optiquement épaisse et suggère un couplage disque interne - couronne. Dans cette configuration, l'énergie émise par le taux d'accrétion extrême semble suffisant pour "lancer" cette couronne qui obscurcit et refroidit les régions centrales du disque. Du point de vue de l'observateur, on ne verrait donc que les régions les plus externes du disque (et donc les plus froides) ainsi que cette couronne. XTE J1550-564 étant dans l'état très haut, cela suggère que les ULXs pourraient également se trouver dans un état similaire, voire avec un taux d'accrétion encore plus élevé.

Un autre modèle fonctionnant bien est celui du *slim disk*, dont on a donné les principales caractéristiques section 2.3.1.b. et qui lui, suggère en fait une modification de la structure du disque (par rapport au disque standard) lorsque l'on approche de la limite d'Eddington.

Enfin, une autre idée vient de Gonçalves & Soria (2006) qui proposent que les ULXs sont dans un état intrinsèquement très haut mais modifié par l'absorption du matériau se situant dans un

écoulement rapide et ionisé. Cela pourrait expliquer l'apparent excès "soft" et la cassure à 2 keV. En effet, la prise en compte d'une composante d'absorption large à 1 keV fait apparaître le continu plus plat que la loi de puissance "normale" ce qui modifie donc le spectre observé en conséquence.

Tous ces modèles incluent l'idée d'une accrétion au niveau ou au-dessus de la limite d'Eddington et sont le principal moteur en rayons X pour privilégier des trous noirs de masse  $M \leq 100 M_{\odot}$  au lieu des IMBHs.

### 2.4.6. Transitions spectrales

Comme on a pu le voir précédemment (Section 2.3.1.), les transitions spectrales dans les binaires X galactiques ont permis d'étudier et d'établir des hypothèses quant à leur comportement physique. Les ULXs malheureusement, dus à leur localisation extragalactique et donc à un flux observé trop faible, ne peuvent être suivis sur de longues périodes avec des satellites X comme RXTE. Les études sont donc restreintes à des observations faites en mode pointage à plusieurs jours/mois/années d'intervalle.

Les premières études faites avec ASCA sur IC 342 X-1 (Kubota *et al.* 2001) montrèrent des spectres qui semblaient transiter d'un état bas/dur (dominé par la loi de puissance) à un état haut/mou (dominé par le disque d'accrétion) dans des observations séparées de 7 ans. Au-delà du fait de la confirmation que ces sources étaient bien accrétantes, cela semblait montrer que les ULXs opéraient de la même façon que les binaires X galactiques. Par contre, les études suivantes sur d'autres objets ont montré que les ULXs pouvaient être dominés par des transitions bas/mou vers haut/dur (Fabbiano *et al.* 2003, Krauss *et al.* 2005, Soria *et al.* 2006, Roberts *et al.* 2006, Soria *et al.* 2007), tandis qu'effectivement d'autres suivent des transitions classiques (La Parola *et al.* 2001, Soria & Motch 2004). Et même si certaines sources ont été étudiées avec peu d'observations et/ou peu de photons dans leurs spectres, d'autres ont bénéficié d'une couverture plus importante : c'est le cas des deux ULXs dans NGC 1313 qui ont bénéficié d'une dizaine d'observations XMM. Feng & Kaaret (2006) montrent d'ailleurs que si X-1 suit les mêmes transitions que les trous noirs galactiques, X-2 montre quant à lui des transitions inverses.

Le fait que certains ULXs ne semblent pas suivre les mêmes transitions connues jusqu'alors semblaient indiquer (là encore) qu'ils devaient opérer dans un régime d'accrétion différent que les binaires X galactiques. C'est ce qu'à suggéré Soria (2007) en essayant de fournir une représentation physique cohérente des transitions spectrales pour tous les trous noirs accrétants - qu'ils soient stellaires galactiques ou appartenant à des systèmes ULXs. Selon cet auteur, les trous noirs se situent dans un état bas/dur à faible taux d'accrétion ( $\dot{M} \lesssim 0.01 \dot{M}_{Edd}$ ), quand le disque interne est tronqué à grand rayon parce qu'il n'y a pas assez de masse qui s'écoule vers le trou noir. L'état mou se présente à des taux d'accrétion intermédiaire ( $0.1 \dot{M}_{Edd} \lesssim \dot{M} \lesssim 1 \dot{M}_{Edd}$ ), quand le disque atteint la dernière orbite stable (autrement dit, quand il est rempli) et rayonne toute la puissance liée à l'accrétion. À des taux d'accrétion plus importants ( $\dot{M} \gtrsim \dot{M}_{Edd}$ ), le système peut passer dans un état haut/dur car la plupart de la puissance commence à être extraite par des mécanismes non-radiatifs et la plupart des photons émergents proviennent d'un milieu comptonisé. Pour  $\dot{M} \gg \dot{M}_{Edd}$ , la couronne comptonisée pourrait devenir optiquement épaisse ou couvrir le disque.

La raison pour laquelle les ULXs semblent être presque toujours dans ce régime haut/dur pourraient être reliés à un taux de transfert de masse très important pour lequel il faut faire appel à des compagnons de masse importante (remplissant leur lobe de Roche).

A noter que Roberts *et al.* (2006) concluent également à une couronne optiquement épaisse entourant un disque d'accrétion pour la source ULX NGC 5204 X-1, sur une étude de deux mois. Ils

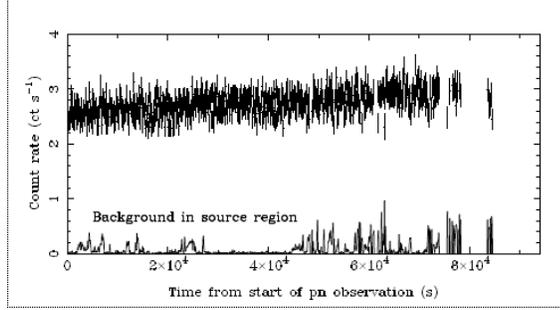


FIG. I.5 – Courbe de lumière EPIC-pn 0.3 – 6 keV de Holmberg II X-1 couvrant une durée de 100 ks avec un binning de temps de 100 s. Figure tirée de Goad *et al.* (2006)

suggèrent donc la présence d'un trou noir de masse stellaire avec un taux d'accrétion très important.

On peut noter encore une fois qu'un des points importants est la suggestion d'un taux de transfert très important, super-Eddington. De plus, la ressemblance avec la source galactique XTE J1550-564 (Kubota & Done 2004) dans son état très haut montre que ce modèle est tout à fait possible rapprochant les ULXs des trous noirs de masse stellaire, bien que dans un état différent.

#### 2.4.7. Timing

Il n'en a pas été question pour le moment, mais évidemment la preuve attendue pour conclure définitivement sur la masse du trou noir dans les ULXs est une estimation dynamique. Pour cela, on peut déjà s'intéresser à la période orbitale en rayons X qui pourrait donner une forte indication sur la masse du trou noir. Malheureusement, à part quelques cas où de possibles périodes ont été observées (Bauer *et al.* 2001, David *et al.* 2005), la plupart des ULXs montrent une variabilité plutôt aléatoire (Figure I.5).

##### a. Les cassures dans les mesures de densité de puissance spectrale

Un autre diagnostic possible en l'absence de périodicités sont les mesures de densité de puissance spectrale (PSD). En effet, la fréquence caractéristique des cassures dans la pente du PSD est utilisée pour déduire les masses des trous noirs galactiques et supermassifs (e.g McHardy *et al.* 2005) avec une dépendance inverse entre cette fréquence et la masse. Certains auteurs (Cropper *et al.* 2004, Soria *et al.* 2004) ont détecté de telles cassures dans quelques ULXs mais sans vraiment arriver à une conclusion très précise quant à la masse du trou noir en question. D'ailleurs, dans certains ULXs comme Holmberg II-X-1, et même avec une très longue exposition (100 ks) (Goad *et al.* 2006), presque aucune variabilité (< quelques % rms, figure I.5) sur des échelles de temps de la minute à quelques heures n'a été détecté. Leur PSD est plat et les contraintes qu'ils placent sur les fréquences possibles (mais non détectées) donnent une limite supérieure de  $100 M_{\odot}$  pour la masse du trou noir.

### b. QPOs

Une autre caractéristique des PSDs est la présence possible de QPOs (Oscillations Quasi-Périodiques). En effet, les objets accrétants subissent des phénomènes qui ont des durées très différentes : le transfert de masse de la secondaire sur la primaire par exemple, varie sur des échelles de temps de l'ordre de la période orbitale (heures à jours). La diffusion de matière vers l'intérieur du disque est reliée au processus de viscosité qui est plus lent que la période orbitale képlérienne du disque. De la sorte, les échelles de temps de ces processus de diffusion sont de l'ordre du jour à l'extérieur du disque et de l'ordre de quelques fractions de seconde très proche de l'objet compact. On a donc découvert au début des années 1980 ces QPOs de la luminosité X reliés à tous ces phénomènes hautement variables. Bien sûr, la plupart du temps, les fréquences de ces oscillations sont très variables. Mais dans certaines binaires X galactiques, on a découvert des paires de QPOs haute-fréquence avec des fréquences constantes et des ratios entiers (3 :2, 5 :3). Les explications avancées actuellement sur ce phénomène (et en particulier les QPOs 3 :2) sont reliées à un rayon spécifique de résonance fixé en termes de rayons gravitationnels de l'objet compact central. Ces fréquences sont reliées à la masse de l'objet compact ( $\propto 1/M$ ). Cette technique a été utilisée avec succès sur 3 microquasars galactiques dont la masse est connue indépendamment. C'est pourquoi certains auteurs (Abramowicz *et al.* 2004) suggèrent que la détection de tels QPOs 3 :2 dans les ULXs pourraient directement contraindre la masse du trou noir. En effet, la relation inverse entre la masse du trou noir et la fréquence des QPOs laisse penser que si les ULXs sont dominés par des IMBHs, on devrait détecter des QPOs à  $\sim 1$  Hz, plutôt que la valeur de  $\sim 100$  Hz associée aux trous noirs de masse stellaire. Mais à dater d'aujourd'hui, aucun QPOs de cette sorte n'a été détecté. Par contre, d'autres QPOs, à plus basse fréquence ( $\sim 50$  mHz), ont été détectés dans plusieurs ULXs (Strohmayer & Mushotzky 2003, Dewangan *et al.* 2006, Strohmayer *et al.* 2007). Mais ils ne suffisent pas à contraindre la masse du trou noir, car il n'est pas très clair à quels phénomènes physiques ils correspondent et où dans le disque ils ont lieu.

Pour conclure sur ce phénomène, un résultat certain sur la détection de QPOs est qu'ils excluent une focalisation du rayonnement X puisqu'il s'agit d'un signal cohérent.

On a pu voir au travers de cette introduction sur les connaissances actuelles des ULXs vues à travers les rayons X que de nombreuses questions se posent encore, et que l'étude en rayons X seule ne semble pouvoir venir à bout du mystère. Comme dans beaucoup d'autres domaines de l'astrophysique actuellement, les études multi-longueurs d'ondes sont devenues indispensables. Depuis maintenant 10 ans et les premiers satellites X permettant une localisation relativement précise des sources X, on a pu détecter des contreparties optiques d'ULXs (même si ce n'était pas forcément ce qu'on attendait au départ) ce qui a permis d'ouvrir une nouvelle brèche dans la connaissance de ces objets intrigants.

## 3. Emission optique

Les contreparties optiques des ULXs ont commencé à être recherchées dès que leur position X a été assez précise pour pouvoir pointer un télescope optique ou pour comparer cette position avec des données liées à des surveys. Une des premières contreparties observées est celle de Holmberg IX X-1 (chapitre IV) : en effet, suite à un survey de M81, Miller (1995) découvre un objet étendu à la position de la source X. Il s'agit d'une nébuleuse, d'un diamètre d'environ 250 pc, dont la nature

n'est pas certaine. En fait, la spectroscopie révèle des raies d'émission [SII] et [OI] très fortes (par rapport à  $H_\alpha$ ) qui suggèrent une nature de reste de supernovae (SNR). Mais la taille de cette nébuleuse étant près de deux fois supérieures aux plus grands SNRs connus, cette conclusion restait hypothétique. Par ailleurs, un continuum bleu étendu coïncident avec la position X est présent au sein de la nébuleuse ce qui est interprété possiblement par Miller (1995) comme une association OB responsable du SNR ou la contrepartie optique en cas de source compacte. Mais la précision Einstein sur la position X ( $\pm 4''$ ) et la moyenne résolution de leurs images optiques empêchaient une conclusion définitive.

### 3.1. LES NÉBULEUSES ENTOURANT CERTAINS ULXS

Comme mentionné, une des grandes découvertes observationnelles autour des ULXs est la présence fréquente de nébuleuses de taille très importantes. Un travail de pionniers dans ce domaine a été effectué par (Pakull & Mirioni 2002, 2003) qui ont établi un atlas d'une dizaine d'ULXs dont 5 sont associées avec une bulle vraisemblablement liée à l'ULX. Une nébuleuse liée à Holmberg II X-1 est également très intéressante car il semble s'agir d'une nébuleuse photoionisée par les rayons X (Pakull & Mirioni 2002, 2003, Kaaret *et al.* 2004), un des rares objets de ce type connu.

### 3.2. CONTREPARTIES OPTIQUES

Les premières contreparties optiques découvertes ont été en fait ces bulles géantes centrées en général sur les sources X. Mais la détection de contreparties stellaires ponctuelles a dû attendre les observations faites avec les télescopes de la classe des 8 mètres ainsi que l'utilisation du télescope spatial Hubble (Goad *et al.* 2002, Liu *et al.* 2002, 2004, Kuntz *et al.* 2005, Liu *et al.* 2007). Basé sur des images HST/WFPC2, Goad *et al.* (2002) ont montré que la contrepartie probable de NGC 5204 X-1 est un amas d'étoiles jeune non résolu ( $< 10$  Myr) tandis que sur des observations HST/ACS avec une meilleure résolution et aidé par de la spectroscopie HST/STIS, Liu *et al.* (2004) concluent que la contrepartie optique de l'ULX est une étoile B0 Ib. En effet, ils détectent dans le spectre UV de l'étoile des raies d'absorption caractéristique d'un tel type spectral, avec néanmoins une raie d'émission de NV $\lambda$ 1240 qui est interprété comme provenant du disque d'accrétion illuminé par les rayons X et de la couronne, comme observé dans certaines binaires X de faible masse. Peu de temps après cette observation, le spectrographe STIS a cessé de fonctionner, rendant l'identification spectrale des contreparties optiques d'ULXs dans l'UV impossible. Kuntz *et al.* (2005) ont quant à eux découvert la contrepartie optique de M101 ULX-1 grâce à des observations HST/ACS et Gemini. Les magnitudes et couleurs de cet objet pointent vers une supergéante B de masse  $\sim 10 M_\odot$ . Les différentes observations ne montrent pas de variabilité optique particulière. Par ailleurs, la spectroscopie Gemini montre que l'objet possède une raie d'HeII $\lambda$ 4686 qui est la caractéristique spectrale des binaires X. La raie d'HeII a une largeur de 600 km/s et pourrait provenir d'un disque d'accrétion ou du vent de la supergéante. Néanmoins, le fait que cet objet puisse être vu avec une luminosité X quiescente de  $10^{36}$  erg/s suggère fortement un système binaire de grande masse ressemblant fortement aux systèmes galactiques. M101 ULX-1 n'est donc certainement pas un ULX à proprement parler mais un système rencontrant des épisodes d'accrétion super-Eddington.

## 4. Plan de la thèse

L'état des connaissances sur les ULXs au début de cette thèse reposait donc majoritairement sur les observations faites en rayons X. En optique, très peu de contreparties avaient été détectées et en général une confirmation spectroscopique n'était pas disponible. Grâce à des données SUBARU et VLT, puis aidé par la suite par des observations HST, nous avons entrepris une étude de plusieurs ULXs dont les deux principaux sont exposés dans cette thèse.

Dans le chapitre II, nous exposerons les principes utilisés pour réduire les données photométriques et spectroscopiques. Ensuite, les chapitres III et IV seront consacrés à l'analyse et à l'interprétation détaillées des données de deux ULXs, respectivement NGC 1313 X-2 et Holmberg IX X-1. Enfin, une conclusion et les perspectives associées à ce travail clôtureront ce manuscrit.



## Références

- ABOLMASOV, P., FABRIKA, S., SHOLUKHOVA, O. & AFANASIEV, V., 2007; *Spectroscopy of optical counterparts of ultraluminous X-ray sources*. Astrophysical Bulletin, **62**, 36
- ABRAMOWICZ, M. A., CZERNY, B., LASOTA, J. P. & SZUSZKIEWICZ, E., 1988; *Slim accretion disks*. ApJ, **332**, 646
- ABRAMOWICZ, M. A., KLUŻNIAK, W., MCCLIN-TOCK, J. E. & REMILLARD, R. A., 2004; *The Importance of Discovering a 3 :2 Twin-Peak Quasi-periodic Oscillation in an Ultraluminous X-Ray Source, or How to Solve the Puzzle of Intermediate-Mass Black Holes*. ApJ, **609**, L63
- BAHCALL, J. N. & OSTRIKER, J. P., 1975; *Massive black holes in globular clusters*. Nature, **256**, 23
- BAUER, F. E. & BRANDT, W. N., 2004; *Chandra and Hubble Space Telescope Confirmation of the Luminous and Variable X-Ray Source IC 10 X-1 as a Possible Wolf-Rayet, Black Hole Binary*. ApJ, **601**, L67
- BAUER, F. E., BRANDT, W. N., SAMBRUNA, R. M., CHARTAS, G., GARMIRE, G. P., KASPI, S. & NETZER, H., 2001; *A Chandra Study of the Circinus Galaxy Point-Source Population*. AJ, **122**, 182
- BEGELMAN, M. C., 2002; *Super-Eddington Fluxes from Thin Accretion Disks?* ApJ, **568**, L97
- BRANDT, W. N., WARD, M. J., FABIAN, A. C. & HODGE, P. W., 1997; *ROSAT HRI observations of the Local Group galaxies IC 10, NGC 147 and NGC 185*. MNRAS, **291**, 709
- CLARK, J. S. & CROWTHER, P. A., 2004; *On the Wolf-Rayet counterpart to IC 10 X-1*. A&A, **414**, L45
- COLBERT, E. J. M. & MUSHOTZKY, R. F., 1999; *The Nature of Accreting Black Holes in Nearby Galaxy Nuclei*. ApJ, **519**, 89
- CROPPER, M., SORIA, R., MUSHOTZKY, R. F., WU, K., MARKWARDT, C. B. & PAKULL, M., 2004; *Probable intermediate-mass black holes in NGC 4559 : XMM-Newton spectral and timing constraints*. MNRAS, **349**, 39
- CROWTHER, P. A., DRISSEN, L., ABBOTT, J. B., ROYER, P. & SMARTT, S. J., 2003; *Gemini ob-*

- servations of Wolf-Rayet stars in the Local Group starburst galaxy IC 10.* *A&A*, **404**, 483
- DAVID, L. P., JONES, C., FORMAN, W. & MURRAY, S. S., 2005; *The Diffuse Emission and a Variable Ultraluminous X-Ray Point Source in the Elliptical Galaxy NGC 3379.* *ApJ*, **635**, 1053
- DEWANGAN, G. C., GRIFFITHS, R. E. & RAO, A. R., 2006; *Quasi-periodic Oscillations and Strongly Comptonized X-Ray Emission from Holmberg IX X-1.* *ApJ*, **641**, L125
- EBISAWA, K., ŻYCKI, P., KUBOTA, A., MIZUNO, T. & WATARAI, K.-Y., 2003; *Accretion Disk Spectra of Ultraluminous X-Ray Sources in Nearby Spiral Galaxies and Galactic Superluminal Jet Sources.* *ApJ*, **597**, 780
- EBISUZAKI, T., MAKINO, J., TSURU, T. G., FUNATO, Y., PORTEGIES ZWART, S., HUT, P., McMILLAN, S., MATSUSHITA, S., MATSUMOTO, H. & KAWABE, R., 2001; *Missing Link Found? The “Runaway” Path to Supermassive Black Holes.* *ApJ*, **562**, L19
- FABBIANO, G., 1989; *X rays from normal galaxies.* *ARA&A*, **27**, 87
- FABBIANO, G. & TRINCHERI, G., 1987; *X-ray observations of spiral galaxies. II - Images and spectral parameters of 13 galaxies.* *ApJ*, **315**, 46
- FABBIANO, G., ZEZAS, A., KING, A. R., PONMAN, T. J., ROTS, A. & SCHWEIZER, F., 2003; *The Time-variable Ultraluminous X-Ray Sources of “The Antennae”.* *ApJ*, **584**, L5
- FENG, H. & KAARET, P., 2006; *Spectral State Transitions of the Ultraluminous X-Ray Sources X-1 and X-2 in NGC 1313.* *ApJ*, **650**, L75
- FRANK, J. & REES, M. J., 1976; *Effects of massive central black holes on dense stellar systems.* *MNRAS*, **176**, 633
- FRYER, C. L. & KALOGERA, V., 2001; *Theoretical Black Hole Mass Distributions.* *ApJ*, **554**, 548
- GENZEL, R. & ECKART, A., 1999; *The Galactic Center Black Hole.* **186**, 3
- GIACCONI, R., BRANDUARDI, G., BRIEL, U., EPSTEIN, A., FABRICANT, D., FEIGELSON, E., FORMAN, W., GORENSTEIN, P., GRINDLAY, J., GURSKY, H., HARNDEN, F. R., HENRY, J. P., JONES, C., KELLOGG, E., KOCH, D., MURRAY, S., SCHREIER, E., SEWARD, F., TANANBAUM, H., TOPKA, K., VAN SPEYBROECK, L., HOLT, S. S., BECKER, R. H., BOLDT, E. A., SERLEMITSOS, P. J., CLARK, G., CANIZARES, C., MARKERT, T., NOVICK, R., HELFAND, D. & LONG, K., 1979; *The Einstein /HEAO 2/ X-ray Observatory.* *ApJ*, **230**, 540
- GOAD, M. R., ROBERTS, T. P., KNIGGE, C. & LIRA, P., 2002; *The optical counterpart of the ultraluminous X-ray source NGC 5204 X-1.* *MNRAS*, **335**, L67
- GOAD, M. R., ROBERTS, T. P., REEVES, J. N. & UTTLEY, P., 2006; *A deep XMM-Newton observation of the ultraluminous X-ray source Holmberg II X-1 : the case against a 1000- $M_{\text{solar}}$  blackhole.* *MNRAS*, **365**, 191
- GONÇALVES, A. C. & SORIA, R., 2006; *On the weakness of disc models in bright ULXs.* *MNRAS*, **371**, 673
- GRIMM, H.-J., GILFANOV, M. & SUNYAEV, R., 2003; *High-mass X-ray binaries as a star formation rate indicator in distant galaxies.* *MNRAS*, **339**, 793
- HILLWIG, T. C. & GIES, D. R., 2008; *Spectroscopic Observations of the Mass Donor Star in SS 433.* *ApJ*, **676**, L37
- KAARET, P., WARD, M. J. & ZEZAS, A., 2004; *High-resolution imaging of the HeII  $\lambda 4686$  emission line nebula associated with the ultraluminous X-ray source in Holmberg II.* *MNRAS*, **351**, L83
- KALOGERA, V. & BAYM, G., 1996; *The Maximum Mass of a Neutron Star.* *ApJ*, **470**, L61+
- KING, A. R., 2004; *Ultraluminous X-ray sources and star formation.* *MNRAS*, **347**, L18
- KING, A. R., DAVIES, M. B., WARD, M. J., FABBIANO, G. & ELVIS, M., 2001; *Ultraluminous X-Ray Sources in External Galaxies.* *ApJ*, **552**, L109

- KÖRDING, E., FALCKE, H. & MARKOFF, S., 2002; Population X : Are the super-Eddington X-ray sources beamed jets in microblazars or intermediate mass black holes? *A&A*, **382**, L13
- KRAUSS, M. I., KILGARD, R. E., GARCIA, M. R., ROBERTS, T. P. & PRESTWICH, A. H., 2005; M74 X-1 (CXOU J013651.1+154547) : An Extremely Variable Ultraluminous X-Ray Source. *ApJ*, **630**, 228
- KUBOTA, A. & DONE, C., 2004; The very high state accretion disc structure from the Galactic black hole transient XTE J1550 - 564. *MNRAS*, **353**, 980
- KUBOTA, A., MIZUNO, T., MAKISHIMA, K., FUKAZAWA, Y., KOTOKU, J., OHNISHI, T. & TASHIRO, M., 2001; Discovery of Spectral Transitions from Two Ultraluminous Compact X-Ray Sources in IC 342. *ApJ*, **547**, L119
- KUNTZ, K. D., GRUENDL, R. A., CHU, Y.-H., CHEN, C.-H. R., STILL, M., MUKAI, K. & MUSHOTZKY, R. F., 2005; The Optical Counterpart of M101 ULX-1. *ApJ*, **620**, L31
- LA PAROLA, V., PERES, G., FABBIANO, G., KIM, D. W. & BOCCHINO, F., 2001; The Ultraluminous M81 X-9 Source : 20 Years' Variability and Spectral States. *ApJ*, **556**, 47
- LIGHTMAN, A. P. & SHAPIRO, S. L., 1977; The distribution and consumption rate of stars around a massive, collapsed object. *ApJ*, **211**, 244
- LIU, J.-F., BREGMAN, J., MILLER, J. & KAARET, P., 2007; Optical Studies of the Ultraluminous X-Ray Source NGC 1313 X-2. *ApJ*, **661**, 165
- LIU, J.-F., BREGMAN, J. N. & SEITZER, P., 2002; The Optical Counterpart of an Ultraluminous X-Ray Object in M81. *ApJ*, **580**, L31
- , 2004; The Optical Counterpart of an Ultraluminous X-Ray Source in NGC 5204. *ApJ*, **602**, 249
- MAKISHIMA, K., KUBOTA, A., MIZUNO, T., OHNISHI, T., TASHIRO, M., ARUGA, Y., ASAI, K., DOTANI, T., MITSUDA, K., UEDA, Y., UNO, S., YAMAOKA, K., EBISAWA, K., KOHMURA, Y. & OKADA, K., 2000; The Nature of Ultraluminous Compact X-Ray Sources in Nearby Spiral Galaxies. *ApJ*, **535**, 632
- MARCHANT, A. B. & SHAPIRO, S. L., 1980; Star clusters containing massive, central black holes. III - Evolution calculations. *ApJ*, **239**, 685
- MCCLINTOCK, J. E. & REMILLARD, R. A., 2006; Black hole binaries. *Compact stellar X-ray sources*, pp. 157–213
- MCHARDY, I. M., GUNN, K. F., UTTLEY, P. & GOAD, M. R., 2005; MCG-6-30-15 : long time-scale X-ray variability, black hole mass and active galactic nuclei high states. *MNRAS*, **359**, 1469
- MILLER, B. W., 1995; The Optical Counterpart to the Extremely Luminous X-Ray Source near Holmberg IX : A Possible Supershell in a Tidal Tail. *ApJ*, **446**, L75+
- MILLER, J. M., FABBIANO, G., MILLER, M. C. & FABIAN, A. C., 2003; X-Ray Spectroscopic Evidence for Intermediate-Mass Black Holes : Cool Accretion Disks in Two Ultraluminous X-Ray Sources. *ApJ*, **585**, L37
- MINESHIGE, S., HIRANO, A., KITAMOTO, S., YAMADA, T. T. & FUKUE, J., 1994; Time-dependent disk accretion in X-ray Nova MUSCAE 1991. *ApJ*, **426**, 308
- OKADA, K., DOTANI, T., MAKISHIMA, K., MITSUDA, K. & MIHARA, T., 1998; ASCA Observation of Bright X-Ray Sources in the Nearby Spiral Galaxy IC 342. *PASJ*, **50**, 25
- OROSZ, J. A., 2003; Inventory of black hole binaries. *Dans A Massive Star Odyssey : From Main Sequence to Supernova*, K. van der Hucht, A. Herrero & C. Esteban, réds., tm. 212 de IAU Symposium
- PAKULL, M. W. & MIRIONI, L., 2002; Optical Counterparts of Ultraluminous X-Ray Sources. *ArXiv Astrophysics e-prints*
- , 2003; Bubble Nebulae around Ultraluminous X-Ray Sources. *Dans Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, J. Arthur & W. J. Henney, réds., tm. 15 de Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series

- PATRUNO, A. & ZAMPIERI, L., 2008; Optical emission from massive donors in ultraluminous X-ray source binary systems. *MNRAS*, **386**, 543
- PORTEGIES ZWART, S. F., MAKINO, J., McMILLAN, S. L. W. & HUT, P., 1999; Star cluster ecology. III. Runaway collisions in young compact star clusters. *A&A*, **348**, 117
- PRESTWICH, A. H., KILGARD, R., CROWTHER, P. A., CARPANO, S., POLLOCK, A. M. T., ZEAS, A., SAAR, S. H., ROBERTS, T. P. & WARD, M. J., 2007; The Orbital Period of the Wolf-Rayet Binary IC 10 X-1 : Dynamic Evidence that the Compact Object Is a Black Hole. *ApJ*, **669**, L21
- QUINLAN, G. D. & SHAPIRO, S. L., 1987; The collapse of dense star clusters to supermassive black holes - Binaries and gravitational radiation. *ApJ*, **321**, 199
- RAPPAPORT, S. A., PODSIADLOWSKI, P. & PFAHL, E., 2005; Stellar-mass black hole binaries as ultraluminous X-ray sources. *MNRAS*, **356**, 401
- REMILLARD, R. A. & McCLINTOCK, J. E., 2006; X-Ray Properties of Black-Hole Binaries. *ARA&A*, **44**, 49
- ROBERTS, T. P., 2007; X-ray observations of ultraluminous X-ray sources. *Ap&SS*, **311**, 203
- ROBERTS, T. P., KILGARD, R. E., WARWICK, R. S., GOAD, M. R. & WARD, M. J., 2006; Chandra monitoring observations of the ultraluminous X-ray source NGC 5204 X-1. *MNRAS*, **371**, 1877
- SAHA, A., CLAVER, J. & HOESSEL, J. G., 2002; Cepheids and Long-Period Variables in IC 342. *AJ*, **124**, 839
- SHAKURA, N. I. & SYUNYAEV, R. A., 1973; Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, **24**, 337
- SILVERMAN, J. M. & FILIPPENKO, A. V., 2008; On IC 10 X-1, the Most Massive Known Stellar-Mass Black Hole. *ApJ*, **678**, L17
- SORIA, R., 2007; Bridging the gap between stellar-mass black holes and ultraluminous X-ray sources. *Ap&SS*, **311**, 213
- SORIA, R., BALDI, A., RISALITI, G., FABBIANO, G., KING, A., LA PAROLA, V. & ZEAS, A., 2007; New flaring of an ultraluminous X-ray source in NGC1365. *MNRAS*, **379**, 1313
- SORIA, R., KUNCIC, Z., BRODERICK, J. W. & RYDER, S. D., 2006; Multiband study of NGC7424 and its two newly discovered ultraluminous X-ray sources. *MNRAS*, **370**, 1666
- SORIA, R. & MOTCH, C., 2004; A variable ultraluminous X-ray source in the colliding galaxy NGC 7714. *A&A*, **422**, 915
- SORIA, R., MOTCH, C., READ, A. M. & STEVENS, I. R., 2004; X-ray flares from the ultra-luminous X-ray source in NGC 5408. *A&A*, **423**, 955
- STOBBART, A.-M., ROBERTS, T. P. & WILMS, J., 2006; XMM-Newton observations of the brightest ultraluminous X-ray sources. *MNRAS*, **368**, 397
- STROHMAYER, T. E. & MUSHOTZKY, R. F., 2003; Discovery of X-Ray Quasi-periodic Oscillations from an Ultraluminous X-Ray Source in M82 : Evidence against Beaming. *ApJ*, **586**, L61
- STROHMAYER, T. E., MUSHOTZKY, R. F., WINTER, L., SORIA, R., UTTLEY, P. & CROPPER, M., 2007; Quasi-periodic Variability in NGC 5408 X-1. *ApJ*, **660**, 580
- TREMAINE, S. D., OSTRIKER, J. P. & SPITZER, JR., L., 1975; The formation of the nuclei of galaxies. I - M31. *ApJ*, **196**, 407
- VINK, J. S., DE KOTER, A. & LAMERS, H. J. G. L. M., 2001; Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity. *A&A*, **369**, 574
- WATARAI, K.-Y., FUKUE, J., TAKEUCHI, M. & MINESHIGE, S., 2000; Galactic Black-Hole Candidates Shining at the Eddington Luminosity. *PASJ*, **52**, 133
- WATARAI, K.-Y., MIZUNO, T. & MINESHIGE, S., 2001; Slim-Disk Model for Ultraluminous X-Ray Sources. *ApJ*, **549**, L77
- WOLTER, A. & TRINCHIERI, G., 2004; A thorough study of the intriguing X-ray emission from the Cartwheel ring. *A&A*, **426**, 787

*Références*

---

- WYLLER, A. A., 1970; Observational Aspects of Black Holes in Globular Clusters. *ApJ*, **160**, 443
- ZEZAS, A., FABBIANO, G., ROTS, A. H. & MURRAY, S. S., 2002; Chandra Observations of “The Antennae” Galaxies (NGC 4038/4039). III. X-Ray Properties and Multiwavelength Associations of the X-Ray Source Population. *ApJ*, **577**, 710
- ZHANG, S. N., CUI, W. & CHEN, W., 1997; Black Hole Spin in X-Ray Binaries : Observational Consequences. *ApJ*, **482**, L155+



# Réduction des données

18 mars 2009

## 1. Stratégie d'observation

La stratégie d'observation des ULXs dans les longueurs d'onde optique est directement reliée à la luminosité de ces objets ainsi qu'à leur position dans la galaxie hôte. En effet, il est actuellement possible d'étudier de manière relativement précise (et notamment effectuer de la spectroscopie) uniquement les objets les plus lumineux et qui atteignent néanmoins des magnitudes visuelles plus grandes que 22. Par ailleurs, tous les ULXs étant des sources extragalactiques, il est indispensable de limiter la possibilité de confusion dans les champs observés, c'est pourquoi il est nécessaire de pointer les objets situés en périphérie de leur galaxie, ce qui est d'ailleurs souvent synonyme d'extinction assez faible, un point crucial également.

## 2. Télescopes et instruments

Dans cette thèse ont été utilisées les données provenant de trois télescopes. Comme déjà mentionné dans l'introduction, il faut faire appel aux plus grands télescopes disponibles actuellement pour pouvoir étudier les contreparties ULX, la surface collectrice de lumière étant réellement le point crucial.

### 2.1. SUBARU

Le SUBARU est un télescope situé sur le Mauna Kea (Hawaï) à une altitude de 4139 m et qui se trouve sous le contrôle du NAOJ (National Astronomical Observatory of Japan). Son diamètre effectif est de 8.2 m et sa longueur focale est de 15 m.

L'instrument utilisé pour notre étude est FOCAS (Faint Object Camera & Spectrograph<sup>a</sup>, Kashikawa *et al.* 2002) qui est monté au foyer Cassegrain du télescope SUBARU. Il possède différents

---

<sup>a</sup> Référence : <http://www.naoj.org/Observing/Instrumental/FOCAS/Index.html>

modes de fonctionnement : un mode imagerie, spectroscopie longue fente et un mode spectroscopie multi-fentes sachant que nous avons utilisé les deux premiers. Un champ de 6' de diamètre est disponible au foyer Cassegrain F/12.2 du télescope à une échelle de 2.06 arcsec/mm que FOCAS utilise pleinement. L'image résultante sur le détecteur de 0.103 "/pixel permet une observation à haute résolution à condition d'avoir un bon seeing. Le seul défaut de cette configuration (instrument monté au foyer Cassegrain) est une distorsion très importante pouvant atteindre 2" en bord de champ. Bien sûr, des jeux de grisms et de filtres standards sont disponibles. Enfin, cet instrument a été optimisé pour fonctionner dans l'intervalle de longueur d'onde 365-900 nm, avec une transmission de l'ordre de 80 % entre 420 et 900 nm.

La caméra CCD Focas est constituée d'une paire de CCD de 2048\*4096 pixels. Chaque pixel mesure 15  $\mu m$  de côté.

Les caractéristiques techniques de cette caméra sont résumées dans le tableau II.1.

TAB. II.1 – Caractéristiques techniques de l'instrument FOCAS

Détecteurs	2 CCD de 2048*4096 pixels
Taille des pixels	15 $\mu m$
Echelle des pixels	0'.104
Champ	6' (circulaire)
Gain	2.1 e <sup>-</sup> /ADU
Bruit de lecture	4 e <sup>-</sup> rms
Niveau de saturation	40000 e <sup>-</sup>
Temps de lecture	166 sec (pour l'aire complète de la CCD, sans binning)

## 2.2. VLT

Le *Very Large Telescope* (VLT) situé sur le mont Cerro Paranal à 2635 m d'altitude est un site d'observation géré par l'ESO équipé de quatre télescopes de 8.2m de diamètre fonctionnant avec une dizaine d'instruments différents. Nous avons utilisé l'instrument FORS1 pour nos observations dont le design (FORS) a en fait servi pour deux instruments appelés FORS1 et FORS2 qui ont tous deux évolués pour finir comme deux instruments réellement complémentaires (FORS1 étant maintenant totalement optimisé dans le bleu et FORS2 dans le rouge).

FORS est le *FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph* du VLT fonctionnant dans l'optique et le proche-UV. La première version de FORS1 (remplacé en 2007) fait partie de la première génération d'instruments du VLT. C'est un spectro-imageur qui est placé au foyer Cassegrain d'un des quatre télescopes de 8.2 mètres. La caméra CCD utilisé est constituée d'un seul chip d'une taille de 2048\*2048 pixels dont l'échelle spatiale est 0.2"/pixel avec le collimateur standard (pour les détails, voir Table II.2).

TAB. II.2 – Caractéristiques techniques de l'instrument FORS1 (première génération)

Détecteur	1 CCD de 2048*2048 pixels
Taille des pixels	24 $\mu m$
Echelle des pixels	0.2''
Champ	6.8' $\times$ 6.8'
Gain	$\sim 1.6e^-/ADU$
Bruit de lecture	$\sim 5.5e^-$
Niveau de saturation	105000 $e^-$
Temps de lecture	51/122 sec (imagerie/spectroscopie)

### 2.3. HST

Les derniers jeux de données utilisées dans cette thèse proviennent du télescope spatial Hubble et plus précisément de sa caméra ACS (*Advanced Camera for Surveys*). Il s'agit d'un instrument de troisième génération et il est composé de trois instruments dont les deux principaux ont été utilisés ici :

- un instrument grand champ (Wide Field Channel (WFC)) dont le champ de vue a une taille de  $202 \times 202''^2$  couvrant l'intervalle 3700–11000 Å et une résolution de 0.05 ''/pixel.
- un instrument haute résolution (High Resolution Channel (HRC)) avec un champ de vue réduit ( $26 \times 29''^2$ ) couvrant l'intervalle 2000-11000 Å et une très haute résolution spatiale de 0.027 ''/pixel.

Evidemment, le faible diamètre du HST (2 mètres) impose des temps de pose beaucoup plus longs pour observer un même objet que depuis le sol mais sa résolution spatiale est clairement un avantage déterminant dans l'étude de sources ponctuelles extragalactiques.

## 3. Pré-réduction

La pré-réduction des images et spectres est faite selon les méthodes standards qui seront rappelés brièvement ici.

Le but de la procédure de réduction de données est bien sûr d'obtenir à partir d'une image brute, une image interprétable scientifiquement. Pour cela, l'image originale sera traitée afin d'éliminer et de corriger les défauts dus à l'imperfection des capteurs CCD.

L'acquisition des données doit nécessairement inclure des images destinées à la correction de certains problèmes inhérents à la technologie CCD :

- Le biais : cela consiste à faire l'acquisition d'une image avec un temps d'exposition nul, dans le but de corriger le signal non nul présent lors de la mise sous tension du capteur CCD. La correction se fait sous forme de soustraction pixel à pixel. En général, il est meilleur d'avoir un grand nombre de biais, et d'en acquérir au début et à la fin des observations (et parfois en milieu de séance), même si les instruments récents sont très stables à ce niveau.

- Le flat field (Plage de lumière uniforme) : un capteur CCD est imparfait : il en résulte que la sensibilité à la lumière de chaque pixel n'est pas la même. C'est pourquoi il faut faire l'acquisition d'images obtenues en plaçant le télescope face à un objet éclairé uniformément (par exemple le dôme de la coupole) ou alors utiliser des observations du ciel au moment où le Soleil se couche (*twilight flat*). Les images seront ensuite corrigées de cet effet par division de celles-ci (auxquelles on aura préalablement soustrait le biais) par le flat field. Enfin, pour chaque filtre différent utilisé, on fait l'acquisition d'un flat field : cela permet en plus de corriger les inhomogénéités de chacun de ces filtres.

A partir de plusieurs biais obtenus au cours des observations, on calcule un biais médian. Les flat field sont quant à eux triés selon le filtre utilisé. Ils sont ensuite moyennés de façon standard, puis on leur soustrait le biais médian. Enfin, ils sont normalisés à 1, en les divisant par leur valeur moyenne. Les images scientifiques sont ainsi corrigées :

$$\text{Image réduite} = \frac{(\text{Image brute} - \text{Biais})}{\text{Flat Field normalisé}}$$

avec Flat Field normalisé = (Flat Field brut - Biais)/Valeur moyenne du Flat Field

## 4. Réductions des données spectroscopiques

Tout comme pour les images, on soustrait le biais médian des spectres. Puis il faut traiter les flat field, c'est-à-dire les normaliser en les divisant par leurs profils moyens, obtenu en ajustant un polynôme le long de l'axe de dispersion des flat field. Ce polynôme est de nature unidimensionnelle qu'il convient de transformer en image bidimensionnelle pour pouvoir diviser le flat field par cet ajustement. Ainsi, on obtient un flat field normalisé.

### 4.1. CALIBRATION EN LONGUEUR D'ONDE

Des spectres de lampes à émission (e.g, thorium-argon) sont utilisés pour effectuer les calibrations en longueur d'onde. La procédure est standard, à savoir qu'on identifie manuellement un certain nombre de raies, réparties sur tout le spectre. Une relation de dispersion est alors modélisée pour chaque ligne par un polynôme unidimensionnel de degré trois (en général). Puis une procédure identifie le plus grand nombre de raies d'émission présentes dans une table de référence de la lampe en question et ce, pour chaque ligne. Evidemment, au moins une calibration est effectuée par nuit d'observation, même si un changement important de cible modifie cette calibration étant donné les flexions mises en jeu dans les télescopes de grand diamètre. Habituellement, les vérifications effectuées donnent une calibration correcte avec un rms de l'ordre de 0.3Å pour les spectres de moyenne résolution ( $\sim 3 \text{ \AA}/\text{pixel}$ ).

## 4.2. CALIBRATION EN FLUX

Pour connaître la relation entre le flux reçu par le capteur CCD et le flux en unités physiques, il faut connaître la réponse spectrophotométrique de la caméra CCD. C'est pourquoi un spectre d'une étoile standard est utilisé : le spectre réduit de cette étoile est comparé à une table de flux, ce qui permet de générer une table de réponse. Cette table de réponse est ensuite transformée en image avec la réponse de la CCD en fonction de la longueur d'onde.

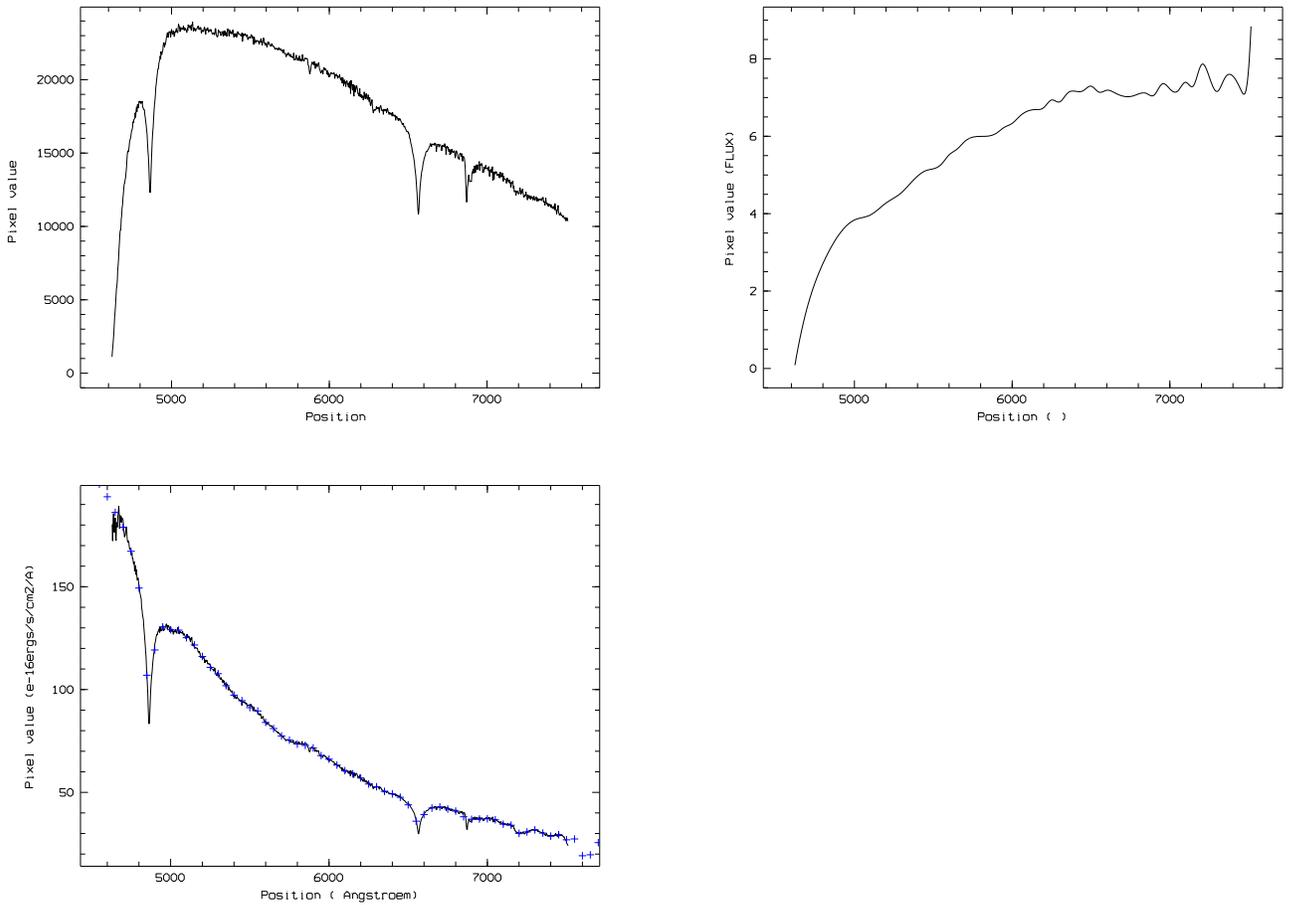


FIG. II.1 – Exemple de calibration en flux d'une étoile standard et détermination de la réponse de la CCD.

*A Gauche* : Spectre de l'étoile standard Hz14 non calibré en flux.

*A Droite* : Courbe de réponse de la CCD.

*En Bas* : Spectre de l'étoile standard Hz14 calibré en flux. La courbe composée de croix représente le spectre de Hz14 tiré des tables.

### 4.3. EXTRACTION DES SPECTRES

L'image brute est corrigée du biais, puis on effectue une division par le flat field normalisé. L'image est ensuite calibrée en longueur d'onde grâce aux calibrations faites précédemment. On doit ensuite retirer les raies du ciel, cette opération s'effectuant en extrayant deux séries de lignes de chaque côté du spectre. On forme ainsi une image ne contenant que ces raies que l'on peut soustraire aisément. Cette manipulation n'est pas parfaite, surtout lorsque certaines raies sont très intenses : il reste alors quelques résidus sur l'image.

Pour l'extraction du spectre proprement dite, on additionne les lignes contenant le spectre de l'objet. On le corrige ensuite de l'extinction atmosphérique et on le ramène à un temps d'exposition d'une seconde. Enfin, la réponse de la CCD nous permet de calibrer en flux le spectre de l'objet.

### 4.4. DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES PHYSIQUES DES NÉBULEUSES

#### 4.4.1. Correction de l'extinction interstellaire

Une fois la calibration en flux de l'objet effectué, il faut encore effectuer une correction pour tenir compte du rougissement. Pour cela, il faut déterminer la constante d'absorption  $c(H_\beta)$ . Dans le cas de l'étude d'objets à émission comme les nébuleuses, on l'obtient généralement en utilisant le décrement de Balmer de l'hydrogène dans le cas de recombinaison B (cas d'un milieu optiquement large) et on utilise le rapport théorique des raies  $H_\beta$  et  $H_\alpha$  (et parfois des raies  $H_\delta$  et  $H_\gamma$  quand l'incertitude sur leurs flux est faible).

On utilise les raies  $H_\alpha$  et  $H_\beta$  car le rapport est pratiquement indépendant de la température électronique. De plus, elles sont relativement éloignées en longueur d'onde et cela permet de mieux mettre en évidence le rougissement dû à l'extinction. Osterbrock & Ferland (2006) donnent un rapport théorique  $I(H_\alpha) / I(H_\beta) \sim 2.75$  pour le cas d'une nébuleuse de paramètres  $T_e \sim 20000$  K et  $N_e \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ . Néanmoins ce rapport varie peu avec la température puisqu'il est de 3.04 et 2.86 pour des températures respectives de 5000 et 10000 K. Notons que ce rapport est différent dans le cas de nébuleuses ionisées par les chocs ( $\sim 3.0$ , dépendant légèrement de la vitesse de choc, Allen *et al.* 2008).

La constante  $c(H_\beta)$  s'écrit :

$$c(H_\beta) = \log \left( \frac{I(H_\beta)}{F_{obs}(H_\beta)} \right) \quad (\text{II.1})$$

où  $I(H_\beta)$  est le flux théorique de  $H_\beta$  et  $F_{obs}(H_\beta)$  est le flux observé.

$c(H_\beta)$  peut se réécrire de façon plus pratique en :

$$c(H_\beta) = \log \left[ \left( \frac{F(H_\alpha)}{F(H_\beta)} \right)_{obs} / \left( \frac{F(H_\alpha)}{F(H_\beta)} \right)_{th} \right] \frac{1}{0.325} \quad (\text{II.2})$$

avec  $\left( \frac{F(H_\alpha)}{F(H_\beta)} \right)_{th}$  le rapport théorique.

Le flux corrigé  $I(\lambda)$  de l'extinction interstellaire pour toutes les autres raies s'écrit :

$$\log \left( \frac{I(\lambda)}{I(H_\beta)} \right) = \log \left( \frac{F_{obs}(\lambda)}{F_{obs}(H_\beta)} \right) + c(H_\beta)f(\lambda) \quad (\text{II.3})$$

où  $f(\lambda)$  est la loi d'extinction normalisée à  $H_\beta$  (e.g, Sabbadin *et al.* 1984).

#### 4.4.2. Température électronique

La température électronique  $T_e$  est déterminée par le rapport d'intensité des raies interdites provenant de deux niveaux supérieurs différents du même ion qui sont caractérisés par des énergies d'excitation différentes.  $T_e$  peut donc être estimé par exemple grâce aux rapports des raies [OIII] avec :

$$\frac{I([OIII]\lambda 4959) + I([OIII]\lambda 5007)}{I([OIII]\lambda 4363)} = \frac{7.73 \exp[(3.29 \cdot 10^4)/T]}{1 + 4.5 \cdot 10^{-4} (N_e/T^{1/2})} \quad (\text{II.4})$$

Pour des densités électroniques faibles, on peut approximer l'équation précédente :

$$T_e = \frac{3.29 \cdot 10^4}{\ln\left(\frac{R}{8.3}\right)} \text{ avec } R = \frac{I([OIII]\lambda 4959) + I([OIII]\lambda 5007)}{I([OIII]\lambda 4363)} \quad (\text{II.5})$$

#### 4.4.3. Densité électronique

La densité électronique est déterminée grâce aux rapports des raies [SII]. En effet, la structure des ions  $S^+$  possède deux niveaux différents ayant quasiment la même énergie d'excitation. Ces raies dépendent donc uniquement de  $N_e$  et pratiquement pas de  $T_e$ .

On utilise :

$$R[SII] = \frac{I([SII]\lambda 6717)}{I([SII]\lambda 6731)} \quad (\text{II.6})$$

Les valeurs de la densité électronique  $N_e$  sont tirées de Osterbrock & Ferland (2006) en fonction des valeurs que prend le rapport  $R[SII]$ .

Il est à noter que la relation entre  $R[SII]$  et  $N_e$  est donnée en fonction de la température électronique :  $R = f(N_e(10^4/T)^{1/2})$

## 5. Réductions des données d'imagerie

### 5.1. DONNÉES PROVENANT DE TÉLESCOPES AU SOL

Les images sont pré-réduites comme expliqué dans la section 3., en leur soustrayant le biais et en les divisant par le flat-field normalisé, afin d'obtenir des images débarassées de tout artefact instrumental donc scientifiquement exploitables.

Dans le cas où on étudie une image seule n'ayant pas fait l'objet d'un découpage en plusieurs sous-expositions, on peut nettoyer l'image des cosmiques et autres défauts en utilisant des fonctions prédéfinies dans *Midas* ou *Iraf*. Ces fonctions basiques font passer une boîte dans l'image qui remplacent la valeur du pixel central par la valeur médiane des pixels l'entourant si cette valeur excède un certain seuil à définir. Dans la pratique, on se rend compte que cette opération n'est pas nécessaire pour réaliser une bonne photométrie puisque les routines arrivent très bien à ne pas tenir compte de ces pixels déviants. De plus, l'intérêt d'un traitement de ces pixels est clairement important pour les objets eux-mêmes (étoiles, ...) mais les fonctions prédéfinies ne servent pas à

grand chose au sens où les cosmiques ne peuvent en général être détectés dans les objets. De plus, il y a clairement une perte d'informations irréversible dans ce cas puisque le remplacement d'un ou plusieurs pixels ne saurait rendre compte du profil de l'objet. Dans tous les cas, il reste préférable de faire trois sous-observations minimum pour pouvoir effectuer une médiane (ou tout autre opération statistiquement acceptable) et dans ce cas corriger de tous les effets indésirables sur tout le champ (cosmiques, pixels chauds, pixels morts, pixels ne répondant pas nominalement). Bien évidemment, le temps de pose d'une sous-observation ne devra pas être inférieur à un certain minimum pour ne pas souffrir d'autres problèmes tel que le bruit de lecture.

### 5.1.1. Photométrie

Les champs extragalactiques étudiés sont partiellement encombrés, surtout à proximité des objets d'intérêt. C'est pourquoi une photométrie à base de PSF fitting a été choisie, en plus de permettre une précision bien meilleure que la photométrie d'ouverture.

Techniquement, c'est le paquet *Daophot II* qui a été retenu et qui a été utilisé sous *Midas*. Cette version propose quelques raffinements par rapport à la version originale, comme des formes de PSF différentes (gaussienne, lorentzienne, fonction de Moffat) et des possibilités de calculer une PSF variant dans le champ.

On décrira ici brièvement les étapes nécessaires à une réduction photométrique sous *Midas*. Un paquet très similaire existe sous *Iraf*; il a également été utilisé mais ne sera pas discuté ici.

En pratique, seulement quelques paramètres vitaux sont utiles pour réaliser une photométrie correcte :

- Le bruit de lecture et le gain sont évidemment nécessaires pour calculer des statistiques cohérentes.
- La largeur à mi-hauteur des étoiles, typiquement égal au seeing des observations. C'est un paramètre utilisé par la routine *FIND* faisant une recherche des objets présents dans l'image.
- Le *PSF radius* est le rayon du cercle dans lequel la PSF sera définie. Cela correspond au rayon de l'étoile la plus brillante que l'on veut mesurer.
- Les seuils (haut et bas) qui permettent de ne pas effectuer de mesures sur des pixels saturés par exemple.
- Le seuil, calculé en déviations standards, pour considérer qu'une détection est bien réelle. Une valeur proche de 3 ou 4  $\sigma$  est généralement utilisée.
- Le *fitting radius* définit la zone circulaire au sein de laquelle la modélisation du profil de l'étoile sera effectuée. Habituellement, une valeur proche de la FWHM est utilisée. Dans un champ encombré, on aura tout intérêt à réduire légèrement cette valeur pour ne pas empiéter sur des étoiles proches. Par contre, dans le cas où la PSF varie dans le champ, augmenter la valeur de ce paramètre peut permettre d'améliorer la précision photométrique, à condition que l'encombrement ne soit pas maximum.
- Le *Variable PSF* est le degré de complexité avec lequel la PSF est modélisée. Cela peut aller d'une PSF constante à une PSF variant quadratiquement dans le champ.

Les étapes à suivre sont les suivantes :

- La routine *FIND* fait une recherche des objets et établit une liste de coordonnées.
- La routine *PHOTOMETRY* calcule une magnitude instrumentale pour chaque objet via une photométrie d'ouverture classique.
- On choisit un nombre d'étoiles via la commande *PICK* qui seront utilisées dans la modélisation de la PSF. Elles sont choisies par ordre de magnitude croissante.
- *PSF* permet de vérifier manuellement que chaque étoile choisie est une bonne candidate, c'est-à-dire qu'elle soit isolée et que son profil ne soit pas anormal. Ensuite, la routine modélise la fonction analytique choisie (gaussienne, lorentzienne, ...) aux étoiles choisies. Une valeur nommée *Chi* représentant l'écart quadratique moyen des résidus restant autour des étoiles (dans un cercle de rayon défini par le *fitting radius*) donne une estimation de la qualité de la modélisation. Cet écart est tout à fait normal, dans le sens où une fonction analytique ne saurait décrire parfaitement le profil des étoiles. En général, on constate une valeur proche de 2 à 3 %, ce qui est acceptable. Cette différence entre l'approximation analytique et le vrai profil des étoiles est pris en compte dans une table de corrections des profils. Il est ensuite possible de faire un second calcul de la PSF, en éliminant les étoiles dont la modélisation serait mauvais. Dans les champs extrêmement encombrés, il est même possible de soustraire les objets proches des étoiles de référence pour parfaire la modélisation. Signalons que cela n'a pas été le cas ici, étant donné les champs de vue relativement grands utilisés.
- *ALLSTAR* est la routine finale qui va mesurer simultanément la magnitude de toutes les étoiles dans le champ.

Cette routine donne également en sortie une image où toutes les étoiles mesurées ont été soustraites. Cela permet de vérifier *de visu* que la procédure s'est déroulée correctement. Un exemple est présentée dans la figure II.2 montrant que les objets ponctuels ont été soustrait correctement et où seul reste un arrière-plan constitué par exemple de lumière diffuse au nord de l'image. Bien sûr, en étant attentif, on pourra remarquer la présence de certains résidus en plus d'objets non mesurés (galaxies, étoiles saturées). Ceux-ci sont dûs en général à des objets non ponctuels (étoiles non résolues, galaxies prises en compte comme des étoiles, ...). Tous ces objets dont la photométrie n'a pas de sens pourront être détectées grâce à deux paramètres qui sont appelés dans *Daophot* *CHI* et *SHARP*.

Le premier, *CHI* est le ratio de la dispersion observée pixel à pixel des résidus de la modélisation sur la dispersion attendue, en prenant en compte les valeurs du bruit de lecture et du gain. En créant un graphique de *CHI* vs. magnitude instrumentale (Fig. II.3), on constate que la plupart des étoiles se trouvent autour de  $CHI = 1$ , sans dérive de *CHI* avec la magnitude, sauf vers les magnitudes les plus faibles. Ceci est en fait dû à la saturation qui, même si elle n'est pas atteinte, commence à jouer un rôle dû à des effets comme la non-linéarité sur tout l'intervalle de luminosité.

Le second paramètre *SHARP* est reliée à la taille angulaire de l'objet. Le manuel de *DAOPHOT* indique que  $SHARP^2 \approx \sigma^2(\text{observed}) - \sigma^2(\text{PSF})$ . Pour une étoile isolée, *SHARP* aura une valeur proche de zéro, alors que pour des galaxies résolues ou des *blends* d'étoiles cette valeur sera plus grande que zéro. Enfin, dans le cas de cosmiques ou d'autres défauts semblables, la valeur de *SHARP* sera inférieure à 0.

On peut voir sur la figure II.3 que la dispersion des valeurs est relativement élevée, conforme avec un champ relativement encombré et donc témoignant d'un nombre d'étoiles non résolues relativement important. On peut également noter la tendance à faible magnitude (supérieure à 17) qui est simplement due à la limite de détection des étoiles faibles. En effet, ces étoiles

sont marginalement détectées avec seulement quelques pixels ce qui peut les faire passer aisément pour des défauts sur le capteur. Enfin, cette image ayant été préalablement nettoyée des cosmiques, on peut noter qu'il n'y a que deux points semblant indiquer la présence de cosmiques ou autres défauts.

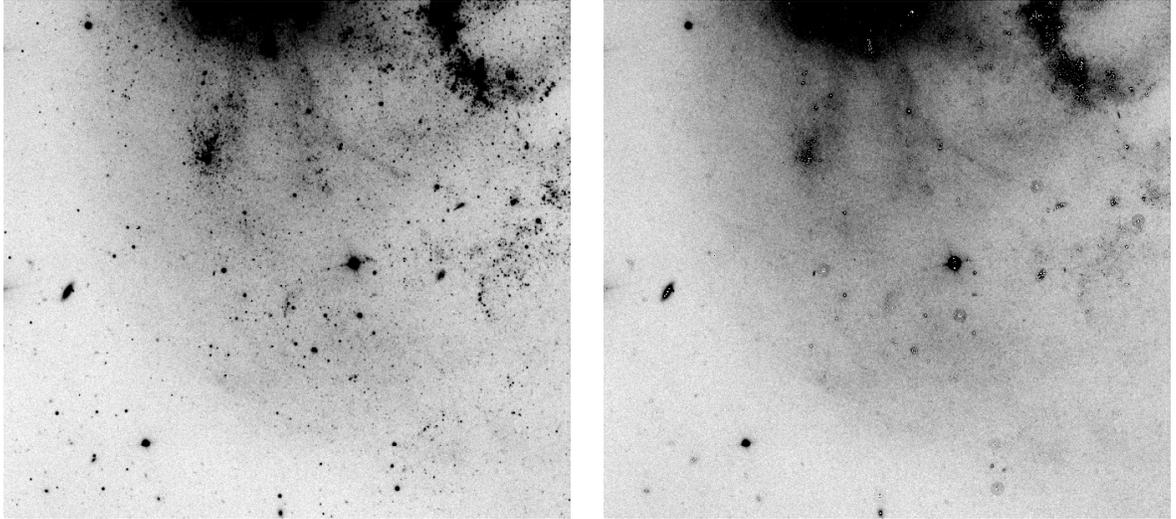


FIG. II.2 – *A gauche* : Image FORS1/VLT d'un champ entourant l'ULX NGC 1313 X-2. *A droite* : Image soustraite de tous les objets dont la photométrie a été effectuée avec le logiciel DAOPHOT II.

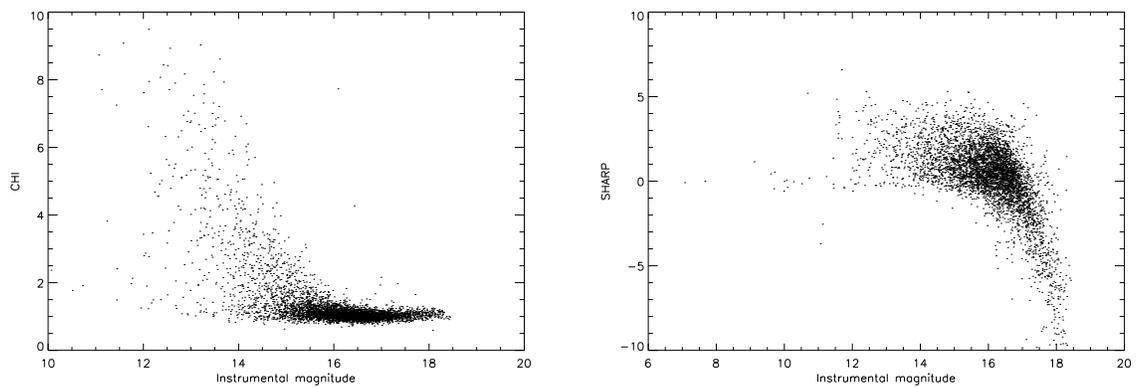


FIG. II.3 – Diagnostics liés à la photométrie du champ présenté dans la figure II.2. Le diagramme *à gauche* montre le paramètre  $CHI$  vs. la magnitude instrumentale ce qui reflète grossièrement la bonne modélisation de la PSF. Le diagramme *à droite* montre le paramètre  $SHARP$  vs. la magnitude instrumentale reflétant la nature ponctuelle ou non des objets modélisés par la PSF. On peut d'ailleurs voir ici qu'une grande partie des objets ne sont pas des étoiles ponctuelles ( $SHARP > 0$ ).

### 5.1.2. Calibration photométrique

#### a. Introduction

Dans l'astronomie optique, la luminosité des étoiles est mesurée en magnitudes. Ce système créé dans l'antiquité par Hipparcos qui classa à l'oeil nu les étoiles en six groupes repose sur la réponse de l'oeil humain à la lumière qui est quasiment logarithmique. Cette échelle de luminosité telle que nous la connaissons est basée sur la définition donnée par Norman Pogson en 1856.

La définition de la magnitude apparente  $m$  d'une source avec une densité de flux observée  $F$  est définie par :

$$m = -2.5 \log \frac{F}{F_0}$$

où  $F_0$  est une densité de flux arbitraire généralement reliée à une bande d'un système photométrique choisi.

La magnitude apparente n'étant pas du tout reliée à la luminosité intrinsèque de l'objet, on utilise la magnitude absolue  $M$ , définie comme étant la magnitude apparente d'une étoile observée à une distance de 10 parsec. Usuellement, on l'écrit :

$$m - M = 5 \log(r) - 5 + A$$

où  $r$  est la distance en parsec de la source et  $A$  est un terme supplémentaire tenant compte de l'absorption interstellaire.

Le but de la calibration photométrique est de transformer les magnitudes instrumentales en magnitudes dans un système photométrique donné. Si les conditions observationnelles étaient parfaites, i.e si le système d'acquisition associé à chaque instrument correspondait parfaitement à un système photométrique donné et si ce système se situait hors de l'atmosphère terrestre, il n'y aurait pas besoin de cette étape. Malheureusement, ce n'est effectivement pas le cas et donc la calibration est nécessaire pour corriger principalement de ces deux effets.

Dans la plupart des observatoires basés sur Terre, et notamment pour les observations utilisées dans cette thèse, il existe presque toujours un jeu de filtres "standard" relié au système Johnson-Cousins par exemple.

#### b. Systèmes photométriques

Les systèmes photométriques sont relativement nombreux et différents, ce qui fait qu'un des grands défauts de la photométrie en optique est une non-homogénéisation des données.

On distinguera bien évidemment les filtres à large couverture spectrale ( $\gtrsim 1000\text{\AA}$ ) des filtres étroits ( $\lesssim 100\text{\AA}$ ). Dans le premier type, il y a essentiellement 5 filtres qui couvrent tout le domaine de longueur d'onde optique. Introduit par Johnson & Morgan (1953) au début des années 1950, le système UBV Johnson-Morgan couvrant la partie bleue du spectre est le plus usité. Les filtres R et I couvrant quant à eux les longueurs d'onde les plus grandes ont été ajoutés plus tard. A ne pas confondre, il existe également le système (V)RI Cousins (Cousins 1976) qui comporte des filtres R et I décalés vers le bleu et qui est devenu le standard. Au final, quand on parle actuellement du système UBVR, on fait référence à la fois au système UBV Johnson et RI Cousins.

On peut également mentionner ici le système *ugriz* issu du *Sloan Digital Sky Survey* qui a été brièvement utilisé dans cette thèse pour des comparaisons photométriques. Les filtres de ce système sont nettement différents de ceux du système Johnson puisqu'ils ont été optimisés pour calculer des redshifts photométriques de galaxies plutôt que pour permettre d'isoler des caractéristiques

d'absorption dans les étoiles. De ce fait, il n'est pas comparable aux autres systèmes photométriques à large bande, même si des transformations relativement précises existent, notamment pour obtenir des magnitudes UBVR.

Enfin, le système photométrique utilisé avec l'instrument ACS sur le télescope spatial Hubble peut également être problématique, surtout dans les longueurs d'onde les plus courtes. Ceci fera l'objet d'une discussion dans la section 5.2.1..

Pour plus de détail sur les systèmes photométriques, on renverra le lecteur à une revue récente (Bessell 2005) qui traite de ces problèmes.

Comme on pourra le voir un peu plus tard dans cette thèse, les systèmes photométriques sont d'une grande importance dans l'astronomie observationnelle et peuvent conduire à des résultats scientifiques relativement différents entre auteurs.

### c. Calibration

La calibration photométrique nécessite d'observer des champs standards qui contiennent des étoiles dont la luminosité et les couleurs sont connues précisément et stables dans le temps. Les étoiles généralement utilisées pour cette étape sont issues de différents catalogues, dont le plus usité est celui de Landolt (Landolt 1992). Ces champs standards sont choisis en général pour contenir des étoiles dont les couleurs couvrent tout l'intervalle qui intéressent l'observateur. Idéalement, il convient de choisir ces champs standards de façon à ce qu'ils soient situés proches des champs scientifiques. Par ailleurs, pour déterminer le coefficient lié à l'extinction, il faut normalement observer différents champs standards situés à un intervalle de  $\sim 1.0$  en terme de masse d'air.

A cause des variations des conditions atmosphériques, il est également usuel d'observer des champs standards au cours de la nuit pour pouvoir quantifier les variations en extinction. Malheureusement, il se trouve que pour les observations en mode service, ces contraintes ne sont en général pas respectées. Tout au plus est observé un champ standard en début de nuit (dans tous les filtres) et un champ standard en fin de nuit. De ce fait, la calibration du coefficient lié à l'extinction atmosphérique n'est pas possible et pire, une éventuelle dégradation des conditions météorologiques au cours de la nuit ne pourra être prise en compte concrètement dans le calcul de la photométrie. C'est pourquoi le meilleur compromis est de réaliser une photométrie absolue durant des nuits photométriques, auquel cas le fait de disposer de champs standards observés seulement en début ou fin de nuit aura le moins d'influence sur la précision atteinte.

Les relations suivantes permettent de passer des flux instrumentaux aux magnitudes calibrées :

$$B = B_{\text{instr}} + Z_B + C_b(B - V) - \kappa_B X \quad (\text{II.7})$$

$$V = V_{\text{instr}} + Z_V + C_v(B - V) - \kappa_V X \quad (\text{II.8})$$

$$R = R_{\text{instr}} + Z_R + C_r(V - R) - \kappa_R X \quad (\text{II.9})$$

où  $B, V, R$  sont les magnitudes dans les filtres correspondants. Les magnitudes instrumentales (équivalentes à  $-2.5 \log(\text{électrons})$ ) sont désignées par l'indice *instr*,  $Z$  représente l'offset (*zero point*) entre les systèmes instrumental et calibré,  $C$  le terme de couleur,  $\kappa$  le coefficient d'extinction atmosphérique et  $X$  la masse d'air.

Les magnitudes instrumentales sont mesurées de la même façon qu'expliqué dans la section 5.1.1.. Les inconnues de ces équations,  $Z$  et  $C$ , sont résolues par méthode des moindres carrés.

TAB. II.3 – Comparaison des points zéro et termes de couleur entre ceux dérivés lors de ce travail et par l'ESO. On peut noter une très bonne cohérence dans les trois bandes, avec des points zéros déviant d'un offset constant aux erreurs près et des termes de couleur également cohérents. A noter que les termes de couleur dérivés par l'ESO sont basés sur une moyenne semestrielle.

Bande	Zeropoint (ce travail)	Zeropoint (ESO)	Différence	Terme de couleur (ce travail)	Terme de couleur (ESO)
B	$27.029 \pm 0.002$	$27.667 \pm 0.011$	0.604	$-0.088 \pm 0.002$	$-0.084 \pm 0.057$
V	$27.431 \pm 0.007$	$28.035 \pm 0.010$	0.591	$0.017 \pm 0.007$	$0.029 \pm 0.031$
R	$27.320 \pm 0.005$	$27.947 \pm 0.007$	0.621	$-0.007 \pm 0.008$	$0.018 \pm 0.004$

Un exemple de calibration lors d'une nuit photométrique au VLT est présenté dans la figure II.4. Si on compare ces résultats aux calibrations automatiques effectuées sur place (cf. tableau II.3), on peut remarquer un offset du point zéro mais qui reste invariable avec les trois filtres utilisés. Par ailleurs, on peut noter un très bon accord des termes de couleur.

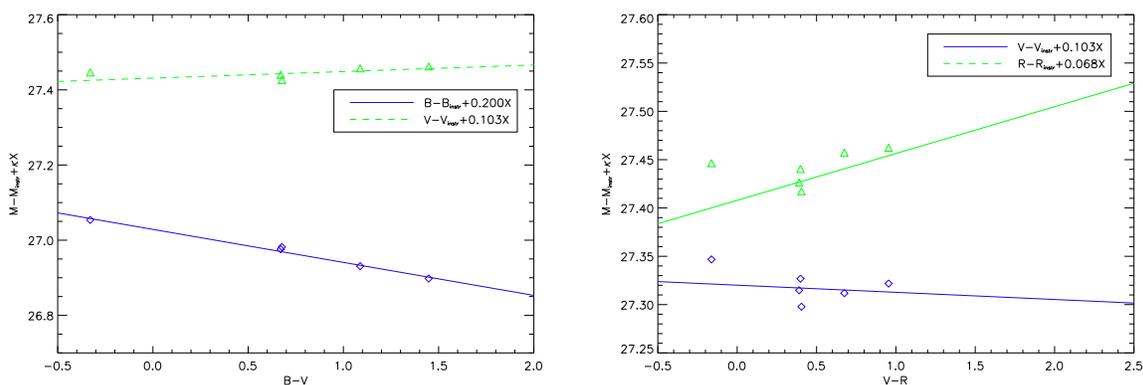


FIG. II.4 – Calibration photométrique de la nuit photométrique du 24/12/2003 avec VLT/FORS1 dans les filtres B, V (gauche) et R (droite).

$$B = B_{\text{instr}} + 27.029^{\pm 0.002} - 0.088^{\pm 0.002}(B - V) - 0.200X$$

$$V = V_{\text{instr}} + 27.431^{\pm 0.007} + 0.017^{\pm 0.007}(B - V) - 0.103X$$

$$R = R_{\text{instr}} + 27.320^{\pm 0.005} - 0.007^{\pm 0.008}(V - R) - 0.103X$$

## 5.2. DONNÉES ISSUES DU TÉLESCOPE SPATIAL HUBBLE

Dans le cas du HST, un pipeline automatique réduit les données. Un premier package nommé CALACS est en charge de retirer les signatures instrumentales des données et de mettre à jour les entêtes des fichiers fits. Le deuxième package, Multidrizzle, est utilisé pour corriger les images de la distortion géométrique, rejeter les cosmiques, et combiner les observations.

Habituellement, il n'est pas utile de refaire manuellement la première partie du processus de réduction qui est entièrement contrôlée. Par ailleurs, chaque demande dans les archives fait intervenir les

TAB. II.4 – Comparaison des filtres utilisés sur VLT/FORS1 et HST/ACS. Les filtres VLT respectent le standard Johnson-Cousins tandis que les filtres HST sont beaucoup plus étroits.

Bande (VLT)	Bande (ACS)	$\lambda_{\text{centrale}}$ (VLT)	largeur (VLT)	$\lambda_{\text{centrale}}$ (ACS)	largeur (ACS)
U	F330W	3360 Å	360 Å	3363 Å	174 Å
B	F435W	4290 Å	880 Å	4317 Å	293 Å
V	F555W	5540 Å	1115 Å	5360 Å	360 Å
I	F814W	7680 Å	1380 Å	8060 Å	655 Å

fichiers de calibration les plus récents ce qui assure automatiquement d'avoir la réduction la plus propre possible.

Quant à Multidrizzle, son utilisation dans le pipeline fait appel à des paramètres par défaut. En conséquence, les observations constituées de seulement quelques sous-expositions sont généralement entachées d'un nombre relativement important de cosmiques. Il peut donc être important de faire re-tourner Multidrizzle avec des paramètres bien choisis. Malgré tout, il est évident que la position du télescope hors de l'atmosphère favorise l'apparition de cosmiques. De ce fait, la probabilité qu'un cosmique tombe sur un même pixel avec trois ou quatre observations n'est plus proche de zéro.

### 5.2.1. Photométrie

La photométrie proprement dite est effectuée d'une façon similaire à celle faite à partir de données observées sur Terre. Une des grosses différences avec la caméra ACS est que la PSF varie énormément dans le champ, c'est pourquoi il a été utilisé une PSF variant quadratiquement dans l'image.

Par contre, un des problèmes majeurs rencontrés au cours de cette thèse avec les données issues de cette caméra reste de loin l'utilisation de filtres non standards, i.e des filtres ne correspondant pas du tout à leurs homologues utilisés sur Terre tels les filtres Johnson-Cousins (JC). En effet, le jeu de filtres basiques "large-bande" contient des filtres qui sont en réalité beaucoup plus étroits que les filtres JC. Une comparaison des caractéristiques de ces filtres est présenté dans le tableau II.4.

Le travail sur la calibration photométrique de la caméra ACS a été publié en 2005 par Sirianni *et al.* (2005), soit trois ans après sa mise en service. Ce travail a donc largement servi de référence pour étudier les données ACS, bien que d'autres problèmes soient apparus rapidement.

Du fait de ces différences de filtres, il n'existe pas d'équations de transformation "simples" entre le système natif ACS et un système comme celui de JC. En effet, une dépendance vis-à-vis des objets étudiés va inévitablement apparaître puisque par exemple les différents types spectraux d'étoiles sont reliés à des raies d'absorption et l'utilisation de filtres dont la largeur n'est pas la même va avoir des conséquences sur les flux mesurés, au-delà d'un simple problème d'offset ou de terme de couleur.

Dans un premier temps, et comme recommandé par Sirianni *et al.* (2005), la première tentative a été de travailler dans le système ACS. Le but principal étant de créer des diagrammes couleur-magnitude pour étudier l'environnement local des ULXs (cf. chapitres III et IV), il fallait pouvoir compter sur des isochrones calculés dans ce système. Girardi *et al.* (private communication, cf. <http://pleiadi.pd.astro.it>), propose un jeu d'isochrones et de chemins évolutifs dans ce système, pour différentes métallicités. Mais les premiers résultats obtenus ont montré un net désaccord entre

les observations basées sur Terre et celles de la caméra ACS dans les filtres (B,V) et (F435W, F555W) respectivement.

C'est pourquoi il a été décidé de repartir de zéro en essayant de recalculer des équations de transformation entre des observations provenant d'observatoires terrestres et de la caméra ACS du même champ. Comme on peut s'en douter, la principale difficulté d'un tel exercice est de trouver dans chacun des deux champs des sources brillante et isolées, en évitant soigneusement les sources saturées et les sources qui pourraient être résolues en plusieurs objets dans les données ACS.

L'exemple qui illustrera cette vérification utilise les images HST/ACS et SUBARU/FOCAS autour de Holmberg IX X-1 (dont les données sont utilisées dans le chapitre IV). On a choisi ici 8 sources brillantes dont les erreurs photométriques sont inférieures à 0.04 mag et qui sont isolées (notamment dans les images HST/ACS). Nous obtenons les équations de transformation suivantes :

$$\begin{aligned} B &= F435W + 25.86^{\pm 0.01} - 0.079^{\pm 0.013}(B - V) \\ V &= F555W + 25.70^{\pm 0.01} - 0.065^{\pm 0.012}(B - V) \end{aligned}$$

qui sont à comparer avec le travail de Sirianni *et al.* (2005) dans lequel le nombre de sources utilisées pour les calibrations est globalement le même :

$$\begin{aligned} B &= F435W + 25.842^{\pm 0.023} - 0.089^{\pm 0.024}(B - V) \\ V &= F555W + 25.701^{\pm 0.012} - 0.056^{\pm 0.013}(B - V) \end{aligned}$$

où les magnitudes FxxxW sont les magnitudes HST/ACS et les magnitudes B et V sont les valeurs exprimées dans le système Johnson.

On peut constater que l'accord est réellement très bon, surtout quand on considère le peu de sources impliquées à chaque fois. Au vu de ses résultats, nous avons donc décidé d'utiliser les calibrations de Sirianni *et al.* (2005) pour que les comparaisons avec la littérature soient cohérentes.

Comme les calibrations photométriques entre les données spatiales et terrestres étaient justes, cela nous a permis de transformer les magnitudes des données HST/ACS (qui étaient exprimées à la base dans le système HST/Vegamag) dans le système Johnson-Cousins utilisé sur Terre. Les diagrammes couleur-magnitude ainsi créés permettaient d'utiliser les chemins évolutifs et autres isochrones du système Johnson-Cousins qui sont très usités dans la littérature et dont l'exactitude ne peut pas être réellement remise en cause. La conclusion fut rapide à ce niveau : les diagrammes ainsi créés étaient totalement compatibles avec les diagrammes issus des données terrestres.

Comme le montre la figure II.5, ce sont donc les isochrones qui posent problème. En effet, les isochrones calculés nativement dans le système HST/ACS (Girardi *et al.*, private communication, cf. <http://pleiadi.pd.astro.it>) et transformés dans le système Johnson via les équations de Sirianni *et al.* (2005) sont incompatibles avec les isochrones Johnson, du moins pour le filtre B. En effet, une comparaison faite avec les filtres V et I montrent un bon accord, suggérant qu'il s'agit d'un problème "localisé" aux filtres bleus. On pourra d'ailleurs faire remarquer ici que le filtre F330W utilisé avec l'ACS semble inutilisable pour des études de population stellaire. En effet, étant donné le problème avec les isochrones F435W (B), on peut légitimement se poser la question de la "justesse" des isochrones dans ce filtre. De plus, aucune transformation observationnelle n'est disponible pour ce filtre (Sirianni *et al.* 2005) et il a été reconnu que les transformations synthétiques dans les filtres bleus ne sont pas utilisables car trop éloignées de la réalité (Sirianni *et al.* 2005). Enfin, notons que nous avons recherché des champs observés en U et en F330W dans les archives des grands télescopes. Mais étant donné la petitesse du champ ACS/HRC, les seules observations retrouvées étaient celles d'un amas globulaire avec l'instrument ESO/WFI et après réduction des données terrestres, nous

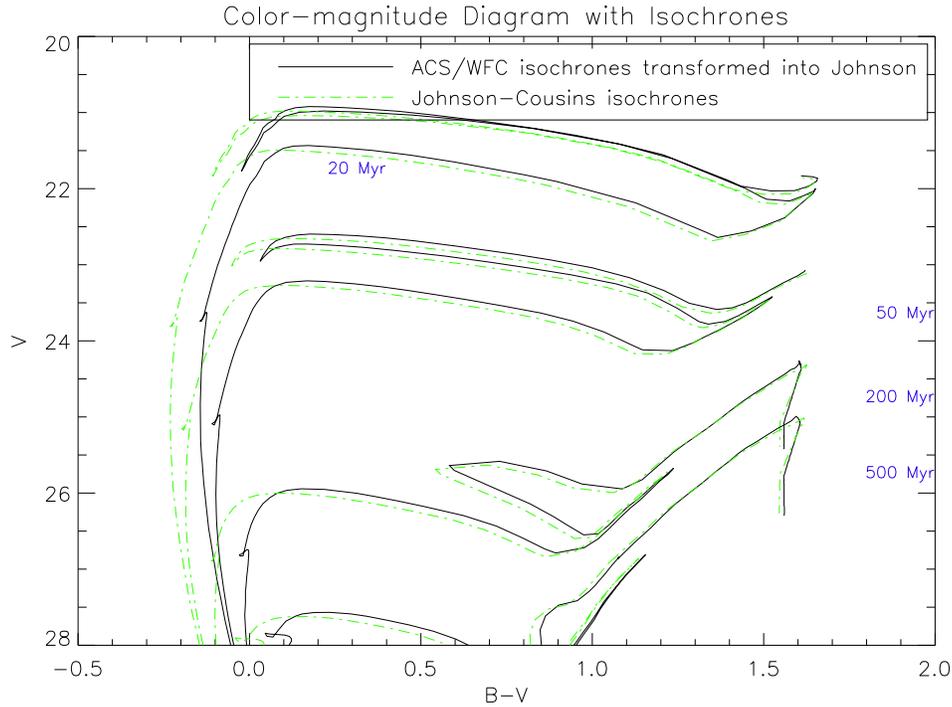


FIG. II.5 – Comparaison entre les isochrones Johnson-Cousins et les isochrones HST/ACS VEGA-MAG transformés dans le système Johnson-Cousins via les équations de Sirianni *et al.* (2005). Un offset de 0.1 magnitude en couleur est clairement visible.

nous sommes rendu compte que les étoiles photométriquement mesurables avaient tous une couleur (U-B) très similaire, empêchant toute tentative de calibration. Il est donc vraiment très étrange qu'aucune observation n'ait été faite pour pallier à ce manque.

## 6. Calibration astrométrique et compositage multi-couleurs

### 6.1. CALIBRATION ASTROMÉTRIQUE

Les observations utilisées dans cette thèse qui proviennent de télescopes terrestres ont des champs de vue relativement grand ( $\sim 6-8'$ ) rendant possible l'utilisation de grands surveys comme les catalogues USNO-B1 et 2MASS. Bien que les magnitudes des étoiles dans ces catalogues soient limitées (typiquement 21-22 mag au mieux), on arrive à trouver en général entre 5 et 15 étoiles permettant une recalibration astrométrique.

De façon pratique, ce sont les logiciels GAIA (Starlink project) et WCSTools (Mink 2002) qui ont été utilisés pour cette tâche. Ce sont des logiciels capables de calculer une projection TAN (projection d'une partie de la sphère céleste sur un plan tangent à celle-ci à un point de référence  $\alpha_0, \delta_0$ ) en se basant sur la corrélation en position des étoiles présentes dans l'image et dans un catalogue de référence. Habituellement, on arrive à une précision de l'ordre de  $0.3''$  sur la calibration astrométrique de nos données.

## 6.2. COMPOSITAGE MULTI-COULEURS

Pour créer les images couleurs qui sont présentées dans cette thèse, ou tout simplement pour recalculer différentes images entre elles dans le but (par exemple) de faire des soustractions d'images (e.g,  $H_\alpha$  - continu), nous avons besoin d'une précision la meilleure possible. Une façon relativement simple est d'utiliser les routines habituelles présentes dans les logiciels de réduction MIDAS ou IRAF. Mais si cela fonctionne en général assez bien, la précision atteinte sur toute l'image n'est pas meilleure en général que 2-3 pixels, voir plus dans le cas où de la distorsion spatiale est présente. C'est pourquoi nous avons "détourné" un ensemble de logiciels de son utilisation principale, qui proviennent du centre de réduction de données TERAPIX<sup>b</sup> (Traitement Élémentaire, Réduction et Analyse des PIXELs de megacam). TERAPIX fait partie de l'institut d'astrophysique de Paris et développe des pipelines de logiciels servant notamment à produire des mosaïques d'images calibrées provenant de l'instrument MEGACAM opérant sur le CFHT. Plus spécifiquement, à partir de ces mosaïques d'images pré-réduites, le pipeline permet de calibrer astrométriquement ces images et de les additionner.

Ce qui nous intéresse ici est surtout le logiciel SWarp issu de ce pipeline qui permet de rééchantillonner et d'additionner des images FITS en utilisant n'importe quelle projection astrométrique définie dans le standard WCS.

On part d'un jeu de données, par exemple des observations d'un même champ dans différents filtres (B, V, R,  $H_\alpha$ , [OIII]). L'idée première est d'avoir en sortie des images calibrées astrométriquement sur une image référence ce qui permettra de faire des opérations arithmétiques sur plusieurs images à la fois. Le deuxième résultat utile est la possibilité de combiner plusieurs images d'un même filtre avec une très grande précision astrométrique, en fournissant des *weight images* qui permettent de masquer certaines zones des images (pixels morts, ...).

Dans un premier temps, on choisit une image de référence (habituellement celle de plus grande longueur d'onde) qu'on calibre astrométriquement via les logiciels cités précédemment (section 6.1.). On crée un catalogue de sources de cette image avec SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts 1996). Ce catalogue de références est utilisé pour calibrer toutes les images dans les autres bandes, en effectuant une corrélation entre les sources détectées dans chaque image et les sources de ce catalogue. Cela conduit à des erreurs relatives inférieures au pixel sur toute l'image. La figure II.6 montre un tel exemple de recalage de l'image  $H_\alpha$  du champ entourant NGC 1313 X-2 par rapport à l'image de référence dans la bande R.

### **Création des images nébulaires débarassées du continu stellaire**

En arrivant à ce type de précision, on peut aisément faire des manipulations entre les images. Etant donné qu'on souhaite créer des images dans les filtres étroits ( $H_\alpha$ , [OIII] et [OI]) débarassés de la contribution stellaire, cela facilite grandement la manoeuvre puisque les images sont toutes

<sup>b</sup> <http://terapix.iap.fr>

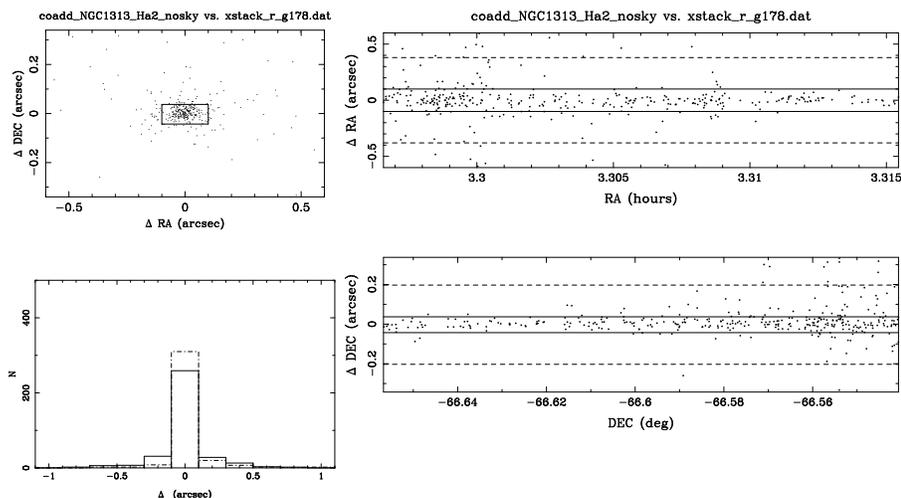


FIG. II.6 – *A gauche* : position des sources de l’image  $H_\alpha$  comparées aux sources de l’image de référence R. L’histogramme permet de visualiser les résidus pour l’ascension droite (trait plein) et la déclinaison (traits pointillés). L’histogramme est centré sur la position ( $\Delta\alpha = 0''000$ ,  $\Delta\delta = -0''003$ ). *A droite* : position des mêmes sources en fonction de leur localisation spatiale. Notons que 68% des sources se situent dans un intervalle défini par  $\Delta\alpha = 0''04$  et  $\Delta\delta = 0''01$ .

recalées entre elles, à la fois dans le système WCS mais aussi sur la même grille de pixels.

La seule chose restant à faire est de calculer un facteur de correction entre les images à filtres étroits et les images large-bande. En effet, nous ne disposons pas d’images représentant le continuum proprement dit donc nous utilisons les images V et R pour soustraire le continu stellaire dans les images [OIII] et  $H_\alpha$  respectivement. Un désavantage de cette méthode (notamment pour  $H_\alpha$ ) est que le filtre R est centré sur la raie d’émission en  $H_\alpha$  donc il est certain qu’une partie de l’émission  $H_\alpha$  propre sera perdue dans l’opération.

La méthode utilisée pour créer ces images est simple : on effectue une photométrie d’ouverture avec le logiciel SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts 1996) sur les deux images en question. On corrèle les deux listes de sources et on calcule la pente (e.g,  $f(L_{H_\alpha}) = p \times f(L_R)$ ) en choisissant avec soin l’intervalle de luminosité. On retire ensuite à l’image  $H_\alpha$  l’image R affublée du facteur en question et on obtient une image finale où seulement la contribution de la raie  $H_\alpha$  est présente.



## Références

ALLEN, M. G., GROVES, B. A., DOPITA, M. A., SUTHERLAND, R. S. & KEWLEY, L. J., 2008 ; *The MAPPINGS III Library of Fast Radiative Shock*

- Models*. ArXiv e-prints, **805**
- BERTIN, E. & ARNOUITS, S., 1996; *SExtractor : Software for source extraction*. A&AS, **117**, 393
- BESSELL, M. S., 2005; *Standard Photometric Systems*. ARA&A, **43**, 293
- COUSINS, A. W. J., 1976; *VRI standards in the E regions*. MmRAS, **81**, 25
- JOHNSON, H. L. & MORGAN, W. W., 1953; *Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas*. ApJ, **117**, 313
- KASHIKAWA, N., AOKI, K., ASAI, R., EBIZUKA, N., INATA, M., IYE, M., KAWABATA, K. S., KOSUGI, G., OHYAMA, Y., OKITA, K., OZAWA, T., SAITO, Y., SASAKI, T., SEKIGUCHI, K., SHIMIZU, Y., TAGUCHI, H., TAKATA, T., YADOMARU, Y. & YOSHIDA, M., 2002; *FOCAS : The Faint Object Camera and Spectrograph for the Subaru Telescope*. PASJ, **54**, 819
- LANDOLT, A. U., 1992; *UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator*. AJ, **104**, 340
- MINK, D. J., 2002; *WCSTools 3.0 : More Tools for Image Astrometry and Catalog Searching*. Dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems XI*, D. A. Bohlender, D. Durand & T. H. Handley, réds., tm. 281 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*
- OSTERBROCK, D. E. & FERLAND, G. J., 2006; *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- SABBADIN, F., ORTOLANI, S. & FALOMO, R., 1984; *The planetary nebula M 1-7*. A&A, **137**, 177
- SIRIANNI, M., JEE, M. J., BENÍTEZ, N., BLAKESLEE, J. P., MARTEL, A. R., MEURER, G., CLAMPIN, M., DE MARCHI, G., FORD, H. C., GILLILAND, R., HARTIG, G. F., ILLINGWORTH, G. D., MACK, J. & McCANN, W. J., 2005; *The Photometric Performance and Calibration of the Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys*. PASP, **117**, 1049



## Chapitre III

# NGC1313 X-2

18 mars 2009

## Préambule

Ce chapitre est basé substantiellement sur la publication A&A Grisé *et al.* (2008), notamment en ce qui concerne la partie photométrique. Des détails ont été ajoutés ici ainsi qu'une section complète portant sur les résultats spectroscopiques.

## 1. Introduction

NGC 1313 est une galaxie spirale barrée tardive, se situant à environ 4 Mpc (3.7 Mpc selon Tully (1988), 4.13 Mpc selon Méndez *et al.* (2002)). C'est en fait une galaxie à l'apparence perturbée, de type transitoire entre une SB(s)c et un système irrégulier barré tel le Grand Nuage de Magellan. Elle possède une barre proéminente et des bras spiraux pratiquement symétriques. Son diamètre optique  $D_{25}$  est de  $7.8'$  (soit 9.1kpc à la distance de 4 Mpc) mais son émission en HI couvre le double de cette surface (Peters *et al.* 1994). La présence d'étoiles et de régions HII dans la région sud-ouest apparemment non corrélées avec la barre et les bras spiraux ont longtemps fait penser que NGC 1313 avait subi une collision avec une autre galaxie mais cette conclusion reste sujette à discussion dans la littérature (c.f. Section 4.3.2.).

L'émission X de cette galaxie est complètement dominée par trois sources ponctuelles très brillantes, comme cela a été vu originellement par Einstein et ROSAT (Fabbiano & Trinchieri 1987, Colbert *et al.* 1995). Ces trois sources se composent d'une supernova [SN 1978K] et de deux ULXs X-1 et X-2. X-2 sera notamment discutée en détail dans cette thèse mais il apparaît ici important de souligner la présence de la supernova particulière [SN 1978K] (ou X-3). En effet, découverte 15 ans après son explosion grâce à son émission radio et X très importante (Ryder *et al.* 1993), c'est une des rares supernovae de type II<sub>n</sub> restée brillante assez longtemps pour être observée et suivie dans la gamme des rayons X.

Ceci fait de NGC 1313 une galaxie réellement intéressante à étudier ...

## 1.1. PROPRIÉTÉS X

Découverte par Einstein (Fabbiano & Trinchieri 1987) et étudiée ensuite par ROSAT (Colbert *et al.* 1995) et également extensivement par les derniers satellites X (cf. Feng & Kaaret (2006) pour une étude de 13 observations d’archives XMM-Newton, Mizuno *et al.* (2007) pour une étude Suzaku récente), NGC 1313 X-2 est une source X très brillante ( $L_X \approx 6 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ ) dans la bande 0.3–10 keV. Elle a déjà montré des variations d’intensité de l’ordre de 50% sur quelques heures (Mizuno *et al.* 2007) et également sur des échelles de temps de l’ordre de plusieurs mois ou de quelques années. Le spectre X de X-2 peut être représenté par au moins deux modèles phénoménologiques correspondant à trois mécanismes physiques alternatifs :

- a) une composante thermique chaude ( $kT_{in} \sim 1.2 - 1.3 \text{ keV}$ ) dominante au dessus de 2 keV, plus une composante de diffusion Compton inverse. La composante thermique est interprétée comme un *slim disk* autour d’un trou noir de masse stellaire, à des taux d’accrétion super-Eddington (Mizuno *et al.* 2007), comme souligné dans la section 2.3.1.b. du chapitre I.
- b) une composante thermique froide ( $kT_{in} \sim 0.15 \text{ keV}$ ) plus une composante en loi de puissance dominante au-dessus de 2 keV. Physiquement, cela peut être interprété de deux façons :
  - i) comme un disque d’accrétion optiquement épais s’étendant jusqu’à l’orbite circulaire intérieure la plus stable, plus une couronne optiquement fine, autour d’un trou noir de masse intermédiaire ( $M \sim 1000 M_\odot$ ), avec des taux d’accrétion au-dessous de 0.1 fois la valeur d’Eddington (Miller *et al.* 2003).
  - ii) comme un disque optiquement épais, visible seulement très loin de l’orbite stable la plus intérieure, et remplacé (ou couvert) à plus faible rayon par une région plus chaude ( $kT \sim$  quelques keV, optiquement épais à la diffusion électronique. Ce scénario autorise des trous noirs moins massifs ( $\lesssim 100 M_\odot$ ) à des taux d’accrétion de l’ordre de plusieurs fois la valeur d’Eddington (Roberts 2007, Soria 2007).

Ces trois modèles physiques prévoient des tailles, couleurs et luminosités caractéristiques pour les disques d’accrétion. Les études optiques peuvent donner de nouvelles contraintes, si nous pouvons séparer les contributions optiques provenant de l’étoile donneuse irradiée et du disque d’accrétion.

## 1.2. PROPRIÉTÉS OPTIQUES

NGC 1313 X-2 se situe au bord de l’enveloppe stellaire de la galaxie (Fig. III.1), à environ  $6'$  au sud de son centre ce qui correspond à 7 kpc à la distance de NGC 1313. A cette position il n’y a pas de signe de formation récente d’étoiles à grande échelle. L’extinction interstellaire galactique est faible ( $E(B - V) \sim 0.1$  Schlegel *et al.* 1998) faisant de X-2 une des meilleures cibles pour une étude optique spectroscopique et photométrique de l’ULX et son proche environnement.

Dans les longueurs d’onde optique, les études de Pakull & Mirioni (2002), Mirioni (2002), Pakull *et al.* (2006), Ramsey *et al.* (2006) ont révélé la présence d’une nébuleuse ionisée géante (extension  $18'' \times 26''$ , correspondant à  $350 \times 500 \text{ pc}$  à la distance de 4.0 Mpc) à la position de X-2. La grande vitesse d’expansion de  $\sim 80\text{--}100 \text{ km/s}$  (Pakull & Mirioni 2002, Ramsey *et al.* 2006) suggère que nous voyons l’émission de chocs radiatifs. Ceci est supporté par la présence de raies interdites [OI] et [SII] (Pakull & Mirioni 2002, Abolmasov *et al.* 2007a,b). Cependant, des contributions dues à la photoionisation par la source centrale ne peuvent être exclues. La recherche d’une contrepartie



FIG. III.1 – Image composite de NGC 1313 à partir des observations DSS. On peut voir que X-2 est située loin du centre de sa galaxie hôte, dans une région (au sud) où il n’y a pas de formation d’étoiles visible.

optique de l’ULX a motivé des observations profondes du champ autour de l’ULX, en utilisant le ESO/VLT et le HST/ACS.

La photométrie multi-bandes de la contrepartie et de sa population stellaire environnante peut contraindre la nature de l’étoile donneuse de masse, mais les résultats reportés dans la littérature sont pour le moins discordants (voir Mucciarelli *et al.* 2005, 2007, Ramsey *et al.* 2006, Liu *et al.* 2007). En particulier, l’âge de l’association de jeunes étoiles autour de l’ULX n’est pas très bien contrainte. Déterminer cette valeur est d’un grand intérêt, non seulement parce que cela peut nous dire si le donneur est une étoile massive de type spectral précoce, mais aussi parce que cela peut nous aider à contraindre le mécanisme et la durée de la phase de transfert de masse intense.

Dans ce chapitre, nous analyserons le jeu complet de nos observations photométriques et spectroscopiques provenant du VLT, ainsi que des données photométriques supplémentaires venant du HST/ACS. Nous verrons que la contrepartie ULX fait partie d’un amas stellaire âgé de 20 Myr qui n’est pas censé contenir des étoiles plus massives que  $12M_{\odot}$ . En combinant les données terrestres et spatiales, nous présenterons une courbe de lumière de la contrepartie qui montre de grande variations sur des échelles de temps de quelques heures et de quelques jours. Cela suggère que l’émission optique est dominée par un disque d’accrétion avec de possibles contributions par l’hémisphère de la secondaire chauffé par les X, en plus de son émission intrinsèque. Enfin, nous nous intéresserons à l’interaction entre l’ULX et la nébuleuse qui l’entoure et nous essaierons notamment de discriminer les mécanismes physiques à l’origine de l’ionisation de cette dernière.

TAB. III.1 – Les observations VLT/FORS1 de NGC 1313 X-2.

Filtre	Temps d'exposition (s)	Nombre de poses	Longueur centrale du filtre (Å)	Largeur du filtre (Å)
B	420	24	4290	880
	840	4		
V	600	2	5540	1115
R	500	4	6570	1500
H $_{\alpha}$	1500	2	6563	61
[OI]	1300	2	6295	69
[OIII]	1500	2	5001	55

## 2. Observations

### 2.1. DONNÉES VLT

Le premier jeu de données provient d'un programme d'observation (ID072.D0614; PI : M. Pakull) utilisant l'instrument VLT/FORS1 (Appenzeller *et al.* 1998) (cf. section 2.2.). Un suivi photométrique a été effectué pendant 9 nuits tandis que l'étude spectroscopique s'est concentrée sur 4 nuits, entre le 20 décembre 2003 et le 15 janvier 2004. Le champ autour de X-2 a été observé à travers des filtres large-bande standards (B, V et R) et également via des filtres étroits (H $_{\alpha}$ , [OIII] $\lambda$ 5007 et [OI] $\lambda$ 6300 (voir Tables III.1 et III.2 pour les détails). Le suivi photométrique a été effectué dans le filtre B avec un total de 16 observations d'un temps de pose de 840s chacune. Une observation par nuit a été réalisée en général sauf pour celle du 24 décembre où le champ autour de NGC 1313 X-2 a été imagé à 7 reprises. Chaque observation consistait de deux sous-expositions décalées dans le but d'accroître le signal sur bruit. 4 observations dans le filtre R et 2 dans le filtre V sont venues compléter le jeu de données pour étudier les couleurs de la source et de son environnement.

La spectroscopie longue-fente a été effectuée à moyenne résolution ( $\lambda/\Delta\lambda = 440$  à  $\lambda = 5900$  Å) avec deux spectres observés par nuit pendant 4 nuits, mais dont les données d'une nuit se sont révélées inutilisables (voir Table III.3 pour les détails). Le grisme utilisé est le 300V (300 lignes/mm) et l'intervalle spectral observé va de 3600 à 8800 Å. Le temps de pose de chaque spectre est de 1300s et les deux spectres de chaque nuit ont été additionnés pour augmenter le signal sur bruit. Enfin, les 6 spectres de bonne qualité ont tous été additionnés pour l'étude de la nébuleuse.

### 2.2. DONNÉES HST

Le second jeu de données a été obtenu à partir des archives HST/ACS (programme GO-9796; PI : J. Miller). Les observations ont été faites le 22 novembre 2003, avec la *Wide Field Camera* (WFC) dans les filtres *F435W*, *F555W* et *F814W*, et également avec la *High Resolution Camera* (HRC) à travers le filtre *F330W*. Une observation supplémentaire a été faite le 22 février 2004 avec la WFC dans le filtre *F555W*. Plus de détails sur ces observations sont résumés dans la table III.5. Nous avons ré-analysé les données en utilisant les derniers fichiers de calibration à la date de l'analyse (STSDAS v3.5) et nous avons appliqué les corrections standard, notamment en ce qui

2. Observations

TAB. III.2 – Log de nos observations large bande VLT/FORS1.

Filtre	Date d'observation	MJD à la mi-exposition	Seeing (")
B	2003 Dec. 21	52994.12864	0.60
	2003 Dec. 22	52995.04826	0.56
	2003 Dec. 23	52996.08222	0.66
	2003 Dec. 24	52997.03231	0.58
		52997.08794	0.68
		52997.09836	0.71
		52997.12389	0.67
		52997.20328	0.69
		52997.21365	0.76
		52997.24293	0.50
	2003 Dec. 25	52998.17256	0.46
	2003 Dec. 27	53000.22022	0.70
	2003 Dec. 28	53001.17035	0.69
	2003 Dec. 29	53002.21072	0.58
	2003 Dec. 30	53003.04551	0.65
2004 Jan. 15	53019.04868	0.57	
V	2003 Dec. 25	52998.07801	0.55
R	2003 Dec. 24	52997.11028	0.75
		52997.22568	0.80

TAB. III.3 – Les observations spectroscopiques VLT/FORS1 de NGC 1313 X-2.

Date	Temps d'exposition (s)	Nombre de poses	Seeing (")
2003 Dec. 22	1300	2	1.1
2003 Dec. 24	1300	2	1.0
2004 Jan. 15	1300	2	0.7

concerne la distorsion spatiale (Multidrizzle v2.7.2, Koekemoer *et al.* (2002)).

## 3. Analyse

### 3.1. DONNÉES VLT

#### 3.1.1. Photométrie

L'environnement proche de la source X étant encombré, et voulant de plus la photométrie la meilleure possible, nous avons utilisé les routines DAOPHOT II (Stetson 1992) permettant de faire de la modélisation de PSF (*point-spread-function*). Cette étape s'est effectuée sous le logiciel de réduction MIDAS.

Notre photométrie absolue a été dérivée en utilisant les observations de 24 décembre 2003 pour les bandes B et R et celles du 25 décembre 2003 en ce qui concerne la bande V. Ces deux nuits ont été claires à photométriques et sont donc propices pour la photométrie absolue. Les observations en mode service incluent également des observations des champs Landolt PG0231 et SA101 ; nos transformations photométriques du système instrumental vers le système BVR sont décrites dans la section 5.1.2.c. du chapitre II et sont cohérentes avec les points zéros et termes de couleurs données par l'ESO.

#### 3.1.2. Spectroscopie

Les outils habituels pour l'étude de spectres longue fente ont été utilisés sous les logiciels MIDAS et IRAF, à savoir notamment les routines de modélisation de gaussiennes.

Une correction importante a néanmoins dû être faite pour la mesure des vitesses radiales des raies d'émission présentes dans la contrepartie. En effet, un des inconvénients de la spectroscopie longue-fente est que l'objet ponctuel dont on veut obtenir le spectre doit être exactement situé au centre de la fente (si le seeing est inférieur à la largeur de la fente) sans quoi un décalage spectral aura lieu. Pour corriger cet effet, il faut tenir compte de plusieurs paramètres : la largeur de la fente, le décalage de l'objet par rapport à celle-ci et le seeing lors de l'observation.

Si on modélise le profil de l'étoile par une gaussienne, le fait de déplacer l'étoile par rapport au centre de la fente va avoir l'effet de tronquer la gaussienne (Figure 3.1.2.). Le centre de la gaussienne tronquée ne sera donc plus le point de luminosité maximum et il faut donc calculer cette nouvelle valeur. Pour cela, on calcule la moyenne d'une variable aléatoire  $X = N(\mu, \sigma^2)$  qui suit une distribution normale tronquée. En fait, une telle variable suit la densité de probabilité d'une variable aléatoire suivant une distribution normale mais dont la valeur est limitée.

On rappelle que la densité de probabilité d'une distribution normale est la fonction gaussienne :

$$\varphi_{\mu, \sigma^2}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} = \frac{1}{\sigma} \varphi\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right) \quad (\text{III.1})$$

avec  $\mu$  la moyenne et  $\sigma$  l'écart type.

La fonction de distribution cumulative d'une telle variable (représentant la probabilité que la variable aléatoire  $X$  soit inférieure ou égale à  $x$ ) est :

$$\phi_{\mu, \sigma^2}(x) = \int_{-\infty}^x \varphi_{\mu, \sigma^2}(u) du = \phi\left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right) \quad (\text{III.2})$$

qui accepte la solution suivante :

$$\phi_{\mu, \sigma^2}(x) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \frac{(x - \mu)}{\sigma\sqrt{2}} \right] \quad (\text{III.3})$$

où  $\operatorname{erf}$  est la fonction d'erreur.

Maintenant, si on prends une variable aléatoire  $X = N(\mu, \sigma^2)$  suivant une distribution normale et qui se situe à l'intérieur de l'intervalle  $X \in (a, b)$ ,  $-\infty \leq a < b \leq \infty$  alors la variable  $X$  qui a pour condition  $a < X < b$  suit une distribution normale tronquée avec une densité de probabilité :

$$f(x) = \frac{\frac{1}{\sigma} \varphi\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)}{\phi\left(\frac{b-\mu}{\sigma}\right) - \phi\left(\frac{a-\mu}{\sigma}\right)} \quad (\text{III.4})$$

où  $\varphi$  représente la densité de probabilité d'une variable aléatoire normale et  $\phi$  est la fonction de distribution cumulative définies plus haut.

Remarquons que si  $b = \infty$  alors  $\phi\left(\frac{b-\mu}{\sigma}\right) = 1$  et si  $a = -\infty$  alors  $\phi\left(\frac{a-\mu}{\sigma}\right) = 0$  et on retrouve alors la densité de probabilité d'une variable  $X$  suivant une distribution normale (non tronquée)  $\frac{1}{\sigma} \varphi\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)$ .

Enfin, on peut calculer la moyenne de la variable aléatoire  $X$  suivant une distribution normale tronquée avec :

$$E(X|a < X < b) = \mu + \frac{\varphi\left(\frac{a-\mu}{\sigma}\right) - \varphi\left(\frac{b-\mu}{\sigma}\right)}{\phi\left(\frac{b-\mu}{\sigma}\right) - \phi\left(\frac{a-\mu}{\sigma}\right)} \sigma \quad (\text{III.5})$$

avec  $\mu$  la moyenne et  $\sigma$  l'écart type qu'on peut relier à la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la gaussienne (donc le seeing de l'observation) avec  $FWHM = 2\sqrt{2 \ln(2)}\sigma \sim 2.3548\sigma$ .

Les points de troncature  $a$  et  $b$  sont naturellement 0 et 5 pixels correspondant à la largeur de la fente utilisée. Une fois le centre de la gaussienne tronquée calculée (table III.4), on peut récupérer la valeur de l'offset en angström à appliquer à toute mesure de raie dans le spectre de l'objet avec :

$$\Delta\lambda = \Delta\mu \times \delta\lambda$$

où  $\Delta\mu$  est la différence de position entre le centre de la fente et le centre de la gaussienne tronquée et  $\delta\lambda$  est la valeur d'un pixel en angström (ici, 2.66 Å). Il faut noter que cette correction est affublée d'une erreur liée à la mesure de la position mais il n'y a pas d'erreur entre les deux corrections des deux spectres puisque la mesure de la position repose à chaque fois sur la localisation d'une étoile brillante.

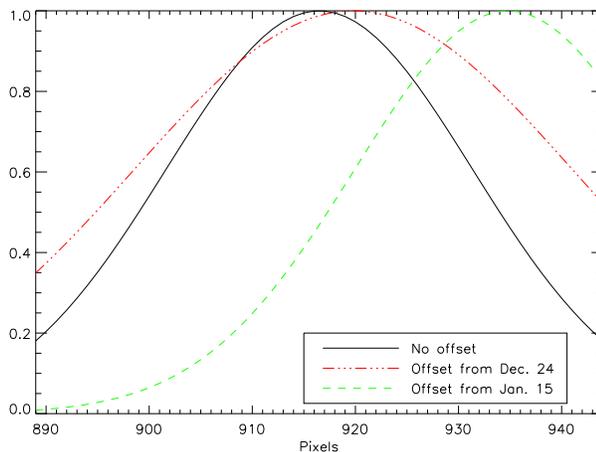


FIG. III.2 – Représentation à l'échelle de 3 gaussiennes correspondant à 3 étoiles se situant à des positions différentes par rapport à la fente du spectrographe. Le trait plein en noir représente une étoile se situant exactement au centre de la fente (avec une FWHM de  $0.7''$ ). La ligne rouge tiretée-pointillée représente la position de la contrepartie ULX telle qu'observée le 2003 Dec. 24 avec un seeing de  $1.0''$  (5 pixels) et la ligne verte pointillée représente la position de la contrepartie le 2004 Jan. 15 avec un seeing de  $0.7''$  (3.5 pixels). Toutes les grandeurs ont été multipliées par 10 pour faciliter la visualisation.

TAB. III.4 – Corrections des vitesses radiales du spectre de NGC 1313 X-2. La position de X-2 est comprise entre 0 et 5 pixels, avec pour référence la fente du spectrographe qui se situe à 2.5 pixels. Le centre corrigé correspond à la moyenne de la gaussienne tronquée calculée comme expliqué dans le texte.

Date d'observation	Position de X-2	Seeing	Centre corrigé	Offset en longueur d'onde
2003 Dec. 24	2.17 pix	$1.0''$	2.20 pix ( $0.44''$ )	$0.80^{+0.29}_{-0.21} \text{ \AA}$
2004 Jan. 15	0.68 pix	$0.7''$	0.89 pix ( $0.18''$ )	$4.28 \pm 0.30 \text{ \AA}$

TAB. III.5 – Les observations HST/ACS de NGC 1313 X-2.

ID	Instrument	Filtre	Date	MJD à mi-exposition	Temps d'exposition (s)	FWHM du filtre (Å)
j8ola2010	HRC	F330W	2003 Nov. 22	52965.44294	2760	173.82
j8ol02040	WFC	F435W	2003 Nov. 22	52965.37542	2520	293.47
j8ol02030	WFC	F555W	2003 Nov. 22	52965.31531	1160	360.02
j8ol02010	WFC	F814W	2003 Nov. 22	52965.30656	1160	654.64
j8ol06010	WFC	F555W	2004 Feb. 22	53057.22947	2240	360.02

### 3.2. DONNÉES HST

Le champ d'intérêt (Figure III.3) apparaît également modérément encombré sur l'image HST/ACS donc nous avons également utilisé DAOPHOT II pour l'analyse photométrique. Pour obtenir une estimation réaliste des erreurs photométriques, nous avons multiplié la valeur des pixels par le temps d'exposition, ce qui donne le nombre d' $e^-$  par pixel. Ensuite, nous avons rajouté la valeur de l'arrière-plan soustrait par le pipeline HST. Nous avons sélectionné un échantillon d'étoiles brillantes et isolées dans le champ pour modéliser la PSF : cette PSF a été calculée en supposant qu'elle variait quadratiquement en fonction de la position spatiale. La largeur à mi-hauteur moyenne des étoiles étant de 2.5 pixels, nous avons utilisé un rayon de *PSF fitting* de 3 pixels étant donné l'encombrement modéré et pour ne pas souffrir de la variation spatiale de la PSF. La photométrie d'ouverture faite avec SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts 1996) a permis de calculer les corrections d'ouverture entre les magnitudes dérivées à l'aide de la PSF et celles pour une ouverture de  $0''.5$  de rayon (Table III.5). Ces mesures photométriques ont été finalement corrigées pour une photométrie d'ouverture "infinie" à l'aide des valeurs publiées dans Sirianni *et al.* (2005).

A partir des magnitudes instrumentales ACS, nous avons calculé les magnitudes standard, à la fois dans les systèmes VEGAMAG et Johnson-Cousins. Nous sommes conscients des limitations de telles transformations, surtout pour des étoiles avec des caractéristiques spectrales particulières. Mais nous avons choisi cette approche pour permettre une comparaison simple entre la photométrie issue du VLT et du HST. Bien qu'en principe il ne devrait pas être nécessaire d'utiliser de telles transformations (Sirianni *et al.* 2005), il se trouve (comme discuté dans la section 4.3.4.) que l'interprétation des données en terme d'isochrones publiés varie entre les systèmes (F435W, F555W) d'un côté et (B,V) de l'autre. Une vérification minutieuse de ce problème a été effectuée et on renvoie le lecteur à la section 5.2.1. du chapitre II pour de plus amples détails.

Dans tous les cas, nous avons utilisé les transformations photométriques de Sirianni *et al.* (2005) à des fins de comparaison avec la littérature. Nous avons interprété les diagrammes couleur-magnitude obtenus dans les deux systèmes photométriques en les comparant aux chemins évolutifs et isochrones du groupe de Padoue (Girardi *et al.* 2002, Salasnich *et al.* 2000) et du groupe de Genève (Lejeune & Schaerer 2001).

Nous avons estimé la complétude photométrique en ajoutant artificiellement des étoiles dans toutes les images. Nous avons additionné 1000 étoiles dans chaque intervalle de 0.2 magnitude entre 24.8 mag (où la complétude est 1 dans tous les filtres) et 28.6 (où la complétude est 0 dans tous les filtres). Pour chaque intervalle de magnitudes, nous avons pris la moyenne du nombre d'étoiles retrouvées dans trois simulations comme la fraction de complétude. Quelques détails sont disponibles en annexe.

## 4. Résultats

### 4.1. DISTANCE ET MÉTALLICITÉ DE NGC 1313

La résolution spatiale du HST est requise pour toute étude de population stellaire dans NGC 1313 (voir Méndez *et al.* 2002, Pellerin *et al.* 2007, Rizzi *et al.* 2007 pour des travaux récents). La région centrale de la galaxie est dominée par des populations stellaires jeunes, par contraste, la région autour de X-2 contient uniquement quelques étoiles jeunes et apparaît dominée par une population plus ancienne. Cela peut être clairement vu dans le diagramme couleur-magnitude (V-I, I) (Figure III.4) des quelques 7200 étoiles identifiées au voisinage de l'ULX (la région autour de X-2 est montrée dans la figure III.3).

Pour les anciennes populations stellaires, l'endroit où se trouve la branche des géantes rouges (RGB<sup>a</sup>) dans les diagrammes couleur-magnitude est un bon indicateur de distance et de métallicité. Dans notre cas, la RGB est réellement préminente. Nous avons estimé la position du haut de cette branche (TRGB<sup>b</sup>) en trouvant le point au niveau duquel la dérivée première de la fonction de luminosité dans la bande I a un maximum. Ceci se produit à  $I_{0(TRGB)} \approx 24.0 \pm 0.1 \text{ mag}$  (après correction de l'extinction  $A_V = 0.31 \text{ mag}$ ).

La distance peut être exprimée ainsi :

$$(m - M)_0 = I_{0(TRGB)} - M_{I_{TRGB}}$$

où  $(m - M)_0$  est le module de distance et  $M_{I_{TRGB}}$  est la magnitude absolue de la TRGB. En prenant  $M_{I_{TRGB}} = -4.05 \pm 0.02$  (Rizzi *et al.* 2007), nous trouvons que le module de distance de NGC 1313 est  $(m - M)_0 \approx 28.05 \pm 0.11$ , correspondant à une distance de  $4.07 \pm 0.22$  Mpc. Ce résultat est en accord avec les études de Méndez *et al.* (2002) and Rizzi *et al.* (2007) qui ont étudié la région nord-ouest de la galaxie (module de distance de  $28.08 \pm 0.06$  mag et  $28.15 \pm 0.03$  mag, respectivement).

La couleur intrinsèque de la RGB dépend de la métallicité de ses étoiles (Da Costa & Armandroff 1990). Une relation empirique reliant la couleur à  $M_I = -3.5$  mag (une demie magnitude sous le TRGB) à la métallicité est :

$$[Fe/H] = -12.64 + 12.61(V - I)_{0,-3.5} - 3.33[(V - I)_{0,-3.5}]^2$$

(Lee *et al.* 1993). Pour souligner la dépendance en métallicité, nous avons tracé les RGB (à la distance de NGC 1313) d'amas globulaires galactiques (Da Costa & Armandroff 1990) avec différentes abondances (Figure III.4 and Table III.6). Nous avons pris des coupes horizontales à travers la RGB à différentes magnitudes :  $I = 24.5 \pm 0.1$  mag,  $I = 25 \pm 0.1$  mag. Nous avons déterminé les distributions à ces magnitudes, corrigées de la complétude. Nous pouvons alors identifier clairement les pics dans les deux histogrammes (Figure III.5) et voir leur décroissance à des valeurs plus élevées de  $V - I$ . Cela suggère fortement que nous voyons la zone centrale de la RGB dans NGC 1313. Nous estimons  $(V - I)_{0,-3.5} = (1.30 \pm 0.08)$  mag (Figure III.5, graphique de gauche). En utilisant la relation de Lee *et al.* (1993), nous en déduisons que  $[Fe/H] \approx -1.9 \pm 0.3$ , ce qui est ce qu'on attend qualitativement d'une population ancienne située aux bords ou dans le halo d'une galaxie à

<sup>a</sup> red giant branch en anglais

<sup>b</sup> Tip of the red giant branch en anglais

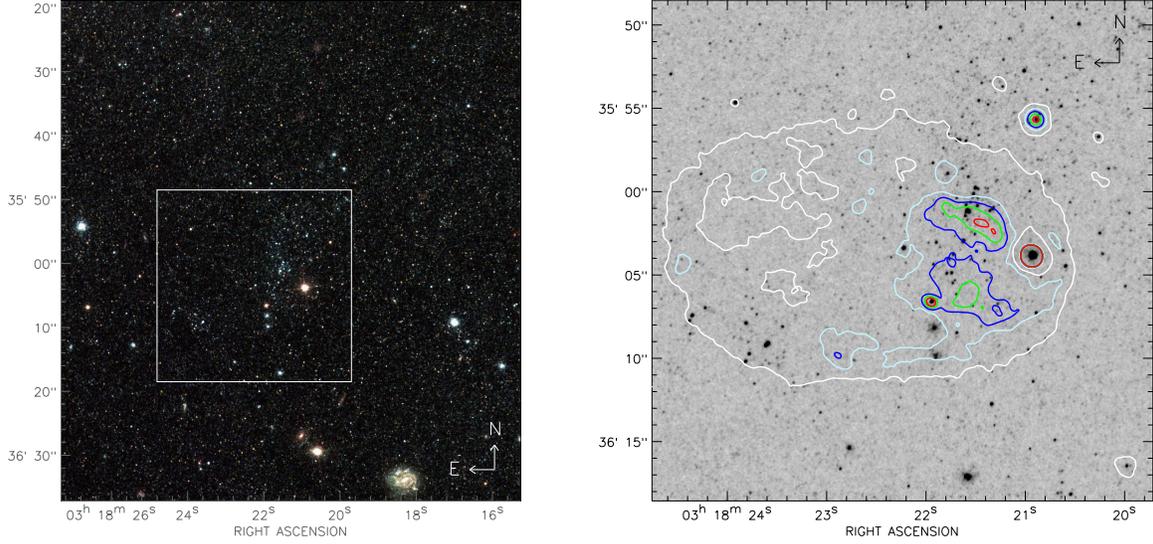


FIG. III.3 – Figure de gauche : image en couleurs réelles (bleu=F435W ; vert=F555W ; rouge=F814W) de la région autour de NGC 1313 X-2, à partir des observations HTS/ACS.  $1''$  représente 19.4 pc à la distance de NGC 1313. L’environnement stellaire est composé principalement d’étoiles rouges provenant d’une population ancienne. Deux associations bleues peuvent être vues : la principale se situe à l’ouest de la contrepartie ULX et l’autre (plus petite) au sud-est. Figure de droite : vue zoomée de l’environnement immédiat de la contrepartie, dans le filtre F435W. La contrepartie ULX est la source ponctuelle brillante au centre de l’image. Les contours de l’émission  $H\alpha$  (à 10, 30, 50, 70 et 90% du niveau au-dessus de l’arrière plan) sont tracés par dessus, à partir de nos observations VLT. Les deux jeunes associations stellaires sont localisées ou projetées à l’intérieur de la nébuleuse en  $H\alpha$ .

disque. Par exemple, une relation entre la métallicité de la population du halo et la magnitude  $V$  d’une galaxie hôte a été mise en évidence par Mouhcine *et al.* (2005) (en particulier leur figure 3). Pour NGC 1313, dont la magnitude  $M_V = -18.72$  mag (de Vaucouleurs *et al.* 1991), la métallicité attendue de son halo est  $[Fe/H] \approx -2$ – $-1.5$ , en accord avec l’abondance trouvée pour la population ancienne dans le champ de l’ULX.

A des magnitudes plus faibles,  $M_V \gtrsim -2.5$  mag, la RGB est très dispersée et on peut noter une contribution substantielle d’étoiles à  $0.5 \lesssim (V-I)_0 \lesssim 1$  (Figure III.5, histogramme de droite). Ceci est cohérent avec une population d’étoiles plus jeunes, avec des âges compris entre 1 et 2 Gyr. La formation d’étoiles dans le champ entourant l’ULX a pu rencontrer divers épisodes jusqu’à environ 1 Gyr, avant la dernier épisode localisé responsable de la formation des quelques étoiles jeunes autour de l’ULX (Figure III.3 and Section 4.3.1.).

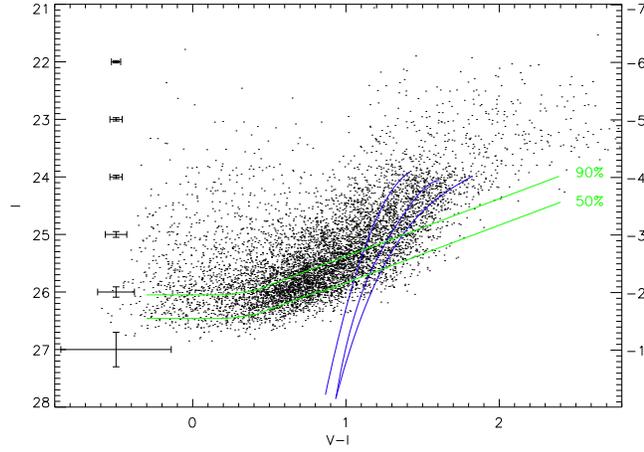


FIG. III.4 – Diagramme couleur-magnitude ( $V-I$ ,  $I$ ) de toutes les étoiles situées dans le champ ACS (voir Figure III.3, à gauche). Nous avons estimé et tracé les limites de complétude à 50% and 90%. Nous avons également représenté la position des branches des géantes de trois amas globulaires galactiques à des métallicités différentes (de gauche à droite : M15, NGC6752 and NGC1851 ; données provenant de Da Costa & Armandroff (1990)).

TAB. III.6 – Amas globulaires galactiques utilisés pour comparaison avec NGC 1313

Amas	$[\text{Fe}/\text{H}]$	$M_{I,TRGB}$
NGC 7078 (M15)	-2.17	-4.095
NGC6752	-1.54	-3.948
NGC1851	-1.29	-4.039

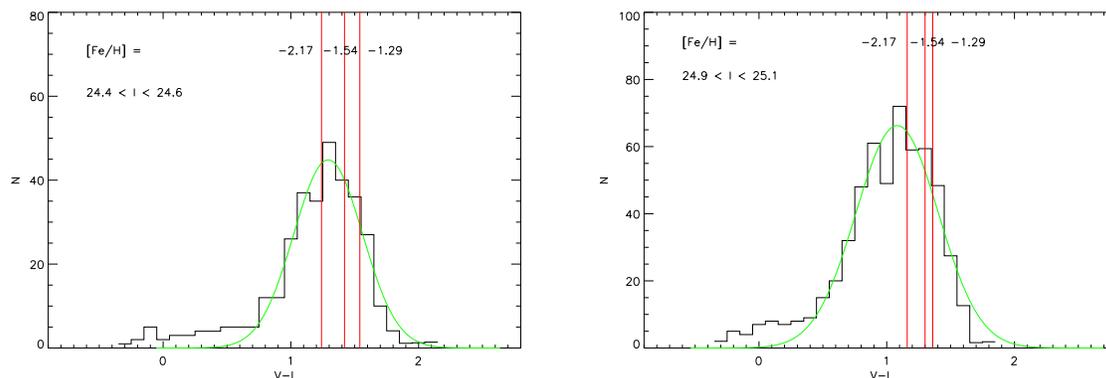


FIG. III.5 – Distribution en couleur des étoiles dans les champs HST/ACS, à deux valeurs de  $I$  : 0.5 et 1.0 mag sous le TRGB. Les lignes verticales correspondent à la position de la RGB de trois amas globulaires galactiques à différentes métallicités.

## 4.2. IDENTIFICATION DE LA CONTREPARTIE OPTIQUE

### 4.2.1. Identification photométrique

Dans des précédentes études de cet ULX (Mucciarelli *et al.* 2005), deux contreparties optiques possibles nommées C1 et C2 ont été suggérées. Une calibration astrométrique plus précise des images Chandra et HST pointent en faveur de C1 (Ramsey *et al.* 2006, Liu *et al.* 2007). Nous présentons ici sur la figure III.6 la position X Chandra ( $03^{\text{h}}18^{\text{min}}22^{\text{s}}.238$ ;  $-66^{\circ}36'03.49''$ , Liu *et al.* 2007) de X-2 signalé par un cercle de rayon  $0''.5$  sur une image optique HST/ACS recalibré par nos soins. En fait, l'erreur associée à la position X est de l'ordre de  $0''.2$  (Liu *et al.* 2007); quant à notre image HST/ACS, recalée sur notre image VLT qui elle-même a été astrométriquement corrigée avec l'utilisation du catalogue USNO-B1, l'erreur astrométrique est du même ordre de grandeur. Cela conduit à une incertitude totale de  $0''.3$  mais nous conserverons pour plus de sécurité un cercle d'erreur de  $0''.5$ .

Les deux objets sont séparés de  $0''.8$ , soit 16 pixels de la caméra ACS. C2 ne peut clairement pas être la contrepartie et C1 reste l'unique objet présent dans le cercle d'erreur Chandra.

### 4.2.2. Identification spectroscopique

Plus intéressant encore, nous avons trouvé (Pakull *et al.* 2006) que ces deux objets sont résolus dans nos spectres VLT avec une distance **projetée** de 4 pixels correspondant à  $0''.5$  (Figure III.7). Le spectre de raies d'émission de haute excitation caractéristique observé dans C1 (Pakull *et al.* 2006) donne la preuve décisive que nous avons bien affaire à la contrepartie optique de l'ULX. En effet, la raie d' $\text{HeII}\lambda 4686$  est clairement localisée sur le continuum de C1 (Figure III.7) et de plus est clairement significative avec un rapport signal/bruit de l'ordre de 10, contrairement à ce qu'affirmait Mucciarelli *et al.* (2005). C2 n'est en effet pas visible dans la partie bleue du spectre car il s'agit d'un objet rouge de faible luminosité ( $V \sim 24.43 \pm 0.04$ ,  $B - V = 1.49 \pm 0.06$ ) mais il n'est en aucun cas contaminé par C1.

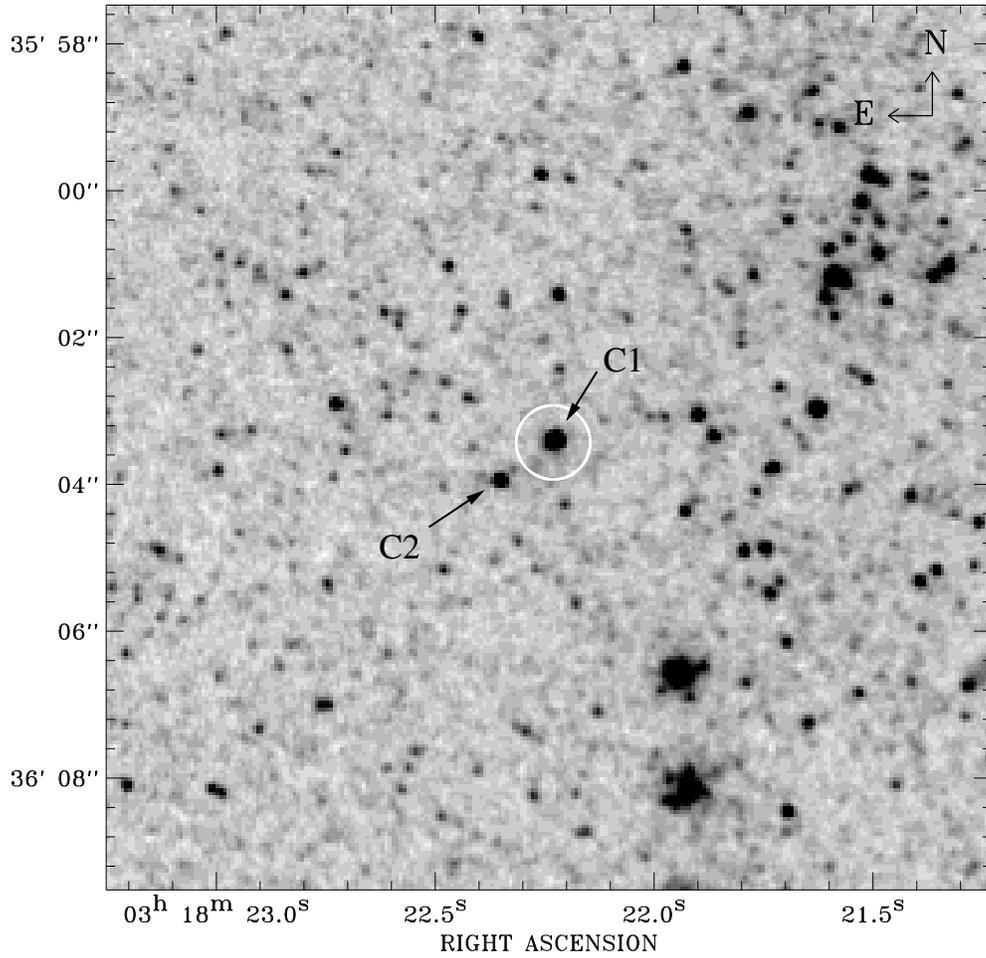


FIG. III.6 – Identification de l'ULX NGC 1313 X-2 sur une image HST/ACS dans le filtre F555W. La position Chandra déterminée par Liu *et al.* (2007) pointe sans ambiguïté vers C1, le cercle d'erreur étant d'un rayon de 0''.5.

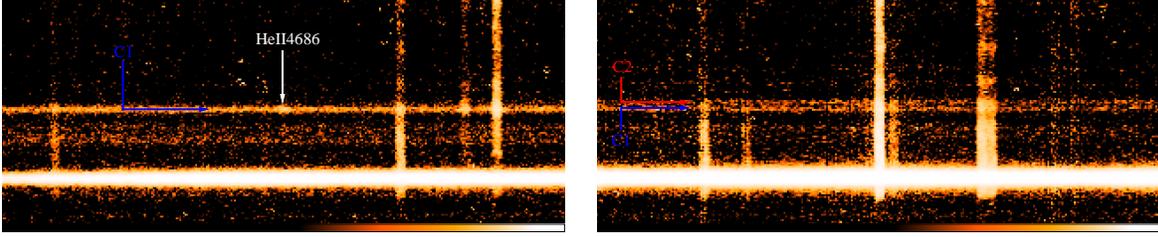


FIG. III.7 – Spectre 2D VLT/FORS1 montrant le continu de la contrepartie C1 (premier continu horizontal) à *gauche* entre 4200 Å et 5200 Å et à *droite* entre 6000 Å et 7000 Å. A noter qu'à droite la contrepartie C1 est résolue par rapport à l'étoile C2 toute proche et qu'en comparant les deux intervalles spectraux on peut clairement voir que la raie d'HeII (à *gauche*) est coincidente uniquement avec C1.

Le spectre de la contrepartie C1 (Figure III.8) ressemble en fait étonnamment aux spectres optiques des binaires X de faible masse, c'est-à-dire un continuum bleu sans caractéristiques spectrales hormis cette fameuse raie de haute excitation d'hélium. En tout cas, aucune raie d'absorption (qui viendrait de l'étoile compagnon) n'est visible et ce d'autant plus que les éventuelles raies d'absorption de l'hydrogène par exemple seraient complètement noyées dans les raies d'émission de la nébuleuse. De toute façon, le spectre présenté ici n'a pas un rapport signal sur bruit suffisant pour espérer distinguer des quelconques raies d'absorption, une étoile de magnitude 23.5 nécessitant environ 10 heures de spectroscopie avec un télescope de 8 mètres pour obtenir un rapport signal sur bruit de 10 par pixel. Dans tous les cas, C1 étant un objet "bleu" (Table III.7), ce résultat est en accord avec les couleurs bleues typiques trouvées dans la plupart des autres identifications optiques d'ULX (Goad *et al.* 2002, Liu *et al.* 2002, 2004, Kuntz *et al.* 2005, Liu *et al.* 2007). En fait, l'émission optique de la contrepartie doit être partagée entre celle provenant du disque d'accrétion irradié et celle de l'étoile donneuse de masse, ce qui ne doit pas aider dans la distinction de possibles raies d'absorption du compagnon. Une explication possible sur la prédominance de couleurs bleues a été suggérée par Patruno & Zampieri (2008) et Madhusudhan *et al.* (2007), cette hypothèse étant basée sur des chemins évolutifs théoriques d'étoiles irradiés par les rayons X dans un système binaire.

### 4.3. GROUPES DE JEUNES ÉTOILES AUTOUR DE X-2

#### 4.3.1. Masses et âge

L'image multicolore (Fig. III.3) suggère déjà que la population stellaire autour de X-2 est dominée par des étoiles bleues, en plus d'une distribution plus uniforme d'étoiles rouges et anciennes qui dominent autrement la périphérie de la galaxie. Ces étoiles bleues sont largement concentrées en deux régions séparées par 15'' (Fig. III.3) ; l'amas localisé au nord-est de l'ULX apparaît plus riche en étoiles.

Les diagrammes couleur-magnitude (Fig. III.9–III.11) confirment la présence de deux populations d'étoiles dans le champ : la vieille population dominante de la galaxie hôte et une population bleue dont les étoiles ont une couleur  $-0.25 \text{ mag} < B - V < 0.0 \text{ mag}$ . Les membres les plus brillants de cette population jeune se situent à  $V \approx 23 \text{ mag}$ , correspondant à  $M_V \approx -5$ . Nous insistons ici sur le fait que toutes les étoiles colorées en vert dans les diagrammes (Figs. III.9, III.10 et III.11)

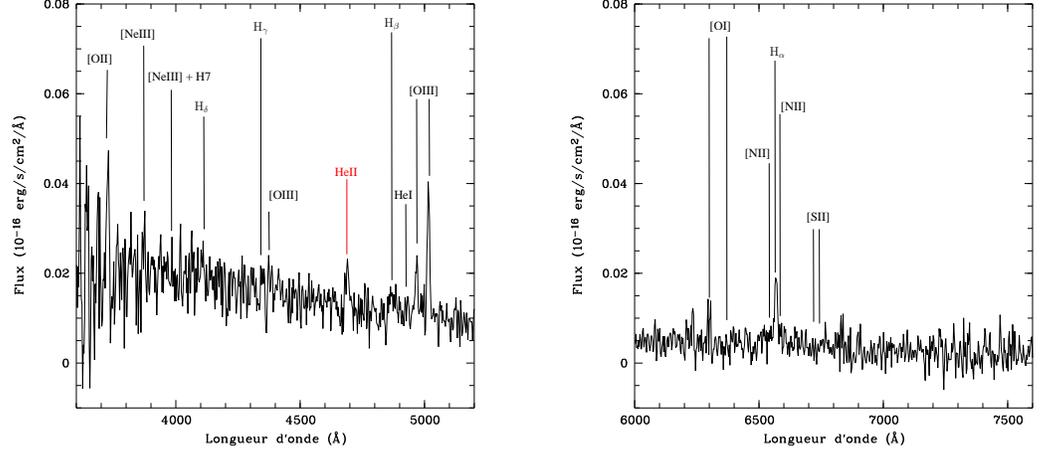


FIG. III.8 – Spectre 1D de l’objet C1 montrant clairement la signature de la raie d’HeII à 4686Å, fournissant la preuve qu’il s’agit bien de la contrepartie optique de l’ULX. Les autres raies en émission annotées sont en fait celles de la nébuleuse dans laquelle la contrepartie se trouve. On peut noter que la soustraction d’un "continu" nébulaire local à l’ULX permet de faire disparaître certaines raies ( $H_{\beta}$ , [SII]) alors que d’autres raies sont toujours présentes ( $H_{\alpha}$ , [OIII]) suggérant une émission liée à la contrepartie ULX.

ont également été détectées dans la bande ultraviolette (filtre F330W), ce qui confirme leur appartenance à la population jeune; les étoiles tardives n’étant pas visibles dans l’UV. Les étoiles bleues les plus brillantes ( $V \lesssim 24$  mag) ont probablement déjà quitté la séquence principale, se déplaçant le long des chemins évolutifs des supergéantes bleues.

En utilisant les isochrones provenant des chemins évolutifs de Padoue (Bertelli *et al.* 1994, Girardi *et al.* 2000, Salasnich *et al.* 2000, Girardi *et al.* 2002) ou Genève (Lejeune & Schaerer 2001) et prenant en compte un rougissement galactique  $E(B-V) = 0.1$  et une extinction basée sur la loi de Cardelli (Cardelli *et al.* 1989), nous avons déduit un âge pour l’amas de  $\approx 20 \pm 5$  Myr, ce qui est en désaccord avec la valeur ( $\lesssim 10$  Myr) reportée par Liu *et al.* (2007) (Section 4.3.4.). Notre estimation est basée sur les étoiles les plus lumineuses ne souffrant pas d’erreurs photométriques trop importantes. Nous avons utilisé des chemins correspondant à une métallicité  $Z = 0.008$ , comme suggéré par les études de régions HII (Walsh & Roy 1997, Hadfield & Crowther 2007); mais en fait les âges déduits sont très faiblement dépendants de la métallicité. En visualisant les chemins évolutifs montrés sur la Fig.III.11, nous trouvons que le chemin d’une étoile de  $12 \pm 4 M_{\odot}$  correspond bien à

TAB. III.7 – Magnitudes de la contrepartie ULX dans différents filtres dérivées à partir des observations HST/ACS. Les magnitudes sont exprimées à la fois dans le système Vegamag HST/ACS et dans le système Johnson-Cousins (UBVI), lorsque cela est possible. La valeur de V mesurée dans l’observation de février a été calculée en prenant l’hypothèse que la couleur (B-V) de la contrepartie était la même que durant l’observation de novembre. Nous donnons aussi les valeurs rapportées par Liu *et al.* (2007), qui sont cohérentes avec les nôtres excepté pour la bande F330W/U.

Filtre	Tps exp <sup>a</sup> (s)	Date	CO <sup>b</sup> (mag)	VEGAmag	Mag Johnson	VEGAmag <sup>c</sup>
F330W / U	2760	2003 Nov. 22	0.885	21.733 ± 0.018	/	22.037 ± 0.021
F435W / B	2520	2003 Nov. 22	0.441	23.423 ± 0.018	23.49	23.470 ± 0.017
F555W / V	1160	2003 Nov. 22	0.467	23.587 ± 0.032	23.57	23.625 ± 0.026
F814W / I	1160	2003 Nov. 22	0.467	23.614 ± 0.032	23.61	23.640 ± 0.043
F555W / V	2400	2004 Feb. 22	0.421	23.426 ± 0.037	≈ 23.41	23.472 ± 0.021

<sup>a</sup> Temps d’exposition

<sup>b</sup> Correction d’ouverture (entre notre photométrie PSF et un photométrie d’ouverture de 0'5)

<sup>c</sup> Ces valeurs proviennent de Liu *et al.* (2007) et sont citées ici pour comparaison avec notre travail.

la distribution des étoiles les plus lumineuses. Nous concluons alors qu’à la fois la masse (12 M<sub>⊙</sub>) et la luminosité ( $V \approx -5$  mag) de ces étoiles sont cohérentes avec l’âge déduit de  $\approx 20$  Myr. D’un autre côté, si on modifie l’extinction jusqu’à une valeur de  $E(B - V) = 0.20$  mag, nous obtenons des âges autour de 10 Myr. Cependant dans ce cas, les deux diagrammes couleur-magnitude commencent à devenir légèrement non cohérents et pour un rougissement d’une valeur de  $E(B - V) = 0.33$  mag, comme proposé par Liu *et al.* (2007), les deux diagrammes ne sont plus cohérents entre eux. Pire, le diagramme couleur-magnitude dans le système (B,V) est presque déjà non-physique à cette valeur de rougissement car quelques étoiles brillantes auraient une couleur  $(B - V)_0 \lesssim -0.4$  mag. Une mesure indépendante de l’extinction (Section 6.1.3.b.) basée sur le décrement de Balmer de la nébuleuse confirme une faible extinction ( $\approx 0.13$  mag) vers NGC 1313 X-2.

Toutefois, il peut être surprenant que nous ne voyions pas de supergéantes rouges, qui devraient être présentes dans une population âgée de 20 Myr et qui sont souvent observées dans d’autres champs ULX d’âge similaire (e.g, près de NGC 4559 X-1, Soria *et al.* 2005). Les chemins évolutifs (e.g, les chemins de Genève, Lejeune & Schaerer 2001) à  $Z = 0.008$  montrent que les étoiles dans notre intervalle de masse déduit se déplacent vers la partie rouge du diagramme pendant  $\approx 0.4$  Myr, retournent sur la *blue loop* pendant  $\approx 1.3$  Myr et finissent leur vie sur la partie rouge pour les dernières  $\approx 0.04$  Myr. Nous observons 5 étoiles plus brillantes que  $M_V = -4.5$  mag, évoluant hors de la séquence principale, vers la phase supergéante bleue. En prenant un ratio supergéantes bleues/rouges  $\sim 3$ , une valeur observée dans les galaxies pauvres en métaux (Langer & Maeder 1995), nous nous attendrions à trouver 1 ou 2 supergéantes rouges. Mais étant donné ces faibles statistiques (couplé avec l’incertitude sur la durée de la phase supergéante rouge), nous ne considérons pas l’absence de ces étoiles dans l’amas jeune comme statistiquement significatif.

### 4.3.2. Comparaison avec les associations OB

Il est connu depuis quelques temps que les ULXs sont souvent associés à des régions de formation d’étoiles étendues ou même à l’échelle galactique (e.g, les Antennes, Zezas *et al.* 2002). Cependant,

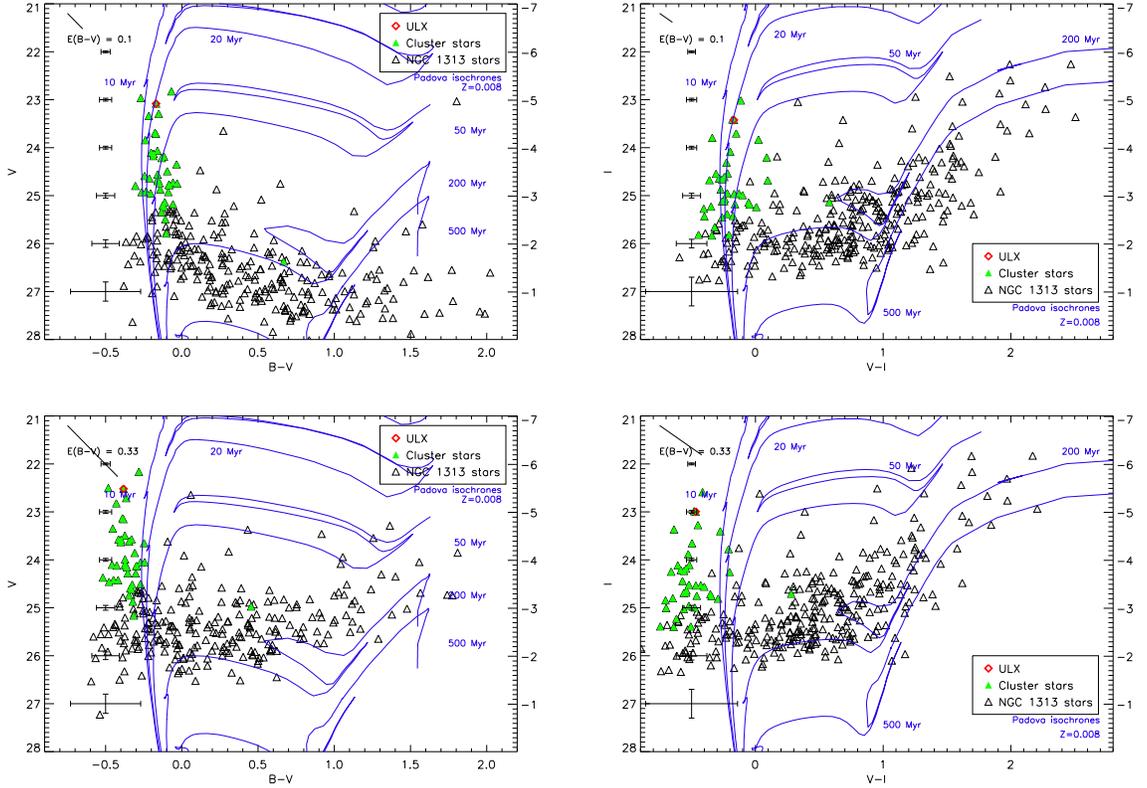


FIG. III.9 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l’ULX. Les magnitudes HST/ACS ont été transformées dans le système Johnson-Cousins. Les isochrones de Padoue à différents âges ont été également tracés. Les erreurs photométriques typiques sont aussi représentées. Les données ont été corrigées de l’extinction galactique ( $E(B - V) = 0.10$  mag) dans les diagrammes du haut et de l’extinction utilisée par Liu *et al.* (2007) ( $E(B - V) = 0.33$  mag), la barre en haut à gauche illustrant cet effet. A gauche : diagrammes couleur-magnitude dans le système (B,V). A droite : diagrammes couleur-magnitude dans le système (V,I). Les mêmes isochrones sont tracés dans les deux diagrammes, i.e pour 10, 20, 50, 200 and 500 Myr à  $Z = 0.008$ . Nous pouvons constater que les deux diagrammes du haut sont largement cohérents entre eux, excluant le recours à une extinction élevée ( $E(B-V) = 0.33$  utilisée par Liu *et al.* (2007)) tel qu’illustré par les diagrammes du bas. L’utilisation d’un rougissement  $E(B - V) = 0.10$  mag donne un âge d’environ 20 Myr pour les étoiles les plus brillantes du jeune amas.

## 4. Résultats

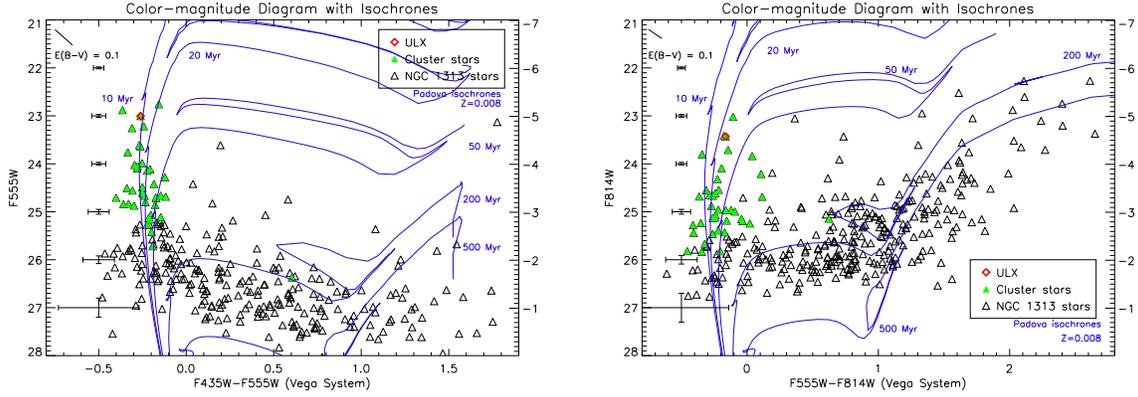


FIG. III.10 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système photométrique VEGA-MAG sur lesquels sont dessinés des isochrones de Padoue à différents âges (cf. Figure III.9). A gauche : diagramme couleur-magnitude dans le système (F435W,F555W). A droite : diagramme couleur-magnitude dans le système (F555W,F814W). Nos résultats sont cohérents avec ceux de Liu *et al.* (2007) ; cependant, nous soutenons que nous avons besoin d’une extinction plus faible que celle déduite dans cette publication :  $E(B-V) = 0.10$  mag au lieu de  $E(B-V) = 0.33$  mag qui a été utilisé pour permettre un accord entre les deux diagrammes. En comparant ces diagrammes avec ceux de la Figure III.9, nous constatons que les isochrones ( $V, I$ ) et (F555W,F814W) sont cohérents entre eux. Par contre, les isochrones dans les systèmes ( $B, V$ ) et (F435W,F555W) sont décalés de  $\approx 0.1$  mag en couleur entre eux. Nous trouvons donc que les isochrones de Padoue dans le système (F435W,F555W) sont différents de ceux dans le système ( $B, V$ ), transformés avec les équations de Sirianni *et al.* (2005).

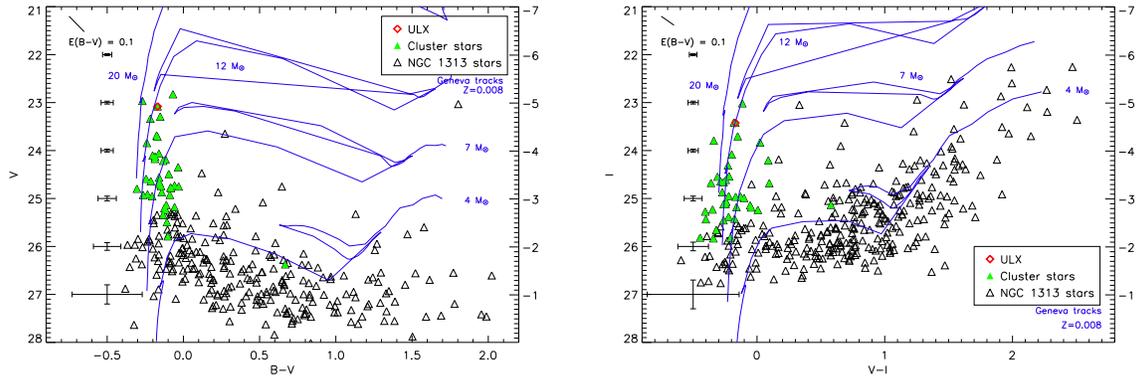


FIG. III.11 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS (photométrie Johnson-Cousins) avec des chemins évolutifs de Genève pour des étoiles de différentes masses initiales (4, 7, 12 et  $20 M_{\odot}$ ) avec  $Z = 0.008$ . A gauche : diagramme couleur-magnitude dans le système ( $B, V$ ). A droite : diagramme couleur-magnitude dans le système ( $V, I$ ). Les deux diagrammes sont cohérents entre eux avec une masse de  $\approx 12 M_{\odot}$  pour les jeunes étoiles les plus brillantes dans le champ.

certaines d'entre eux, comme Holmberg IX X-1<sup>c</sup> (Grisé *et al.* 2006, Ramsey *et al.* 2006) et l'ULX cible de cette étude, semblent éloignés de toute activité de formation d'étoiles à grande échelle. Mais l'arrivée des télescopes optiques de la classe des 8+ mètres et l'utilisation du HST ont permis de découvrir des petits groupes d'étoiles jeunes autour de ces ULXs, renforçant l'association des ULXs avec les populations stellaires jeunes. X-2 se situe loin du centre de sa galaxie hôte, dans une région où aucun épisode de formation d'étoiles à grande échelle ne s'est produit récemment. Seuls les deux groupes d'étoiles jeunes décrits précédemment sont présents, superposés sur une population ancienne et d'âge intermédiaire. Ces deux jeunes groupes ne sont certainement pas liés gravitationnellement, car leur densité est trop faible (quelques dizaines d'étoiles détectées dispersées sur 200 pc). En se basant sur leurs luminosités intégrées ( $M_{V_1} \sim -8.4$  mag,  $M_{V_2} \sim -7.0$  mag) et prenant en compte un âge de 20 Myr, nous déduisons que ces deux associations stellaires ont des masses  $M_1 \approx (5 \pm 1) \times 10^3 M_\odot$  pour le groupe situé au nord-ouest et  $M_2 \approx (1.5 \pm 0.5) \times 10^3 M_\odot$  pour celui situé au sud-est, en considérant une IMF de Salpeter (1955). Ils ont donc des masses et des tailles similaires aux associations OB que l'on peut voir dans notre Galaxie et également dans les galaxies du Groupe Local ( $\sim 10^3 M_\odot$  dans  $\approx 200$  pc, e.g. Gouliermis *et al.* 2003). La question évidente est de savoir ce qui a initié cet épisode récent et isolé de formation d'étoiles dans cette partie externe de la galaxie. Il a été suggéré (e.g. Soria 2006) que plusieurs ULXs sont situés dans des régions perturbées par des interactions de marée ou des collisions. Une caractéristique intrigante et non comprise de NGC 1313 (en particulier dans sa moitié sud) est la présence de régions HII isolées (localisées à  $\approx 3'$  au nord de l'ULX), et de plusieurs superbulles en HI inhabituelles, en expansion. Il fut suggéré (Sandage & Brucato 1979, Blackman 1981, Peters *et al.* 1994) que la partie sud de la galaxie avait été affecté par une collision ou une interaction de marée avec une galaxie satellite. Cependant, il fut aussi noté (Ryder *et al.* 1995) que la plus grande superbulle en HI est spatialement associée avec les régions HII satellites. Il est donc également possible que les régions HII isolées et autres épisodes de formation d'étoiles soient le résultat de collisions de grands nuages HI avec le disque galactique (Marcelin & Gondoin 1983). Il a d'ailleurs été remarqué récemment que de tels phénomènes puissent être associées avec de la formation stellaire localisée dans NGC 4395 (Heald & Oosterloo 2007). Nous spéculons donc que le complexe de jeunes étoiles autour de l'ULX puisse s'être formé grâce à un événement similaire.

### 4.3.3. Comparaison entre la photométrie HST et VLT

Un des objectifs de cette étude est de pouvoir quantifier les éventuelles variations de luminosité de la contrepartie de l'ULX entre les observations HST et VLT. Pour ce faire, nous avons besoin de comparer sa luminosité à celles d'étoiles voisines dans les deux observations. Cela permettra également une vérification de la calibration en photométrie absolue entre les deux jeux de données. Une telle comparaison est en fait compliquée par la différence de résolution : la plupart des étoiles détectées comme des étoiles uniques avec les images VLT sont résolues en composantes multiples dans les images HST. En outre, les étoiles brillantes sont généralement saturées avec l'un ou l'autre des instruments.

Néanmoins, il y a environ vingt sources brillantes et isolées qui apparaissent ponctuelles et non saturées dans les images VLT et HST. De façon cruciale, le seeing des observations VLT a été assez bon (Table III.2) pour permettre de résoudre la contrepartie ULX de son proche compagnon. Dans la figure III.12 nous montrons la différence de magnitudes entre les étoiles observées avec FORS1

<sup>c</sup> même si Holmberg IX X-1 se situe au bord de sa galaxie hôte (très riche en étoiles jeunes), il se trouve à environ 1 kpc des zones denses en formation d'étoiles

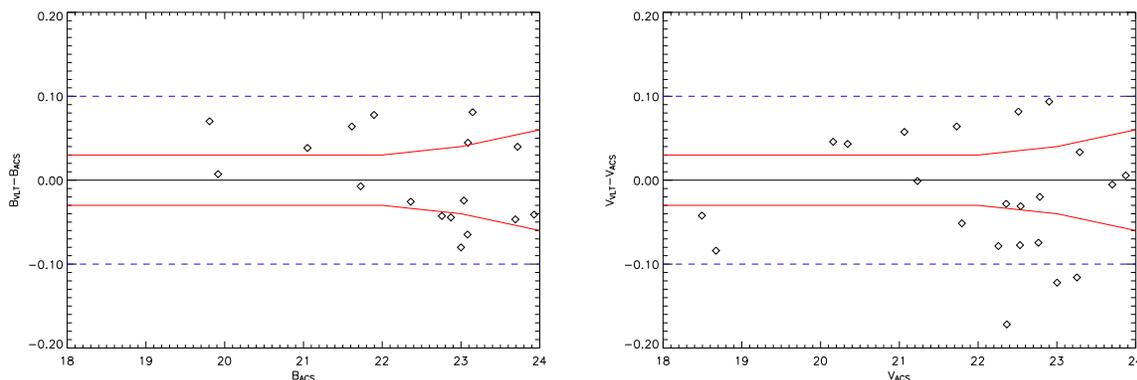


FIG. III.12 – Erreur entre la photométrie VLT/FORS1 et HST/ACS, dans la bande  $B$  (à gauche) et  $V$  (à droite). Pour cette comparaison, nous avons utilisé uniquement des étoiles brillantes et isolées. Nous trouvons que 40% d’entre elles sont compatibles avec les erreurs photométriques combinées des observations HST et VLT (lignes solides rouges), et pour la plupart des autres la différence est seulement  $\leq 0.1$  mag (lignes bleues pointillées).

et l’ACS dans les filtres  $B$  et  $V$ . Pour  $\approx 40\%$  de ces étoiles, les luminosités HST et VLT sont les mêmes *modulo* les erreurs photométriques des deux observations. Mais même pour les autres étoiles, la différence n’excède pas  $\approx 0.1$  mag dans chaque filtre. Globalement, les déviations standard à  $1\sigma$  sont  $\sigma_B = 0.05$  mag and  $\sigma_V = 0.07$  mag. Nous pouvons conclure qu’une photométrie absolue cohérente entre le VLT et le HST peut être atteinte avec une précision meilleure qu’environ 0.1 mag. Signalons ici que la précision atteinte ici est très certainement liée à un problème de flat-field de l’instrument FORS1. En effet, il a été établi que la précision photométrique relative de cet instrument est à priori limitée à  $\sim 5\%$  (Freudling *et al.* 2007).

Nous avons ensuite effectué une étude photométrique de la contrepartie ULX dans les images VLT/FORS1 (Table III.8). Ses couleurs peuvent être affectées d’une erreur additionnelle de  $\approx 0.1$  mag à cause de la variabilité de l’objet entre différentes observations. En effet, comme nous ne possédons pas d’images consécutives prises dans les trois filtres, nous avons utilisé les observations disponibles les plus proches pour minimiser les effets de variabilité. Une fois encore, nous pouvons voir que les mesures de brillance absolues dans les images VLT sont en bon accord avec les résultats HST. Nous verrons plus loin (Section 5.2.) que les différences restantes peuvent être expliquées en termes de variabilité intrinsèque de la contrepartie ULX.

#### 4.3.4. A propos de la conversion entre le système photométrique ACS et des couleurs plus standards

Les données HST/ACS de NGC 1313 X-2 ont également été analysées et discutées dans deux précédentes publications (Ramsey *et al.* 2006, Liu *et al.* 2007). Nous avons retracé attentivement leurs analyses et noté des différences avec nos résultats que nous avons obtenu indépendamment à partir du même jeu de données. La plupart des disparités semblent être reliées au choix de système photométrique pour les points de données ainsi que les chemin évolutifs de comparaison.

Nous avons analysé nos données via deux méthodes qui devraient normalement donner des

TAB. III.8 – Luminosités de la contrepartie ULX dans différents filtres, à partir de nos observations VLT/FORS1. Pour minimiser les effets liés à la variabilité, la couleur  $B-V$  a été estimée en utilisant l'image  $B$  du 25 décembre 2003, tandis que la couleur  $B-R$  a été estimée grâce à l'image  $B$  du 24 décembre 2003.

Filtre	Temps d'exposition (s)	Date	Magnitude	Magnitude absolue
B	420/840	2003 Dec. 24/25	$23.40 \pm 0.02$ / $23.44 \pm 0.03$	-5.0
V	600	2003 Dec. 25	$23.45 \pm 0.04$	-4.9
R	500	2003 Dec. 24	$23.58 \pm 0.05$	-4.6

résultats identiques. Premièrement, nous avons comparé les points de données mesurés directement dans le système HST/ACS avec les isochrones de Padoue dans le même système photométrique. Puis, nous avons transformé les magnitudes HST/ACS dans le système Johnson-Cousins plus standard via les transformations de Sirianni *et al.* (2005), et nous avons comparé ces points de données avec les isochrones de Padoue dans le système Johnson-Cousins également. Notons que les deux sets d'isochrones ont été calculés indépendamment et fournis par Girardi *et al.* (2002) et Girardi (en préparation <sup>d</sup>).

Etonnamment, ces deux méthodes donnent différents résultats (Figures III.9 & III.10), poussant donc à des estimations différentes concernant les âges et masses des étoiles. Pour examiner l'origine de cette divergence, nous avons également transformé les isochrones Johnson-Cousins de Padoue en utilisant les transformations recommandées de Sirianni *et al.* (2005) : le résultat est différent des isochrones de Padoue dans le système HST/ACS fourni par Girardi (in preparation), et spécialement pour la bande B.

Si maintenant nous comparons nos résultats à ceux de Liu *et al.* (2007), nous pouvons immédiatement voir l'effet de cette différence. Alors que nos luminosités et couleurs observées sont cohérentes avec les leurs (Table III.7), notre détermination de l'âge de la population stellaire jeune est différente ( $\approx 20$  Myr au lieu de leur estimation  $\lesssim 10$  Myr), avec des conséquences notables pour l'interprétation physique de l'ULX. Les isochrones HST/ACS de Padoue suggèrent des âges différents pour les étoiles jeunes entre les deux diagrammes couleur-magnitude (F555W vs. F435W-F555W) et (F814W vs. F555W-F814W) (Figure III.10). La façon la plus simple de réconcilier ces deux résultats et de prendre l'âge le plus jeune et d'émettre l'hypothèse d'une extinction locale forte, ce qui a poussé Liu *et al.* (2007) à conclure que  $E(B-V) = 0.33$  mag.

Cependant, et comme nous l'avons montré dans la section 4.3.1., si nous transformons les luminosités observées et couleurs dans le système Johnson-Cousins et que nous les comparons avec les isochrones de Padoue dans le même système, nous obtenons le même âge dans les deux diagrammes couleur-magnitude ( $V$  vs.  $B-V$ ) et ( $I$  vs.  $V-I$ ) sans recourir à une extinction plus importante que celle présente sur la ligne de visée galactique. Un argument indépendant en faveur d'une faible extinction vient du spectre de la nébuleuse autour de l'ULX dans lequel le décrétement de Balmer suggère  $E(B-V) = 0.13 \pm 0.03$  mag (Grisé *et al.*, in preparation), ce qui est incohérent avec une valeur aussi importante suggérée par Liu *et al.* (2007). Nous suspectons que les isochrones de Padoue dans le système Johnson-Cousins sont le jeu de chemins évolutifs le plus fiable. En tout cas, cette différence entre deux jeux de chemins évolutifs couramment utilisés dans la littérature mérite un examen approfondi, pour éviter des comparaisons erronées entre les données spatiales

<sup>d</sup> voir <http://pleiadi.pd.astro.it> & <http://stev.oapd.inaf.it/cmd> pour l'accès à ces données

et terrestres.

Les données issues des filtres F435W et F555W du même jeu de données ont également été étudiées par Ramsey *et al.* (2006). Ils ont dérivé un âge  $\gtrsim 10^7$ yr et des masses stellaires  $\lesssim 10M_{\odot}$ . Mais même si leurs résultats finaux sont en accord avec les nôtres, nous ne pouvons comparer directement notre méthode avec la leur, car leur publication ne donne pas assez d'informations sur la façon dont ils ont converti leurs magnitudes F435W et F555W dans les bandes B et V. De plus, il semble clairement y avoir quelques incohérences puisque l'extinction galactique n'est pas prise en compte pour leur estimation de l'âge. Enfin, Ramsey *et al.* (2006) ont trouvé que la contrepartie de l'ULX a une magnitude absolue  $M_V = -3.96 \pm 0.02$  mag, qui est totalement non compatible avec la nôtre (par  $\approx 1.0$  mag) et celle de Liu *et al.* (2007).

## 5. Nature de la contrepartie optique de l'ULX

### 5.1. CONTRAINTES PROVENANT DE LA PHOTOMÉTRIE

Nous avons vu (Section 4.3.1.) que la jeune population d'étoiles était cohérente avec un âge de  $(20 \pm 5)$  Myr et une limite supérieure sur la masse pour des étoiles non collapsées de  $(12 \pm 4) M_{\odot}$ . Et bien qu'il soit problématique de déduire des conclusions sur l'étoile donneuse de masse dans l'ULX à partir de la photométrie seule à cause d'effets tels que l'irradiation X et l'évolution binaire (Patruno & Zampieri 2008), nous pouvons au moins dire que la contrepartie optique de l'ULX partage la même luminosité et la même couleur que les étoiles les plus brillantes dans la jeune association. Si on postule que la luminosité de la contrepartie est dominée optiquement par une étoile "normale", sa magnitude ( $M_V \sim -5$  mag) est cohérente avec celle d'une étoile O de type tardif ou une étoile B de type précoce (proche de la séquence principale), bien qu'en fait ses couleurs  $((B - V)_0 \sim -0.18, (V - I)_0 \sim -0.16)$  sont du coup plus cohérentes avec une étoile B un tant soit peu évoluée. Mais étant donné qu'on attend également une contribution liée au disque d'accrétion (Section 5.2.), les valeurs estimées de luminosité et de masse sont nécessairement des valeurs limites. En fait, des modèles numériques de binaires X contenant des trous noirs de masse stellaire avec des étoiles donneuses de masse (sur la séquence principale ou dans leur phase géante) dans l'intervalle 2–17  $M_{\odot}$  (Rappaport *et al.* 2005) suggèrent que le disque d'accrétion doit dominer l'émission optique du système binaire.

D'un point de vue empirique, nous attirons l'attention sur le fameux diagramme de van Paradijs & McClintock (1994) qui montre une forte corrélation sur une échelle de 10 magnitudes entre la quantité observée  $\Sigma$  et la magnitude absolue  $M_V$  pour des binaires X de faible masse où le disque domine. Ici,  $\Sigma = (L_X/10^{38}\text{erg/s})^{1/2} \times (P/1\text{hr})^{2/3} \times (M/(2 M_{\odot}))^{1/3}$  ce qui traduit la simple hypothèse que la luminosité bolométrique totale  $L_{\text{bol}}$  d'un disque irradié par les rayons X est proportionnelle à la luminosité X et à l'aire du disque. Dans un domaine de température compris entre environ 10000 et 50000 K, la luminosité surfacique varie comme  $T^2$ , d'où  $L_{\text{opt}} \sim L_{\text{bol}}^{1/2} \times a$ , où  $a$  est la séparation orbitale. Suivant les calculs des modèles d'évolution de binaires à trous noirs par Podsiadlowski *et al.* (2003), Rappaport *et al.* (2005), une période orbitale de 1–6 jours et une masse totale de 20  $M_{\odot}$  sont attendus pour l'ULX ce qui, en prenant  $L_X \sim 10^{40}$  erg/s, donnerait  $\log \Sigma = 2.2$ – $2.7$ . Dans le diagramme de van Paradijs & McClintock (1994) (Figure III.13), de telles valeurs correspondent à une magnitude absolue pour le disque de  $M_V = -4.0$  –  $-5.0$ , ce qui se compare aisément à la luminosité observée de la contrepartie optique de NGC 1313 X-2.

Prenant en compte la probable contribution du disque, on peut conclure que l'étoile donneuse

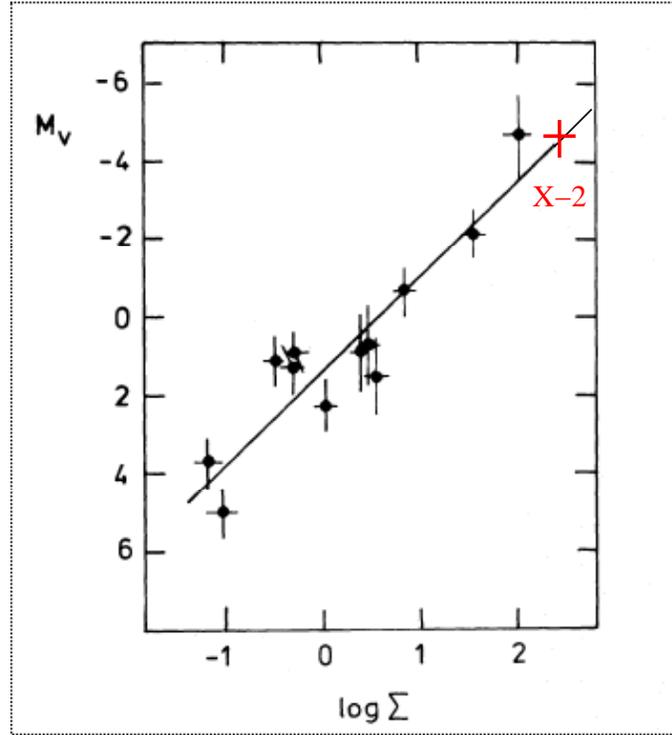


FIG. III.13 – Relation entre la magnitude absolue  $M_V$  et  $\Sigma = (L_X/10^{38}\text{erg/s})^{1/2} \times (P/1\text{hr})^{2/3} \times (M/(2 M_\odot))^{1/3}$ . La figure est tirée de van Paradijs & McClintock (1994) où les points représentent les valeurs de plusieurs binaires X de faible masse pour lesquels la période orbitale et la magnitude absolue sont bien contraintes. Notons que l’ULX de notre étude se trouve sur cette relation, si on considère une masse totale pour le système de  $20 M_\odot$  et une période orbitale de 1–6 jours.

dans le système ULX doit avoir une masse de l’ordre de  $10 M_\odot$  en tenant compte des modèles de Rappaport *et al.* (2005).

Avec les données disponibles actuellement, il est malheureusement difficile d’établir un diagnostic plus précis concernant l’étoile compagnon. Plus d’information proviendra de notre étude spectroscopique en cours<sup>e</sup>, qui pourra peut-être contraindre la période orbitale et donc la taille du système, et qui aidera également à résoudre les contributions provenant du disque et de l’étoile dans le spectre optique. Un spectre profond pourra éventuellement aider à identifier de fines raies d’absorption de l’étoile donneuse aussi bien que des raies d’émission plus larges provenant du disque.

<sup>e</sup> Ces nouvelles observations VLT/FORS1 ont été effectuées entre octobre 2007 et avril 2008.

## 5.2. VARIABILITÉ PHOTOMÉTRIQUE À PARTIR DES DONNÉES VLT

En plus d'avoir déterminé les luminosités moyennes et les couleurs, nous avons également cherché une quelconque variabilité (à court et à long terme) de la contrepartie optique ULX. Pour ce faire, nous avons employé la méthode de photométrie différentielle en utilisant quatre étoiles brillantes de référence ( $B \sim 19\text{--}20$  mag) avec des erreurs photométriques relatives  $< 0.03$  mag. Nous avons tracé (Figure III.14, panel de gauche) la courbe de lumière dans le filtre B de la contrepartie et d'une étoile de comparaison de même magnitude dans le but de vérifier la cohérence des erreurs photométriques. Chaque point correspond à une observation de 840s, qui peut correspondre à une seule exposition ou à deux poses consécutives de 420s, dépendant des réglages observationnels. Les conditions d'observations étaient en général claires avec un bon seeing en dessous de l'arcseconde. Les barres d'erreurs sont parfois plus grandes à cause des masses d'air auxquelles il était possible d'observer ; NGC 1313 est basse sur le ciel de Paranal (masse d'air  $\gtrsim 1.3$ ).

Premièrement, nous avons trouvé une tendance générale correspondant à une luminosité croissante en fonction du temps pour la contrepartie ULX (Figure III.14), avec une variation de  $\approx 0.2$  mag sur toute la période ( $\sim 3$  semaines). De plus, des observations répétées durant la nuit du 24 décembre montrent que la contrepartie est variable sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure. Par contraste, l'étoile de comparaison montre clairement une dispersion plus faible et se trouve cohérente avec une étoile photométriquement stable *modulo* les erreurs de mesure. L'amplitude maximale des variations est d'ailleurs de  $0.22 \pm 0.04$  mag pour la contrepartie ULX, et seulement de  $0.06 \pm 0.05$  mag pour l'étoile de comparaison. Nous avons utilisé un test de  $\chi^2$  pour juger un peu plus quantitativement si la variabilité observée est statistiquement significative. Pour cela, nous avons calculé

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^n \frac{(x_i - \bar{x})^2}{\sigma_i^2},$$

où  $n$  est le nombre d'observations (avec  $n - 1$  degrés de liberté),  $x_i$  sont les luminosités mesurées,  $\bar{x}$  la luminosité moyenne et  $\sigma_i$  l'erreur sur chaque mesure.

Ici, nous avons multiplié l'erreur photométrique donnée par DAOPHOT par 1.15 pour faire correspondre la distribution des erreurs des étoiles dans le champ avec la distribution de  $\chi^2$  dans la Fig. III.16. Pour la contrepartie ULX, nous obtenons  $\chi^2 = 69.0$  pour 15 degrés de liberté, ce qui correspond à une probabilité de seulement  $7 \cdot 10^{-9}$  pour l'hypothèse de luminosité constante. Pour l'étoile de comparaison, nous obtenons  $\chi^2 = 9.7$  pour 15 degrés de liberté, correspondant à une probabilité de 84% pour la même hypothèse. Pour la nuit du 24 décembre, nous trouvons  $\chi^2 = 13.6$  pour 6 degrés de liberté, ce qui se traduit par une probabilité de 3.4% pour l'ULX d'être constant. Pour l'étoile de comparaison, ces valeurs deviennent  $\chi^2 = 5.2$  et 52% pour cette même hypothèse. Deux étoiles de comparaison supplémentaires (i.e, de même magnitude que la contrepartie ULX) sont visibles dans la figure III.15 et montrent là encore une dispersion nettement plus faible que dans les variations de luminosité de X-2.

Nous avons donc une évidence assez claire et quantitative que la contrepartie ULX est variable durant nos observations VLT sur des échelles de temps allant de quelques heures à quelques jours. Nous avons décidé de tester un peu plus l'importance de cette variabilité en comparant le comportement de toutes les sources ponctuelles dans le champ ayant une magnitude  $23 \text{ mag} < B < 24 \text{ mag}$ . Pour 92 sources sur 109 (84%), nous obtenons une probabilité de luminosité constante de plus de 5%, comme attendu pour des sources non-variables (Figure III.16). La contrepartie ULX montre

clairement plus de dispersion dans ses mesures de luminosité, comparé avec la plupart des autres étoiles. Seulement 2% des sources de comparaison montrent d'ailleurs une variabilité similaire ou plus grande que la contrepartie ULX. En fait, une inspection minutieuse de la position des étoiles dans l'image montre que la grande majorité des étoiles dont la probabilité d'être constante est inférieure à 0.1% sont situées dans la partie nord-ouest de l'image où l'encombrement est notable, ou alors sont situées très proches d'étoiles brillantes. Dans ces cas, une petite fluctuation du seeing peut affecter sévèrement la PSF de l'étoile la moins lumineuse et donc l'estimation de sa luminosité. Ces étoiles ont été évidemment supprimées de l'échantillon et ne sont pas représentées sur la Figure III.16. Notons que ceci ne concerne pas la contrepartie de l'ULX, qui ne souffre pas de confusion avec une source proche. En conclusion, nous pensons que la variabilité observée de la contrepartie ULX est statistiquement significative et qu'elle n'est pas due à des effets tels que la confusion de sources.

Nous pensons que la dispersion observée dans les mesures photométriques de l'ULX est un effet réel, probablement dû au même type de variabilité à court terme vus dans les systèmes binaires X de faible masse (par exemple, dans LMC X-2 : McGowan *et al.* 2003). Ceci est généralement compris comme provenant d'un *reprocessing* de l'émission X variable dans le disque bien que des études simultanées en X et en optique ne révèlent pas toujours une corrélation claire entre les flux dans ces bandes.

D'autres étoiles lumineuses sont connues pour montrer des variations irrégulières de  $\sim 0.2$  mag dans leurs courbes de lumière : en particulier, les étoiles Be (e.g., Dachs 1987), qui auraient une luminosité cohérente avec la contrepartie ULX. Dans les étoiles Be, la variabilité est principalement due à la formation d'un disque circumstellaire ou une enveloppe étendue, avec un rayon typique de l'ordre de quelques rayons stellaires (e.g. Porter & Rivinius 2003). Cependant, on pense fortement que l'étoile donneuse dans un ULX doit remplir de façon persistente son lobe de Roche : l'accrétion sur un trou noir à partir d'un vent stellaire ou d'un disque d'une étoile Be n'est pas suffisante pour produire la luminosité X persistente observée et de plus cela donnerait certainement lieu à de grands pics de luminosité en rayons X.

Evidemment, ces variations pourraient être de nature ellipsoïdales, c'est-à-dire refléter le mouvement du compagnon autour de l'astre compact. C'est pourquoi nous avons également cherché à caractériser d'éventuelles variations périodiques dans notre courbe de lumière, en calculant un périodogramme Lomb-Scargle (routine IDL Scargle, Joern Wilms 2000) ; cependant, aucune période significative n'a été trouvée. Cela indique que les variations ellipsoïdales de l'étoile compagnon le long de son orbite ne dominent pas, comme on pourrait l'attendre d'une étoile remplissant son lobe de Roche vue au niveau de la tranche, ou du moins d'un système qui n'est pas vu de face. Cependant, de telles variations peuvent également être masquées par des variations aléatoires du flux X réémises en optique par le disque d'accrétion et par l'hémisphère irradiée du compagnon.

Dans tous les cas, la variabilité optique suggère une contribution non-négligeable provenant du disque d'accrétion, au contraire de la situation rencontrée dans les binaires X massive normales, où la luminosité optique est dominée par l'émission du donneur de masse de type spectral OB.

En vue de cette interprétation, il peut être utile d'essayer de comparer la variabilité optique et X. NGC 1313 X-2 a été en fait observée par *XMM-Newton* en même temps que les observations VLT. Il a été trouvé (Mucciarelli *et al.* 2007) que la luminosité X croît d'un facteur 2 entre le 21 et le 25 décembre 2003 (resp. MJD52294 and MJD52998) et décroît par la suite. Par contre, nous ne voyons pas de sursaut comparable en optique sur une échelle de temps similaire (Figure III.18). La contrepartie optique ne devient d'ailleurs pas plus faible après la fin de ce sursaut X ; au contraire, elle était  $\approx 0.2$  mag plus brillante le 15 janvier 2004 par rapport aux 24-25 décembre 2003, alors

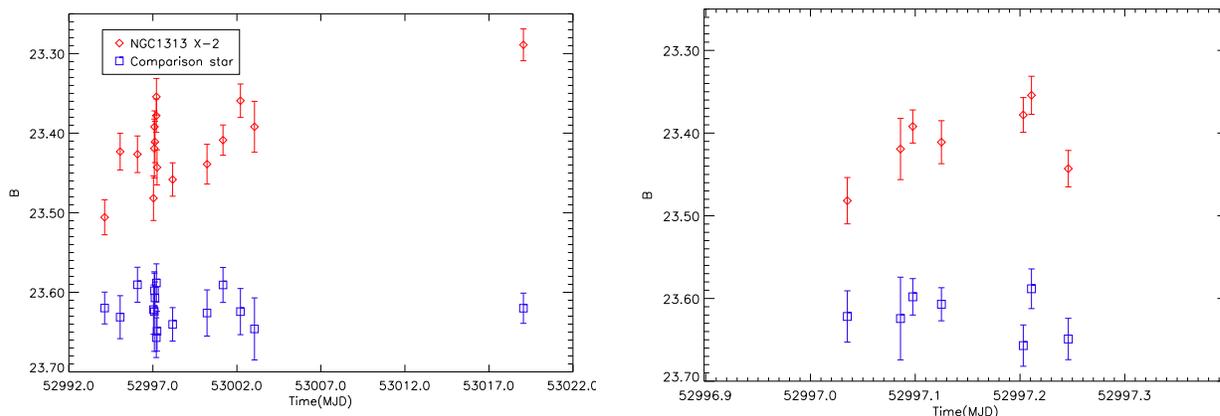


FIG. III.14 – A gauche : variabilité de la contrepartie ULX dans la bande  $B$  (points rouges) sur une échelle de temps d'environ 1 mois avec les observations VLT/FORS1. Les points bleus montrent le comportement beaucoup moins variable de l'étoile de comparaison de magnitude et de couleur similaires ; son point zéro a été descendu vers le bas de 0.22 mag pour des questions de clarté. A droite : vue zoomée de la luminosité de l'ULX durant les observations du 24 décembre 2003 : la source (points rouges) montre une variabilité de  $\approx 0.10$  mag sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure. Voir Section 5.2. pour une discussion sur la signification statistique d'une telle variabilité.

que la luminosité X était plus faible d'un facteur 2.

### 5.3. VARIABILITÉ DANS LE JEU DE DONNÉES COMBINÉ VLT/HST

Nous avons vu dans la section 4.3.3. que la photométrie absolue de nos observations HST et VLT étaient cohérentes entre elles. Cela étant, nous pouvons étendre notre étude de variabilité en ajoutant les deux points HST/ACS à la courbe de lumière VLT discutée précédemment. Nous n'avons pas d'observation HST/ACS dans le filtre F435W du 24 février 2004, mais nous avons utilisé la magnitude F555W convertie en magnitude  $B$  en utilisant la couleur  $B - V$  mesurée dans les données HST de novembre 2003. En émettant l'hypothèse que la couleur de l'objet n'a pas variée, nous trouvons que la contrepartie optique était plus brillante de  $\approx 0.15$  mag par rapport à la première observation HST 3 mois plus tôt (Figure III.17). Nous pouvons également constater que les deux points HST se trouvent dans l'intervalle de magnitude donné par les observations VLT, ce qui est encore une fois une bonne preuve de la fiabilité de nos mesures sur les deux jeux de données VLT/HST.

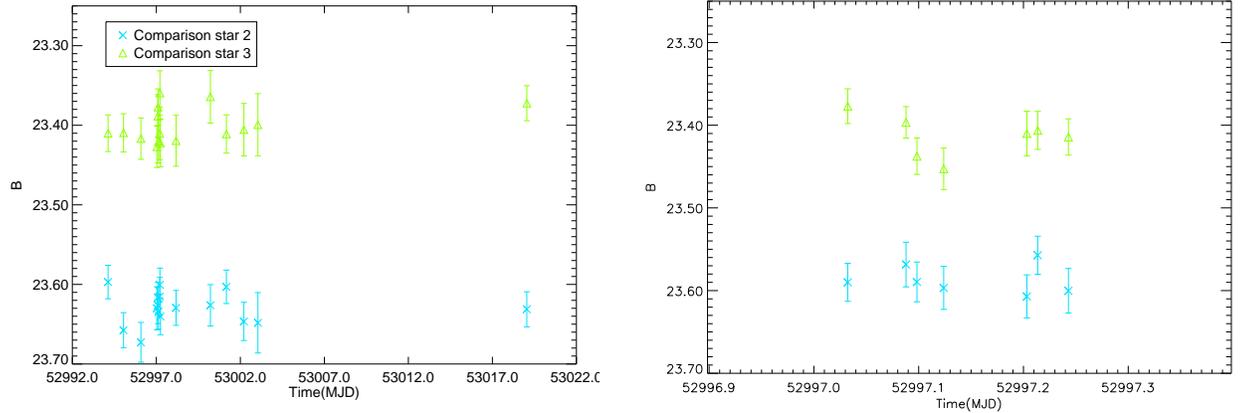


FIG. III.15 – A gauche : variabilité de deux étoiles de comparaison supplémentaires dans la bande  $B$  sur une échelle de temps d’environ 1 mois avec les observations VLT/FORS1. Les deux étoiles dont de magnitude comparable à celles de la contrepartie ULX et montrent clairement une dispersion moindre. A droite : vue zoomée de la luminosité des deux étoiles durant les observations du 24 décembre 2003.

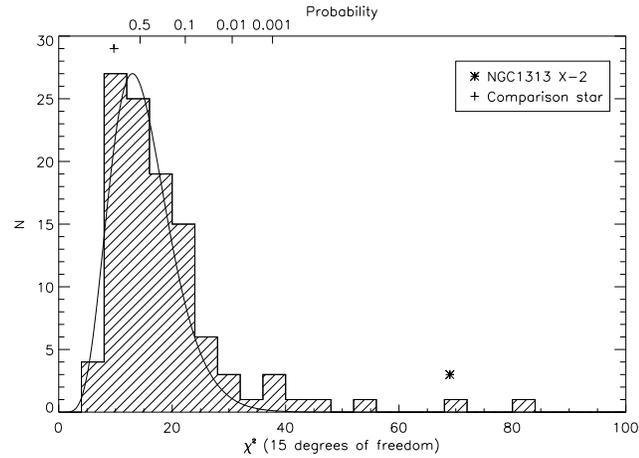


FIG. III.16 – Test  $\chi^2$  pour l’hypothèse nulle (pas de variation de luminosité) pour toutes les étoiles dans le champs VLT/FORS1 avec  $23 \text{ mag} < B < 24 \text{ mag}$ . Avec un  $\chi^2 \approx 84.97$  pour 15 degrés de liberté (i.e, une probabilité de luminosité constante de  $7 \cdot 10^{-9}$ ), la contrepartie ULX est plus variable que presque n’importe quelle autre source dans le champ, incluant l’étoile que nous avons choisi pour comparaison dans les Figures III.14. La distribution d’un  $\chi^2$  à 15 degrés de liberté est par ailleurs tracé au-dessus de l’histogramme.

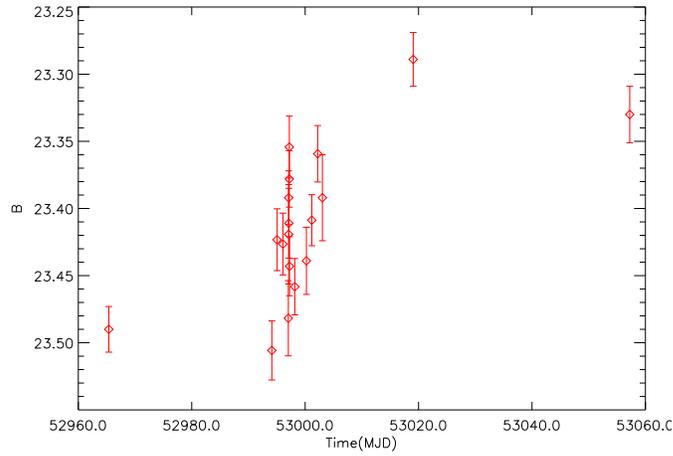


FIG. III.17 – Courbe de lumière combinée de la contrepartie ULX dans la bande  $B$  entre le 22 novembre 2003 et le 22 février 2004, à partir des données VLT/FORS1 et HST/ACS. Les points HST/ACS sont le premier et le dernier.

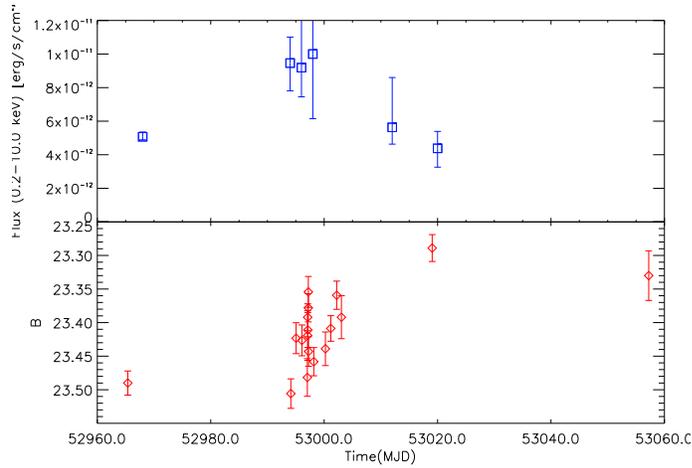


FIG. III.18 – Courbe de lumière en rayons X (haut) et dans la bande  $B$  (bas) de la contrepartie ULX. Les flux X sont tirés de Mucciarelli *et al.* (2007).

## 5.4. CONTRAINTES PROVENANT DE LA SPECTROSCOPIE ET DE L'IMAGERIE À FILTRES ÉTROITS

### 5.4.1. Spectroscopie

#### a. Extraction du spectre 1D de la contrepartie

Le continuum de la contrepartie étant contaminé par les raies nébulaires, on soustrait un "fond de ciel nébulaire" très proche de l'ULX qui est pris deux pixels de part et d'autre. Ce fond de ciel est ensuite ajusté de telle sorte qu'on fasse disparaître certaines raies comme [SII] que l'on n'est pas censé trouver. De fait, certains résidus de raies nébulaires sont présents dans le spectre de la contrepartie qu'on peut associer comme étant dûs à l'ULX, soit par ionisation supplémentaire dû à sa présence (raies de [OIII] par exemple) ou comme étant intrinsèque à la contrepartie (raies de  $H_\alpha$  et  $H_\beta$ ). On ne peut bien sûr pas discriminer totalement les différents mécanismes à l'origine de cette émission, le profil spatial de la nébuleuse étant très variable à cet endroit.

#### b. Nature de la raie d'HeII $\lambda$ 4686

Le spectre unidimensionnel de la contrepartie ULX (Figure III.8) montre relativement peu de détails. Le continu montre une pente importante dans la partie bleue du spectre, ce qui s'explique naturellement par la couleur bleue de l'objet (Table III.7). On distingue des résidus de raies nébulaires présentes dans le reste de la bulle, comme [OII], [OIII] et  $H_\alpha$ . Au contraire, on pourra remarquer que les raies absentes sont celles de plus faible ionisation. Cela semble alors cohérent avec l'image d'une source locale très ionisante, ceci étant renforcé par les flux des raies d'émission nébulaires autour de l'ULX (Table III.9) qui montrent un renforcement des raies de plus haute ionisation ([NeIII], [OIII]). Evidemment, il est difficile de savoir si cette tendance est due au profil de la nébuleuse lui-même ou si l'ULX joue un rôle. On pourra remarquer qu'il s'agit néanmoins d'une coïncidence assez extrême pour ne pas croire que l'ULX en est la cause. Plus de détails seront donnés à ce sujet dans la section 6.2.1.b. qui montrera la structure de la nébuleuse dans différents rapports de raie le long de la fente. De plus, comme on l'avait fait remarquer plus tôt, le spectre de la contrepartie se distingue par la présence d'une raie d'émission d'HeII. Cette raie de haute excitation (avec un potentiel d'ionisation de 54 eV, donc encore plus important que celui d'[OIII] de 35 eV) semble présente uniquement au niveau du continuum de l'objet<sup>f</sup>. Contrairement aux raies nébulaires<sup>g</sup>, elle est résolue spectralement, avec une largeur à mi-hauteur intrinsèque variant entre 7 et 13 Å, soit une FWHM moyenne de  $\sim 640$  km/s (10 Å). Cela suggère donc vraisemblablement une nature stellaire<sup>h</sup> pour cette raie. D'ailleurs, très peu d'objets peuvent en fait émettre une telle raie : en effet, à part dans les nébuleuses planétaires, les raies de recombinaison d'HeII ne sont en général pas observées. Même dans les régions HII cette raie n'est pas produite, tout simplement parce que les étoiles O n'émettent pas un flux He<sup>+</sup> ionisant significatif. En fait, quand une raie d'HeII nébulaire est détectée dans une région HII, c'est généralement parce qu'une étoile Wolf-Rayet s'y trouve. Les étoiles Wolf-Rayet (e.g, Crowther 2007) sont des étoiles très massives de type spectral O à la base qui se trouvent dans un stade d'évolution assez avancé, juste avant d'exploser en supernovae. Elles ont une influence très importante sur leur milieu environnant, car elles possèdent des vents

<sup>f</sup> bien que nos spectres VLT/FORS1 d'octobre 2007-mars 2008 semble indiquer une contribution nébulaire non négligeable

<sup>g</sup> Les raies nébulaires ne sont pas résolues, la FWHM instrumentale étant de  $\sim 12$  Å.

<sup>h</sup> Par nature stellaire, on entend une nature liée à la contrepartie C1, i.e. une nature non nébulaire.

très importants qui peuvent atteindre 2000 km/s. Leur perte de masse est donc énorme, de l'ordre de  $10^{-5} M_{\odot}/an$ . Selon leur type, elles possèdent des raies d'émission large d'hélium, d'azote, de carbone et d'oxygène. Ici, on n'observe absolument pas de telles raies aussi larges. D'ailleurs, cela n'est pas étonnant puisque la phase Wolf-Rayet a lieu dans un amas stellaire à  $t = 3 - 5$  Myr. L'âge de l'amas (20 Myr) auquel appartient X-2 ne laisse aucun doute sur cette possibilité.

Mais d'où provient donc cette raie particulière? Elle pourrait éventuellement provenir d'un vent de l'étoile compagnon, mais cela laisserait à supposer qu'elle soit déjà dans sa phase supergéante. En effet, Prinja *et al.* (1990) montre qu'une étoile B supergéante typique peut posséder un vent avec une vitesse pouvant être aussi basse que 300–400 km/s, soit une vitesse compatible avec la FWHM de la raie d'HeII. Mais les supergéantes B sont clairement trop froides pour pouvoir fournir un flux UV capable de ioniser HeII. S'il ne s'agit donc pas d'étoiles massives à l'origine de cette émission, il faut invoquer un autre mécanisme : le rayonnement X. En effet, dans les binaires X galactiques, il est bien connu que le rayonnement X en provenance de l'objet central va être intercepté par le disque d'accrétion ainsi que par l'hémisphère du compagnon faisant face à la source X. Ce rayonnement très énergétique va être absorbé pour être réémis dans des longueurs d'onde plus grandes comme l'optique ou l'ultraviolet et produira la raie d'HeII entre autres. Nous pouvons d'ailleurs effectuer une comparaison avec les systèmes binaires X connus :

1. Dans les systèmes binaires de grande masse, une raie d'HeII est généralement détectée comme provenant d'un lieu situé entre le disque d'accrétion et l'étoile secondaire. Par exemple, dans SMC X-1 (un système dont l'objet central est une étoile à neutrons), Val Baker *et al.* (2005) suggèrent que l'émission en HeII suit le mouvement du point chaud (hot spot) qui frappe l'extérieur du disque d'accrétion et montre une semi-amplitude de 265 km/s. De la même façon, Mouchet *et al.* (1980) montrent que dans Cen X-3 la raie d'HeII a une semi-amplitude de 400 km/s et doit être émise au sein du disque d'accrétion. C'est également la même conclusion qui s'applique à LMC X-4, un système similaire aux deux précédents où la raie d'HeII a une semi-amplitude mesurée de 500 km/s. Notons que ces trois systèmes sont composés d'une étoile (super)géante de type spectral O tardif ou B précoce remplissant leurs lobes de Roche partiellement ou totalement et que leurs périodes orbitales vont de 1 à 3 jours. Remarquons également que la raie d'HeII est beaucoup plus faible dans ces systèmes que dans l'objet de notre étude, i.e.  $EW(HeII) \sim 0.5 - 1 \text{ \AA}$  contre  $EW(HeII) \sim 10 \text{ \AA}$  pour X-2, ce qui pourrait être cohérent avec leur luminosité X plus faible d'un facteur  $\sim 10$ .
2. Dans les systèmes binaires de faible masse, et à l'inverse de ce que nous venons de voir, c'est le flux reprocessé du disque d'accrétion qui domine en optique, étant donné que les secondaires typiques qui remplissent leur lobe de Roche sont très peu lumineuses puisqu'il s'agit d'étoiles de type K-M. C'est pourquoi dans ces systèmes, il est habituellement très difficile de détecter la contribution de l'étoile compagnon dans le spectre. Le spectre optique de ces systèmes est en général celui d'un disque d'accrétion irradié où seulement quelques raies de haute excitation telles NIII-CIII et HeII sont émises. La raie d'HeII est d'ailleurs en général plus intense que dans les binaires de grande masse, i.e on observe  $EW(HeII) \sim 1 - 10 \text{ \AA}$ . Les mesures de la dynamique de cette raie montrent qu'au moins une partie de son émission est émise proche de l'astre compact (e.g, comme dans Sco X-1, Steeghs & Casares 2002 ou dans d'autres binaires de faible masse, Casares *et al.* 2006).

Le complexe de Bowen, constitué des raies NIII-CIII, est compris comme étant en partie émis par le disque d'accrétion (raies larges) et en partie émis par l'hémisphère irradié de l'étoile compagnon (raies étroites, e.g Casares & Charles 2006). La courbe de vitesse radiale de ces raies étroites est en anti-phase avec celle de la raie d'HeII, suggérant fortement deux lieux

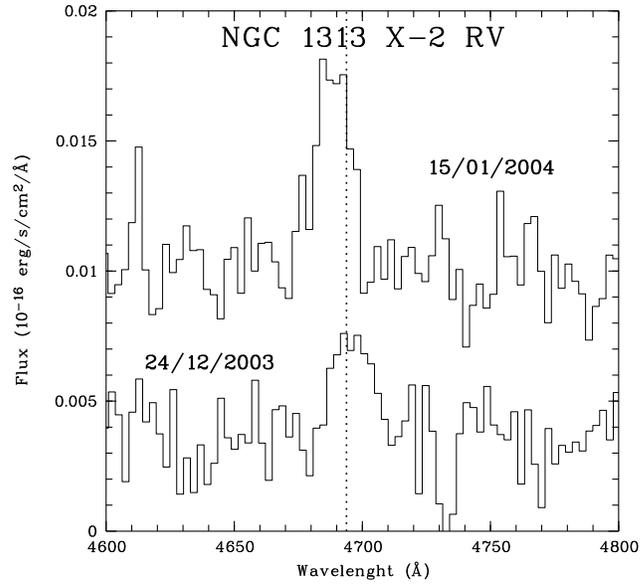


FIG. III.19 – Variation en vitesse radiale de la raie d’HeII4686 de la contrepartie optique de X-2. Les deux spectres ont été observés à 3 semaines d’intervalle et montrent une variation intéressante de  $380 \pm 30$  km/s, autour de la vitesse systémique de la nébuleuse,  $v = 406 \pm 20$  km/s. Cela suggère la non-présence d’un trou noir de masse intermédiaire (voir texte pour les détails). Le spectre du 24/12 (en bas) a été décalé verticalement de 0.002 pour plus de lisibilité.

d’émission distincts. Dans notre spectre, ce complexe n’est pas observé mais si on se réfère à Motch & Pakull (1989), il semble y avoir une relation entre le rapport de flux NIII-CIII/HeII et la métallicité de la matière accrétée. Notamment ils montrent que ce rapport peut devenir très faible ( $\lesssim 0.3$ ) dans les binaires magellaniques. Si ce résultat s’applique ici, il ne serait pas étonnant de ne pas observer ce complexe. D’un autre côté, le complexe de Bowen est également rarement observé dans les binaires X massives, puisque dans ce cas cette émission est noyée dans le continu de l’étoile secondaire qui domine le flux optique du système binaire.

En fait, on a ici une idée relativement empirique de comment l’ULX se situe d’un point de vue optique par rapport aux binaires galactiques. Il est clair que la secondaire doit être une étoile relativement massive ( $\sim 10 M_{\odot}$ , section 4.3.1. et 5.1.) mais qu’au contraire des binaires X massives, elle ne domine pas l’émission optique. En effet, à la fois la variabilité photométrique (section 5.2.) et la largeur équivalente de la raie d’HeII semblent converger vers ce point de vue. Du coup, si l’étoile ne domine pas le flux optique, c’est certainement le flux X de la source centrale qui en est responsable. Malheureusement, ce raisonnement ne peut pas être beaucoup plus qualitatif puisqu’on ne sait pas où se produit exactement l’émission de la raie d’HeII.

**c. Variations en vitesse radiale de la raie d'HeII $\lambda$ 4686**

Une des grandes découvertes issues de ces observations VLT est la variation en vitesse radiale de la raie d'HeII telle qu'illustrée par la figure III.19. Nos deux spectres pris en l'espace de trois semaines montrent une variation de  $\sim 380 \pm 30$  km/s autour de la vitesse du gaz HI de la galaxie. Si cette variation est réelle, c'est-à-dire si la raie est bien émise dans le disque d'accrétion, alors elle trace plus ou moins l'orbite du trou noir. Dans ce cas, on peut estimer la masse du trou noir en fonction de la semi-amplitude de la vitesse radiale de la raie d'HeII. Pour cela, on utilise les équations de la troisième loi de Kepler combinées à certaines contraintes. Tout d'abord, on impose que le donneur de masse remplisse son lobe de Roche, ce qui est une contrainte nécessaire pour expliquer la luminosité X persistente de l'ULX. Eggleton (1983) donne une approximation numérique de la taille du lobe de Roche :

$$\frac{R_L}{a} = \frac{0.49 q^{2/3}}{0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}$$

où  $a$  est la séparation orbitale des deux composantes du système binaire,  $R_L$  est le rayon du lobe de Roche de l'étoile et  $q = M_C/M_X$  est le rapport de masse entre l'étoile remplissant son lobe de Roche et l'astre compact. Notons que cette formule est valable pour toute valeur de  $q$ . En pratique, on utilise pour  $R_L$  le rayon de l'étoile donneuse de masse ce qui est une approximation valable. Avec la valeur de la séparation orbitale, on peut calculer ensuite la période du système grâce à la troisième loi de Kepler :

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_c + M_x)}$$

où  $P$  est la période du système. Enfin, la semi-amplitude de la vitesse radiale du trou noir  $K_X$  peut être estimée grâce à la fonction de masse de la source compacte :

$$f_X = \frac{(M_C \sin i)^3}{(M_C + M_X)^2} = \frac{M_C \sin^3(i)}{(1 + 1/q)^2} = \frac{PK_X^3}{2\pi G}$$

ce qui donne au final :

$$K_X^3 = \frac{M_C \sin^3(i) 2\pi G}{(1 + 1/q)^2 P}$$

Les résultats pour 4 inclinaisons ( $i = 30, 50, 70$  et  $90^\circ$ ), deux masses ( $M_C = 10, 15 M_\odot$ ) et trois rayons du compagnon ( $R_C = 5, 10$  et  $15 R_\odot$ ) sont présentées dans les figures III.20 et III.21.

Tout d'abord, parlons des limitations de ce modèle : l'origine de l'émission en HeII n'est toujours pas très claire. Les tomogrammes que l'on peut faire sur les sources X galactiques brillantes suggèrent qu'une contribution principale émane du disque d'accrétion (parfois du point chaud qui tape le rayon extérieur du disque) ainsi qu'une contribution plus faible venant de l'hémisphère chauffé du compagnon. L'émission en HeII n'étant clairement pas produite au centre du trou noir, on ne trace pas exactement le mouvement de ce dernier. En fait, il faudra corriger celui-ci de la contamination du mouvement képlérien du disque. Soria *et al.* (1998) montre que dans le cas de GRO J1655-40, cette technique fonctionne parfaitement si on utilise comme longueur d'onde centrale émettrice de l'HeII le centre reliant les ailes des deux gaussiennes (à un flux égal à 1/4 du maximum au-dessus du continu) correspondant aux deux pics des raies de HeII. En effet, l'émission des pics provient des parties externes du disque où on s'attend à avoir le plus d'effets perturbateurs (point chaud,

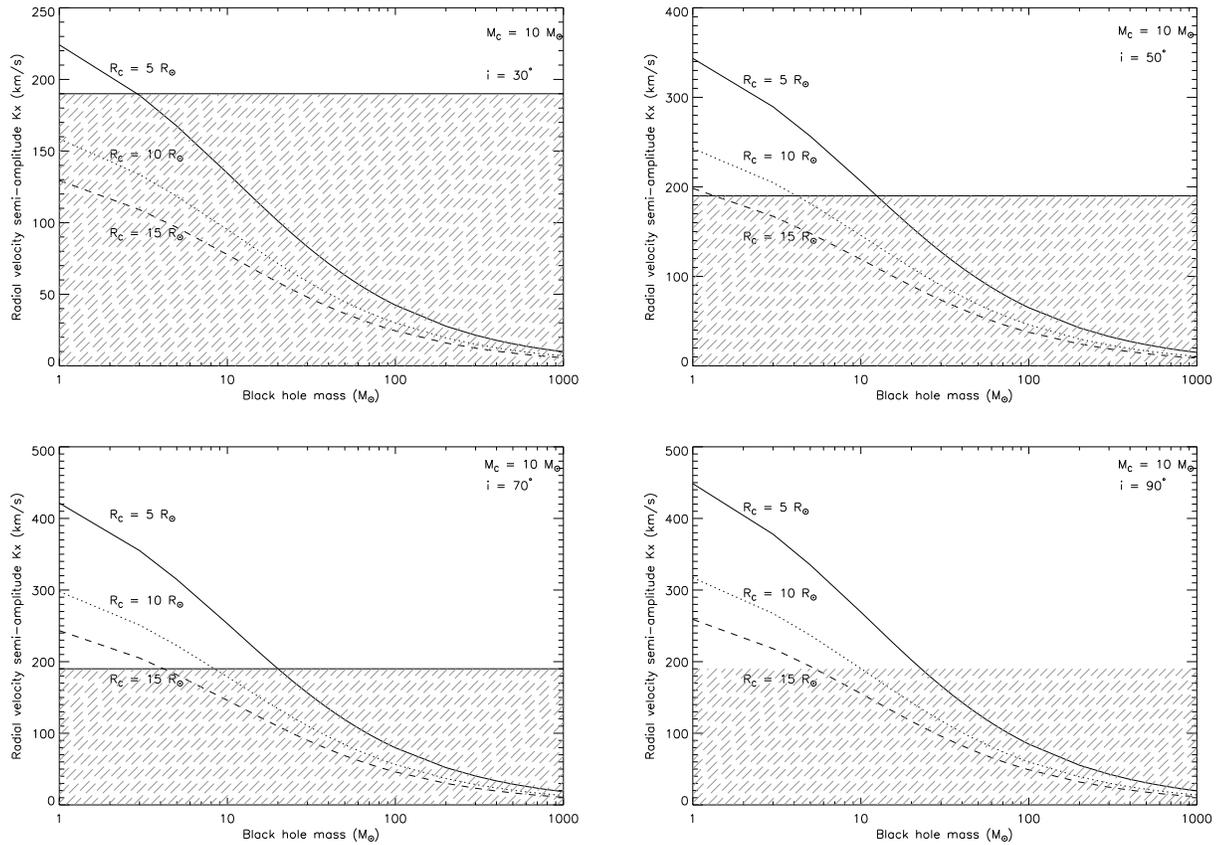


FIG. III.20 – Masse du trou noir attendue en fonction de la semi-amplitude de la vitesse radiale du trou noir, pour différentes inclinaisons. La masse du compagnon a été fixé à  $M = 10 M_{\odot}$ .

effets de marées liés à la secondaire). Les ailes étant émises à plus faible rayon, elles seront donc un indicateur nettement plus fiable de la position des raies. Ici, on ne résoud malheureusement pas complètement la raie d'HeII au sens où on ne voit qu'un seul pic, c'est pourquoi on se contentera d'utiliser l'amplitude détectée de la raie entre les deux spectres en ayant à chaque fois modélisé une seule gaussienne.

Les graphiques (figures III.20 et III.21) montrent clairement que la masse du trou noir ne peut pas être supérieure à  $\sim 50 M_{\odot}$ , en considérant une étoile secondaire moins massive que  $15 M_{\odot}$  (section 4.3.1.). Cela exclut donc quasiment de fait tout trou noir de masse intermédiaire (qu'on considère ici comme étant d'une masse supérieure à  $100 M_{\odot}$ ), d'autant plus que l'amplitude de vitesse radiale observée n'est peut-être pas l'amplitude maximale, ce qui aurait pour effet de diminuer encore la masse du trou noir. Une dernière contrainte qu'on peut appliquer est l'absence observationnelle d'éclipse en rayons X. X-2 ayant été observée de nombreuses fois et sur des temps consécutifs relativement importants, l'absence d'éclipse en X pose une contrainte sur l'inclinaison du système qui est donc clairement inférieure à  $90^{\circ}$ . L'inclinaison doit être en fait inférieure à  $\sim 75^{\circ}$  si on considère

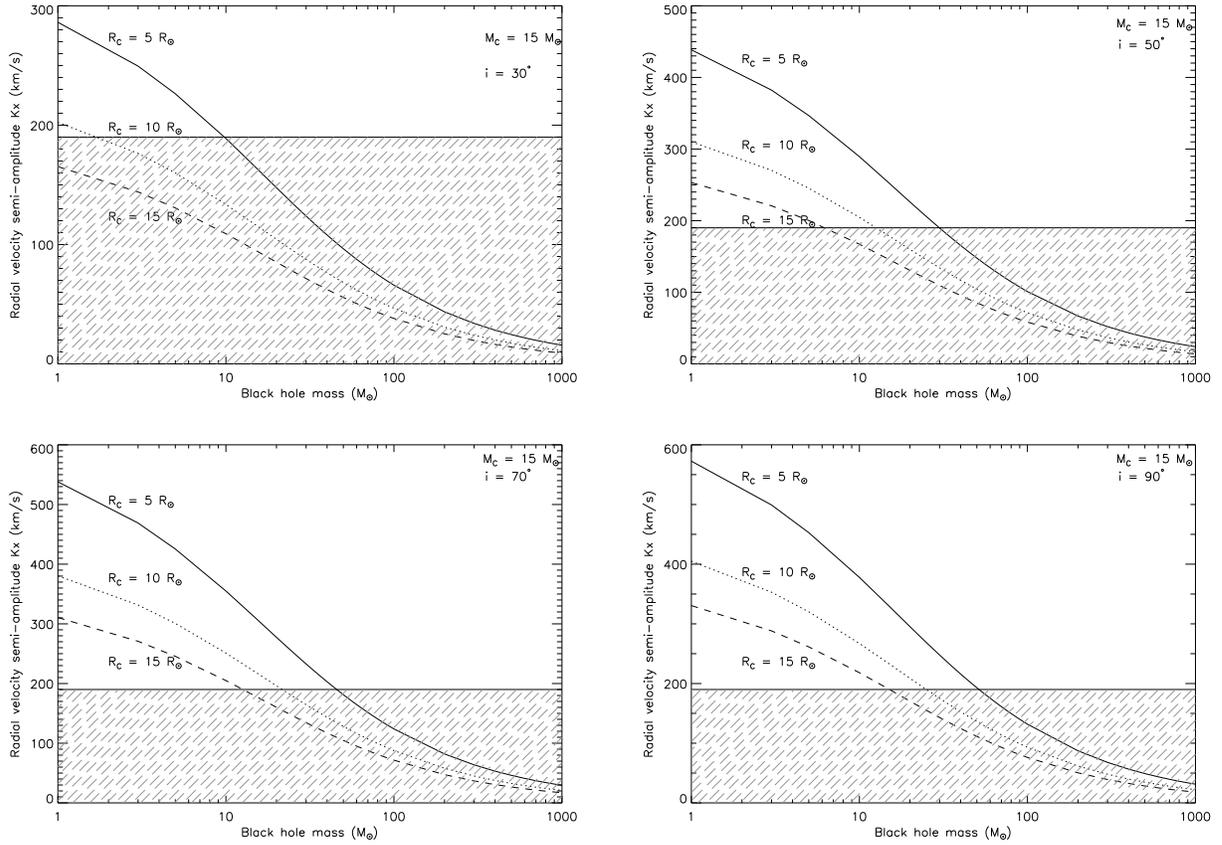


FIG. III.21 – Masse du trou noir attendue en fonction de la semi-amplitude de la vitesse radiale du trou noir, pour différentes inclinaisons. La masse du compagnon a été fixé à  $M = 15 M_{\odot}$ . Les zones hachurées correspondent aux masses incompatibles avec la semi-amplitude de la vitesse radiale mesurée.

une étoile de  $10 M_{\odot}$  et un trou noir de masse  $10$ – $50 M_{\odot}$ . Par contre, comme mentionné ci-dessus, il est possible que l'émission de la raie d'HeII ne soit pas uniquement reliée au disque d'accrétion du trou noir, mais que toute ou partie de l'émission vienne d'une zone plus éloignée, ce qui impliquerait des vitesses radiales plus petites et donc un trou noir plus massif.

Une autre donnée intéressante qu'on peut tirer de nos observations est la période orbitale du système, ce qui est très important si on veut faire une étude correctement échantillonnée de cette variation de la raie d'HeII avec de nouvelles observations. La figure III.22 montre que pour une masse du compagnon de l'ordre de  $10$ – $15 M_{\odot}$ , la période est en fait fixée par le rayon de l'étoile compagnon et que la masse du trou noir n'intervient pratiquement pas à partir de  $M_{BH} \gtrsim 10 M_{\odot}$ . Si on considère une étoile de la séquence principale,  $M = 10 M_{\odot}$  implique  $R \sim 5.6 R_{\odot}$  (e.g. Cox 2000), on aura une période pour le système de l'ordre du jour. Si l'étoile est un peu plus évoluée

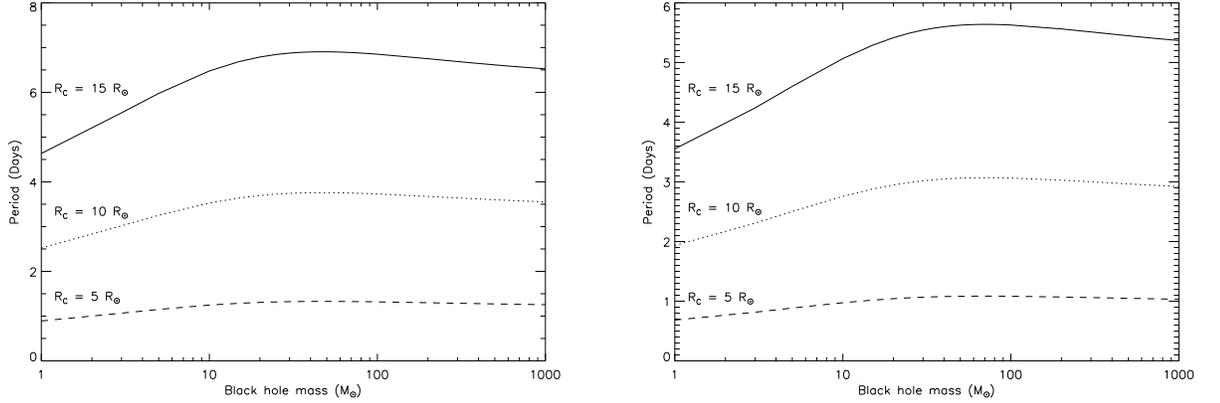


FIG. III.22 – Masse du trou noir attendue en fonction de la période du système ULX. La masse du compagnon a été fixé à  $M = 10 M_{\odot}$  à gauche et à  $M = 15 M_{\odot}$  à droite.

(type III par exemple),  $M = 10 M_{\odot}$  implique  $R \sim 10 R_{\odot}$  et on aura une période de l'ordre de 3 jours. On peut noter qu'une étoile un peu plus massive n'a pas une grande influence sur la période orbitale (figure III.22, panel de droite) et qu'une différence significative apparaîtrait seulement si on avait une étoile supergéante (donc avec un rayon très important) à la place d'une étoile de la séquence principale.

Dans tous les cas, cette étude montre clairement que si la raie d'HeII trace bien le centre du disque d'accrétion du trou noir, on ne peut expliquer les variations en vitesse radiale que par la présence d'un trou noir stellaire de masse  $M_{BH} \lesssim 50 M_{\odot}$  et une période pour le système de l'ordre de 1–5 jours. Cela semble donc possible de contraindre précisément la masse du trou noir via des observations résolues en phase, et nos observations VLT obtenues en 2008 pourront certainement confirmer ce premier résultat et peut-être encore mieux restreindre l'intervalle de masse possible pour le trou noir.

#### 5.4.2. Imagerie à filtres étroits

Les images prises en  $H_{\alpha}$  et [OIII] débarassées de leur continu (comme expliqué dans la section 6.2. du chapitre II) ne montrent pas réellement d'excès de luminosité au niveau de la contrepartie ULX par rapport au niveau "ambient" de la nébuleuse. En calculant le flux lié probablement à l'ULX dans ces filtres, on trouve que  $L_{H_{\alpha}} \lesssim 1.9 \times 10^{34}$  erg/s et  $L_{[OIII]} \lesssim 1.4 \times 10^{34}$  erg/s. Cette estimation d'après l'imagerie est relativement cohérente avec celle du spectre de la contrepartie où on observe  $L_{H_{\alpha}} \lesssim 2.4 \times 10^{34}$  erg/s et  $L_{[OIII]} \lesssim 5.8 \times 10^{34}$  erg/s et des largeurs équivalentes correspondantes à  $EW_{H_{\alpha}} \lesssim 25 \text{ \AA}$  et  $EW_{[OIII]} \lesssim 30 \text{ \AA}$ .

On détecte généralement une émission  $H_{\alpha}$  des binaires X de faible masse comme provenant du disque d'accrétion. Néanmoins, celle-ci est généralement faible, i.e  $L_{H_{\alpha}} \sim$  quelques  $\times 10^{31}$  erg/s comme par exemple dans le candidat trou noir GRO 1955-40 pendant une phase d'activité X intense (état haut/mou) (Soria *et al.* 2000). Dans les binaires X de grande masse, cette émission peut-être plus importante, comme dans le cas de Cygnus X-1 dans son état haut avec  $L_{H_{\alpha}} \sim 2 \times 10^{33}$  erg/s (Tarasov *et al.* 2003). Un cas intéressant est celui de la binaire de masse intermédiaire V4641 Sgr

qui est une transitoire montrant des phases d'accrétion super-Eddington. Pendant l'une d'elles, sa luminosité  $L_{H\alpha}$  s'est établie à environ  $4 \times 10^{34}$  erg/s (Revnivtsev *et al.* 2002, Chaty *et al.* 2003). À noter que dans ce dernier cas, l'émission en  $H\alpha$  se distingue par la présence d'une composante de vent très rapide, avec une FWZI (*Full Width at Zero Intensity*) de  $\sim 4500$  km/s, comprise comme étant due à la phase super-Eddington. Dans notre ULX par contre, aucune raie large mise à part HeII n'a été mise en évidence.

Les étoiles OB peuvent aussi être la source de cette luminosité. On passera sur le cas de l'étoile Be qui ne peut être la nature de la contrepartie (section 5.2.); dans les supergéantes OB par contre, la luminosité  $H\alpha$  est proportionnelle au taux de perte de masse dans le vent stellaire et peut atteindre  $L_{H\alpha} \sim 2 - 7 \times 10^{34}$  erg/s pour des étoiles supergéantes du type B0.5Ia / B1Ia avec des taux de perte de masse  $\dot{M} \sim 10^{-5.6} M_{\odot}$  (Ebbets 1982). Mais on ne peut certainement pas avoir affaire à une supergéante Ia ici puisque la magnitude absolue d'un tel objet est de l'ordre de  $M_V \sim -7$ . Pour des étoiles moins évoluées de type III par exemple, la luminosité chute drastiquement avec par exemple  $L_{H\alpha} \sim 2 \times 10^{32}$  erg/s pour une étoile O8III avec un taux de perte de masse  $\dot{M} \sim 10^{-6.0} M_{\odot}$  (Ebbets 1982).

Dans tous les cas, et même si on détectait une émission  $H\alpha$  au lieu d'une limite supérieure comme ici, il serait relativement difficile d'avoir une réponse sur la provenance exacte de cette émission, l'étoile secondaire, le disque d'accrétion et peut-être une composante liée à une nébuleuse/couronne du système pouvant certainement contribuer équitablement à la luminosité totale.

## 6. Nébuleuse entourant NGC 1313 X-2

### 6.1. PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES

#### 6.1.1. Imagerie dans les filtres étroits

La figure III.24 présente une image composite de la nébuleuse autour de NGC 1313 X-2 dans plusieurs filtres étroits. Outre l'environnement stellaire discuté auparavant, on peut noter une nébuleuse, découverte par Pakull & Mirioni (2002). Sa taille est de  $17'' \times 25''$ , soit  $330 \times 485$  pc à la distance de 4 Mpc, en considérant l'isophote de l'émission  $H\alpha$  à 10% au-dessus de la valeur de l'arrière-plan comme représentatif de son étendue (Figure III.23).

La nébuleuse est quasiment centrée sur la contrepartie optique de l'ULX, cette dernière étant décalée de  $2''$  ( $\sim 40$  pc) à l'ouest du centre projeté de la bulle.

Le contour de l'émission  $H\alpha$  semble définir les bords externes de la nébuleuse avec une émission plus disparate à l'intérieur. À l'intérieur de la bulle d'ailleurs, on peut noter une émission  $H\alpha$  bien plus prononcée à l'ouest de l'ULX avec notamment une structure en double arc de cercle (Figure III.24). À noter ici que l'étoile très brillante au bord ouest de la nébuleuse est un objet d'avant plan (Figure III.34) et ne contribue donc pas à l'émission nébulaire.

L'émission en [OIII] semble suivre les contours de l'émission  $H\alpha$  même si elle ne s'étend pas aussi loin à l'ouest (figure III.23). Par ailleurs, on peut noter une émission plus intense dans deux régions principales : l'une située au nord-ouest de l'ULX semble englober une grande partie de l'amas stellaire principal associé à l'ULX, l'autre située au bord sud-est de la nébuleuse est vraisemblablement associée à l'association stellaire secondaire précédemment cité (Section 4.3.1.). Cela semble vouloir indiquer qu'une partie de l'émission [OIII] est directement reliée à la présence de ces étoiles.

L'émission [OI] est quant à elle très localisée dans la nébuleuse au bord sud-ouest (Figure III.23). L'isophote à 20% s'arrête très clairement aux frontières de l'émission [OIII] maximale, ce qui est normal puisque dans cette zone presque tout l'oxygène est ionisé en [OII] ou [OIII]. Par contre, on note une extension de l'émission [OI] là où il n'y a plus de [OIII]. Il faut quand même noter qu'une émission en [OI] est présente dans le reste de la nébuleuse, comme en témoigne la spectroscopie (Tableau III.9) mais le faible flux n'est pas détecté sur l'image.

### 6.1.2. Spectroscopie longue-fente

Le programme de spectroscopie ayant été prévu pour étudier en particulier la contrepartie optique de l'ULX, c'est tout naturellement que la fente du spectrographe a été placée dans le sens est-ouest (Figure III.35). La figure III.7 montre donc le spectre 2D total de l'environnement proche à l'ULX avec cette configuration. On peut tout d'abord noter un grand nombre de raies nébulaires liées à la bulle telles que [OII], [NeIII],  $H_\gamma$ ,  $H_\beta$ , [OIII], [OI],  $H_\alpha$ , [NII] et [SII]. On peut également remarquer la présence de plusieurs continus dont celui de la contrepartie ULX.

Les figures III.25 et III.26 présentent le spectre 1D total de la nébuleuse du côté est et du côté ouest (par rapport à la position de l'ULX) et le tableau III.9 liste les flux et luminosités des raies en émission. Comme on pouvait le voir directement avec l'imagerie, la spectroscopie confirme deux régions bien différentes en terme de structure d'ionisation avec des rapports  $[OIII]\lambda 5007/H_\beta$  différents par un facteur  $\sim 2.5$  (1.99 du côté est, 0.68 du côté ouest).

### 6.1.3. Propriétés physiques

#### a. Vitesse radiale

Le décalage en longueur d'onde des raies d'émission nébulaire les plus brillantes donnent une vitesse héliocentrique pour la nébuleuse de  $v = 406 \pm 20 \text{ km/s}$ , une valeur cohérente avec celle du gaz HI dans cette partie de la galaxie ( $v = 402 \pm 20 \text{ km/s}$ ) dérivée par Ryder *et al.* (1995). Ce résultat montre que la nébuleuse se situe bien dans la galaxie NGC 1313.

#### b. Extinction interstellaire

On a pu voir dans la section 4.3.1. que la photométrie multicouleurs des amas semblait cohérente avec une extinction proche de la valeur galactique, c'est-à-dire un rougissement quasi-nul entre la Voie Lactée et NGC 1313 et également au sein de la nébuleuse. Un indice confortant cette hypothèse vient en fait de l'étude spectroscopique de la bulle dans laquelle on peut calculer le décrement de Balmer, un indicateur très usité pour mesurer l'extinction totale sur la ligne de visée d'un observateur. Comme expliqué dans la section 4.4.1. du chapitre II, on le mesure en général grâce aux raies de  $H_\alpha$  et  $H_\beta$ , dont le rapport théorique varie légèrement en fonction de la température électronique et qui est également un peu différent selon la nature de la nébuleuse ionisée (i.e, uniquement photo-ionisée ou ionisée par les chocs). Dans le tableau III.9, on a considéré en fait un rougissement total E(B-V) de 0.10 mag, afin que les études photométriques et spectroscopiques soient comparables. Avec ce raisonnement inverse, on obtient un rapport  $H_\alpha/H_\beta$  théorique de 2.85 et 2.92 pour les côtés est et ouest de la nébuleuse (contre un rapport observé de 3.19 et 3.28).

On ne peut clairement pas utiliser une valeur théorique du décrement lié aux nébuleuses choquées (i.e,  $H_\alpha/H_\beta \sim 3.0$ , ) car on obtiendrait une extinction sous-galactique. Le problème vient éventuellement d'une contamination de l'émission des raies d'hydrogène par un autre mécanisme physique, ou alors on se trouve peut-être plus proche du cas B "pur" d'une nébuleuse de tempéra-

6. Nébuleuse entourant NGC 1313 X-2

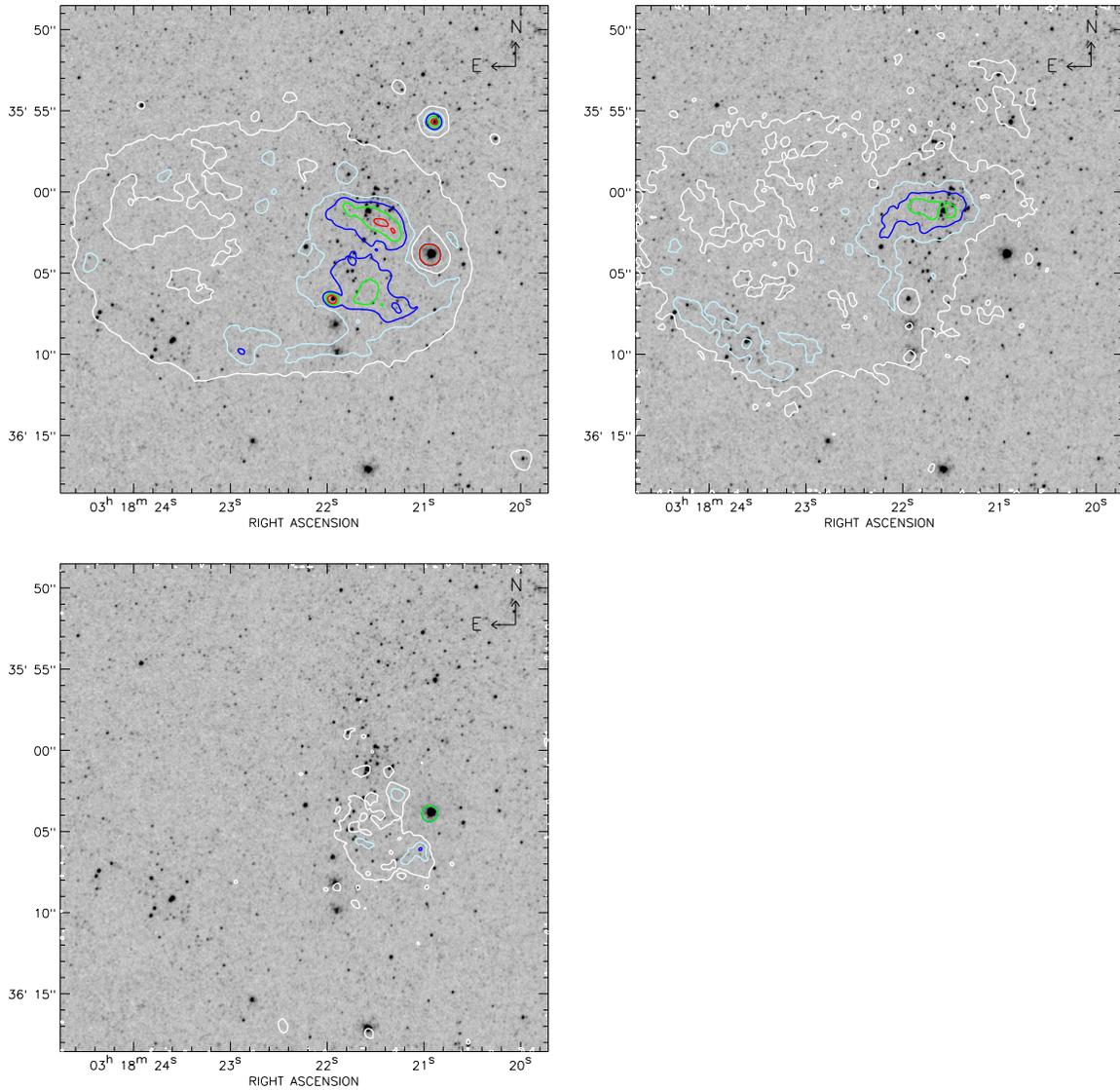


FIG. III.23 – Image F435W du HST/ACS centrée sur la contrepartie optique de l’ULX sur laquelle sont superposées différents contours nébulaires provenant des observations ESO/VLT. *En haut à gauche* : contours  $H_{\alpha}$ ; *En haut à droite* : contours  $[OIII]$ ; *En bas à gauche* : contours  $[OI]$ . Les contours dessinés sont aux niveaux 10 (blanc), 30 (bleu clair), 50 (bleu foncé), 70 (vert) et 90% (rouge) au-dessus de l’arrière-plan, sauf pour l’émission en  $[OI]$  où ce sont les contours à 20, 40, 60 et 80% et ceci pour des raisons de faible flux dans ce filtre. A noter ici que les contours sont influencés localement (notamment dans l’image  $[OI]$ ) au niveau de l’étoile brillante à l’extrême ouest de la nébuleuse dû à la soustraction du continu stellaire.

TAB. III.9 – Spectre optique de la nébuleuse entourant la source NGC 1313 X-2. Les flux indiqués (en unités de  $10^{-16}$  erg/s/cm<sup>2</sup>/Å<sup>-1</sup>) sont les flux intégrés le long d'une fente de 1'' pour différentes parties de la nébuleuse dont la position est indiquée par rapport à la contrepartie optique. Les intensités  $I/I_{H\beta}$  ont été dérougées en prenant en compte un rougissement  $E(B - V) = 0.1$  et sont calculées par rapport à l'intensité de la raie  $H\beta$ , fixée à 1.0 ici. Pour information, le flux de la partie ouest de la nébuleuse a été intégré sur 25 pixels (5''), la partie est sur 67 pixels (13.''4) et la partie où l'émission de la raie HeII est présente sur 7 pixels (1.''4). Cette dernière zone contient la contrepartie ULX.

Elément $\lambda_0$	Flux <sub>est</sub>	Flux <sub>ouest</sub>	Flux <sub>regionHeII</sub>	$(I/I_{H\beta})_{est}$	$(I/I_{H\beta})_{ouest}$	$(I/I_{H\beta})_{HeII}$
[OII] $\lambda$ 3726+3729	14.1 $\pm$ 0.1	11.5 $\pm$ 0.1	2.34 $\pm$ 0.03	6.53	4.90	5.92
[NeIII] $\lambda$ 3869	0.6 $\pm$ 0.1	0.60 $\pm$ 0.1	0.19 $\pm$ 0.03	0.27	0.25	0.47
HeI+H8 $\lambda$	0. $\pm$ 0.1	–	0.09 $\pm$ 0.02	–	–	0.22
[NeIII]+H7 $\lambda$	0.6 $\pm$ 0.1	0.42 $\pm$ 0.04	0.12 $\pm$ 0.02	0.27	0.17	0.30
$H\delta$	0.7 $\pm$ 0.1	0.68 $\pm$ 0.04	0.15 $\pm$ 0.02	0.31	0.28	0.36
$H\gamma$	0.9 $\pm$ 0.1	1.06 $\pm$ 0.05	0.20 $\pm$ 0.02	0.39	0.43	0.48
[OIII] $\lambda$ 4363	0.22 $\pm$ 0.1	< 0.1	0.04 $\pm$ 0.01	0.10	< 0.05 (0.03 <sup>a</sup> )	0.09
HeI $\lambda$ 4471	–	0.13 $\pm$ 0.05	–	–	0.52	–
HeII $\lambda$ 4686	–	–	0.17 $\pm$ 0.02	– (0.06 <sup>a</sup> )	– (0.05 <sup>a</sup> )	0.39
$H\beta$ $\lambda$ 4861	2.4 $\pm$ 0.1	2.61 $\pm$ 0.05	0.44 $\pm$ 0.01	1	1	1
HeI $\lambda$ 4922	0.19 $\pm$ 0.04	0.18 $\pm$ 0.03	0.03 $\pm$ 0.01	0.08	0.07	0.07
[OIII] $\lambda$ 4959	1.48 $\pm$ 0.02	0.63 $\pm$ 0.03	0.34 $\pm$ 0.01	0.61	0.24	0.77
[OIII] $\lambda$ 5007	4.83 $\pm$ 0.02	1.80 $\pm$ 0.03	0.95 $\pm$ 0.01	1.99	0.68	2.14
[NI] $\lambda$ 5200	–	0.25 $\pm$ 0.05	–	–	0.09	–
HeI $\lambda$ 5412	–	–	–	–	–	–
HeI $\lambda$ 5876	–	0.30 $\pm$ 0.05	–	–	0.11	–
[OI] $\lambda$ 6300	1.3 $\pm$ 0.5	1.98 $\pm$ 0.02	0.17 $\pm$ 0.05	0.49 (0.32 <sup>a</sup> )	0.69	0.35
[SIII] $\lambda$ 6310	–	–	–	–	–	–
[OI] $\lambda$ 6364	0.5 $\pm$ 0.1	0.63 $\pm$ 0.03	0.04 $\pm$ 0.02	0.19 (0.08 <sup>a</sup> )	0.22	0.08
[NII] $\lambda$ 6548	0.18 $\pm$ 0.1	0.22 $\pm$ 0.1	0.04 $\pm$ 0.02	0.07	0.08	0.08
$H\alpha$ $\lambda$ 6563	7.65 $\pm$ 0.1	8.55 $\pm$ 0.1	1.27 $\pm$ 0.03	2.85	2.92	2.58
[NII] $\lambda$ 6583	1.03 $\pm$ 0.1	0.98 $\pm$ 0.1	0.15 $\pm$ 0.02	0.38	0.33	0.30
[SII] $\lambda$ 6717	2.55 $\pm$ 0.2	3.13 $\pm$ 0.1	0.31 $\pm$ 0.02	0.94	1.06	0.62
[SII] $\lambda$ 6731	1.89 $\pm$ 0.2	2.07 $\pm$ 0.1	0.22 $\pm$ 0.02	0.69	0.70	0.44
[OII] <sub>total</sub> / $H\alpha$	—	—	—	2.29 $\pm$ 0.03	1.68 $\pm$ 0.02	2.29 $\pm$ 0.05
[OIII] $\lambda$ 5007/ $H\alpha$	—	—	—	0.70 $\pm$ 0.01	0.23 $\pm$ 0.01	0.83 $\pm$ 0.02
[OI]/ $H\alpha$	—	—	—	0.17 $\pm$ 0.07	0.24 $\pm$ 0.01	0.14 $\pm$ 0.04
[SII] <sub>total</sub> / $H\alpha$	—	—	—	0.57 $\pm$ 0.02	0.60 $\pm$ 0.02	0.41 $\pm$ 0.03
[SII] $\lambda$ 6717/[SII] $\lambda$ 6731	—	—	—	1.36 $\pm$ 0.09	1.51 $\pm$ 0.09	1.41 $\pm$ 0.15

<sup>a</sup> Mesures provenant de l'analyse préliminaire de nos spectres VLT/FORS1 2007-2008

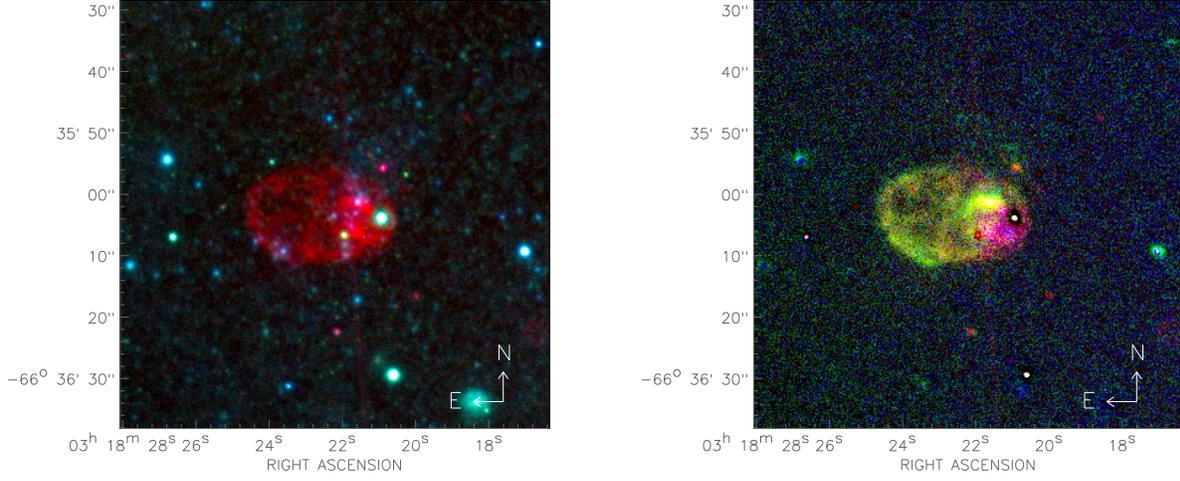


FIG. III.24 – Images composites du VLT centrée sur la contrepartie optique de l’ULX. *A gauche* : image  $H_{\alpha}$ -continuum (rouge) + V (vert) + B (bleu). ; *A droite* : image constituée uniquement des raies d’émission nébulaire ( $H_{\alpha}$  - rouge, [OIII] - vert et [OI] - bleu). La contrepartie de l’ULX est située au centre de l’image.

ture  $T_e \sim 20000$  K où  $H_{\alpha}/H_{\beta} \sim 2.76$  (Osterbrock 1989). Les déviations du cas B ont été discutées dans la littérature mais il se trouve que ces écarts vont plutôt en général vers des rapports  $H_{\alpha}/H_{\beta}$  plus grands (comme dans les cas où les effets collisionnels sont importants, i.e par exemple dans les *Broad Line Regions* (BLR) des noyaux actifs de galaxies (AGN) (e.g. Netzer 1975)).

Dans tous les cas, même en considérant le cas B "pur" le plus défavorable vis-à-vis de l’extinction, on obtient une valeur moyenne  $E(B - V) = 0.13 \pm 0.03$  mag.

### c. Température et densité électroniques

Ces grandeurs sont calculées en suivant la description faite dans la section 4.4.1. du chapitre II et sont également calculées pour comparaison avec le programme FIVEL (De Robertis *et al.* 1987). Les résultats pour les différentes zones de la nébuleuse sont consignés dans le tableau III.10 et on trouve les résultats globaux suivants :  $T_e \sim 25000$  K, l’incertitude principale provenant de la mesure de l’intensité de la raie [O III] $\lambda 4363$  qui est une raie très faible. On peut noter que cette température est élevée, beaucoup plus que dans les régions HII où  $T_e \sim 10000$ K. Même en prenant en compte les incertitudes assez importantes, on a une limite inférieure qui est  $T_e > 20000$ K. Cela suggère donc une nature différente pour cette nébuleuse, où un autre mécanisme que la photoionisation (telle qu’elle est présente dans les régions HII) doit jouer un rôle prépondérant.

La densité électronique dérivée est faible, de l’ordre de  $n_e < 170 \text{ cm}^{-3}$  pour la zone est et la région HeII de la nébuleuse et on ne peut obtenir une valeur pour la zone ouest, car le rapport  $[SII]\lambda 6717/\lambda 6731 = 1.51 \pm 0.09$  et on se trouve donc dans la limite de faible densité<sup>i</sup>.

<sup>i</sup> On rappelle que la limite de faible densité est atteinte à partir d’un rapport  $[SII]\lambda 6717/\lambda 6731 > 1.46$  et qu’en général on utilise donc  $n_e < 10 \text{ cm}^{-3}$ .

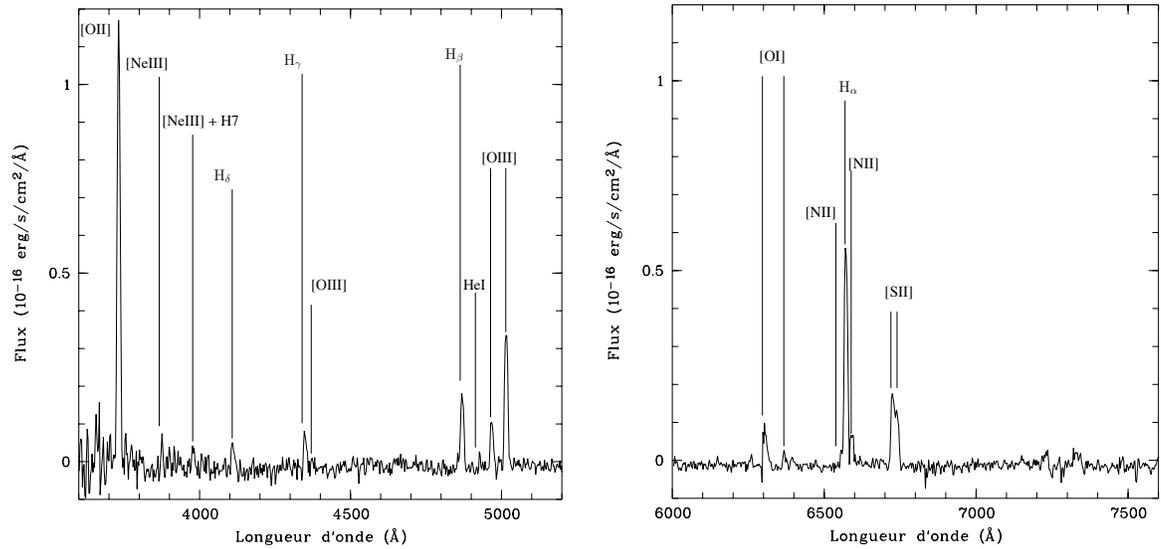


FIG. III.25 – Spectre 1D du côté est de la nébuleuse entourant l'ULX. *A gauche* : de 3600 Å à 5200 Å ; *à droite* : de 6000 Å à 7600 Å.

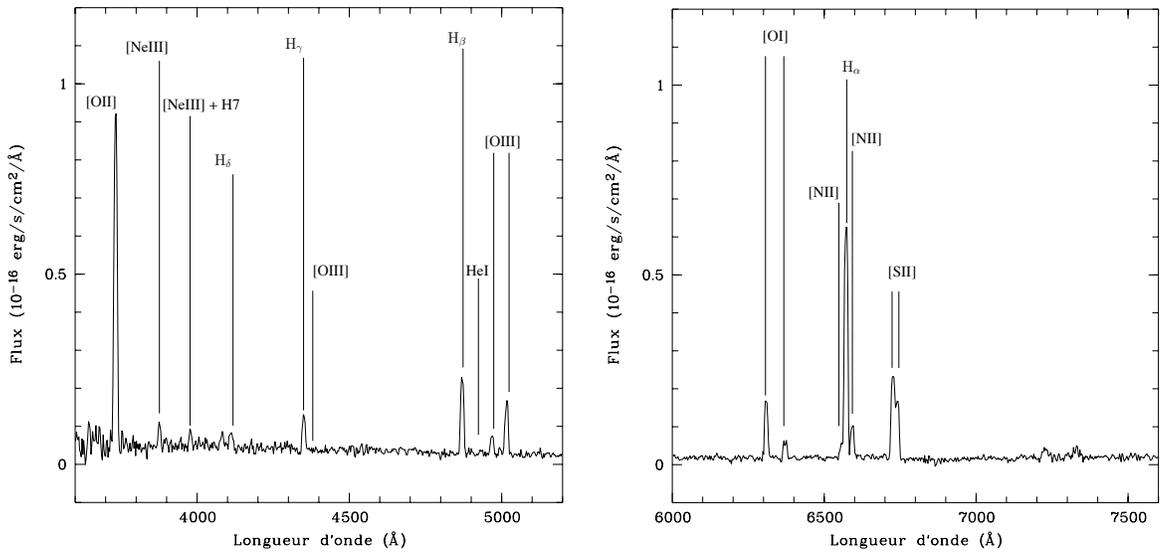


FIG. III.26 – Spectre 1D du côté ouest de la nébuleuse entourant l'ULX. *A gauche* : de 3600 Å à 5200 Å ; *à droite* : de 6000 Å à 7600 Å.

TAB. III.10 – Température et densité électroniques dans différentes parties de la nébuleuse.

	Région est	Région ouest	Région HeII
Température électronique	$27000_{-6000}^{+28000}$ K	$24000_{-4000}^{+10000}$ K	$23000_{-3000}^{+6000}$ K
Densité électronique	$< 170 \text{ cm}^{-3}$	$< 10 \text{ cm}^{-3}$	$< 170 \text{ cm}^{-3}$

## 6.2. ORIGINE DE L'ÉMISSION NÉBULAIRE

### 6.2.1. Un reste de supernova ?

La spectroscopie longue-fente et notamment les rapports des flux de certaines raies d'émission permettent de poser un premier diagnostic. En effet, la présence d'espèces faiblement ([OI], [SII]) et fortement ionisées ([OIII]) dans la même nébuleuse montrent déjà qu'il ne s'agit clairement pas d'une région HII classique. En effet, les rapports [OI]/ $H_\alpha$  et [SII]/ $H_\alpha$  sont nettement plus importants ici que dans les régions HII. De plus, un rapport [SII]/ $H_\alpha \sim 0.6$  semble établir une nature de reste de supernovae (SNR); en effet, (Mathewson & Clarke 1973) furent les premiers à utiliser ce critère qui établit que [SII]/ $H_\alpha \gtrsim 0.4 - 0.5$  (Raymond 1979, Dopita *et al.* 1984, Fesen *et al.* 1985, Osterbrock 1989, Matonick & Fesen 1997) est suffisant pour identifier un candidat SNR. Tout ceci se comprend grâce à l'effet ionisant qui est différent entre ces deux types d'objets : dans les SNRs, ce sont les chocs qui ionisent le milieu alors que les régions HII sont excitées par une ou plusieurs étoiles centrales. Dans le cas de chocs, le gaz est chauffé et ionisé au moment où le front de choc passe et ensuite il refroidit par rayonnement. Derrière le choc se développe donc une zone de refroidissement où il y a recombinaison de  $H^+$  en  $H^0$ ,  $O^+$  en  $O^0$ ,  $S^{++}$  en  $S^+$  et  $S^+$  en  $S^0$ . De la sorte, il y a une quantité non négligeable de  $O^0$  et de  $S^+$  et également des électrons provenant de  $H^+$  ce qui implique que des raies de [OI] et de [SII] excitées collisionnellement sont émises dans cette zone qui reste partiellement ionisée. Dans les régions HII, la situation est beaucoup plus tranchée : l'objet central ionise la nébuleuse et un équilibre d'ionisation se forme. Dans ces régions,  $O^0$  est complètement ionisé en  $O^+$  ou  $O^{++}$  et  $S^+$  est presque complètement ionisé en  $S^{++}$ . Au-delà de la sphère d'influence de l'objet ionisant (i.e, la sphère de Strömgren), il y a une transition brusque où O est totalement neutre et S est sous forme  $S^+$  et  $S^0$ . Dans cette zone, il n'y a plus d'électrons libres et donc pas d'excitation possible des raies de [OI] et [SII]. Pour finir sur les régions HII, le rapport [SII]/ $H_\alpha$  précédemment discuté y est nettement plus faible (0.1–0.3), car comme on vient de le voir, l'ionisation est due aux étoiles au centre de ces régions qui photoionisent le milieu et la plupart du soufre se retrouve sous forme  $S^{++}$ .

Nous avons donc un élément assez fort suggérant que la nébuleuse est le résultat d'un événement de type supernova. Si on se penche maintenant sur l'imagerie, la forme de la nébuleuse n'est pas choquante pour un tel objet. Le problème vient ici de la taille de la bulle telle que vue en  $H_\alpha$  ou [OIII]. En effet, ses dimensions ( $330 \times 485$  pc) sont environ 5 fois supérieures à celles de la taille limite supérieure d'un SNR lié à une seule explosion (Matonick & Fesen 1997), estimée à 100 pc.

Nous devons préciser ici que même si l'origine de la bulle n'est pas liée à un événement simple de supernova, il nous reste néanmoins une information sur la nature choquée de la nébuleuse. En effet, des spectres plus haute résolution que ceux utilisées dans cette thèse (Pakull & Mirioni 2002, Ramsey *et al.* 2006) nous permettent de caractériser la vitesse d'expansion de la nébuleuse qui est d'environ 80–100 km/s. Ceci est clairement une valeur importante pour une nébuleuse de cette taille

et prouve que l'ionisation est au moins dûe en partie aux chocs.

De plus, la théorie des chocs rapides et leur modélisation développées intensivement par Dopita & Sutherland (1995, 1996) permettent d'être un peu plus quantitatif : en effet, les rapports des raies d'émission en optique permettent de mettre des contraintes sur la physique de la nébuleuse. D'ailleurs, les rapports de certaines raies sont utilisés depuis deux décennies pour discriminer les AGNs des régions HII (e.g. Veilleux & Osterbrock 1987). Pour cela, on utilise des raies fortes et qui sont en général proches les unes des autres en terme de longueur d'onde pour pouvoir négliger les effets d'une erreur d'estimation sur l'extinction. Un des rapports généralement utilisé est  $[OIII]/H_\beta$  car c'est un indicateur dépendant de la vitesse des chocs. En effet,  $[OIII]$  est produit à partir d'une certaine vitesse de choc critique,  $v_s \geq 70 - 80$  km/s (e.g., Dopita *et al.* 1984) (Figure III.27), ce qui signifie donc que les zones émettrices en  $[OIII]$  dans la nébuleuse (choquée) sont certainement issues en partie de chocs dont la vitesse est supérieure à cette vitesse critique, ce qui est donc corroboré par l'observation.

Evidemment, une autre possibilité pour ioniser l'oxygène est la photoionisation. Mais comme indiqué un peu plus haut, les rapports de raies et notamment  $[OIII]/H_\alpha < 2.0$  pointent clairement vers une nature choquée bien qu'on ne puisse pour l'instant exclure la possibilité d'une contribution photoionisante. Ajouter à cela la température électronique bien plus élevée que dans les nébuleuses photoionisées prouve certainement que la nature principale de la nébuleuse est bien choquée.

#### a. Rapports de raies et chocs

Les diagnostics liés aux chocs utilisent en général plusieurs rapports de raies d'émission à la fois, ce qui en fait un outil pratique et très puissant d'analyse de la physique du gaz émettant. Malheureusement, ces diagnostics (du moins, dans l'optique) sont relativement dégénérés aux faibles métallicités. Ceci est parfaitement illustré dans la figure III.28 provenant des modèles de Allen *et al.* (2008) où les modèles de chocs (sans précurseur) pour différentes abondances sont tracés sur le diagramme classique de Veilleux & Osterbrock (1987) reliant  $[OIII]\lambda 5007/H_\beta$  à  $[NII]\lambda 6583/H_\alpha$ . On peut remarquer que pour des abondances de type LMC, les courbes des modèles à différentes vitesses de choc ont tendance à se replier sur elles-mêmes. Mais heureusement dans notre nébuleuse, on peut encore discriminer les vitesses de choc comme en témoigne la figure. Si on trace les valeurs liées à notre bulle, on peut constater que les points issus des parties est et au niveau de la région HeII semblent cohérents avec une vitesse de l'ordre de 100 km/s, avec une incertitude de l'ordre de 25km/s lié au fait que les courbes de vitesse inférieures à 125km/s se recourbent sur elles-mêmes. On a donc plutôt là une confirmation de la vitesse des chocs dérivés à partir de l'élargissement des raies d'émission de la nébuleuse, et également une confirmation que l'abondance dans la nébuleuse doit être du même ordre de grandeur que celle du SMC-LMC (cf. section 6.2.3. pour plus de détails) et clairement pas solaire. Concernant le point de mesure lié à la partie ouest de la nébuleuse (figure III.28), on a un résultat qui peut-être compris comme une vitesse de choc plus importante à l'ouest de l'ULX (ce qui est peu probable au vu des spectres de Ramsey *et al.* 2006) ou alors une région qui n'est peut-être pas dominée par les chocs et où un autre phénomène physique intervient (comme de la photoionisation). Il est à noter que cette partie ouest correspond à une zone qui semble très différente du reste de la nébuleuse en terme de ratio de raies d'émission (tableau III.9) ce qui est conforté par l'imagerie (figure III.23). Si on s'attarde maintenant au diagramme III.29 où les modèles de choc tiennent compte de l'émission du précurseur, on peut noter un comportement différent. Tout d'abord, précisons que la vitesse minimale de choc tracée ici est 200km/s car en dessous de cette valeur, les modèles n'ont pas un précurseur complètement ionisé (Allen *et al.* 2008). Ici, le point de mesure lié à la partie ouest de la nébuleuse se trouve déplacé vers les plus

faibles vitesses. En effet, l'ionisation préliminaire dû au précurseur fait se déplacer les courbes de vitesses vers des valeurs  $[OIII]/H_\beta$  plus grandes. On pourra remarquer que si on considère que la vitesse de choc est également de 100km/s dans la partie ouest, ce modèle semble plus cohérent. La vitesse de choc semble clairement insuffisante pour générer une zone précurseur, puisque c'est à la vitesse de choc critique de 170km/s que la vitesse du front de ionisation excède celle du choc (Allen *et al.* 2008). Il faut donc faire l'hypothèse d'une autre forme de "pre-ionisation" de la zone ouest ... Cela pourrait être relié à l'ionisation de l'amas stellaire situé dans cette partie de la nébuleuse, et/ou alors à une contribution photoionisante de l'ULX. Tout ceci reste extrêmement spéculatif, mais l'hypothèse d'une zone ionisée par un phénomène non relié au choc principal à l'ouest plutôt qu'à l'est est à considérer.

Une remarque concernant ces problèmes de dépendance en métallicité vis-à-vis des ratios de raie d'émission est que le rapport  $[OIII]/H_\beta$  dont on parle précédemment est très peu affecté par l'abondance, car selon Allen *et al.* (2008), quand on diminue la métallicité, la température va être plus importante en raison du moindre refroidissement et va contrebalancer dans les modèles les effets liés à la baisse de la quantité d'oxygène dans ce ratio.  $[OIII]/H_\beta$  reste donc un indicateur valable pour quantifier la vitesse des chocs.

A présent, si on compare les autres rapports de raies entre eux avec les mêmes modèles de choc (Figures III.30 et III.31), il se dégage deux conclusions :

1. Les diagrammes impliquant des éléments de plus haute ionisation que l'hydrogène (i.e,  $> 13.6$  eV) sont complètement compatibles entre eux et cohérents avec le diagramme  $[OIII]\lambda 5007/H_\beta$  vs.  $[NII]\lambda 6583/H_\alpha$ . Cela semble confirmer ce que nous venons de dire, à savoir que l'émission optique de la partie ouest de la nébuleuse correspond à un choc de l'ordre de 100 km/s, et que la zone est semble avoir besoin d'une contribution ionisante supplémentaire.
2. Par contre, les diagrammes impliquant des éléments peu ou pas ionisés tels que [OI] et [SII] (Figure III.31) ne sont pas cohérents avec cette conclusion que nous venons de décrire. En effet, il se trouve que systématiquement, il y a une sur-émission de ces raies par un facteur 0.3 dex pour [SII] et 0.5 dex pour [OI] ce qui signifierait (en appliquant à la lettre les modèles de choc) que la vitesse du choc dans la nébuleuse est de plusieurs centaines de km/s ce qui est quasiment exclu comme nous l'avons montré précédemment.

Comme expliquer cette émission trop importante des raies neutres et faiblement ionisées dans la nébuleuse?

Si les chocs ne peuvent l'expliquer, il faut se tourner vers une autre forme d'ionisation. La photoionisation par une source X permettrait de créer une zone partiellement ionisée où on peut observer des éléments neutres comme [OI] (Pakull & Mirioni 2002). Mais dans ce cas, on devrait observer une zone très ionisée autour de la source X et la zone partiellement ionisée devrait se trouver plus loin de cette source X. Or ici, on note qu'il y a bien une zone d'émission [OI] intense au sud-ouest de la nébuleuse là où l'émission de [OIII] est quasiment absente (Figure III.23), ce qui pourrait correspondre à une zone partiellement ionisée. Le problème principal dans cette interprétation est que ce schéma ne correspond qu'à une petite partie de la nébuleuse, toute la partie ouest de la nébuleuse ayant a priori une quantité de [OI] homogène et donc trop importante.

### **b. Structure de la nébuleuse**

Les informations principales sur la structure de la nébuleuse proviennent de l'imagerie (Figure III.23) qui nous permet de voir la structure globale en [OI], [OIII] et  $H_\alpha$ . Le reste de l'information provient des profils spatiaux des raies nébulaires le long de la fente est-ouest (Figure III.32 et III.33).

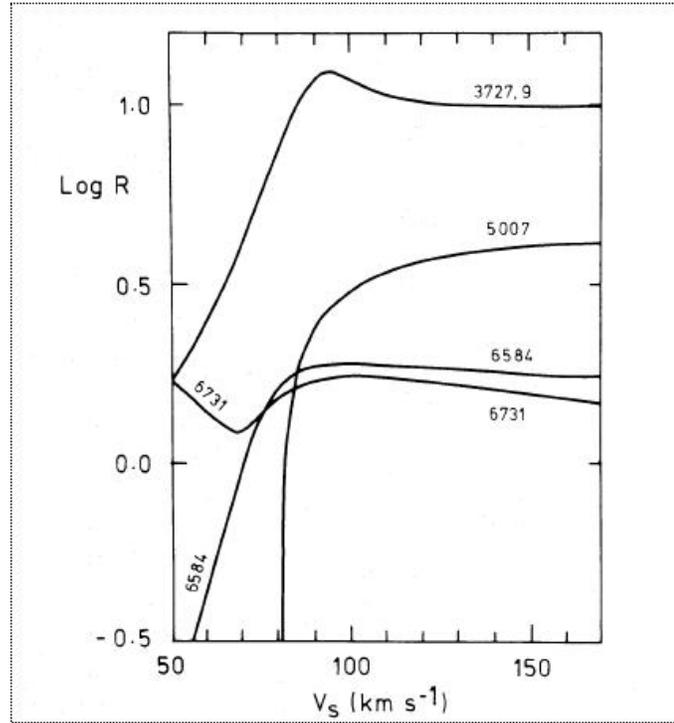


FIG. III.27 – Rapport de plusieurs raies et notamment  $[OIII]\lambda 5007/H\beta$  pour différentes vitesses de chocs, sans prise en compte de l'émission de la zone précurseur. On peut noter que l'émission de la raie interdite  $[OIII]$  est très dépendante des conditions de choc. Figure n°5 de Dopita *et al.* (1984).

Le profil spatial de la nébuleuse dans les différentes raies d'émission confirme globalement ce que nous avons inféré à partir des rapports de raie est/ouest. En effet, les raies d'émission  $[OII]$ ,  $H\alpha$ ,  $[SII]$  et  $[OIII]$  dans la partie est de la nébuleuse montrent un comportement similaire. On note une forte émission au bord est qui correspond probablement à la localisation du front de choc. Par contre, la partie ouest de la nébuleuse est clairement plus complexe : si les profils des raies de  $[OII]$ ,  $H\alpha$  et  $[SII]$  restent globalement identiques avec un pic d'émission identifié au niveau du bord ouest qui correspond également au front de choc, on peut observer que la raie de  $[OIII]$  ne suit pas du tout cette tendance. Ceci semble d'ores et déjà confirmer que la partie ouest est ionisée par un mécanisme physique différent ou alors qu'il y a superposition de plusieurs sources d'excitation. Si on regarde maintenant le profil général par rapport à la position centrale de l'ULX au niveau duquel les raies de haute excitation admettent un maximum local (absolu pour  $[OIII]$ ), le profil à l'est est globalement décroissant tandis que le profil ouest admet un maximum en  $[OII]$ ,  $H\alpha$  et  $[SII]$  à  $\sim 5.5''$  de l'ULX. Sur l'imagerie, cela correspond bien à la zone où la fente du spectrographe rencontre marginalement le contour  $H\alpha$  à plus de 50%. On peut également noter que notre spectre ne contient pas la zone d'émission maximale en  $[OIII]$  qui se trouve légèrement plus au nord. Une autre caractéristique intéressante tirée de ces profils spatiaux concerne l'émission en  $[OI]$ . S'il y a bien détection de cette raie dans la partie est avec un flux a priori constant, il y a une

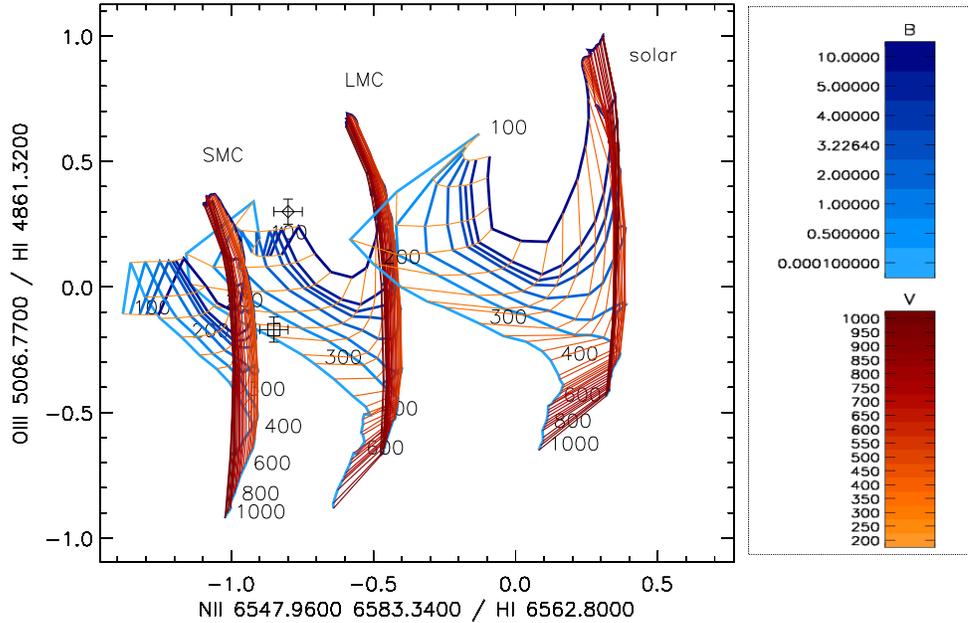


FIG. III.28 – Grilles de modèle de chocs *sans précurseur* pour trois abondances différentes (SMC, LMC, solaire) pour le diagramme  $[\text{OIII}]/H_{\beta}$  vs.  $[\text{NII}]/H_{\alpha}$ . La grille comprend des lignes de paramètre magnétique constant (en bleu) et des lignes de vitesse de choc constante (en rouge) avec des valeurs croissantes fonction de l'intensité de la couleur. Les vitesses sont comprises entre 100 et 1000 km/s par pas de 25 km/s. La densité considérée ici est  $n = 1 \text{ cm}^3$ . Sont tracés par dessus deux points correspondant à la valeur dans la partie est (le losange) et dans la partie ouest (le carré) de la nébuleuse. Ces grilles sont tirées de l'outil *Shockplot* sous IDL provenant de Allen *et al.* (2008).

brusque augmentation à l'ouest de l'ULX avec un maximum se produisant au niveau de l'étoile d'avant plan. A cet endroit se produit d'ailleurs une diminution rapide du flux en  $[\text{OII}]$  suggérant effectivement une zone faiblement ionisée. Evidemment, l'interprétation de cette zone à priori très importante est rendue complexe par la présence de cette étoile d'avant plan très brillante. On peut donc légitimement se demander si on ne surinterprète pas les données : la réponse est non. Il y a bien un maximum d'émission en  $[\text{OI}]$  comme le montre la figure III.36 : en fait l'étoile d'avant plan est de type spectral K7-9 III (Figure III.34), et il n'y a aucune caractéristique spectrale qui pourrait correspondre à une émission autour de 6300 Å. Plus intéressant encore, le spectre de l'étoile montrant cette raie d' $[\text{OI}]$  (qui appartient donc bien à la nébuleuse) est décalée vers le bleu de  $3.5 \pm 0.5 \text{ \AA}$  par rapport à la vitesse systémique de la nébuleuse, soit une vitesse de  $-165 \pm 25 \text{ km/s}$ . Ceci est d'ailleurs confirmé par la seconde raie d'oxygène neutre se situant à 6363 Å (Figure III.36). Enfin, si on vérifie sur les autres raies en émission ( $H_{\alpha}$ ,  $[\text{SII}]$ ,  $H_{\beta}$  et  $[\text{OIII}]$ ), on peut voir clairement que le pic d'émission spatialement coïncident avec cette étoile est uniquement présent au niveau de  $[\text{OI}]$  (Figure III.36).

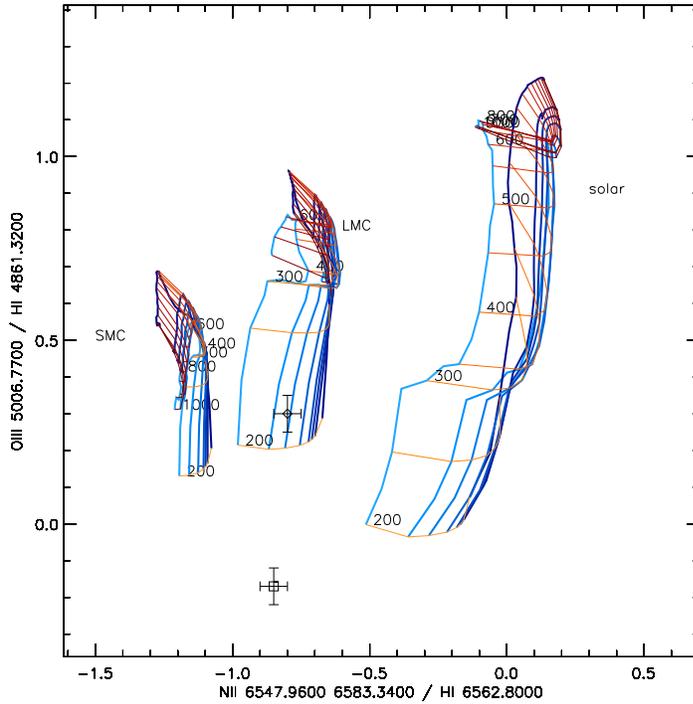


FIG. III.29 – Grilles de modèle de chocs *avec précurseur* pour trois abondances différentes (SMC, LMC, solaire) pour le diagramme  $[\text{OIII}]/H_\beta$  vs.  $[\text{NII}]/H_\alpha$ . La grille comprend des lignes de paramètre magnétique constant (en bleu) et des lignes de vitesse de choc constante (en rouge) avec des valeurs croissantes fonction de l'intensité de la couleur. Les vitesses sont comprises entre 200 et 1000 km/s par pas de 50 km/s. La densité considérée ici est  $n = 1 \text{ cm}^3$ . Sont tracés par dessus deux points correspondant à la valeur dans la partie est (le losange) et dans la partie ouest (le carré) de la nébuleuse. Ces grilles sont tirées de l'outil *Shockplot* sous IDL provenant de Allen *et al.* (2008).

Ce résultat pose donc le problème de la cinématique dans la nébuleuse. Malheureusement, nos spectres VLT sont de faible résolution et ne permettent pas de résoudre les raies nébulaires. Néanmoins, nous pouvons quand même tirer quelques informations à partir du spectre publié par Ramsey *et al.* (2006) (Figure III.35). La fente du spectrographe est également placée est-ouest mais la fente qu'ils ont utilisé est plus large (1.64 vs. 1.0"). Leur spectre résolu en vitesse est centré sur la raie  $H_\alpha$ . Le flux dans la partie ouest est à la limite de la détection mais il semble qu'il y ait une composante symétrique centrée sur la vitesse systémique de la bulle. Par contre, la partie est montre une composante a priori asymétrique avec (par ordre d'éloignement de l'ULX) une composante décalée vers le bleu puis une composante décalée vers le rouge. Enfin, la contribution du flux de l'étoile d'avant plan étant importante, il est difficile d'affirmer quoi que ce soit sur le comportement de la

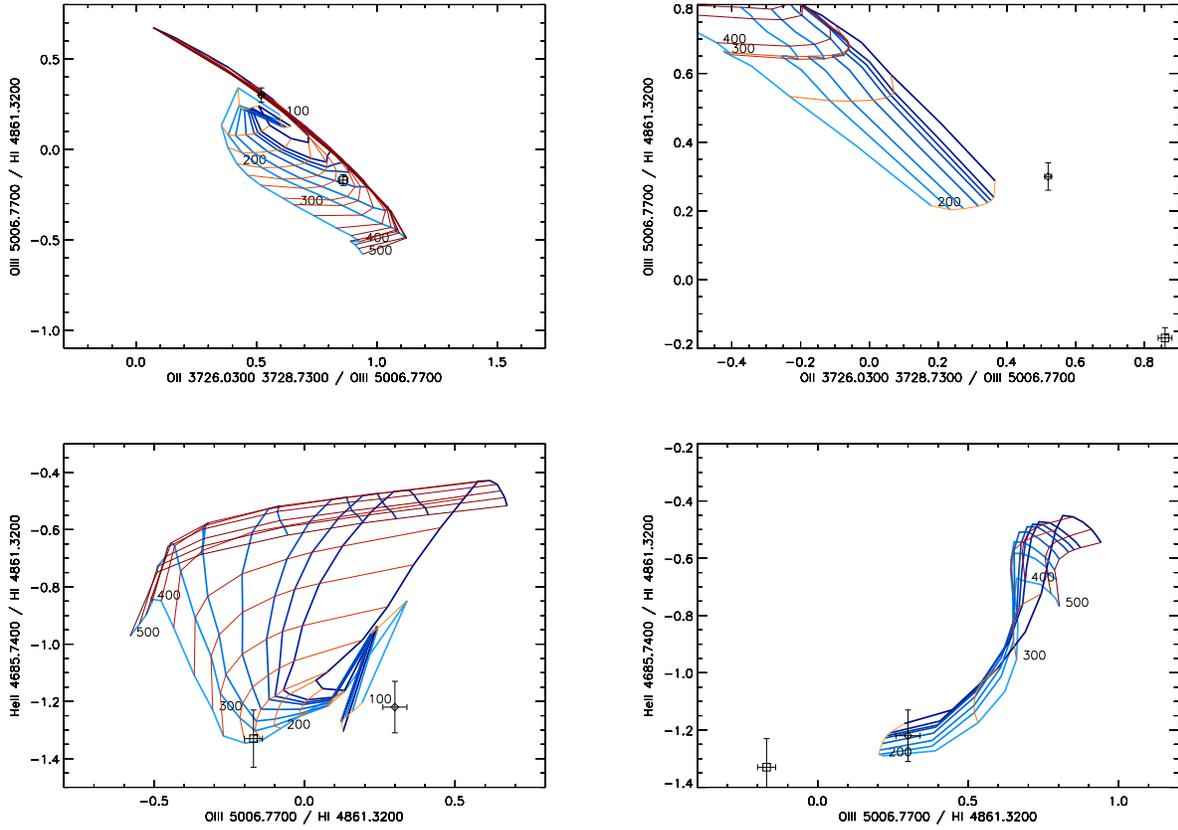


FIG. III.30 – Grilles de modèle de chocs (sans précurseur, à gauche; avec précurseur, à droite) pour une abondances de type LMC pour les diagrammes  $[OIII]/H\beta$  vs.  $[OII]/[OIII]$  et  $[HeII]/H\beta$  vs.  $[OIII]/H\beta$ . La densité considérée ici est  $n = 1 \text{ cm}^3$ . Sont tracés par dessus deux points correspondant à la valeur dans la partie est (le losange) et dans la partie ouest (le carré) de la nébuleuse. Ces grilles sont tirées de l'outil *Shockplot* sous IDL provenant de Allen *et al.* (2008). La légende est la même que pour la figure III.28.

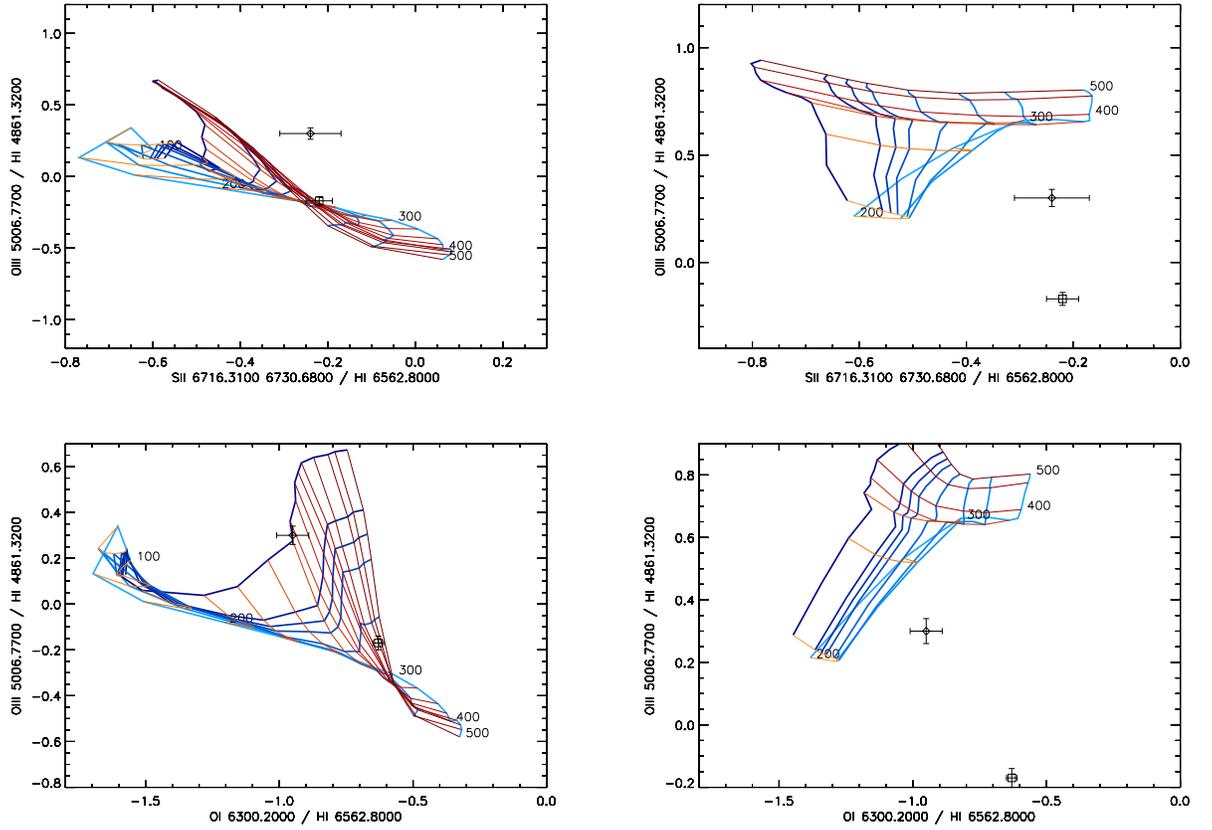


FIG. III.31 – Grilles de modèle de chocs (sans précurseur, à gauche; avec précurseur, à droite) pour une abondance de type LMC pour les diagrammes  $[OIII]/H_{\beta}$  vs.  $[SII]/H_{\alpha}$  et  $[OIII]/H_{\beta}$  vs.  $[OI]/H_{\alpha}$ . La densité considérée ici est  $n = 1 \text{ cm}^3$ . Sont tracés par dessus deux points correspondant à la valeur dans la partie est (le losange) et dans la partie ouest (le carré) de la nébuleuse. Ces grilles sont tirées de l'outil *Shockplot* sous IDL provenant de (Allen *et al.* 2008). La légende est la même que pour la figure III.28.

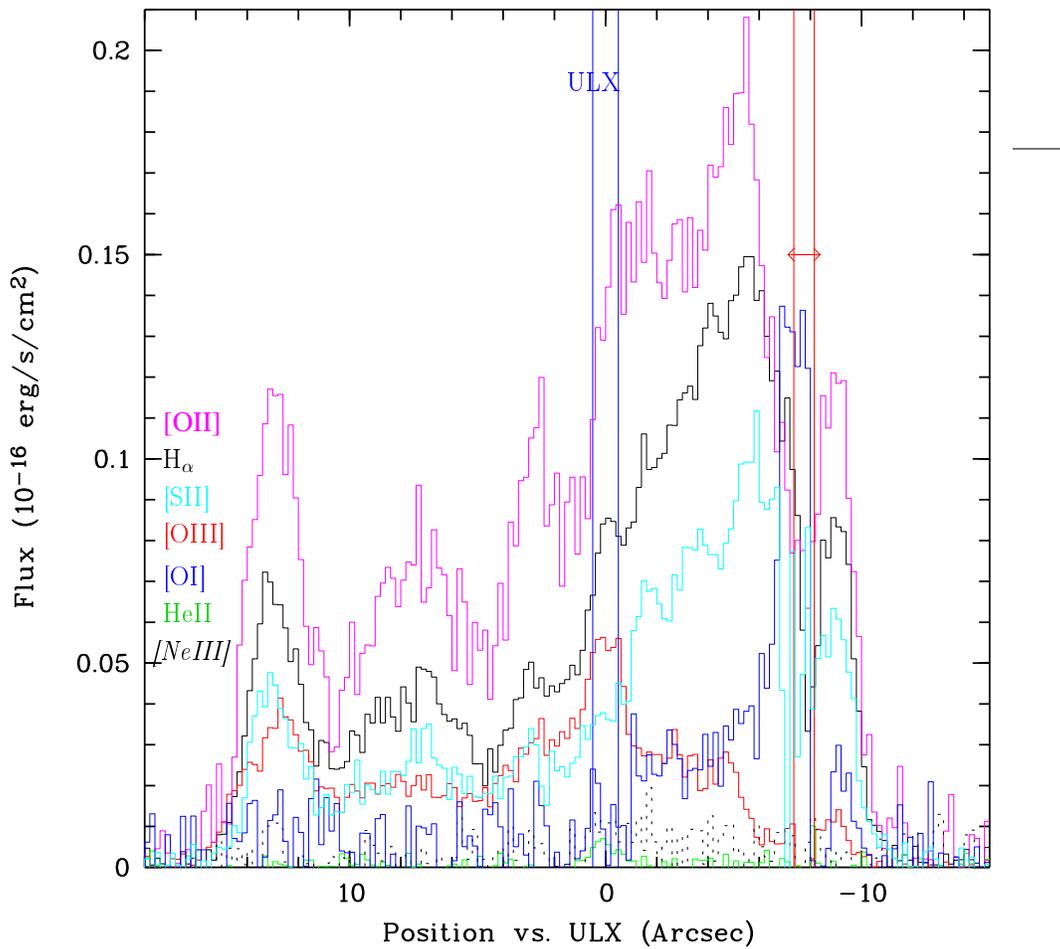


FIG. III.32 – Variations du flux des raies d’émission les plus brillantes le long de la fente est-ouest. La position 0 correspond à celle de l’ULX tandis que la position indiquée en rouge (à  $\sim -8''$ ) correspond à la présence de l’étoile brillante en bord de nébuleuse qui contamine le flux des raies à cet endroit.

raie  $H_\alpha$  à ce niveau bien qu’on semble distinguer une composante décalée vers le rouge (et peut-être une autre vers le bleu).

Si on essaie de calculer la localisation spatiale exacte des deux composantes principales décalées vers le bleu et vers le rouge (Figure III.35), nous avons une indication que les deux zones d’émission intense en  $H_\alpha$  pourraient en être la cause. Une confirmation supplémentaire provient de nos spectres VLT acquis en 2007-2008 dont l’analyse préliminaire montre effectivement une composante décalée vers le rouge. La fente du spectrographe étant plus étroite que celle utilisée par Ramsey *et al.* (2006), la zone  $H_\alpha$  au sud ne contribue pas au spectre. Par contre, on passe bien marginalement sur celle au nord. Cela tendrait donc à suggérer fortement une composante nébulaire non reliée directement à la bulle principale. D’ailleurs, l’image composite dans les bandes  $H_\alpha$  et [OIII] laissaient déjà suggérer la présence d’une structure qui peut éventuellement faire penser à une bulle secondaire. Evidemment, une étude cinématique complète est nécessaire pour confirmer ce résultat et pour pouvoir aller plus loin dans l’interprétation mais il semble néanmoins intrigant qu’on ait deux composantes en  $H_\alpha$  avec une contrepartie en [OIII] au nord et en [OI] au sud (Figure III.23) qui se déplaceraient dans deux directions opposées. Si effectivement cela se vérifie, cela explique sans aucun doute la difficulté à clarifier la nature de la zone ouest et notamment le fait qu’on ne puisse interpréter les rapports

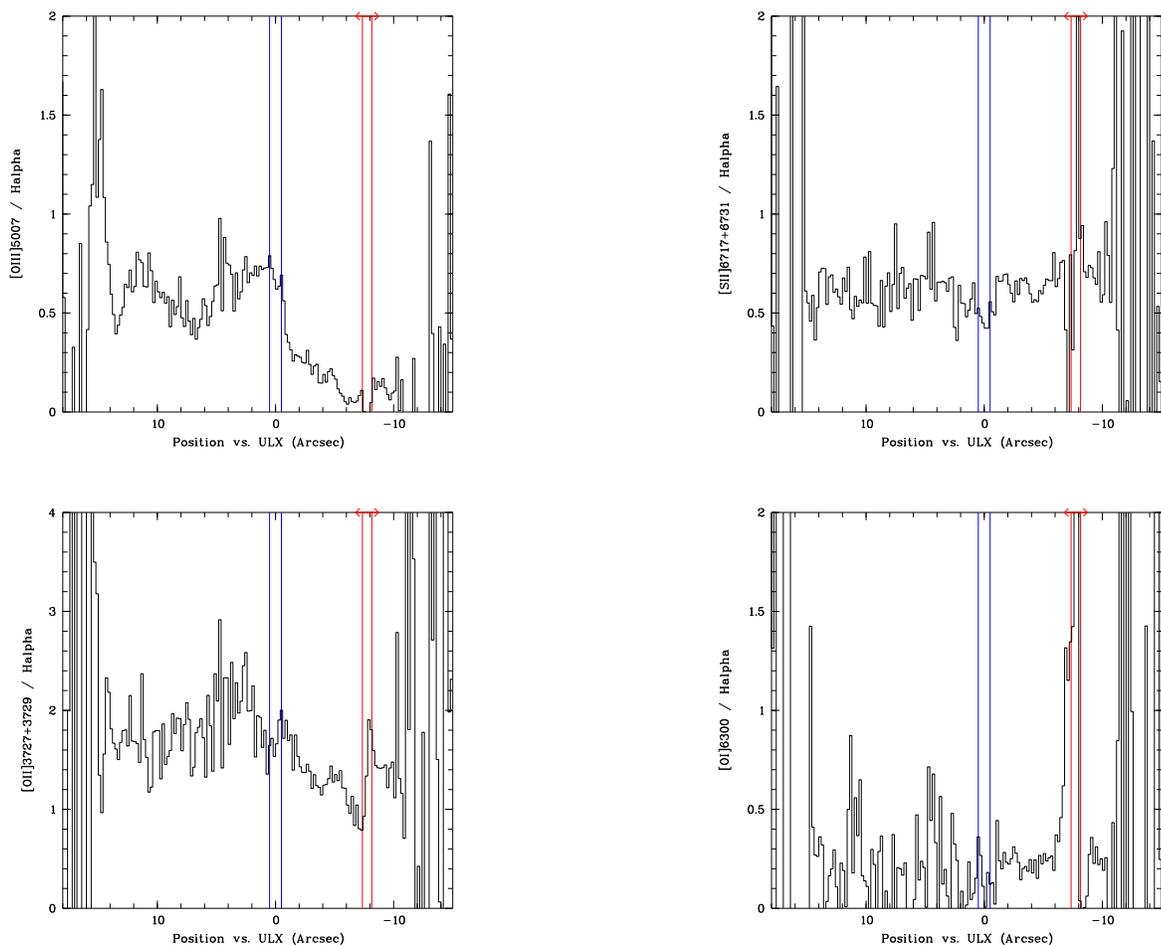


FIG. III.33 – Variations du flux de plusieurs rapports de raies d'émission le long de la fente est-ouest. La position 0 correspond à celle de l'ULX tandis que la position indiquée en rouge (à  $\sim -8''$ ) correspond à la présence de l'étoile brillante en bord de nébuleuse qui contamine le flux des raies à cet endroit. *En haut à gauche* : rapport  $[\text{OIII}]\lambda 5007/H_{\alpha}$ . *En haut à droite* : rapport  $[\text{SII}]\lambda 6717+6731/H_{\alpha}$ . *En bas à gauche* : rapport  $[\text{OII}]\lambda 3727+3729/H_{\alpha}$ . *En bas à droite* : rapport  $[\text{OI}]\lambda 6300/H_{\alpha}$ .

de raie avec les modèles de chocs purs.

### c. *Quid d'une contribution photoionisante ?*

La présence d'une source X intense au sein de la nébuleuse pose évidemment la question de la photo-ionisation par les rayons X. Si une réponse quantitative nécessiterait certainement une modélisation complète, on peut néanmoins noter que le faible rapport  $[\text{OIII}]/H_{\beta}$  dans toute la nébuleuse

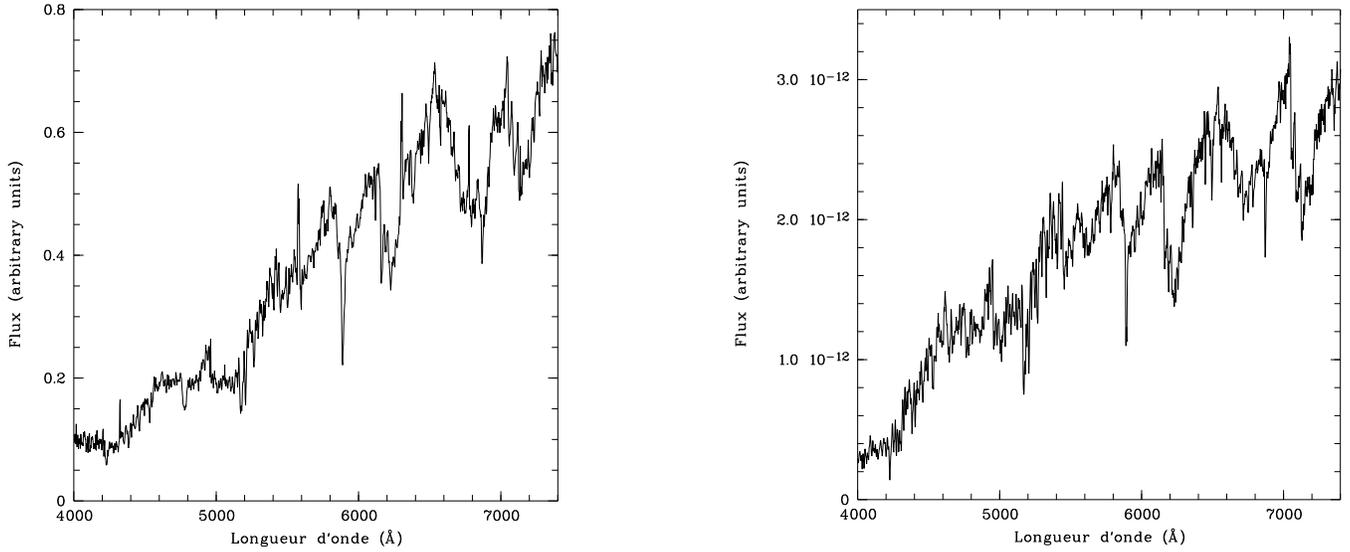


FIG. III.34 – Comparaison du spectre de l'étoile brillante d'avant plan contaminant la partie ouest de la nébuleuse (à gauche) à une étoile de type K7 III (à droite, Jacoby *et al.* 1984).

combiné au fait que les modèles de choc arrivent à expliquer les rapports de raies les plus ionisées suffit pour dire que s'il y a une contribution X photoionisante, elle doit être relativement faible et peut-être limitée à l'environnement très proche de l'ULX. Par ailleurs, les profils spatiaux des raies d'émission peuvent également fournir une réponse partielle : en effet, on note sur la figure III.32 que le profil spatial en [OIII] pourrait correspondre à celui d'une cavité photo-ionisée centrée sur l'ULX. Malheureusement, toutes les autres raies montrent un profil (surtout dans la partie ouest) incompatible avec un tel scénario.

En tout cas, on a certainement ici un problème similaire que celui rencontré dans les régions de faible ionisation autour des AGNs faiblement lumineux. Dans ces objets appelés LINERS (*Low Ionisation Nuclear Emission-line Region*), les rapports de raie d'émission et leurs profils diffèrent de ceux des AGNs. En effet, on note (comme dans notre objet) des raies de haute excitation cospatiales avec des raies faiblement ionisées ou neutres. Leurs spectres ressemblent donc en partie à ceux de reste de supernovae aussi bien qu'à ceux de galaxie starburst. En fait, des modèles de chocs couplés à des modèles de photoionisation arrivent à reproduire les raies de haute et basse excitation (e.g, Contini 1995). En effet, ces objets sont compris actuellement comme étant à la fois ionisés par un continu en loi de puissance (qui doit être un AGN de faible luminosité) et à la fois ionisés par les chocs.

Clairement, un travail plus approfondi de modélisation à plusieurs composantes avec éventuellement des données cinématiques supplémentaires permettront peut-être de mieux cerner les contributions liées aux chocs et à la photoionisation.

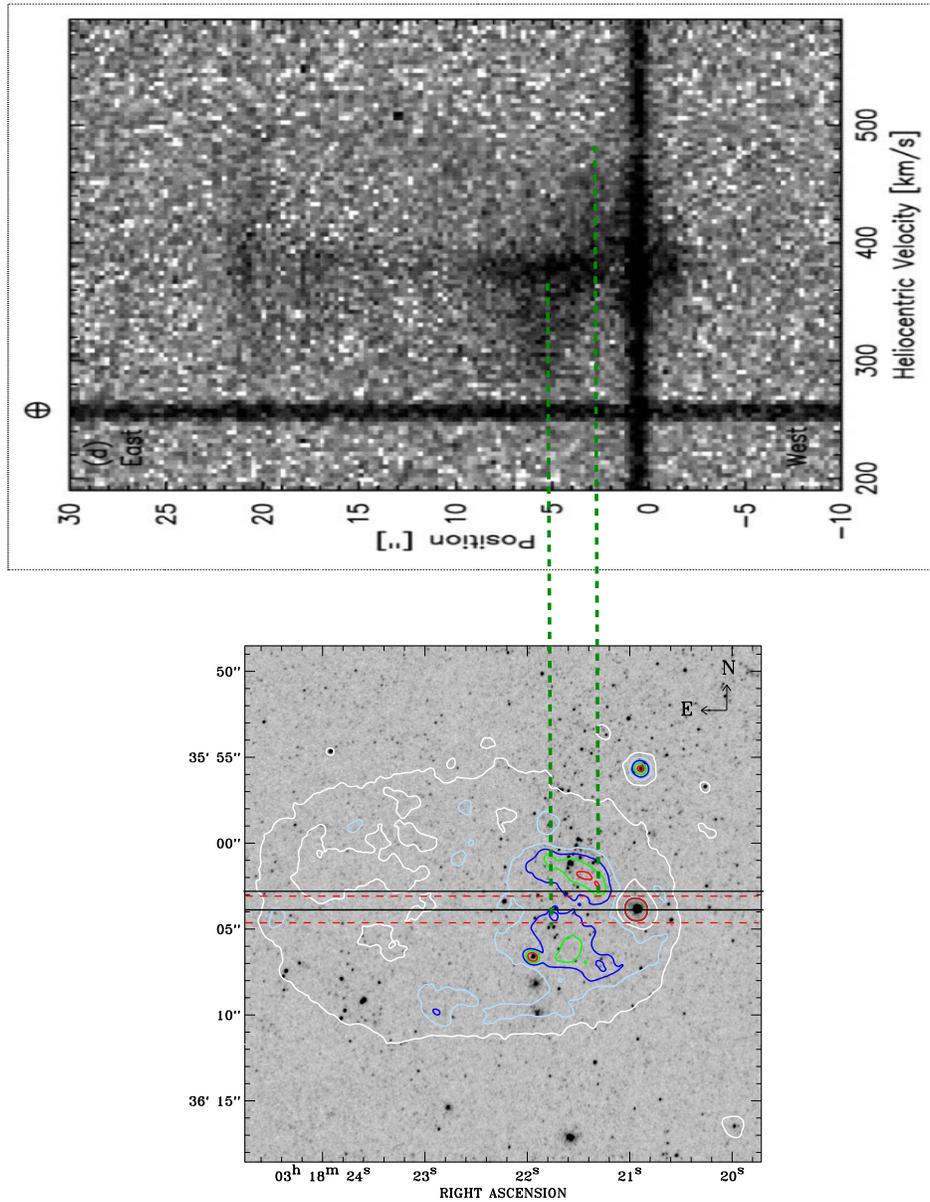


FIG. III.35 – Localisation spatiale des zones émettrices en  $H_\alpha$  dans la nébuleuse décalées vers le bleu et vers le rouge à partir du spectre résolu en vitesse dans cette raie (*en haut*) publié par Ramsey *et al.* (2006). *En bas*, les contours de l'émission  $H_\alpha$  montrent que les deux zones les plus brillantes semblent respectivement associées à une composante décalée vers le bleu (au nord) et à une composante décalée vers le rouge (au sud). Les fentes du spectrographe utilisées dans notre étude et celle de Ramsey *et al.* (2006) sont dessinées respectivement en trait plein noir et en pontillés rouges, avec une largeur de  $1''$  et  $1.64''$ .

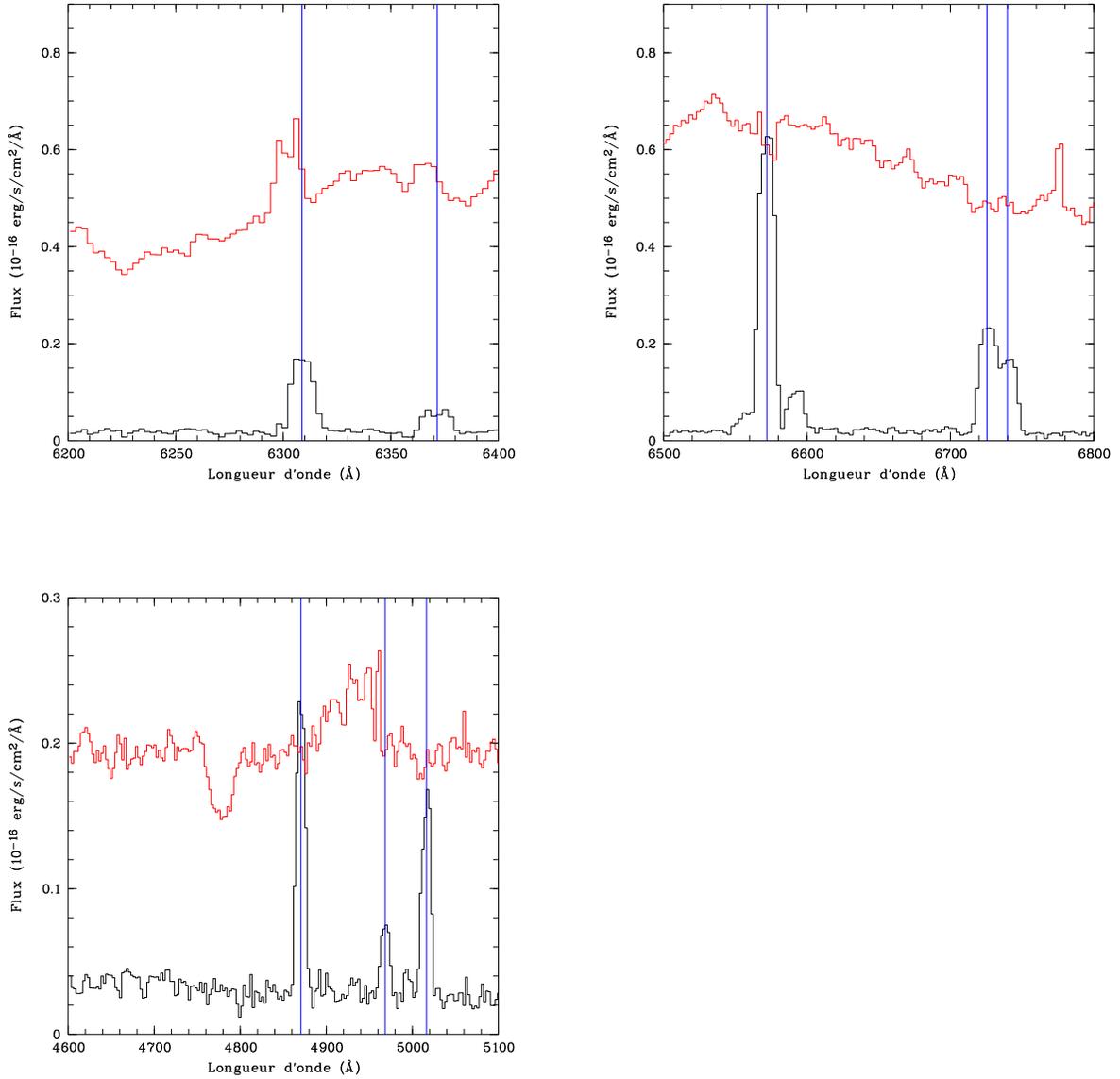


FIG. III.36 – Flux de certaines raies d’émission (de gauche à droite et de haut en bas : [OI]λ6300 & [OI]λ6363,  $H_{\alpha}$  & [SII] &  $H_{\beta}$ , [OIII]λ4959 & [OIII]λ5007) dans la partie ouest de la nébuleuse (spectre du bas en noir) et dans l’étoile brillante d’avant plan (spectre du haut en rouge) contaminant le bord ouest extrême. On remarque clairement une contribution des deux raies nébulaires de [OI] dans l’étoile qui ne peuvent provenir de celle-ci et qui sont en plus décalées vers les longueurs d’onde plus courtes (voir texte pour détails) alors que les autres raies nébulaires sont clairement très bien soustraites et ne présentent donc pas d’excès en émission.

## 6.2.2. Contraintes énergétiques sur la bulle

### a. Données préliminaires

On a montré ci-dessus que la bulle autour de NGC 1313 X-2 était au moins en partie ionisée par les chocs. Si on se réfère au travail de Dopita & Sutherland (1995), le flux radiatif total et le flux dans les raies de Balmer liés à l'onde de choc peuvent s'écrire ainsi :

$$F_{\text{tot}} = 2.28 \times 10^{-3} \left( \frac{V_S}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \left( \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right) \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (\text{III.6})$$

$$F_{H_\beta} = 7.44 \times 10^{-6} \left( \frac{V_S}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{2.41} \left( \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right) \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (\text{III.7})$$

avec  $V_S$ ,  $n$  étant respectivement la vitesse du choc et la densité d'hydrogène pre-choc. En considérant un rayon de  $\sim 200$  pc pour la nébuleuse, représentatif d'un front de choc sphérique, cela donne pour les luminosités :

$$L_{\text{tot}} = 1. \times 10^{40} \left( \frac{V_S}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \left( \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{R^2}{200 \text{ pc}} \right) \text{ ergs s}^{-1} \quad (\text{III.8})$$

$$L_{H_\beta} = 3.4 \times 10^{37} \left( \frac{V_S}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{2.41} \left( \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{R^2}{200 \text{ pc}} \right) \text{ ergs s}^{-1} \quad (\text{III.9})$$

où  $R$  correspond au rayon de la nébuleuse.

A noter que ces formules sont valables pour des chocs de vitesse relativement restreinte, i.e  $v_S \lesssim 150 \text{ km s}^{-1}$ , où l'émission de la zone précurseur n'est pas prise en compte puisqu'elle ne contribue qu'au-delà de cette vitesse (Dopita & Sutherland 1995). L'inconnue est ici la densité, qui n'est pas réellement la quantité la plus simple à dériver observationnellement (cf. ci-après). Dans tous les cas, en prenant en compte une vitesse de choc de  $80 \text{ km s}^{-1}$  et une densité de  $0.1 - 1 \text{ cm}^{-3}$  on obtient une luminosité totale de l'ordre de  $10^{39} - 10^{40} \text{ ergs}^{-1}$ .

La luminosité  $H_\beta$  de la nébuleuse corrigée de l'extinction galactique est de l'ordre de  $L_{H_\beta} \sim 9.7 \cdot 10^{36} \text{ ergs}^{-1}$ , en considérant un rapport  $H_\alpha/H_\beta \sim 3$ , suffisant pour cette approximation. En insérant cette luminosité dans l'équation III.9, on obtient une densité pre-choc de l'ordre de  $0.5 \text{ cm}^{-3}$ , ce qui est comparable avec la densité du milieu interstellaire (e.g, Ferrière 2001).

Pour calculer l'énergie requise ayant pu former la bulle (ainsi que le temps caractéristique associé), des hypothèses sont nécessaires à ce stade. Les deux idées principales sur la formation d'une telle bulle sont :

1. Un évènement catastrophique de type supernova a provoqué la formation de la nébuleuse.
2. Une source injecte continuellement de l'énergie dans la nébuleuse, sous la forme de vents et/ou de jets.

### b. Le cas supernova définitivement abandonné ?

Même si des arguments indirects (Section 6.2.1.) suggèrent qu'une supernova n'a pu créer la nébuleuse, un calcul peut nous permettre de nous en convaincre. Si on considère le SNR dans la phase Sedov-Taylor (phase adiabatique, e.g Taylor 1950, Sedov 1959) ou dans la phase chasse-neige (snowplough - phase radiative, e.g Cioffi *et al.* 1988), les équations d'évolution de ces SNR s'écrivent :

$$E_0 \sim 1.9 \times 10^{52} \text{ erg } R_2^3 v_2^2 n \quad ; \quad t_6 \sim \frac{2}{5} R_2 v_2^{-1} \quad \text{dans la phase adiabatique} \quad (\text{III.10})$$

avec  $R_2$  le rayon en unités de 100 pc et  $v_2$  la vitesse en unités de 100 km/s d'une bulle ayant un âge de de  $10^6$  ans ( $t_6$ ).

$$E_0 \sim 7.1 \times 10^{52} \text{ erg } R_2^{3.16} v_2^{1.35} n^{1.16} \quad ; \quad t_6 \sim \frac{1}{3.31} R_2 v_2^{-1} \quad \text{dans la phase radiative} \quad (\text{III.11})$$

Cela donne respectivement pour les phases adiabatique et radiative une énergie phénoménale de  $5 \times 10^{52}$  et  $2 \times 10^{53}$  ergs, en considérant un rayon de  $\sim 200$  pc, une vitesse de choc de  $80 \text{ km s}^{-1}$  et une densité de  $0.5 \text{ cm}^{-3}$ .

L'âge de la nébuleuse peut également être calculée grâce aux équations III.10 et III.11 et on trouve une valeur comprise entre  $0.75$  et  $1 \times 10^6$  années.

Si on examine d'un peu plus près ces chiffres, on se rend compte que l'énergie liée à la bulle est réellement colossale, de l'ordre de 50 à 200 supernovae (en considérant que  $E_{\text{supernova}} = 10^{51}$  ergs). Une première remarque vient du fait que notre estimation est dépendante de la densité de façon linéaire, et il est bien connu que le milieu interstellaire est loin d'être homogène dans les restes de supernovae (e.g McKee & Cowie 1975). En effet, McKee & Cowie (1975) suggèrent que ce sont les nuages interstellaires du milieu (donc plus denses) qui émettent dans les longueurs d'onde optique. En effet, considérant une onde de choc se propageant dans un milieu de densité  $n$  avec une vitesse  $v$ , un nuage se trouvant sur le passage du front de choc va subir une augmentation de pression qui va conduire à la formation d'un choc secondaire dans le nuage avec une vitesse  $v_c$  plus faible (pour plus de détails, voir McKee & Cowie 1975). Il est donc possible que l'émission optique que l'on observe provienne de l'ensemble de ces nuages et que l'onde de choc principale ait une vitesse beaucoup plus rapide dans le milieu inter-nuages et chauffe l'ensemble à des températures beaucoup plus élevées de telle sorte que le rayonnement "principal" se fasse dans les rayons X par exemple. Toujours selon McKee & Cowie (1975) et en prenant en compte cette inhomogénéité du milieu, on peut calculer l'énergie initiale de la supernova avec :

$$E_0 \sim 2 \times 10^{46} \beta^{-1} n_0 v_7^2 R_{pc}^3 \text{ erg/s} \quad (\text{III.12})$$

où  $\beta^{-1}$  est le rapport de la pression dans le nuage sur la pression dans le milieu interstellaire et  $n_0 v_7^2 = n(SII)/45$ . Cette dernière expression relie en fait la densité pre-choc ( $n_0$ ) et la densité post-choc ( $n(SII)$ ) dérivée à partir du doublet de raies SII (Blair *et al.* 1981) à partir des modèles de chocs de Dopita *et al.* (1977). Cependant, cette méthode semble problématique puisque l'énergie calculée de cette façon apparaît comme corrélée avec le diamètre de la nébuleuse, un effet pouvant être relié à au fait que le champ magnétique n'est pas pris en compte dans le calcul de la densité ce qui a pour tendance de surestimer la densité post-choc.

Nous arrivons donc à la conclusion que très probablement, l'énergie injectée dans la nébuleuse est de l'ordre de 50–200 supernovae. Il est donc quasiment exclu que la nébuleuse soit le résultat d'une seule supernova, mais on peut noter quand même l'incertitude importante liée à ce calcul.

### c. De multiples restes de supernovae ou une hypernova ?

Si une dizaine à une centaine de supernovae sont nécessaires pour expliquer l'énergie de la superbulle, il faut pour cela des progéniteurs à ces supernovae. Il se trouve (cf. section 4.3.1.) que

deux petits amas stellaires se trouvent en périphérie de la nébuleuse. On a pu estimer leurs masses à quelques  $1 \times 10^3$  et  $5 \times 10^3 M_\odot$  et leur âge à environ 20 Myr. Si on utilise les simulations Starburst99 (Leitherer *et al.* 1999), on se rend compte que pour de tels amas, le taux de supernovae a un âge de 20 Myr est de  $\sim 10^{-5.8}$  et  $10^{-6.6}$ /an pour l’amas principal et secondaire respectivement. En considérant l’âge de la nébuleuse ( $\sim 10^6$  années), on obtient donc un total de 2 supernovae pouvant contribuer à l’énergie injectée dans la nébuleuse, soit  $2 \times 10^{51}$  erg/s.

Il est donc clair que les deux amas stellaires ne peuvent contribuer qu’à hauteur de 2 supernovae, soit un facteur 25 à 100 inférieur à celui requis pour expliquer la nébuleuse.

Il est néanmoins intéressant de savoir quel serait la masse de l’amas nécessaire pour expliquer un tel enrichissement de la nébuleuse. Là encore, les simulations Starburst99 nous permettent de montrer qu’un amas relativement massif de  $10^5 M_\odot$  est nécessaire. En effet, le taux de supernovae dans un tel amas serait de  $10^{-4.5}$ /an à un âge de 20 Myr, soit un nombre de supernovae de 30 en  $10^6$  années. Dans tous les cas, il apparaît qu’il faudrait un amas avec une masse plus grande d’au moins un ordre de grandeur que celui présent ici pour pouvoir expliquer le nombre de supernovae.

En sachant en plus que les restes de supernovae sont visibles optiquement pendant  $\sim 10^5$  années (Cioffi *et al.* 1988), on obtient donc une limite sur le nombre de supernovae qui contribuent à l’émission optique de la bulle en  $H_\alpha$  par exemple, ce qui va nous permettre d’avoir un autre argument indirect de ce que nous avançons. En effet, considérant les taux de production de supernovae ci-dessus, on arrive à montrer que 0.2 supernova peuvent en fait contribuer à la luminosité de la nébuleuse. En admettant qu’un SNR a une luminosité  $H_\alpha$  typique d’environ  $L_{H_\alpha} \sim 10^{37}$  erg/s (Matonick & Fesen 1997), on arrive donc à une luminosité totale due aux SNR de l’ordre de  $L_{H_\alpha} \sim 2 \times 10^{36}$  erg/s, soit 10% de la luminosité  $H_\alpha$  de la bulle. Cela correspond au même ordre de grandeur que le ratio de l’énergie de la bulle sur l’énergie liée aux supernovae.

Enfin, un dernier argument tendant à prouver que de multiples restes de supernovae ne sont pas la bonne explication vient du fait que la vitesse d’expansion de la nébuleuse observée ( $V_S \sim 80$  km/s) est clairement beaucoup plus importante que pour les observations de superbules ayant été créées par des multiples SNRs où la vitesse d’expansion observée est de l’ordre de 30 km/s (e.g. Shull 1995).

Une autre possibilité tout en restant dans le registre des événements très énergétiques serait l’hypothétique explosion d’une hypernova. En effet, depuis Paczynski (1997), la recherche de restes d’hypernovae (HNRs) a été ravivée par le fait que certaines hypothèses vis-à-vis des *Gamma Ray Burst* (GRB) font référence à l’explosion d’une hypernova comme progéniteur. En effet, les *afterglow* (qui sont l’émission à plus grande longueur d’onde suivant le flash  $\gamma$ ) des GRBs sont compris comme étant des événements très énergétiques, avec des énergies isotropiques de l’ordre de  $10^{51}$ – $10^{52}$  erg/s. La plupart des modèles des GRB courts font en fait appel à la coalescence de deux objets compacts ou à celle d’un objet compact avec son étoile compagnon (e.g. Nakar 2007 et références associées). Pour les GRBs longs, le consensus actuel fait appel à l’explosion en hypernova d’une seule étoile massive (Fruchter *et al.* 2006 et références associées). Les suivis optiques et infrarouges montrent d’ailleurs que ce type de GRB a lieu dans des galaxies bleues de faible métallicité, suggérant une association avec des populations stellaires jeunes et donc massives. Par ailleurs, quand un suivi optique/radio est possible, il a été montré que ces GRBs sont en fait issus de supernovae de type Ic (type de SN dans lequel la spectroscopie ne révèle pas de raies d’hydrogène ni d’hélium), renforçant l’idée que ces GRBs longs sont issus de l’explosion d’une étoile de grande masse. De plus, les GRBs se situant à des redshifts importants, il a été supposé qu’on devrait trouver des reliques de ceux-ci dans notre environnement proche puisque leur effet sur le milieu interstellaire doit être très important au vu de leur énergie importante. C’est pourquoi certains auteurs ont cherché à identifier des très

grandes structures comme des superbulles HI avec l'idée qu'une hypernova aurait pu en être à l'origine. Une autre idée récente développée dans la littérature est celle que la superbulle synchrotron autour de la binaire trou noir IC 10 X-1 pourrait avoir comme origine l'explosion d'une hypernova qui aurait donné naissance au trou noir (Lozinskaya & Moiseev 2007). Les auteurs prennent notamment pour arguments la grande énergie cinétique de la superbulle ( $E_{cin} \sim 10^{52} \text{ erg/s}$ ), la présence du trou noir - reste de l'explosion massive d'une étoile - et la présence d'une source radio synchrotron coïncidente avec la superbulle. Ces deux premiers arguments ne sont pas sans rappeler la bulle observée autour de NGC 1313 X-2. C'est pourquoi il a été envisagé que les ULXs étaient peut-être les résidus d'explosions d'hypernovae, donc d'étoiles très massives qui pourraient conduire à des trous noirs plus massifs que ceux connus jusqu'alors et qui pourraient expliquer la présence de bulles très énergétiques. Si on ne peut exclure totalement un tel scénario, il faut quand même remarquer que dans notre cas, la nébuleuse a un âge de 1 Myr, ce qui pose une sévère contrainte sur la masse de l'objet ayant conduit à la formation du trou noir. En effet, l'amas d'étoiles associé à l'ULX ayant un âge de 20 Myr, il n'est clairement pas possible d'invoquer une telle étoile puisqu'une limite de  $15 M_{\odot}$  pour le progéniteur du trou noir semble réaliste. L'objection qu'on pourra néanmoins faire est que l'étoile ayant conduit certainement à la formation du trou noir a pu se former beaucoup plus tôt, à partir d'une étoile beaucoup plus massive et donc a peut-être donné lieu à une hypernova. Mais dans ce cas, on pourrait comprendre la nébuleuse comme étant alimentée grâce à des processus d'accrétion/éjection lié au système binaire mais clairement pas à celui lié à l'explosion d'une hypernova qui aurait injecté directement dans le milieu interstellaire son énergie sans attendre des millions d'années. Cet argument, bien que spéculatif, résiste à l'idée de création des ULXs via une hypernova (même si on ne peut généraliser ce raisonnement à tous les systèmes).

#### **d. Le cas de la superbulle**

Au lieu d'un évènement unique, ou une suite d'évènements uniques (multiples SN), on peut également envisager le cas d'une superbulle qui serait gonflée par des vents et/ou des jets. On considèrera ici tout d'abord l'action de vents de la population stellaire proche à l'ULX puis nous nous intéresserons au cas de vents/jets provenant directement de l'ULX.

1. Nous avons jusqu'ici parlé uniquement de la possible contribution des supernovae provenant de l'amas stellaire associé à l'ULX. Mais pour être complet du point de vue stellaire, il nous faut aussi prendre en compte l'activité ionisante via le rayonnement et les vents provenant des étoiles composant l'amas. En fait, la majeure contribution énergétique vient des amas d'étoiles très jeunes, et en particulier des étoiles les plus massives de type spectral O et B. Durant leur vie sur la séquence principale, ce seront leurs vents stellaires et surtout leur rayonnement ionisant qui domineront le transfert d'énergie au milieu interstellaire et en particulier pendant les  $10^7$  années de vie des étoiles O. D'ailleurs, l'énergie mécanique que transmet une étoile O au milieu interstellaire pendant sa phase séquence principale est équivalente à l'énergie qu'elle transmettra lors de son explosion en supernova, soit environ  $10^{51} \text{ erg/s}$  (Abbott 1982). Puis au fur et à mesure de l'évolution de l'amas (i.e, pour  $t \gtrsim 10 \text{ Myr}$ ), les supernovae issues des étoiles plus massives que  $7M_{\odot}$  environ seront les éléments dominants transmettant de l'énergie au milieu interstellaire. Le temps caractéristique avant que toutes les étoiles aient évolué en supernovae est de l'ordre de 50 Myr.

Comme on peut d'ores et déjà s'en douter, étant donnée la masse relativement faible de l'amas et surtout son âge relativement avancé (où toutes les étoiles de type O ont déjà disparu), l'action des vents de cette population stellaire va être faible mais il paraît important ici de le

quantifier. Pour cela, on peut utiliser la luminosité  $H_\alpha$  provenant de la région des deux amas stellaires. En effet,  $H_\alpha$  est un des indicateurs lié au taux de formation d'étoiles les mieux compris (Moustakas *et al.* 2006). En fait, la luminosité  $H_\alpha$  est directement proportionnelle au rayonnement ionisant des étoiles massives ( $M \gtrsim 10 M_\odot$ ). Pour cela, on peut calculer le taux de photons ionisants correspondant à la luminosité  $H_\alpha$  des deux régions où se trouvent les amas stellaires.

$$Q_0 = 7.33 \times 10^{11} L_{H_\alpha} s^{-1} \quad (\text{III.13})$$

En général, on compare ce nombre à celui d'une étoile de type spectral donné. Par exemple, si on compare avec une étoile de type O7V où  $\log Q_0^{O7V} = 49.06$  (Sternberg *et al.* 2003), cela signifie que l'amas principal a une influence en terme d'ionisation de l'ordre de  $N_{O7V\text{ assoc.1}} = Q_0/Q_0^{O7V}$  soit 0.5 étoile de type O7V. Bien évidemment, un amas de 20 Myr ne peut posséder d'étoiles de type O puisqu'elles ont déjà toutes explosées en supernovae et le résultat est ici cohérent, à savoir que ce sont plus d'étoiles de type spectral plus tardif qui sont responsables de l'ionisation du milieu. On peut également se demander à combien d'étoiles B correspondent ce flux  $H_\alpha$ ; avec  $\log Q_0 = 48.02$  pour une étoile B0V, on arrive à un nombre équivalent d'étoiles B0V de 6.0. Il est intéressant de constater sur le diagramme couleur-magnitude que nous avons  $5 \pm 1$  étoiles de magnitude V inférieure à -4 pour l'association principale, qui pourraient être des étoiles de type B0. De façon relativement grossière, faute d'avoir plus d'informations, on arrive à réconcilier le flux  $H_\alpha$  et le nombre d'étoiles nécessaires pour l'ioniser. De plus, le flux ionisant des étoiles plus évoluées (comme les géantes) est relativement similaire à celui des étoiles de la séquence principale (Sternberg *et al.* 2003) donc pour notre calcul qui se veut être un ordre de grandeur, cela suffit amplement et ce d'autant plus que nous n'avons pas d'indication précise sur le type spectral et la classe de luminosité de nos étoiles. Finalement, on insiste ici sur le fait que le flux  $H_\alpha$  dérivé est forcément une valeur supérieure puisque la contribution choquée de la nébuleuse doit nécessairement contaminer le flux lié aux étoiles. Le tableau III.11 résume ces résultats pour les deux amas proches de l'ULX, et montre également le flux ionisant  $Q_0$  prédit par les simulations Starburst99 (qui est fonction de la masse de l'amas). Ce qui est frappant dans ces simulations est que le flux prédit est d'un facteur 50 inférieur à celui observé. Le problème est que le flux ionisant des étoiles B décroît très rapidement avec le type spectral, et que ceci est encore très peu étudié dans la littérature. De fait, si en lieu et place des étoiles B0 de la séquence principale, on est dominé par des étoiles B1-3 de type géante, alors les estimations faites ci-dessus seraient à revoir sérieusement à la baisse.

En conclusion sur l'impact des flux ionisants liés aux deux associations d'étoiles présents dans la nébuleuse, on peut leur attribuer une luminosité ionisante maximum  $L_{H_\alpha} \sim 1.2 \times 10^{37}$  erg/s, soit 40% de la luminosité  $H_\alpha$  de la nébuleuse. En combinant cela avec ce qu'on attend de la luminosité  $H_\alpha$  des supernovae éventuelles, on arrive péniblement à expliquer 50% de la luminosité de la bulle, tout en précisant bien ici qu'il s'agit clairement d'une valeur limite due à la contribution nébulaire liée aux chocs qui reste difficile à quantifier.

2. On considère maintenant un jet/vent provenant de l'ULX lui-même qui serait donc le principal mode d'injection d'énergie dans la nébuleuse. La façon la plus simple permettant d'obtenir un résultat quantitatif sur l'énergie impliquée consiste à considérer le modèle d'une bulle inter-stellaire de densité uniforme qui est chauffée et gonflée par l'énergie injectée par ce jet/vent. Pour cela, des modèles ont été développés dans la littérature (voir par exemple Castor *et al.*

TAB. III.11 – Flux  $H_\alpha$  et [OIII] des deux amas stellaires avec leur correspondance en terme de flux ionisant et nombre d'étoiles. On peut voir que le nombre d'étoiles O7V/B0V correspondant aux luminosités  $H_\alpha$  des amas 1 et 2 (Figure III.3) sont respectivement 0.5/6 et 0.2/2.3 étoiles. Notons que le nombre d'étoiles B0V correspond grossièrement au nombre d'étoiles vues sur les diagrammes couleur-magnitude dont la magnitude est inférieure à -4. A noter que les prédictions Starburst99 sont beaucoup plus faibles que les luminosités mesurées.

Amas $Q_{0\text{Starburst99}}$ (photons)	Flux $H_\alpha$ (erg/s)	Flux [OIII] (erg/s)	Flux ionisant $Q_{0H_\alpha}$ (photons)	$N_{\text{O7V}}$	$N_{\text{B0V}}$
Amas 1 $1 \times 10^{47}$	$8.5 \times 10^{36}$	$1.8 \times 10^{36}$	$6.2 \times 10^{48}$	0.54	5.95
Amas 2 $5 \times 10^{46}$	$3.3 \times 10^{36}$	$1.2 \times 10^{36}$	$2.4 \times 10^{48}$	0.21	2.31

(1975), Weaver *et al.* (1977)). On se trouve ici dans le cas d'une bulle dont l'expansion est en fait dominée par la pression. Les équations d'évolution d'une telle structure sont en fait relativement similaires à celles d'un SNR (équations III.10) et sont :

$$R(t) = 27 n_0^{-1/5} L_{36}^{1/5} t_6^{3/5} \text{ pc} \quad (\text{III.14})$$

$$v(t) = 16 n_0^{-1/5} L_{36}^{1/5} t_6^{-2/5} \text{ km s}^{-1} \quad (\text{III.15})$$

avec  $n_0$  la densité pre-choc,  $L_{36}$  la luminosité mécanique en unités de  $10^{36}$  erg/s et  $t_6$  l'âge de la nébuleuse en unités de  $10^6$  années.

Si on peut déterminer  $R$  et  $v$ , alors on peut connaître le temps de formation de la bulle et sa luminosité mécanique :

$$t = 2/5 \times 10^6 R_2 v_2^{-1} \text{ années} \quad (\text{III.16})$$

$$L = 3.8 \times 10^{39} R_2^3 v_2^2 n \text{ erg s}^{-1} \quad (\text{III.17})$$

où  $R_2$  et  $v_2$  le rayon et la vitesse en unités de 100 km/s.

Cela donne, pour les valeurs utilisées précédemment pour le cas du SNR, un temps d'expansion de 1Myr et une luminosité mécanique de  $1 \times 10^{40}$  erg/s. Cette luminosité mécanique peut être comparé aux à celle liée aux jets relativistes ( $v \sim 0.26 c$ ) dans le système SS433; dans ce dernier,  $L_k \sim 10^{39}$  erg/s (Panferov & Fabrika 1997, Marshall *et al.* 2002). Les jets relativistes sont une caractéristique commune à une classe de sources X accrétantes que sont les microquasars et dont SS433 fait naturellement partie. Plus récemment, la découverte d'un jet radio dans la binaire X trou noir Cygnus X-1 (Stirling *et al.* 2001) associé avec une nébuleuse radio et optique (dont le diamètre est de 5 pc) (Gallo *et al.* 2005) supporte l'idée que les bulles autour des ULXs et notamment celle autour de X-2 pourrait être une version similaire mais à plus grande échelle.

### 6.2.3. Métallicité

Déterminer les abondances dans les régions HII est quelquechose de relativement bien connu. Dans les nébuleuses choquées comme les restes de supernovae, cela est nettement plus compliqué en raison de la présence d'éléments dans différents états d'ionisation. De plus, les chocs sont souvent le paramètre le plus influant sur l'intensité des raies d'émission. L'exemple type concerne l'abondance en oxygène, qui se mesure dans les régions HII à partir de l'intensité des raies interdites [OII] et [OIII] et avec une très légère correction concernant la présence d'[OI]. Dans les SNRs, et comme on a pu le voir précédemment, le ratio  $[OIII]\lambda 5007/H\beta$  dépend très fortement de la vitesse de choc. C'est d'autant plus un problème dans notre cas que la vitesse de choc mesuré dans notre nébuleuse  $v_S \sim 80 - 100$  km/s est la vitesse critique concernant cette raie d'[OIII]. Une vitesse un peu plus lente signifie une diminution forte de l'intensité de cette raie tandis qu'une augmentation montre le contraire, dans des rapports très importants.

C'est pourquoi nous allons ici suivre la prescription de Smith *et al.* (1993) qui proposent d'utiliser l'intensité des raies de [NII] et [SII] combiné avec les modèles de chocs développés par Dopita *et al.* (1984) pour dériver les abondances dans les restes de supernovae qu'ils ont étudié. En effet, ils insistent sur le fait que ces deux raies sont moins sensibles à la vitesse de choc que [OIII]. Effectivement pour [NII] et [SII], une décroissance importante de leur émission commence à  $v_s < 80$  km/s et donc ces deux raies sont moins sensibles aux conditions de choc jusqu'à cette valeur limite. En utilisant les grilles de modèles de Dopita *et al.* (1984), on peut donc estimer les abondances en azote et en oxygène de notre bulle en utilisant les ratios de raies  $[NII]/H\alpha$  et  $[SII]\lambda 6731/H\alpha$ . La figure 8 de Dopita *et al.* (1984) permet d'en dériver l'abondance en azote et en oxygène. La seule hypothèse en utilisant ce modèle est de considérer un ratio O/S de 42.8 ce qui est une valeur moyenne trouvée dans les SNR extragalactiques ( $O/S = 45 \pm 15$  selon Dopita *et al.* (1984),  $O/S = 55 \pm 20$  selon Blair & Kirshner (1985)).

De la même façon, Dopita *et al.* (1984) dérive un indice de métallicité qui utilise les intensités des raies de [OIII], [NII] et [SII] :

$$\log M = \log\left(\frac{6731}{6563}\right) + \log\left(\frac{6548 + 6584}{6563}\right) + \log\left(\frac{4959 + 5007}{4861}\right) \quad (\text{III.18})$$

Ensuite, ils calculent un indice d'abondance :

$$\log A = 0.8 + \frac{1}{3} \left[ \log\left(\frac{N}{H}\right) + \log\left(\frac{O}{H}\right) + \log\left(\frac{S}{H}\right) \right] \quad (\text{III.19})$$

qui est fait de telle façon à être égale à l'abondance en oxygène  $\log(O/H)$ . A partir de leur modèle et de leur figure 18, on dérive pour notre nébuleuse  $\log(M) = -1.0 - 1.5$ , respectivement pour les côtés est et ouest de la nébuleuse et déterminant graphiquement  $\log(A) = -3.8 - 4.0$ , on arrive à une abondance en oxygène  $12 + \log(O/H) \sim 8.0 - 8.2$ , soit une abondance légèrement sub-solaire. De manière intéressante, on se rend compte que c'est également la métallicité moyenne de la galaxie dérivée à partir des régions HII de NGC 1313 (Hadfield & Crowther 2007) qui trouvent  $12 + \log(O/H) \sim 8.23 \pm 0.06$ , une métallicité intermédiaire entre celle du Grand et du Petit Nuage de Magellan (respectivement 8.13 et 8.37, Russell & Dopita (1990)). Ceci est globalement cohérent avec la métallicité prédite par les modèles de chocs de Allen *et al.* (2008) en fonction des rapports de raie dans la nébuleuse comme on a pu le voir dans la section 6.2.1.a..

Le fait de montrer que la métallicité est inférieure à la métallicité solaire dans l'environnement de l'ULX n'est pas complètement anodin : en effet, suggéré par Pakull & Mirioni (2002) pour expliquer la distribution des ULXs, l'évolution stellaire est un peu différente dans les milieux moins

métalliques. Notamment, le taux de perte de masse par vent radiatif d'une étoile de type précoce est réduite dans un tel milieu ( $\dot{M}_W \propto Z^{0.85}$ , Vink *et al.* 2001). De la sorte, à la fin de son évolution, le coeur stellaire de l'étoile sera plus massif dans un milieu faiblement métallique et pourra conduire à un trou noir plus massif. Un exemple récent est celui de IC 10 X-1 qui est une binaire X massive dont la masse du trou noir a été estimée à  $\sim 30 M_\odot$  via des arguments dynamiques (Prestwich *et al.* 2007, Silverman & Filippenko 2008). Un aspect intéressant est qu'IC 10 est aussi une galaxie où la métallicité est sous-solaire,  $12 + \log(O/H) \sim 8.19$  (Garnett 1990), la même en fait que pour NGC 1313. C'est pourquoi il apparaît donc possible de créer des trous noirs plus massifs que  $20 M_\odot$  dans de tels environnements (par suite de l'évolution stellaire uniquement), même si une limite physique de  $\sim 50 M_\odot$  semble être raisonnable.

## 7. Conclusions

Nous avons combiné la grande sensibilité du VLT/FORS1 et la grande résolution spatiale du HST/ACS pour effectuer une analyse photométrique détaillée de la contrepartie optique de l'ULX X-2 et de son environnement immédiat, dans la partie sud de la galaxie NGC 1313. La population stellaire dominante dans cette région de la galaxie est ancienne ( $> 1$  Gyr). A partir de la luminosité et des couleurs de sa branche des géantes, nous avons re-estimé la distance à cette galaxie à  $4.07 \pm 0.22$  Mpc, ce qui est cohérent avec les études précédentes qui ont utilisé des observations du nord-ouest de la galaxie. Nous avons également estimé que la métallicité moyenne de l'ancienne population stellaire de NGC 1313 est  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.9 \pm 0.3$ , une valeur typique que l'on trouve dans les halos de galaxies spirales de taille similaire.

Proche de l'ULX, nous avons mis en évidence deux groupes de quelques jeunes étoiles, dispersées sur environ 200 pc, et qui ressemblent à une association OB (ou plus probablement, à deux associations séparées proche l'une de l'autre) plutôt qu'à un amas lié. Ils se distinguent clairement en luminosité et en couleurs par rapport à la population ancienne qui les entoure. Il n'y a pas de groupes similaires d'étoiles jeunes dans cette partie de la galaxie, et ne sont pas non plus reliés aux bras spiraux. La raison pour cet épisode récent et localisé de formation d'étoiles n'est pas clair, mais il est clairement associé avec la présence de l'ULX. Nous spéculons que l'épisode de formation d'étoiles ait pu être initié par un événement collisionnel (proposé pour la *Gould's Belt* dans la Voie lactée) avec une galaxie satellite ou, plus probablement, avec une nuage HI rapide ayant transité par le plan du disque (pour lequel il y a une preuve indépendante).

Nous avons estimé que l'association de jeunes étoiles la plus imposante a un âge d'environ 20 Myr et une masse stellaire de l'ordre de  $5 \times 10^3 M_\odot$ . La contrepartie optique de l'ULX apparaît comme étant l'une des étoiles les plus brillantes dans cette association, sans à priori d'anomalie en terme de couleur ou de luminosité. En utilisant les chemins d'évolution stellaire, nous avons contraint sa masse  $\lesssim 12 M_\odot$  ou même moins, si le disque d'accrétion contribue significativement à la luminosité de la source. Notre estimation en terme de masse est plus faible que celle rapportée dans un travail précédent (Liu *et al.* 2007), et en liaison nous avons estimé des âges plutôt avancés pour les jeunes étoiles. Nous justifions ce résultat par la divergence entre les isochrones de Padoue dans le système VEGAMAG du HST/ACS et ceux dans le système Johnson-Cousins. Les deux jeux d'isochrones ne sont pas reliés entre eux par les mêmes transformations (Sirianni *et al.* 2005) généralement acceptées comme la meilleure façon de transformer les luminosités et couleurs du système VEGAMAG HST/ACS vers les système Johnson-Cousins. Nous avons montré

que les isochrones HST/ACS indiquent un âge différent pour le même jeu de données, dans les diagrammes couleur-magnitude (F814W, F555W – F814W) et (F555, F435 – F555W). Par contraste, les isochrones Johnson-Cousins donnent des âges cohérents, une fois appliqués aux mêmes points de données transformés via les équations de Sirianni. Pour cette raison, nous spéculons que les isochrones Johnson-Cousins sont plus fiables. Dans tous les cas, ceci est une question qui mérite de plus amples investigations. Notons enfin que même si les différences résultantes en masses et âges peuvent paraître faibles, elles peuvent avoir un grand effet sur l'interprétation physique des ULX, concernant par exemple leur taux d'accrétion et la durée de leur phase active.

Un des résultats les plus significatifs de ce travail est la variabilité rapide de la contrepartie ULX, jusqu'à  $\approx 0.2$  mag, sur des échelles de temps allant de quelques heures à quelques jours. Ceci est détecté à la fois dans les jeux de données HST/ACS et VLT/FORS1, et est encore plus évident dans le jeu de données combiné. Il n'y a pas d'évidence de périodicité. Cela suggère que la variabilité n'est pas due à des variations ellipsoïdales. Par contre, elle peut être causée par l'irradiation X variable de l'étoile donneuse et (plus probablement) une contribution stochastiquement variable du disque d'accrétion.

Notre travail, et celui d'autres études multi-longueurs d'onde récentes d'ULXs, suggèrent que ces systèmes partagent la plupart de leurs propriétés avec les binaires X galactiques, bien qu'à des luminosités plus grandes. Le donneur de masse n'a pas besoin d'être un objet extraordinairement massif, ou même une étoile O; en fait, il apparaît qu'il s'agit juste d'une étoile B. Le disque d'accrétion pourrait être aussi lumineux que le donneur de masse (ou peut-être plus) même dans les bandes optiques, ce qui reste cohérent avec une luminosité X et un taux d'accrétion élevés. Nous avons également montré que la masse stellaire totale dans les associations stellaires jeunes autour de l'ULX X-2 est  $< 10^4 M_{\odot}$ : X-2 ne se situe donc clairement pas dans un super-amas stellaire. Cela signifie que quelque soit la nature de l'objet compact (de masse stellaire ou IMBH), il n'a pas été formé via un scénario d'effondrement et de collisions d'étoiles O dans un amas stellaire massif (Ebisuzaki *et al.* 2001, Portegies Zwart & McMillan 2002). Mais X-2 a été proposé comme l'un des meilleurs candidats pour être un IMBH. Nous avons montré dans notre étude que X-2 se situe dans une association OB normale, cela signifiant qu'il doit y avoir d'autres moyens de former ces objets. Plus vraisemblablement, nous suggérons que X-2 n'est pas un IMBH et qu'il a été formé au sein de l'association stellaire via un scénario d'évolution stellaire plus conventionnel. Nous attirons l'attention ici sur le fait que X-2 n'est pas un cas exceptionnel. En effet, la plupart des autres ULXs lumineux ne se situent pas dans des super-amas d'étoiles non plus (e.g Holmberg IX X-1), mais font partie de plus petites associations. Dans ces cas là, soit il y a une façon différente de former des IMBHs ou alors la plupart des ULXs ont une masse  $\lesssim 100 M_{\odot}$  et se sont formés à partir d'une évolution stellaire normale.

Pour une réponse définitive sur la masse du trou noir, il est crucial de déterminer les paramètres du système binaire, via des observations résolues en phase. La variabilité apparemment aléatoire de la contrepartie optique, interprétée comme l'effet du *reprocessing* X dans le disque d'accrétion et sur la surface de la secondaire, masquera probablement la variabilité périodique telles que les variations ellipsoïdales ou encore celles reliées à la courbe de chauffage X. Il pourrait donc être difficile de détecter la signature de la période orbitale à partir d'observations photométriques. D'un autre côté, des observations spectroscopiques (en cours) pourraient nous permettre de déterminer la courbe de vitesse radiale résolue en phase de la raie d'émission HeII $\lambda$ 4686 émise dans le disque, et donc de contraindre la masse du trou noir.

Par ailleurs, l'étude de la nébuleuse entourant la source X montre que sa nature est réellement complexe. En effet, s'il est relativement clair qu'une partie de la nébuleuse est ionisée par les chocs

(d'une vitesse de l'ordre de 80–100 km/s) et notamment la partie ouest qui semble homogène de ce point de vue, la zone à l'est de l'ULX est beaucoup plus complexe. Il apparaît probable qu'au moins deux sources d'excitation cohabitent, une composante choquée (comme à l'est) et peut-être une composante photoionisée. Dans tous les cas, la structure secondaire mise en évidence requiert des données supplémentaires pour confirmer la cinématique dans cette zone. Enfin, une conclusion similaire à la plupart des nébuleuses géantes entourant les ULXs est que le pourcentage d'éléments neutres est trop important pour comprendre la nébuleuse uniquement en terme de chocs ou de photoionisation. Des modèles composites devront certainement être utilisés dans le futur pour arriver à modéliser et reproduire les rapports de raie dans la nébuleuse.

## 8. Annexe NGC 1313 X-2

### 8.1. COMPLÉTUDE PHOTOMÉTRIQUE

La complétude photométrique des observations HST/ACS a été calculée grâce aux méthodes habituelles d'ajout d'étoiles artificielles. Pour cela, on utilise concrètement la routine ADDSTAR implémentée dans IRAF.

On a donc procédé à toute une série d'ajout d'étoiles dans chaque filtre (F435W, F555W et F814W) en utilisant une position aléatoire pour les étoiles mais avec la même dans chaque filtre. Pour cela, on a donc ajouté 1000 étoiles dont la magnitude était comprise dans un intervalle de 0.2 mag pour des magnitudes comprises entre 24.8 mag et 28.6 mag. En effet, la complétude est totale dans tous les filtres pour  $M < 24.8$  mag et elle est nulle pour  $M > 28.6$  mag. De plus, chaque run (pour chaque filtre et pour chaque intervalle de magnitude) a été répété trois fois pour trois positions différentes des étoiles et on a donc pris la moyenne des trois essais comme représentatif de la complétude dans l'intervalle donné. Les figures III.37 présentent respectivement la complétude dérivée dans les filtres F435W, F555W et F814W pour les observations HST/ACS.

La complétude est certainement sur-évaluée légèrement (quelques dixièmes de magnitude) dû au fait que les étoiles artificielles ajoutées utilisent la PSF dérivée par DAOPHOT et elles sont donc plus facilement identifiables. Néanmoins, cela sert notamment dans ce travail à montrer que l'intervalle de métallicité dans NGC 1313 est clairement identifié grâce à la largeur de la branche des géantes en  $(V-I)$  et que la coupure à  $V - I \sim 1.9$  et bien réelle et n'est pas due à un effet de complétude (Figure III.5).

### 8.2. DÉTERMINATION DE LA POSITION DU HAUT DE LA BRANCHE DES GÉANTES

Comme indiqué dans le texte (Section 4.1.), on estime sa position en déterminant le point où la première dérivée de fonction de luminosité en  $I$  a son maximum. La fonction de luminosité en  $I$  et sa dérivée sont présentées dans la figure III.38.



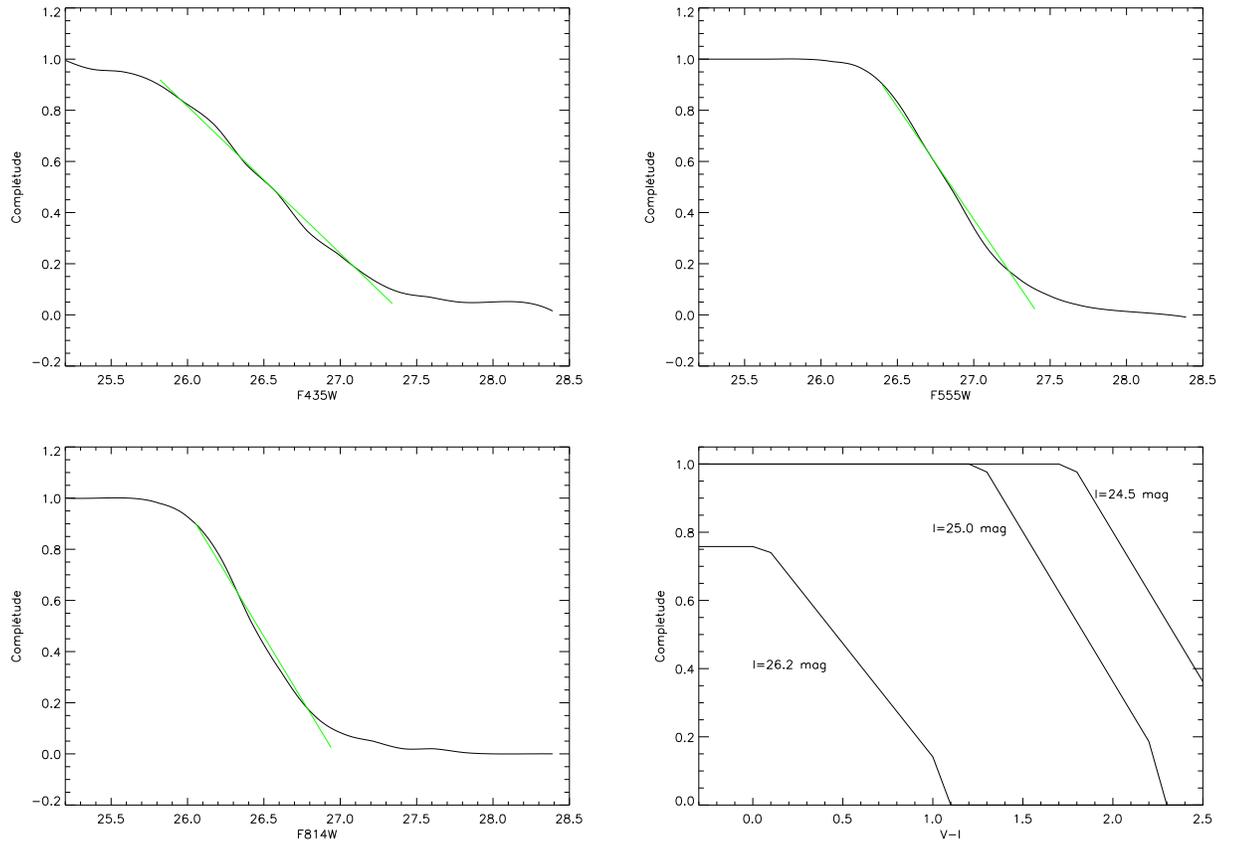


FIG. III.37 – Panels du haut et bas/gauche : complétude photométrique des observations HST/ACS dans les filtres F435W, F555W et F814W. La droite de couleur verte approxime la courbe de complétude entre 10 et 90% et sert à calculer la complétude d'un échantillon d'étoiles à une magnitude donnée vs. une couleur ; Panel bas/droit : Exemple de complétude dans la couleur V-I pour différentes valeurs de I.

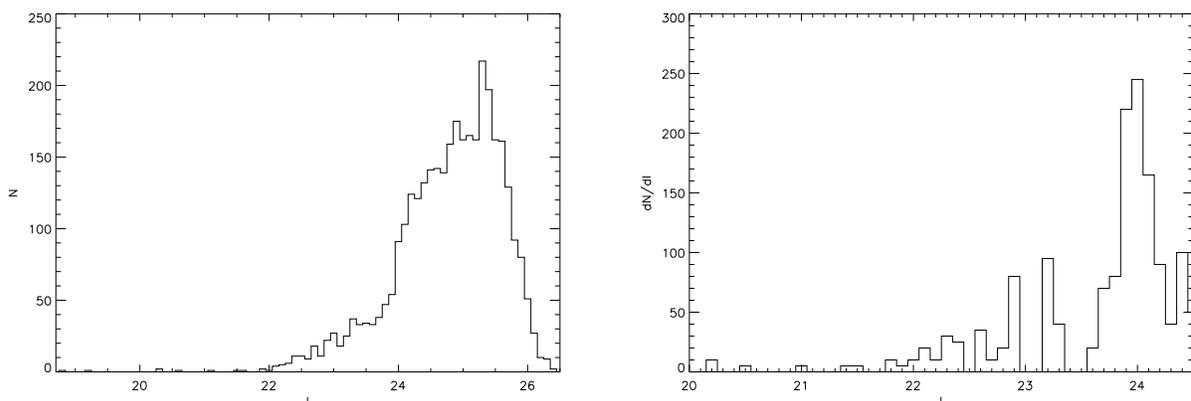


FIG. III.38 – A gauche : fonction de luminosité dans la bande I des étoiles pour  $V - I \geq 0.9$  mag, servant à identifier les étoiles appartenant à la branche des géantes dans NGC 1313; A droite : Dérivée de la fonction de luminosité à partir de laquelle on en déduit la position du haut de la branche des géantes (TRGB).

## Références

- ABBOTT, D. C., 1982; *The return of mass and energy to the interstellar medium by winds from early-type stars*. ApJ, **263**, 723
- ABOLMASOV, P., FABRIKA, S., SHOLUKHOVA, O. & AFANASIEV, V., 2007a; *Spectroscopy of optical counterparts of ultraluminous X-ray sources*. Astrophysical Bulletin, **62**, 36
- ABOLMASOV, P. K., SWARTZ, D. A., FABRIKA, S., GHOSH, K. K., SHOLUKHOVA, O. & TENNANT, A. F., 2007b; *Optical Spectroscopy of the Environment of a ULX in NGC 7331*. ApJ, **668**, 124
- ALLEN, M. G., GROVES, B. A., DOPITA, M. A., SUTHERLAND, R. S. & KEWLEY, L. J., 2008; *The MAPPINGS III Library of Fast Radiative Shock Models*. ArXiv e-prints, **805**
- APPENZELLER, I., FRICKE, K., FÜRTIG, W., GÄSSLER, W., HÄFNER, R., HARKE, R., HESS, H.-J., HUMMEL, W., JÜRGENS, P., KUDRITZKI, R.-P., MANTEL, K.-H., MEISL, W., MUSCHIELOK, B., NICKLAS, H., RUPPRECHT, G., SEIFERT, W., STAHL, O., SZEIFERT, T. & TARANTIK, K., 1998; *Successful commissioning of FORS1 - the first optical instrument on the VLT*. The Messenger, **94**, 1
- BERTELLI, G., BRESSAN, A., CHIOSI, C., FAGOTTO, F. & NASI, E., 1994; *Theoretical isochrones from models with new radiative opacities*. A&AS, **106**, 275
- BERTIN, E. & ARNOUTS, S., 1996; *SExtractor : Software for source extraction*. A&AS, **117**, 393
- BLACKMAN, C. P., 1981; *Velocity fields in the southern barred spirals NGC 613, 1097, 1313 and 1365*. MNRAS, **195**, 451
- BLAIR, W. P. & KIRSHNER, R. P., 1985; *Improved optical spectrophotometry of supernova remnants in M33*. ApJ, **289**, 582
- BLAIR, W. P., KIRSHNER, R. P. & CHEVALIER, R. A., 1981; *Supernova Remnants in M31*. ApJ, **247**, 879
- CARDELLI, J. A., CLAYTON, G. C. & MATHIS, J. S., 1989; *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*. ApJ, **345**, 245

- CASARES, J. & CHARLES, P., 2006; *Fundamental parameters of low mass X-ray binaries II : X-ray persistent systems*. *Advances in Space Research*, **38**, 2731
- CASARES, J., CORNELISSE, R., STEEGHS, D., CHARLES, P. A., HYNES, R. I., O'BRIEN, K. & STROHMAYER, T. E., 2006; *Detection of the irradiated donor in the LMXBs 4U 1636-536 (=V801 Ara) and 4U 1735-444 (=V926 Sco)*. *MNRAS*, **373**, 1235
- CASTOR, J., MCCRAY, R. & WEAVER, R., 1975; *Interstellar bubbles*. *ApJ*, **200**, L107
- CHATY, S., CHARLES, P. A., MARTÍ, J., MIRABEL, I. F., RODRÍGUEZ, L. F. & SHAHBAZ, T., 2003; *Optical and near-infrared observations of the microquasar V4641 Sgr during the 1999 September outburst*. *MNRAS*, **343**, 169
- CIOFFI, D. F., MCKEE, C. F. & BERTSCHINGER, E., 1988; *Dynamics of radiative supernova remnants*. *ApJ*, **334**, 252
- COLBERT, E. J. M., PETRE, R., SCHLEGEL, E. M. & RYDER, S. D., 1995; *Soft X-Ray Emission from the Spiral Galaxy NGC 1313*. *ApJ*, **446**, 177
- CONTINI, M., 1995; *Composite Models (Shock and Photoionisation) for the Interpretation of AGN Spectra*. *Ap&SS*, **233**, 261
- COX, A. N., 2000; *Book Review : Allen's astrophysical quantities. - 4th ed. / Springer, 2000*. *S&T*, **100** (1), 72
- CROWTHER, P. A., 2007; *Physical Properties of Wolf-Rayet Stars*. *ARA&A*, **45**, 177
- DA COSTA, G. S. & ARMANDROFF, T. E., 1990; *Standard globular cluster giant branches in the ( $M_{I,V-I/sub O}$ )plane*. *AJ*, **100**, 162
- DACHS, J., 1987; *Optical emission-line spectra of Be stars*. *Dans IAU Colloq. 92 : Physics of Be Stars*, A. Slettebak & T. P. Snow, réds.
- DE ROBERTIS, M. M., DUFOUR, R. J. & HUNT, R. W., 1987; *A five-level program for ions of astrophysical interest*. *JRASC*, **81**, 195
- DE VAUCOULEURS, G., DE VAUCOULEURS, A., CORWIN, JR., H. G., BUTA, R. J., PATUREL, G. & FOUQUE, P., 1991; *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies. Volume 1-3, XII, 2069 pp. 7 figs.*. *Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York*
- DOPITA, M. A., BINETTE, L., DODORICO, S. & BENVENUTI, P., 1984; *Radiative shock-wave theory. I - Chemical abundance diagnostics and galactic abundance gradients*. *ApJ*, **276**, 653
- DOPITA, M. A., MATHEWSON, D. S. & FORD, V. L., 1977; *Optical emission from shock waves. III. Abundances in supernova remnants*. *ApJ*, **214**, 179
- DOPITA, M. A. & SUTHERLAND, R. S., 1995; *Spectral Signatures of Fast Shocks. II. Optical Diagnostic Diagrams*. *ApJ*, **455**, 468
- , 1996; *Spectral Signatures of Fast Shocks. I. Low-Density Model Grid*. *ApJS*, **102**, 161
- EBBETS, D., 1982; *The structure and variability of H-alpha emission in early-type supergiants*. *ApJS*, **48**, 399
- EBISUZAKI, T., MAKINO, J., TSURU, T. G., FUNATO, Y., PORTEGIES ZWART, S., HUT, P., MCMILLAN, S., MATSUSHITA, S., MATSUMOTO, H. & KAWABE, R., 2001; *Missing Link Found? The "Runaway" Path to Supermassive Black Holes*. *ApJ*, **562**, L19
- EGGLETON, P. P., 1983; *Approximations to the radii of Roche lobes*. *ApJ*, **268**, 368
- FABBIANO, G. & TRINCHIERI, G., 1987; *X-ray observations of spiral galaxies. II - Images and spectral parameters of 13 galaxies*. *ApJ*, **315**, 46
- FENG, H. & KAARET, P., 2006; *Spectral State Transitions of the Ultraluminous X-Ray Sources X-1 and X-2 in NGC 1313*. *ApJ*, **650**, L75
- FERRIÈRE, K. M., 2001; *The interstellar environment of our galaxy*. *Reviews of Modern Physics*, **73**, 1031
- FESEN, R. A., BLAIR, W. P. & KIRSHNER, R. P., 1985; *Optical emission-line properties of evolved galactic supernova remnants*. *ApJ*, **292**, 29

- FREUDLING, W., MØLLER, P., PATAT, F., MOEHLER, S., ROMANIELLO, M., JEHIN, E., O'BRIEN, K., IZZO, C., DEPAGNE, E., POMPEI, E., NAEF, D., RUPPRECHT, G. & JÄRVINEN, A., 2007; Towards Precision Photometry with FORS : A Status Report. *The Messenger*, **128**, 13
- FRUCHTER, A. S., LEVAN, A. J., STROLGER, L., VREESWIJK, P. M., THORSETT, S. E., BERSIER, D., BURUD, I., CASTRO CERÓN, J. M., CASTRO-TIRADO, A. J., CONSELICE, C., DAHLEN, T., FERGUSON, H. C., FYNBO, J. P. U., GARNAVICH, P. M., GIBBONS, R. A., GOROSABEL, J., GULL, T. R., HJORTH, J., HOLLAND, S. T., KOUVELIOTOU, C., LEVAY, Z., LIVIO, M., METZGER, M. R., NUGENT, P. E., PETRO, L., PIAN, E., RHOADS, J. E., RIESS, A. G., SAHU, K. C., SMETTE, A., TANVIR, N. R., WIJERS, R. A. M. J. & WOOSLEY, S. E., 2006; Long  $\gamma$ -ray bursts and core-collapse supernovae have different environments. *Nature*, **441**, 463
- GALLO, E., FENDER, R., KAISER, C., RUSSELL, D., MORGANTI, R., OOSTERLOO, T. & HEINZ, S., 2005; A dark jet dominates the power output of the stellar black hole Cygnus X-1. *Nature*, **436**, 819
- GARNETT, D. R., 1990; Nitrogen in irregular galaxies. *ApJ*, **363**, 142
- GIRARDI, L., BERTELLI, G., BRESSAN, A., CHIOSI, C., GROENEWEGEN, M. A. T., MARIGO, P., SALASNICH, B. & WEISS, A., 2002; Theoretical isochrones in several photometric systems. I. Johnson-Cousins-Glass, HST/WFPC2, HST/NICMOS, Washington, and ESO Imaging Survey filter sets. *A&A*, **391**, 195
- GIRARDI, L., BRESSAN, A., BERTELLI, G. & CHIOSI, C., 2000; Evolutionary tracks and isochrones for low- and intermediate-mass stars : From 0.15 to 7  $M_{sun}$ , and from  $Z = 0.0004$  to 0.03. *A&AS*, **141**, 371
- GOAD, M. R., ROBERTS, T. P., KNIGGE, C. & LIRA, P., 2002; *The optical counterpart of the ultraluminous X-ray source NGC 5204 X-1*. *MNRAS*, **335**, L67
- GOULIERMIS, D., KONTIZAS, M., KONTIZAS, E. & KORAKITIS, R., 2003; *OB stellar associations in the Large Magellanic Cloud : Survey of young stellar systems*. *A&A*, **405**, 111
- GRISÉ, F., PAKULL, M. W. & MOTCH, C., 2006; *The Ultraluminous X-ray Source in Holmberg IX and its Environment*. Dans *Populations of High Energy Sources in Galaxies*, E. J. A. Meurs & G. Fabbiano, réds., tm. 230 de *IAU Symposium*
- GRISÉ, F., PAKULL, M. W., SORIA, R., MOTCH, C., SMITH, I. A., RYDER, S. D. & BÖTTCHER, M., 2008; *The ultraluminous X-ray source NGC 1313 X-2. Its optical counterpart and environment*. *A&A*, **486**, 151
- HADFIELD, L. J. & CROWTHER, P. A., 2007; *A survey of the Wolf-Rayet population of the barred, spiral galaxy NGC 1313*. *MNRAS*, **381**, 418
- HEALD, G. & OOSTERLOO, T., 2007; *Anomalous HI Gas in NGC 4395 : Signs of Gas Accretion*. ArXiv e-prints, **712.1184**
- JACOBY, G. H., HUNTER, D. A. & CHRISTIAN, C. A., 1984; *A library of stellar spectra*. *ApJS*, **56**, 257
- KOEKEMOER, A. M., FRUCHTER, A. S., HOOK, R. N. & HACK, W., 2002; *MultiDrizzle : An Integrated Pyraf Script for Registering, Cleaning and Combining Images*. Dans *The 2002 HST Calibration Workshop : Hubble after the Installation of the ACS and the NICMOS Cooling System*, S. Arribas, A. Koekemoer & B. Whitmore, réds.
- KUNTZ, K. D., GRUENDL, R. A., CHU, Y.-H., CHEN, C.-H. R., STILL, M., MUKAI, K. & MUSHOTZKY, R. F., 2005; *The Optical Counterpart of M101 ULX-1*. *ApJ*, **620**, L31
- LEE, M. G., FREEDMAN, W. L. & MADORE, B. F., 1993; *The Tip of the Red Giant Branch as a Distance Indicator for Resolved Galaxies*. *ApJ*, **417**, 553
- LEITHERER, C., SCHAEERER, D., GOLDADER, J. D., DELGADO, R. M. G., ROBERT, C., KUNE, D. F., DE MELLO, D. F., DEVOST, D. & HECKMAN, T. M., 1999; *Starburst99 : Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation*. *ApJS*, **123**, 3

- LEJEUNE, T. & SCHAERER, D., 2001; *Database of Geneva stellar evolution tracks and isochrones for (UBV)<sub>J</sub>(RI)<sub>C</sub> JHKLL'M, HST-WFPC2- Geneva and Washington photometric systems*. A&A, **366**, 538
- LIU, J.-F., BREGMAN, J., MILLER, J. & KAARET, P., 2007; *Optical Studies of the Ultraluminous X-Ray Source NGC 1313 X-2*. ApJ, **661**, 165
- LIU, J.-F., BREGMAN, J. N. & SEITZER, P., 2002; *The Optical Counterpart of an Ultraluminous X-Ray Object in M81*. ApJ, **580**, L31
- , 2004; *The Optical Counterpart of an Ultraluminous X-Ray Source in NGC 5204*. ApJ, **602**, 249
- LOZINSKAYA, T. A. & MOISEEV, A. V., 2007; *A synchrotron superbubble in the IC10 galaxy : a hypernova remnant ?* MNRAS, **381**, L26
- MADHUSUDHAN, N., RAPPAPORT, S., PODSIADLOWSKI, P. & NELSON, L., 2007; *Models for the Observable System Parameters of Ultraluminous X-ray Sources*. ArXiv e-prints, **710.3854**
- MARCELIN, M. & GONDOIN, P., 1983; *Morphology of the ionized gas in NGC 1313*. A&AS, **51**, 353
- MARSHALL, H. L., CANIZARES, C. R. & SCHULZ, N. S., 2002; *The High-Resolution X-Ray Spectrum of SS 433 Using the Chandra HETGS*. ApJ, **564**, 941
- MATHEWSON, D. S. & CLARKE, J. N., 1973; *Supernova remnants in the Large Magellanic Cloud*. ApJ, **180**, 725
- MATONICK, D. M. & FESEN, R. A., 1997; *Optically Identified Supernova Remnants in the Nearby Spiral Galaxies : NGC 5204, NGC 5585, NGC 6946, M81, and M101*. ApJS, **112**, 49
- MCGOWAN, K. E., CHARLES, P. A., O'DONOGHUE, D. & SMALE, A. P., 2003; *Correlated optical and X-ray variability in LMC X-2*. MNRAS, **345**, 1039
- McKEE, C. F. & COWIE, L. L., 1975; *The interaction between the blast wave of a supernova remnant and interstellar clouds*. ApJ, **195**, 715
- MÉNDEZ, B., DAVIS, M., MOUSTAKAS, J., NEWMAN, J., MADORE, B. F. & FREEDMAN, W. L., 2002; *Deviations from the Local Hubble Flow. I. The Tip of the Red Giant Branch as a Distance Indicator*. AJ, **124**, 213
- MILLER, J. M., FABBIANO, G., MILLER, M. C. & FABIAN, A. C., 2003; *X-Ray Spectroscopic Evidence for Intermediate-Mass Black Holes : Cool Accretion Disks in Two Ultraluminous X-Ray Sources*. ApJ, **585**, L37
- MIRIONI, L., 2002; *Sources X Ultra-Lumineuses : Contreparties Optiques*. Thèse de doctorat, Observatoire de Strasbourg, Université Louis Pasteur, Strasbourg
- MIZUNO, T., MIYAWAKI, R., EBISAWA, K., KUBOTA, A., MIYAMOTO, M., WINTER, L. M., UEDA, Y., ISOBE, N., DEWANGAN, G. C., DONE, C., GRIFFITHS, R. E., HABA, Y., KOKUBUN, M., KOTOKU, J., MAKISHIMA, K., MATSUSHITA, K., MUSHOTZKY, R. F., NAMIKI, M., PETRE, R., TAKAHASHI, H., TAMAGAWA, T. & TERASHIMA, Y., 2007; *Suzaku Observation of Two Ultraluminous X-Ray Sources in NGC 1313*. PASJ, **59**, 257
- MOTCH, C. & PAKULL, M. W., 1989; *The strength of N III-C III complex emission in low-mass X-ray binaries as a possible indicator of metallicity*. A&A, **214**, L1
- MOUCHET, M., ILOVAISKY, S. A. & CHEVALIER, C., 1980; *Optical spectroscopy of Centaurus X-3*. A&A, **90**, 113
- MOUHCINE, M., FERGUSON, H. C., RICH, R. M., BROWN, T. M. & SMITH, T. E., 2005; *Halos of Spiral Galaxies. II. Halo Metallicity-Luminosity Relation*. ApJ, **633**, 821
- MOUSTAKAS, J., KENNICUTT, JR., R. C. & TREMONTI, C. A., 2006; *Optical Star Formation Rate Indicators*. ApJ, **642**, 775
- MUCCIARELLI, P., ZAMPIERI, L., FALOMO, R., TURROLLA, R. & TREVES, A., 2005; *VLT Observations of the Ultraluminous X-Ray Source NGC 1313 X-2*. ApJ, **633**, L101
- MUCCIARELLI, P., ZAMPIERI, L., TREVES, A., TURROLLA, R. & FALOMO, R., 2007; *X-Ray and Optical Variability of the Ultraluminous X-Ray Source NGC 1313 X-2*. ApJ, **658**, 999

- NAKAR, E., 2007; *Short-hard gamma-ray bursts*. Phys. Rep., **442**, 166
- NETZER, H., 1975; *Physical conditions in active nuclei-I. The Balmer decrement*. MNRAS, **171**, 395
- OSTERBROCK, D. E., 1989; *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p.
- PACZYNSKI, B., 1997; *GRBs as Hypernovae*. ArXiv Astrophysics e-prints
- PAKULL, M. W., GRISÉ, F. & MOTCH, C., 2006; *Ultraluminous X-ray Sources : Bubbles and Optical Counterparts*. Dans *Populations of High Energy Sources in Galaxies*, E. J. A. Meurs & G. Fabbiano, réds., tm. 230 de *IAU Symposium*
- PAKULL, M. W. & MIRIONI, L., 2002; *Optical Counterparts of Ultraluminous X-Ray Sources*. ArXiv Astrophysics e-prints
- PANFEROV, A. A. & FABRIKA, S. N., 1997; *The optical jets of SS 433 : Physical parameters*. Astronomy Reports, **41**, 506
- PATRUNO, A. & ZAMPIERI, L., 2008; *Optical emission from massive donors in ultraluminous X-ray source binary systems*. MNRAS, **386**, 543
- PELLERIN, A., MEYER, M., HARRIS, J. & CALZETTI, D., 2007; *Stellar Clusters in NGC 1313 : Evidence of Infant Mortality*. ApJ, **658**, L87
- PETERS, W. L., FREEMAN, K. C., FORSTER, J. R., MANCHESTER, R. N. & ABLES, J. G., 1994; *HI Aperture Synthesis of the Southern Barred Spiral NGC1313*. MNRAS, **269**, 1025
- PODSIADLOWSKI, P., RAPPAPORT, S. & HAN, Z., 2003; *On the formation and evolution of black hole binaries*. MNRAS, **341**, 385
- PORTEGIES ZWART, S. F. & McMILLAN, S. L. W., 2002; *The Runaway Growth of Intermediate-Mass Black Holes in Dense Star Clusters*. ApJ, **576**, 899
- PORTER, J. M. & RIVINIUS, T., 2003; *Classical Be Stars*. PASP, **115**, 1153
- PRESTWICH, A. H., KILGARD, R., CROWTHER, P. A., CARPANO, S., POLLOCK, A. M. T., ZEZAS, A., SAAR, S. H., ROBERTS, T. P. & WARD, M. J., 2007; *The Orbital Period of the Wolf-Rayet Binary IC 10 X-1 : Dynamic Evidence that the Compact Object Is a Black Hole*. ApJ, **669**, L21
- PRINJA, R. K., BARLOW, M. J. & HOWARTH, I. D., 1990; *Terminal velocities for a large sample of O stars, B supergiants, and Wolf-Rayet stars*. ApJ, **361**, 607
- RAMSEY, C. J., WILLIAMS, R. M., GRUENDL, R. A., CHEN, C.-H. R., CHU, Y.-H. & WANG, Q. D., 2006; *An Optical Study of Stellar and Interstellar Environments of Seven Luminous and Ultraluminous X-Ray Sources*. ApJ, **641**, 241
- RAPPAPORT, S. A., PODSIADLOWSKI, P. & PFAHL, E., 2005; *Stellar-mass black hole binaries as ultraluminous X-ray sources*. MNRAS, **356**, 401
- RAYMOND, J. C., 1979; *Shock waves in the interstellar medium*. ApJS, **39**, 1
- REVNIVTSEV, M., GILFANOV, M., CHURAZOV, E. & SUNYAEV, R., 2002; *Super-Eddington outburst of V4641 Sgr*. A&A, **391**, 1013
- RIZZI, L., TULLY, R. B., MAKAROV, D., MAKAROVA, L., DOLPHIN, A. E., SAKAI, S. & SHAYA, E. J., 2007; *Tip of the Red Giant Branch Distances. II. Zero-Point Calibration*. ApJ, **661**, 815
- ROBERTS, T. P., 2007; *X-ray observations of ultraluminous X-ray sources*. Ap&SS, **311**, 203
- RUSSELL, S. C. & DOPITA, M. A., 1990; *Abundances of the heavy elements in the Magellanic Clouds. II - H II regions and supernova remnants*. ApJS, **74**, 93
- RYDER, S., STAVELEY-SMITH, L., DOPITA, M., PETRE, R., COLBERT, E., MALIN, D. & SCHLEGEL, E., 1993; *SN 1978K : an Extraordinary Supernova in the Nearby Galaxy NGC 1313*. ApJ, **416**, 167
- RYDER, S. D., STAVELEY-SMITH, L., MALIN, D. & WALSH, W., 1995; *A new optical and H I study of the nearby galaxy NGC 1313*. AJ, **109**, 1592
- SALASNICH, B., GIRARDI, L., WEISS, A. & CHIOSI, C., 2000; *Evolutionary tracks and isochrones for alpha -enhanced stars*. A&A, **361**, 1023

- SALPETER, E. E., 1955; *The Luminosity Function and Stellar Evolution*. ApJ, **121**, 161
- SANDAGE, A. & BRUCATO, R., 1979; *The Las Campanas survey of bright southern galaxies. II - New classifications for 153 systems*. AJ, **84**, 472
- SCHLEGEL, D. J., FINKBEINER, D. P. & DAVIS, M., 1998; *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds*. ApJ, **500**, 525
- SEDOV, L. I., 1959; *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*
- SHULL, J. M., 1995; *Supernovae, supernova remnants, and superbubbles*. Dans *From Gas to Stars to Dust*, M. R. Haas, J. A. Davidson & E. F. Erickson, réds., tm. 73 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*
- SILVERMAN, J. M. & FILIPPENKO, A. V., 2008; *On IC 10 X-1, the Most Massive Known Stellar-Mass Black Hole*. ApJ, **678**, L17
- SIRIANNI, M., JEE, M. J., BENÍTEZ, N., BLAKESLEE, J. P., MARTEL, A. R., MEURER, G., CLAMPIN, M., DE MARCHI, G., FORD, H. C., GILLILAND, R., HARTIG, G. F., ILLINGWORTH, G. D., MACK, J. & MCCANN, W. J., 2005; *The Photometric Performance and Calibration of the Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys*. PASP, **117**, 1049
- SMITH, R. C., KIRSHNER, R. P., BLAIR, W. P., LONG, K. S. & WINKLER, P. F., 1993; *Optical emission-line properties of M33 supernova remnants*. ApJ, **407**, 564
- SORIA, R., 2006; *Recipes for ULX formation : necessary ingredients and garnishments*. ArXiv Astrophysics e-prints
- , 2007; *Bridging the gap between stellar-mass black holes and ultraluminous X-ray sources*. Ap&SS, **311**, 213
- SORIA, R., CROPPER, M., PAKULL, M., MUSHOTZKY, R. & WU, K., 2005; *The star-forming environment of an ultraluminous X-ray source in NGC4559 : an optical study*. MNRAS, **356**, 12
- SORIA, R., WICKRAMASINGHE, D. T., HUNSTEAD, R. W. & WU, K., 1998; *Measuring the Motion of the Black Hole in GRO J1655-40*. ApJ, **495**, L95+
- SORIA, R., WU, K. & HUNSTEAD, R. W., 2000; *Optical Spectroscopy of GRO J1655-40*. ApJ, **539**, 445
- STEEGHS, D. & CASARES, J., 2002; *The Mass Donor of Scorpius X-1 Revealed*. ApJ, **568**, 273
- STERNBERG, A., HOFFMANN, T. L. & PAULDRACH, A. W. A., 2003; *Ionizing Photon Emission Rates from O- and Early B-Type Stars and Clusters*. ApJ, **599**, 1333
- STIRLING, A. M., SPENCER, R. E., DE LA FORCE, C. J., GARRETT, M. A., FENDER, R. P. & OGLE, R. N., 2001; *A relativistic jet from Cygnus X-1 in the low/hard X-ray state*. MNRAS, **327**, 1273
- TARASOV, A. E., BROCKSOPP, C. & LYUTY, V. M., 2003; *Variability of the H $\alpha$  emission of Cygnus X-1 and its connection with the soft X-ray radiation*. A&A, **402**, 237
- TAYLOR, G. I., 1950; tm. 201 de *Proc. Soc. London A*
- TULLY, R. B., 1988; *Nearby galaxies catalog*. Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1988, p.221
- VAL BAKER, A. K. F., NORTON, A. J. & QUAIN-TRELL, H., 2005; *The mass of the neutron star in SMC X-1*. A&A, **441**, 685
- VAN PARADIJS, J. & MCCLINCKOCK, J. E., 1994; *Absolute visual magnitudes of low-mass X-ray binaries*. A&A, **290**, 133
- VEILLEUX, S. & OSTERBROCK, D. E., 1987; *Spectral classification of emission-line galaxies*. ApJS, **63**, 295
- VINK, J. S., DE KOTER, A. & LAMERS, H. J. G. L. M., 2001; *Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity*. A&A, **369**, 574
- WALSH, J. R. & ROY, J.-R., 1997; *The O/H distribution in the transition Magellanic galaxy NGC 1313*. MNRAS, **288**, 726

## Références

---

- WEAVER, R., MCCRAY, R., CASTOR, J., SHAPIRO, P. & MOORE, R., 1977; *Interstellar bubbles. II - Structure and evolution*. ApJ, **218**, 377
- WEAVER, R., MCCRAY, R., CASTOR, J., SHAPIRO, P. & MOORE, R., 1977; *Interstellar bubbles. II - Structure and evolution*. ApJ, **218**, 377
- ZEZAS, A., FABBIANO, G., ROTS, A. H. & MURRAY, S. S., 2002; *Chandra Observations of "The Antennae" Galaxies (NGC 4038/4039). III. X-Ray Properties and Multiwavelength Associations of the X-Ray Source Population*. ApJ, **577**, 710



# Holmberg IX X-1

18 mars 2009

## Préambule

Ce chapitre comporte de grandes similitudes avec le précédent. C'est pourquoi il est vivement recommandé de lire le chapitre sur NGC 1313 X-2 afin de prendre connaissance de certains détails qui ne sont pas forcément répétés ici.

## 1. Introduction

Holmberg IX est une galaxie naine irrégulière cataloguée par Holmberg *et al.* (1974), appartenant vraisemblablement au groupe de galaxies de M81. Elle se situe à environ 3.6 Mpc (la distance de M81, Freedman *et al.* (1994)). Une des grandes questions actuelles (Sabbi *et al.* 2008) concernant Holmberg IX est de savoir s'il s'agit bien d'une galaxie naine de marée suite à l'interaction majeure ayant impliqué M81, M82 et NGC 3077 il y a 200 Myr. En effet, ce groupe de galaxies se trouve localisé dans un nuage HI géant avec des ponts de marée étendus reliant les différentes composantes (Gottesman & Weliachew 1975, Appleton *et al.* 1981, Yun *et al.* 1994). De nombreuses contreparties optiques ont été détectées au niveau des surdensités le long des filaments en HI, Holmberg IX étant l'une des plus importantes.

A hautes énergies, cette galaxie est totalement dominée par une source X, Holmberg IX X-1 (aussi appelée M81 X-9).

### 1.1. PROPRIÉTÉS X

Découverte par Einstein (Fabbiano 1988) et étudiée par tous les satellites X suivants (e.g par EXOSAT et ROSAT, Giommi *et al.* (1991), Bi *et al.* (1994)), Holmberg IX X-1 est une source X extrêmement brillante dont la luminosité X dépasse généralement  $10^{40} \text{erg s}^{-1}$  (Tsunoda *et al.* 2006) et en fait donc un des ULXs les plus brillants.

Le spectre X de cet ULX est généralement modélisé de deux façons différentes :

- a) une composante thermique chaude ( $kT_{in} \sim 1.4 - 1.8$  keV) dominante au dessus de 2 keV, plus une composante de diffusion inverse. La composante thermique est interprétée comme un *slim disk* autour d'un trou noir de masse stellaire, à des taux d'accrétion super-Eddington (Tsunoda *et al.* 2006).
- b) une composante thermique froide ( $kT_{in} \sim 0.25$  keV) plus une composante en loi de puissance dominante au-dessus de 2 keV, interprétée comme un disque d'accrétion optiquement épais s'étendant jusqu'à l'orbite circulaire intérieure la plus stable, plus une couronne optiquement fine, autour d'un trou noir de masse intermédiaire ( $M \sim 1000 M_{\odot}$ ), avec des taux d'accrétion au-dessous de 0.1 fois la valeur d'Eddington (Miller *et al.* 2004).

Il se trouve que HoIX X-1 est un des candidats les plus sérieux au titre de trou noir de masse intermédiaire (IMBH). En effet, Dewangan *et al.* (2006) ont découvert une oscillation quasi-périodique (QPO) à 200 mHz suggérant donc une émission isotropique. Si le taux d'accrétion sur le trou noir est sous-Eddington, cela signifie évidemment qu'on a affaire à un IMBH. L'autre possibilité est que l'accrétion soit super-Eddington et dans ce cas un autre modèle possible est celui d'un disque optiquement épais, remplacé par une couronne chaude à faible rayon, comme dans le cas de 1313 X-2. La seule différence observationnelle par rapport à cette interprétation est l'absence de cassure du spectre X à 2 keV, cette caractéristique semblant réfuter la thèse d'un IMBH lorsqu'elle est présente (Stobbart *et al.* 2006).

## 1.2. PROPRIÉTÉS OPTIQUES

Holmberg IX-X-1 se situe à environ  $2'$  ( $\sim 2.1$  kpc) au nord-est du centre de Holmberg IX et dans tous les cas à environ  $1'$  ( $\sim 1$  kpc) au nord-est de ce qu'on pourrait considérer comme la limite de l'enveloppe stellaire de la galaxie. Elle se situe donc dans une zone où il n'y a pas réellement de formation stellaire intense mais on peut noter la présence d'un nuage moléculaire proche (Brouillet *et al.* 1992) à  $40''$  au sud-est de sa position. L'extinction interstellaire galactique est faible ( $E(B - V) \sim 0.1$ , Schlegel *et al.* 1998) faisant de cette source une très bonne cible pour une étude photométrique et spectroscopique.

Dans ce chapitre, nous analyserons le jeu complet de nos observations photométriques et spectroscopiques provenant du télescope SUBARU, ainsi que des données photométriques supplémentaires venant du HST/ACS. Nous verrons que la contrepartie ULX fait partie d'un amas stellaire âgé de 50 Myr qui n'est pas censé contenir des étoiles plus massives que  $7M_{\odot}$ . En combinant les données terrestres et spatiales, nous présenterons une évidence que la source est variable dans les longueurs d'onde optique ce qui pose la question d'une variabilité liée à l'orbite de la secondaire autour du trou noir ou d'une variabilité aléatoire provenant du disque d'accrétion. Enfin, nous nous intéresserons à l'interaction entre l'ULX et la nébuleuse qui l'entoure et nous essaierons notamment de discriminer les mécanismes physiques à l'origine de l'ionisation de cette dernière.

TAB. IV.1 – Les observations SUBARU/FOCAS de Holmberg IX X-1.

Filtre	Temps d'exposition (s)	Nombre de poses	Dates d'observation	Seeing (")
B	300	2	2003 Jan. 25/26	0.73/0.44
V	300	4	2003 Jan. 25/26/26/Fev. 09	0.73/0.42/0.48/0.43
R	300	2	2003 Jan. 25/26	0.73/0.39
$H_\alpha$	900	1	2003 Jan. 26	0.51
[OIII]	900	1	2003 Jan. 26	0.53
Spectre	1800/900	2	2003 Jan. 26	0.5

## 2. Observations

### 2.1. DONNÉES SUBARU

Le jeu de données Subaru provient de deux programmes d'observation (PIs : T. Tsuru, M. Pakull) utilisant l'instrument SUBARU/FOCAS (cf. section 2.1., chapitre II). Cet instrument a été utilisé pour étudier les contreparties et environnement de plusieurs ULXs, dont Holmberg IX X-1. Pour cela, des images dans les bandes photométriques larges telles que B, V et R ont été observées ainsi que des observations dans des bandes plus étroites telles  $H_\alpha$ , [OIII].

En outre, de la spectroscopie longue fente a été réalisée sur la position présumée de la contrepartie optique. Le réglage observationnel utilise un grism de 150 lignes/mm, un filtre SY47 et une fente de 0.6 mm ce qui donne un domaine de longueur d'onde accessible allant de 4600 Å à 7600 Å, une dispersion de 2.83 Å/pixel et une résolution  $\lambda/\Delta\lambda = 500$  à 6500 Å.

Les détails des observations sont indiqués dans le tableau IV.1.

### 2.2. DONNÉES HST

Le second jeu de données a été obtenu à partir des archives HST/ACS (programme GO-9796; PI : J. Miller). Les observations ont été faites le 04 février 2004, avec la *Wide Field Camera* (WFC) dans les filtres  $F435W$ ,  $F555W$  et  $F814W$ , et également avec la *High Resolution Camera* (HRC) à travers le filtre  $F330W$ . Une observation supplémentaire a été faite le 25 mars 2004 avec la WFC dans le filtre  $F555W$ . Plus de détails sur ces observations sont résumés dans la table IV.2. Nous avons ré-analysé les données en utilisant les derniers fichiers de calibration à la date de l'analyse (STSDAS v3.5) et nous avons appliqué les corrections standards, notamment en ce qui concerne la distorsion spatiale (Multidrizzle v2.7.2, Koekemoer *et al.* (2002)).

## 3. Analyse

### 3.1. DONNÉES SUBARU

#### 3.1.1. Photométrie

Comme la plupart de nos champs étudiés, l'environnement très local à Holmberg IX X-1 n'est pas complètement résolu. C'est pourquoi nous avons de nouveau utilisé DAOPHOT II pour réaliser une photométrie à base de modélisation de PSF. Les images SUBARU/FOCAS sont observées au foyer Cassegrain du télescope et souffrent d'une distorsion assez prononcée, c'est pourquoi nous avons utilisé une PSF variant quadratiquement dans le champ.

##### a. Calibration des champs standards

Notre photométrie absolue dans les bandes B, V et R utilisent trois images observées consécutivement le 26 janvier 2003 (cf. Table IV.1 pour les détails). Les transformations photométriques ont été dérivées à partir du seul champ standard observé, Ru152 pour lequel nous avons utilisé à la fois les étoiles standards Landolt mais aussi le jeu d'étoiles secondaires dérivé par Peter Stetson<sup>a</sup>. Cela permet d'avoir une calibration un peu plus homogène sur tout le domaine de couleurs photométriques, mais aussi de pouvoir utiliser des étoiles plus faibles que la magnitude 14, qui se retrouvent souvent saturées avec les télescopes de plus de 8 mètres.

##### b. Vérification photométrique

Il se trouve que les champs autour de Holmberg IX X-1 ont été imagés par le programme *Sloan Digital Sky Survey* (SLOAN). Grâce à son télescope de 2.5 mètres, une photométrie avec une précision de 2-3% est possible jusqu'à la magnitude 22-23, ce qui est intéressant pour vérifier notre photométrie absolue.

Le système de filtres utilisé par le SDSS étant sensiblement différent du système Johnson-Cousins, nous avons dû transformer les magnitudes *u*, *g* et *r* en B, V et R. Pour cela, nous avons utilisé les transformations empiriques de Lupton<sup>b</sup> (2005) qui a en fait corrélé la photométrie SDSS avec celle de Peter Stetson. Aucune dépendance en couleur ni métallicité par rapport aux types spectraux des étoiles n'est prise en compte. Le but étant ici de faire une comparaison globale et non une analyse des données SDSS, nous pouvons nous contenter de cette approche.

Les équations de transformation s'écrivent :

$$B = g + 0.3130 * (g - r) + 0.2271; \sigma = 0.0107 \quad (\text{IV.1})$$

$$V = g - 0.5784 * (g - r) - 0.0038; \sigma = 0.0054 \quad (\text{IV.2})$$

$$R = r - 0.1837 * (g - r) - 0.0971; \sigma = 0.0106 \quad (\text{IV.3})$$

Les résultats de cette comparaison sont présentés dans la Figure IV.2. On peut noter le très bon accord d'un point de vue linéaire en B (jusqu'à magnitude 24.5), en V (jusqu'à magnitude 23.5) et en R (jusqu'à magnitude 23). La dispersion des valeurs à grande magnitude est cohérente avec les erreurs photométriques du SDSS (Figure IV.3). On peut d'ailleurs noter que la dispersion plus

<sup>a</sup> photométrie disponible sur le site du CADC, à <http://www3.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/community/STETSON/standards/>

<sup>b</sup> voir <http://www.sdss.org/dr6/algorithms/sdssUBVRITransform.html>

### 3. Analyse

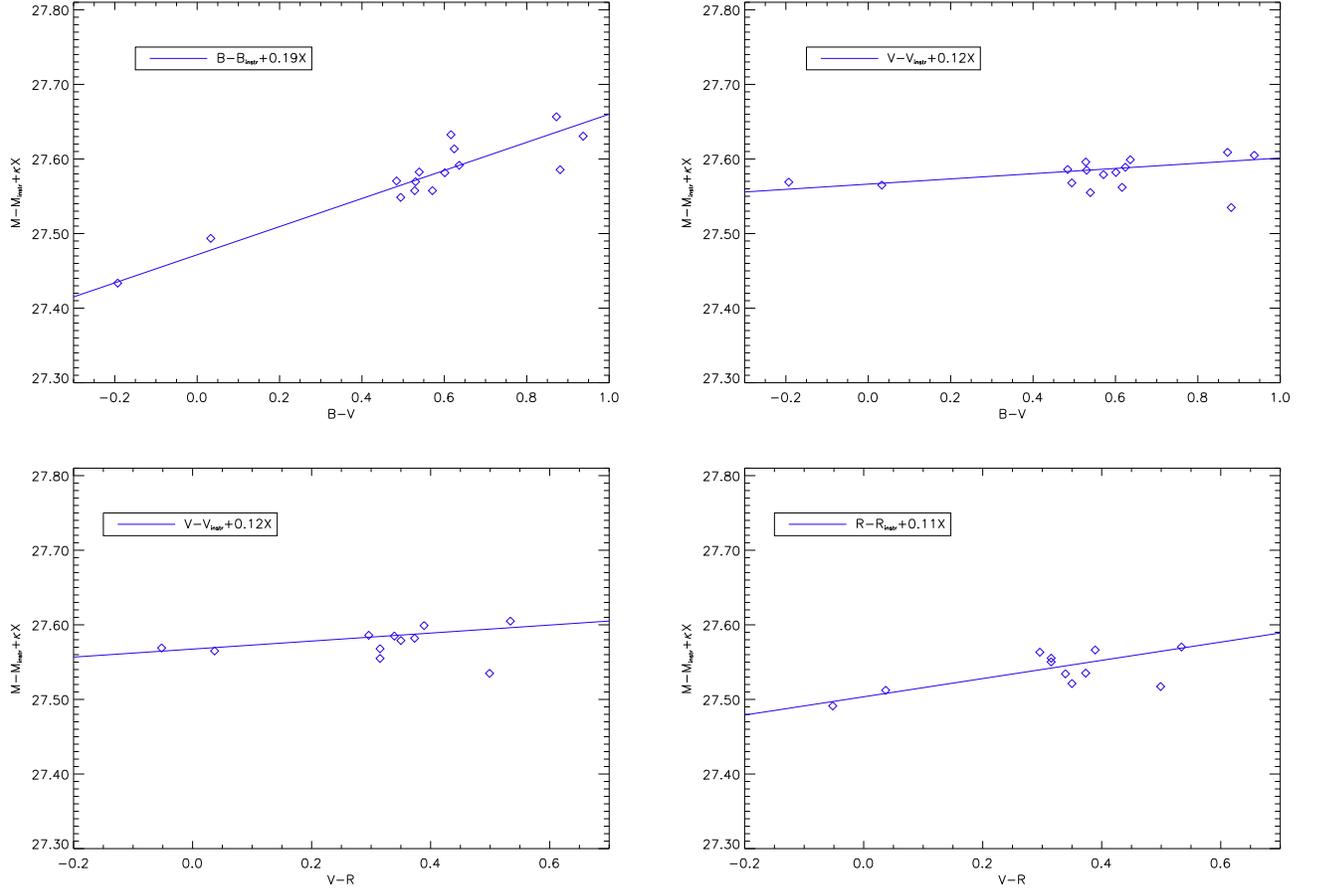


FIG. IV.1 – Calibration photométrique de la nuit photométrique du 26/01/2003 avec SUB-ARU/FOCAS dans les filtres B, V et R.

$$B = B_{\text{instr}} + 27.472^{\pm 0.004} + 0.188^{\pm 0.004}(B - V) - 0.19X$$

$$V = V_{\text{instr}} + 27.566^{\pm 0.002} + 0.035^{\pm 0.002}(B - V) - 0.12X$$

$$R = R_{\text{instr}} + 27.504^{\pm 0.002} + 0.122^{\pm 0.003}(V - R) - 0.11X$$

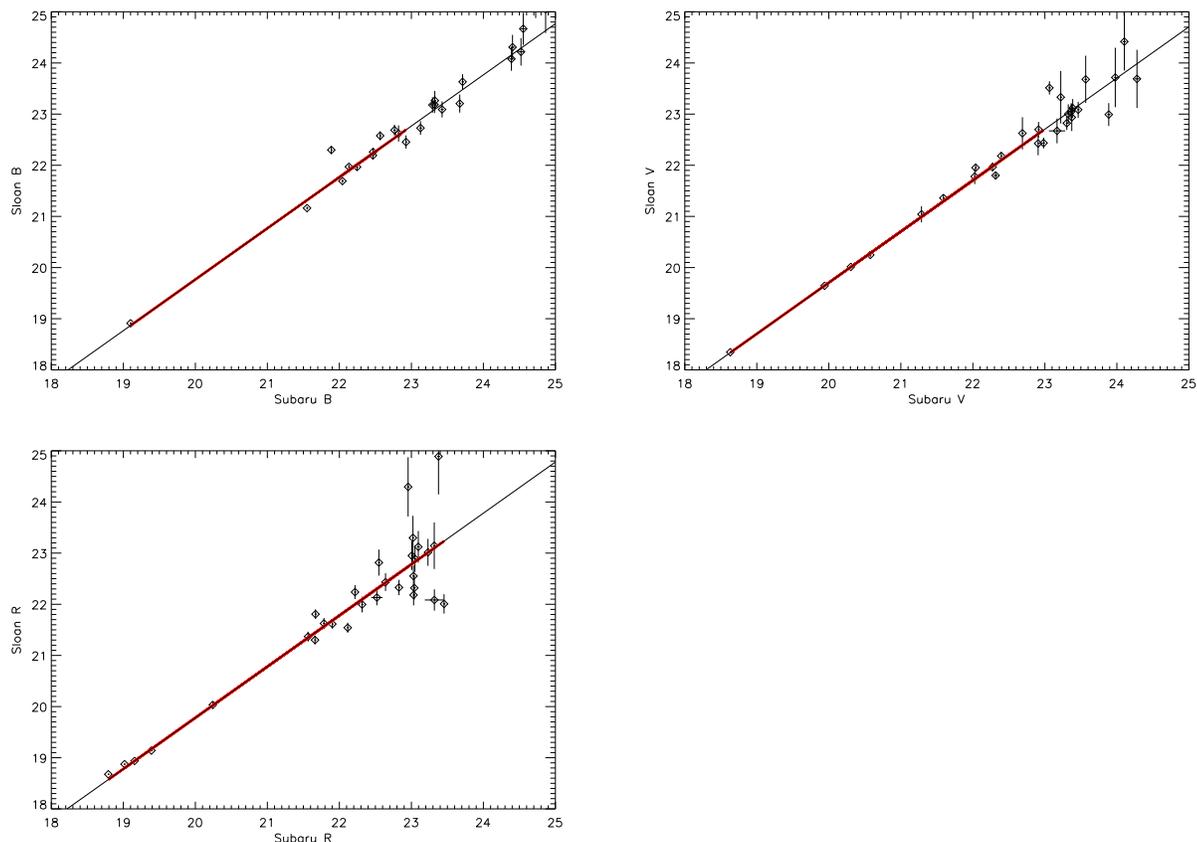


FIG. IV.2 – Corrélations photométriques entre les données SUBARU et le relevé SLOAN pour 3 filtres large bande (B, V et R).

importante des valeurs dans le filtre R vient notamment des plus grandes erreurs photométriques que dans les autres filtres. Néanmoins, cet accord linéaire est entaché d'un offset présent dans chacun des filtres (-0.23 mag en B, -0.30 mag en V et -0.22 mag en R), et cette différence reste pour l'instant inexpliquée. Le problème est peut-être à rechercher dans les conditions météorologiques, des cirrus pouvant expliquer une différence de cet ordre. Dans tous les cas, l'ultime comparaison avec les données HST/ACS (cf. section 4.2.3.) prouvera que ces offsets sont bien réels et que la correction introduite ici est tout à fait légitime.

Le but final étant d'obtenir une photométrie absolue compatible entre le HST et le SUBARU, on ne peut qu'être satisfait de la possibilité d'utiliser le SLOAN pour comparaison.

### c. Création des diagrammes couleur-magnitude

Les diagrammes couleur-magnitude obtenus ont été interprétés avec l'utilisation des chemins évolutifs et isochrones du groupe de Padoue (Girardi *et al.* 2002, Salasnich *et al.* 2000) et de celui

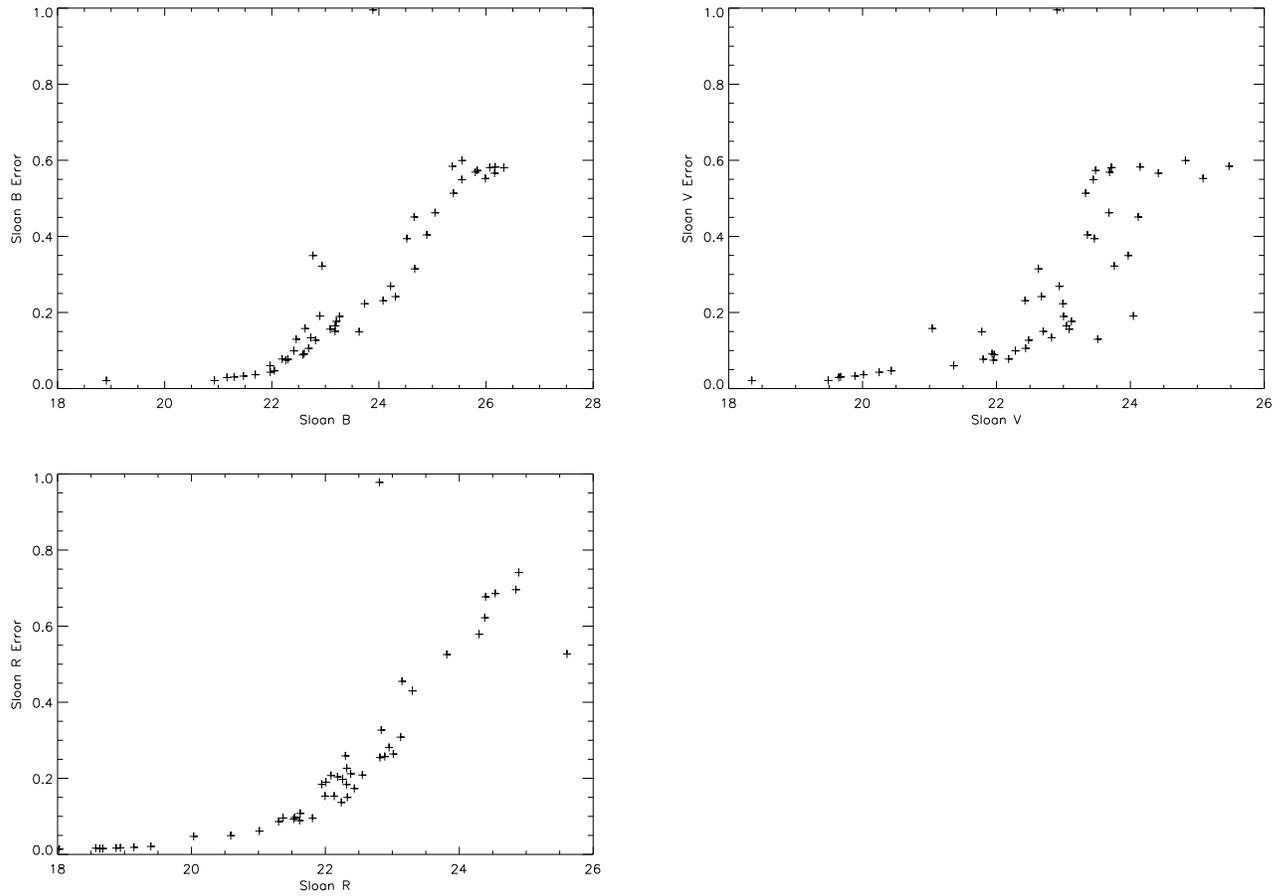


FIG. IV.3 – Erreurs photométriques des sources de comparaison dans le relevé SLOAN pour les 3 filtres utilisés.

TAB. IV.2 – Les observations HST/ACS de Holmberg IX X-1.

ID	Instrument	Filtre	Date	MJD à mi-exposition	Temps d'exposition (s)
j80la2010	HRC	F330W	2004 Feb. 07	53042.51347	2760
j80l02040	WFC	F435W	2004 Feb. 07	53042.46162	2520
j80l02030	WFC	F555W	2004 Feb. 07	53042.42239	1160
j80l02010	WFC	F814W	2004 Feb. 07	53042.41364	1160
j80l06010	WFC	F555W	2004 Mar. 25	53089.45604	2400

de Genève (Lejeune & Schaerer 2001).

### 3.1.2. Spectroscopie

Les outils habituels pour l'étude de spectres longue fente ont été utilisés sous les logiciels MIDAS et IRAF, à savoir notamment les routines de modélisation de gaussiennes.

## 3.2. DONNÉES HST

Le champ d'intérêt (Figure IV.7) apparaît également modérément encombré sur l'image HST/ACS donc nous avons de nouveau utilisé DAOPHOT II pour l'analyse photométrique. L'analyse a été réalisée en suivant les détails donnés dans le chapitre précédent, on y renverra le lecteur pour plus de précisions.

## 4. Résultats

### 4.1. IDENTIFICATION DE LA CONTREPARTIE OPTIQUE

#### 4.1.1. Identification photométrique

Les observations d'archive Chandra ne peuvent pas être recalibrées grâce à nos observations optiques à cause de l'absence de sources brillantes autres que l'ULX dans les champs considérés. Nous utiliserons donc la position XMM-Newton provenant d'une observation longue (PI : Tod Strohmayer, Obs. ID : 0200980101, temps d'exposition : 100 ks) :  $09^{\text{h}}57^{\text{min}}53^{\text{s}}.20$  ;  $69^{\circ}03'47''.7 \pm 0.018 \pm 0.35''$ . Nos images SUBARU et HST ont été recalibrées grâce à l'utilisation d'étoiles provenant du catalogue USNO-B1 et 2MASS qui conduisent à une erreur astrométrique de  $0''.3$ . Notons ici que l'importante distorsion des images SUBARU a été le facteur limitant la précision de cette recalibration. La figure IV.4 montre donc la position XMM-Newton de Holmberg IX X-1 avec un cercle d'erreur total de rayon  $0''.65$ , qui ne permet pas réellement de conclure sur une contrepartie optique unique. Notamment, l'objet le plus brillant est en fait contaminé par un objet secondaire à  $\sim 0''.2$  au nord-ouest de sa position.

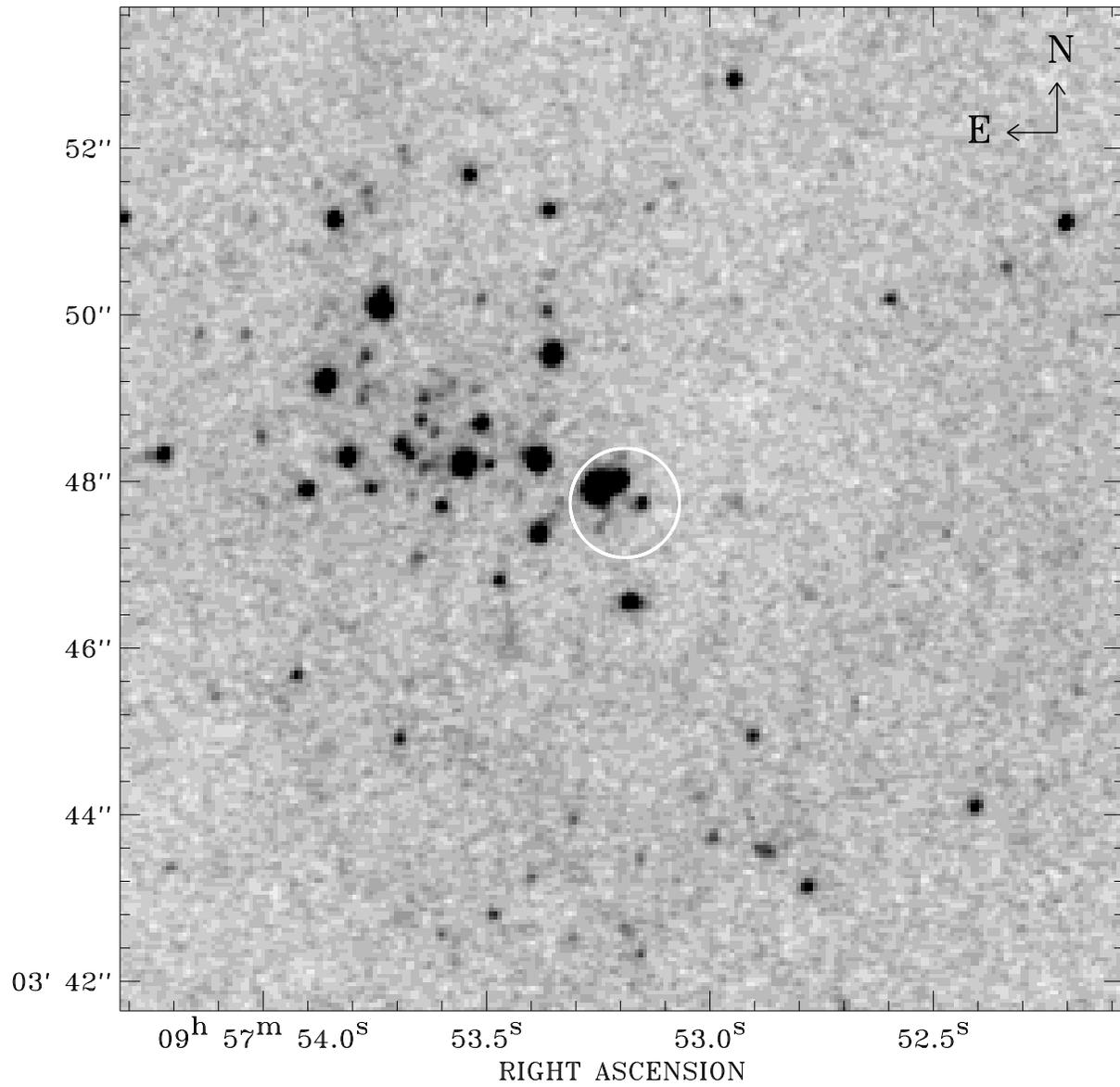


FIG. IV.4 – Identification de l'ULX Holmberg IX X-1 sur une image HST/ACS dans le filtre F435W. La position XMM-Newton ne permet pas de déterminer sans ambiguïté une contrepartie, le cercle d'erreur étant ici d'un rayon de  $0''.65$ .

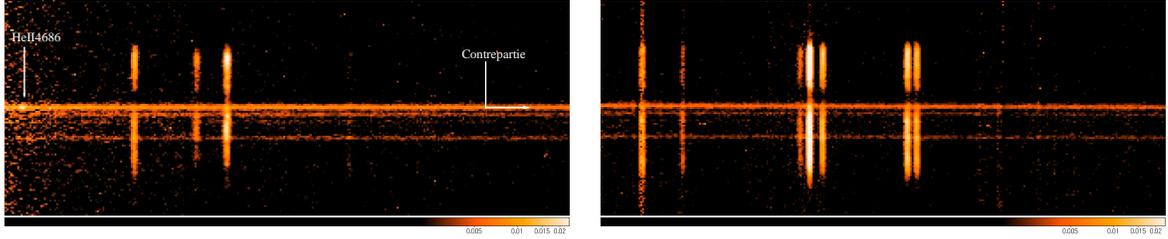


FIG. IV.5 – Spectre 2D SUBARU/FOCAS montrant le continu de la contrepartie ULX (premier continu horizontal) à gauche entre 4600 Å et 5500 Å et à droite entre 6100 Å et 7200 Å. On peut clairement voir que la raie d’HeII (à gauche) est coincidente uniquement avec le continu de la contrepartie. La fente du spectrographe est orientée est-ouest.

#### 4.1.2. Identification spectroscopique

Nos observations spectroscopiques centrées sur la contrepartie présumée sont présentées dans la figure IV.5. On peut y voir notamment la raie d’émission en HeII à 4686 Å, superposée sur le continu de l’objet le plus brillant du champ. Ceci confirme que cet objet est bien la contrepartie optique de l’ULX.

Le spectre 1D de la contrepartie (Figure IV.6) est similaire à celui de la contrepartie de NGC 1313 X-2, c’est-à-dire un continu bleu sans caractéristiques spectrales mis à part cette raie de haute excitation. Par ailleurs, une analyse précise de la position de cet objet par rapport aux autres étoiles présentes dans le spectre nous permet d’affirmer que la contrepartie est bien l’objet le plus brillant vu dans les images HST (Figure IV.4) et pas l’objet plus faible accolé situé à l’ouest. Ceci est de nouveau cohérent avec les autres études d’ULX montrant que les contreparties sont des objets brillants et de couleur bleue (Goad *et al.* 2002, Liu *et al.* 2002, 2004, Kuntz *et al.* 2005, Liu *et al.* 2007).

## 4.2. ASSOCIATION STELLAIRE AUTOUR DE L’ULX

### 4.2.1. Masses et âge

#### a. Interprétation des données SUBARU

L’image multicolore BVR (Figure IV.19) montre que l’environnement autour de la source X est dominé par un groupe compact d’étoiles bleues situé à l’intérieur de la nébuleuse  $H_\alpha$  (la bande R étant large, elle laisse passer une partie de cette émission). A l’extérieur de la nébuleuse, nous avons un mélange d’étoiles bleues et rouges, ainsi que des étoiles d’avant plan.

Sur une image grand champ (Figure IV.8), on peut constater qu’Holmberg IX-X-1 se situe en fait à environ 1’ au nord d’une zone riche en étoiles bleues qui se trouve en fait être la limite stellaire de la galaxie Holmberg IX. Au nord de l’ULX par contre, on constate une raréfaction d’étoiles, avec un fond diffus d’étoiles rouges à la limite de la détection et quelques rares étoiles bleues.

La source X ne se trouve donc pas dans une zone de formation stellaire intense mais apparaît plutôt en marge de la galaxie.

Les diagrammes couleur-magnitude SUBARU/FOCAS (Figures IV.9) nous montrent une population d’étoiles relativement bleue ( $B - V < 0.5$  mag) même si le diagramme en  $V - R$  nous suggère l’existence d’une population plus rouge ( $0.5 < V - R < 1.0$  mag) et plus faible ( $23 < R < 24$  mag)

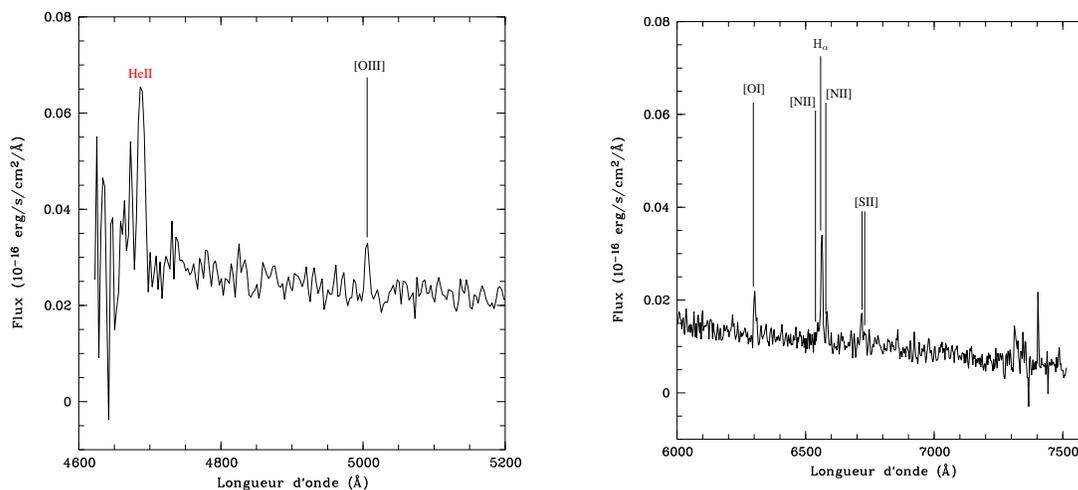


FIG. IV.6 – Spectre 1D de l’objet le plus brillant du champ montrant clairement la signature de la raie d’HeII à 4686Å, fournissant la preuve qu’il s’agit bien de la contrepartie optique de l’ULX. Les autres raies en émission annotées sont en fait celles de la nébuleuse dans laquelle la contrepartie se trouve. L’objet se trouve dans une zone très peu contaminée par l’émission de la nébuleuse : on note néanmoins quelques raies en émission telles que  $H_{\alpha}$  et [OIII] suggérant une émission liée à la contrepartie ULX.

qui n’est pas présente dans le diagramme en  $B - V$  à cause justement de cette faible luminosité. L’association stellaire serrée autour de l’ULX est résolue en quelques 7 étoiles (cf. Figure IV.19) qui sont représentées par un carré orange dans les diagrammes. Les étoiles représentées par un triangle vert sont des objets proches de la nébuleuse mais qui ne sont pas probablement pas directement associés avec la source X. D’un point de vue général, on peut constater que les étoiles associées avec l’ULX ne semblent pas faire partie d’un autre groupe mais s’insèrent plutôt bien dans la séquence principale définie par toutes les étoiles de cette région. Une chose frappante est que la contrepartie ULX est l’objet le plus brillant dans l’association. En effet, il est  $\sim 0.6$  mag plus brillant que l’étoile la plus brillante. Les autres objets ont une magnitude absolue comprise entre  $-3$  et  $-4.5$  mag avec une couleur  $B - V \sim 0$ . Si on considère simplement ces quelques objets, on peut noter qu’ils sont coïncidents avec les isochrones de Padoue d’un âge d’environ 50 Myr et que la contrepartie optique de l’ULX semble par contre souffrir d’effets la faisant paraître plus brillante. Nous avons utilisé ici l’extinction galactique  $E(B - V) \sim 0.08$  et des chemins correspondants à une métallicité  $Z = 0.008$ , dérivé par Makarova *et al.* (2002) par spectroscopie d’une région HII (région 8 de Miller & Hodge 1994) et cohérent avec la nature "naine" de la galaxie.

Le diagramme en  $V - R$  ne nous aide que peu, si ce n’est que qu’il est globalement cohérent avec l’autre diagramme. Malheureusement, pour des couleurs bleues ( $V - R \sim 0.0$ ), les tracés entre 10 et 50 Myr sont sensiblement reserrés et sont de plus dégénérés aux erreurs photométriques près. Un autre effet présent ici est la contribution de la nébuleuse  $H_{\alpha}$  aux flux des étoiles, non seulement à leur flux intrinsèque mais aussi à la détermination de l’arrière plan dominé par la nébuleuse. C’est

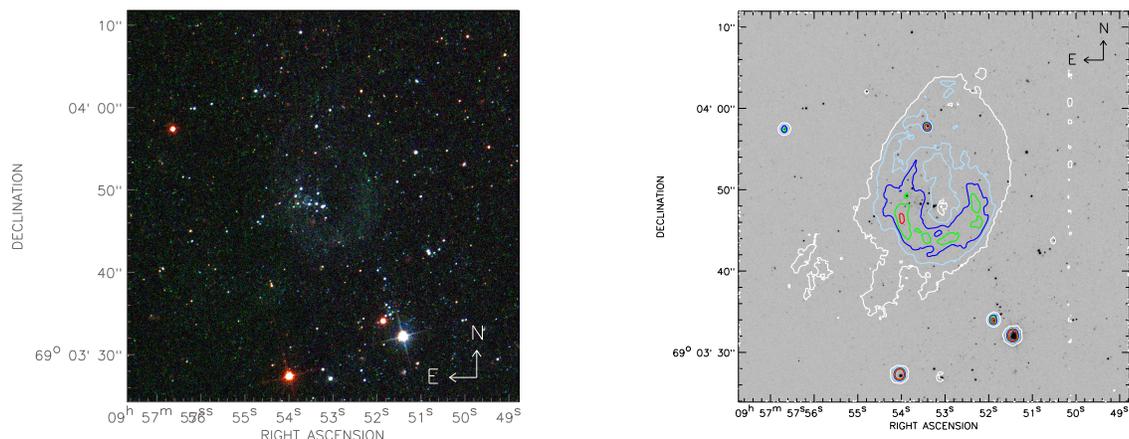


FIG. IV.7 – Figure de gauche : image en couleurs réelles (bleu=F435W; vert=F555W; rouge=F814W) de la région autour de Holmberg IX X-1, à partir des observations HTS/ACS.  $1''$  représente 17.4 pc à la distance de Holmberg IX. L’environnement stellaire est assez pauvre dans l’environnement très local à l’ULX. On peut surtout y distinguer une association bleue localisée à l’est de la contrepartie ULX. Figure de droite : vue zoomée de l’environnement immédiat de la contrepartie ULX, dans le filtre F435W. La contrepartie ULX est la source ponctuelle brillante au centre de l’image. Les contours de l’émission  $H\alpha$  (à 10, 20, 40, 60 et 80% du niveau au-dessus de l’arrière plan) sont tracés par dessus, à partir de nos observations SUBARU. L’association stellaire est localisée ou projetée à l’intérieur de la nébuleuse en  $H\alpha$ .

pourquoi les valeurs absolues de magnitude et de couleurs pour les étoiles situées dans la nébuleuse sont à prendre avec précaution.

### b. Interprétation des données HST

L’image multicolore HST (Figure IV.7) confirme la présence d’une association stellaire à proximité de l’ULX et la résoud en une dizaine de composantes. Comme indiqué dans le paragraphe précédent, ce groupe d’étoiles n’est pas proche d’une zone à forte formation d’étoiles mais on peut quand même noter quelques étoiles bleues disséminées dans le champ et également un petit groupe d’étoiles  $15''$  au sud-est de la position de la source X.

Les diagrammes couleur-magnitude en  $B-V$  et  $V-I$  confirment également les données SUBARU mais donnent également plus de précisions. On notera de nouveau la prédominance d’une séquence principale relativement bleue ( $B-V \sim -0.1$ ,  $V-I \sim 0.0$ ) mais également la présence d’une branche des géantes (visible notamment dans le diagramme en  $V-I$ ) comme remarqué par Sabbi *et al.* (2008) sur des observations centrées sur Holmberg IX.

La population d’étoiles apparemment associée à l’ULX est mieux résolue qu’avec le SUBARU et on note environ 10 membres bien identifiés, d’une part par leur position interne à la nébuleuse et d’autre part à cause de leur émission ultraviolette (dans le filtre F330W) témoignant de leur relatif jeune âge. Même si on ne peut être aussi catégorique que dans le cas de NGC 1313 X-2

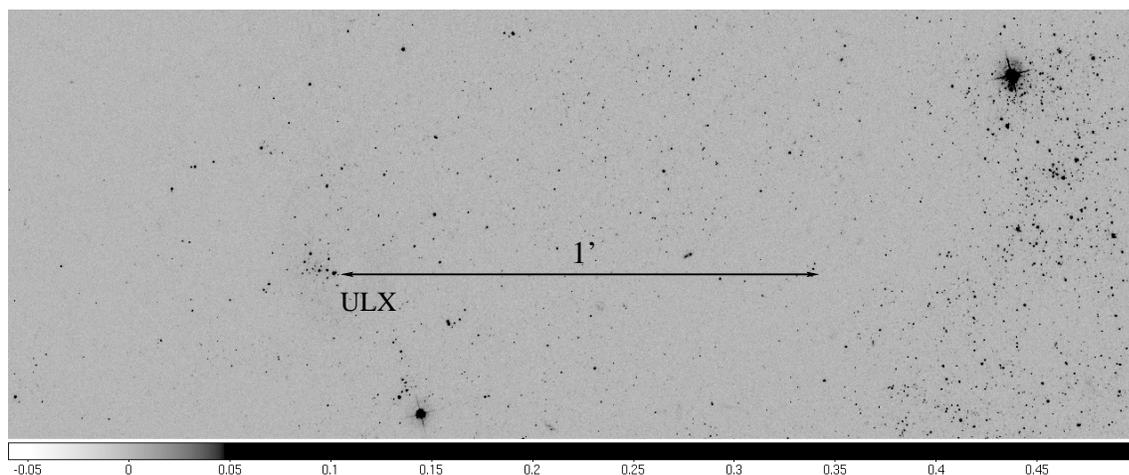


FIG. IV.8 – Position de l’ULX par rapport aux zones de formation d’étoiles plus denses de Holmberg IX. L’image provient du HST/ACS dans le filtre F435W. Sur cette image, le nord est en haut et l’est à gauche.

pour ce dernier argument (cf. Section 4.3.1.) puisqu’ici la population dominante est jeune, on peut au moins donner le status de candidats de l’association à toutes les étoiles émettant dans l’UV et qui se trouvent visuellement dans l’association "serrée". Les étoiles comme identifiées faisant partie de l’association stellaire sont entourées d’un carré orange dans les diagrammes. On pourra remarquer que la distribution de ces étoiles dans les diagrammes est assez similaire à celle des étoiles appartenant à l’amas entourant NGC 1313 X-2. En effet, les objets les plus brillants se situent à  $V \sim -4.5$ ,  $I \sim -4.8$  et ceux-ci semblent quitter ou avoir déjà quitté la séquence principale. Remarquons également qu’il n’y a pas trace de supergéantes rouges associées avec l’amas. Tout comme dans NGC 1313 X-2, on trouve entre 2-4 étoiles se dirigeant vers la phase supergéante bleue, ce qui se traduit par un nombre de supergéantes rouges associées d’environ 1, en considérant un ratio observé dans les galaxies pauvres en métaux (Langer & Maeder 1995). C’est pourquoi l’absence de supergéantes rouges reste quasiment insignifiant, d’autant plus qu’une ou deux étoiles semblent déjà avoir évolué avec des couleurs  $B - V \sim 0.25, 0.4$  et  $V - I \sim 0.45, 0.55$ .

Comme déjà mentionné dans le paragraphe précédent, ce groupe d’étoiles ne se distingue pas particulièrement des autres étoiles du champ mais s’insère très bien dans la séquence principale définie par toutes les étoiles du champ. Concernant la détermination de l’âge, on peut tout d’abord noter la très bonne correspondance en terme de position entre les deux diagrammes, ceci excluant quasiment de fait la nécessité d’une extinction locale. Si on se réfère aux étoiles les plus brillantes ( $M_V \leq -3.0$  mag), et en utilisant les isochrones de Padoue ou Genève, nous dérivons pour l’association d’étoiles un âge de  $\approx 50_{-20}^{+10}$  Myr en fort désaccord avec Ramsey *et al.* (2006) qui trouve un âge de 4-6 Myr en se basant sur les mêmes données HST dans les filtres B et V. Remarquons que notre résultat est totalement en accord avec celui issu des données SUBARU et ce, de façon indépendante.

Une extinction plus importante réduirait l’âge de l’association d’étoiles, par exemple 20 Myr avec  $E(B - V) = 0.2$ . Un rougissement plus grand commencerait à avoir des conséquences problématiques sur l’interprétation des diagrammes couleur-magnitude, même si on ne peut complètement

TAB. IV.3 – Magnitudes de la contrepartie ULX dans différents filtres dérivés des observations HST/ACS. Ces magnitudes sont exprimées à la fois dans le système Vegamag HST/ACS et dans le système Johnson-Cousins (UBVI), quand cela est possible.

Filtre	Temps d'exposition (s)	Date	Correction d'ouverture	VEGAmag	Magnitude Johnson
F330W / U	2760	2004 Fev. 04	0.790	$20.833 \pm 0.023$	/
F435W / B	2520	2004 Fev. 04	0.427	$22.541 \pm 0.015$	22.604
F555W / V	1160	2004 Fev. 04	0.403	$22.632 \pm 0.024$	22.609
F814W / I	1160	2004 Fev. 04	0.716	$22.334 \pm 0.034$	22.328
F555W / V	2400	2004 Mar. 25	0.384	$22.768 \pm 0.013$	$\approx 22.75$

exclure la présence d'extinction différentielle locale à l'environnement de l'ULX.

En terme de masse, les chemins évolutifs de Genève (Figures IV.12 et IV.13) aussi bien que ceux de Padoue (Figures IV.14 et IV.15) montrent que les étoiles les plus brillantes de l'amas sont cohérentes avec une masse de l'ordre de 6–7  $M_{\odot}$  ce qui est bien évidemment compatible avec une population stellaire âgée de 50 Myr.

Enfin, le cas de HoIX est pris pour montrer que le choix d'isochrones dans la littérature n'influe pas sur nos conclusions. En particulier, on montre (en annexe de ce chapitre) dans les figures IV.28, IV.29, IV.30 et IV.31 que les isochrones de Padoue (avec différentes variantes) ou de Genève ne changent pas nos résultats et qu'une métallicité solaire  $Z = 0.019$  à la place d'une métallicité  $Z = 0.008$  n'influence pas nos conclusions. Enfin, les derniers aboutissements des isochrones de Padoue (Marigo *et al.* 2008) sont présentés dans les figures IV.32 et IV.33 et sont également cohérents avec les précédents diagrammes dans notre cas.

**Position de la contrepartie ULX dans les diagrammes couleur-magnitude :** Un effet plus ou moins attendu mais qui est assez spectaculaire dans le cas de Holmberg IX X-1 est la position photométrique de la contrepartie dans les différents diagrammes couleur-magnitude. En effet, si on se réfère à ses couleurs ( $B - V \sim -0.08$ ,  $V - I \sim 0.17$  et  $(U - B)_{synth} \sim -1.02$ ), on remarque que sa position par rapport aux autres étoiles de l'association ne cesse de se décaler vers la gauche (vers les couleurs bleues) au fur et à mesure qu'on se dirige vers les diagrammes aux couleurs de plus en plus bleues ( $B - V \sim -0.1$ ,  $V - I \sim 0.0$  et  $U_{synth} - B_{synth} \sim -0.8$ ). Autrement dit, dans le diagramme  $V - I$ , la contrepartie ULX est plus rouge que la plupart des étoiles ; dans le diagramme  $B - V$ , la contrepartie semble de même couleur que la plupart des étoiles et enfin dans le diagramme  $U - B$ , l'ULX est nettement plus bleu que les autres étoiles. De plus, on avait déjà remarqué précédemment que l'ULX était nettement plus brillant que les autres objets de l'association. Cela témoigne donc bien que cet objet ne semble pas être pas une étoile "normale" et on a là une différence de taille par rapport à l'ULX NGC 1313 X-2.

#### 4.2.2. Propriétés de l'association stellaire

Tout comme pour l'amas autour de NGC 1313 X-2, celui autour de HoIX X-1 ressemble plutôt à une association OB qu'à un véritable amas lié par la gravitation. Ses couleurs intégrées ( $M_B \sim -6.84$ ,  $M_V \sim -6.84$  et  $M_I \sim -6.95$ ) nous permettent de déduire grâce aux simulations Starburst99 (Leitherer *et al.* 1999) une masse d'environ  $M \sim (2.2 \pm 0.5) \times 10^3 M_{\odot}$ , ce qui encore une fois est similaire avec celui entourant l'ULX de notre étude précédente. Il est donc clairement typique des associations OB du Groupe Local avec en plus une taille de l'ordre de 90 pc ( $\sim 5''$ ). Cet amas est

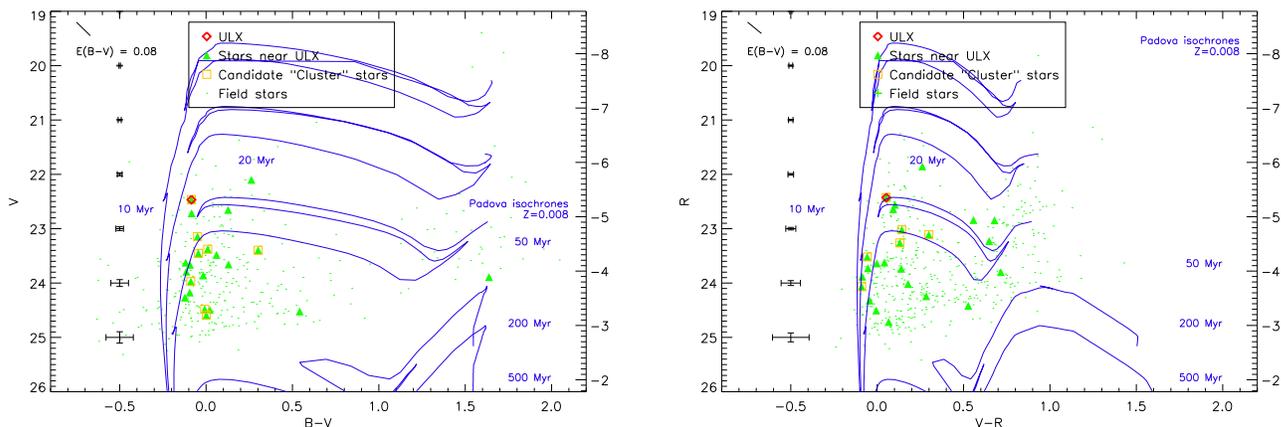


FIG. IV.9 – Diagrammes couleur-magnitude SUBARU/FOCAS pour le champ stellaire autour de l’ULX. Les isochrones de Padova à différents âges ont été également tracés. Les erreurs photométriques typiques sont aussi représentées. Les données ont été corrigées de l’extinction galactique ( $E(B-V) = 0.08$  mag), la barre en haut à gauche illustrant cet effet. A gauche : diagramme couleur-magnitude dans le système (B,V). A droite : diagramme couleur-magnitude dans le système (V,R). Les mêmes isochrones sont tracés dans les deux diagrammes, i.e pour 10, 20, 50, 200 and 500 Myr à  $Z = 0.008$ . Nous pouvons constater que les deux diagrammes sont largement cohérents entre eux. Cela donne un âge d’environ 50 Myr pour les étoiles les plus brillantes du jeune amas.

relativement éloigné des zones de formation d’étoiles de Holmberg IX et il n’est à priori pas associé à une population d’étoiles rouges qui pourrait représenter une population parente. Cette formation d’étoiles isolées est très certainement due aux forces de marées entre M81 et M82 qui ont créé plusieurs concentrations d’étoiles ressemblant tantôt à des galaxies naines (comme Holmberg IX) ou à des associations moins massives comme récemment découvertes par Davidge (2008) associées d’ailleurs à des surdensités en HI.

### 4.2.3. Comparaison entre la photométrie HST et Subaru

De nouveau pour cet objet, la détection d’une éventuelle variabilité entre les observations HST et Subaru est un des buts de cette étude, ce qui pourrait à terme contraindre la période orbitale du système ou quantifier une éventuelle variabilité liée au disque d’accrétion.

De façon identique à l’étude précédente, nous avons isolé des sources brillantes apparaissant comme ponctuelles (ou du moins le moins contaminé possible) dans les images SUBARU et HST. Dans cette tâche, l’excellent seeing des données SUBARU a permis de faire une comparaison assez fine mais qui reste néanmoins entaché d’erreurs liées notamment à la différence de résolution entre les deux instruments.

La figure IV.16 montre la différence de magnitudes entre les étoiles observées avec FOCAS et l’ACS dans les filtres B et V. Pour 50% d’entre elles, cela reste compatible avec les erreurs photométriques combinées des deux instruments. Pour les autres étoiles, on arrive quasiment à une limite de 0.1 mag d’erreur. Les déviations standards sont  $\sigma_B = 0.06$  mag et  $\sigma_V = 0.07$  mag, soit les mêmes que

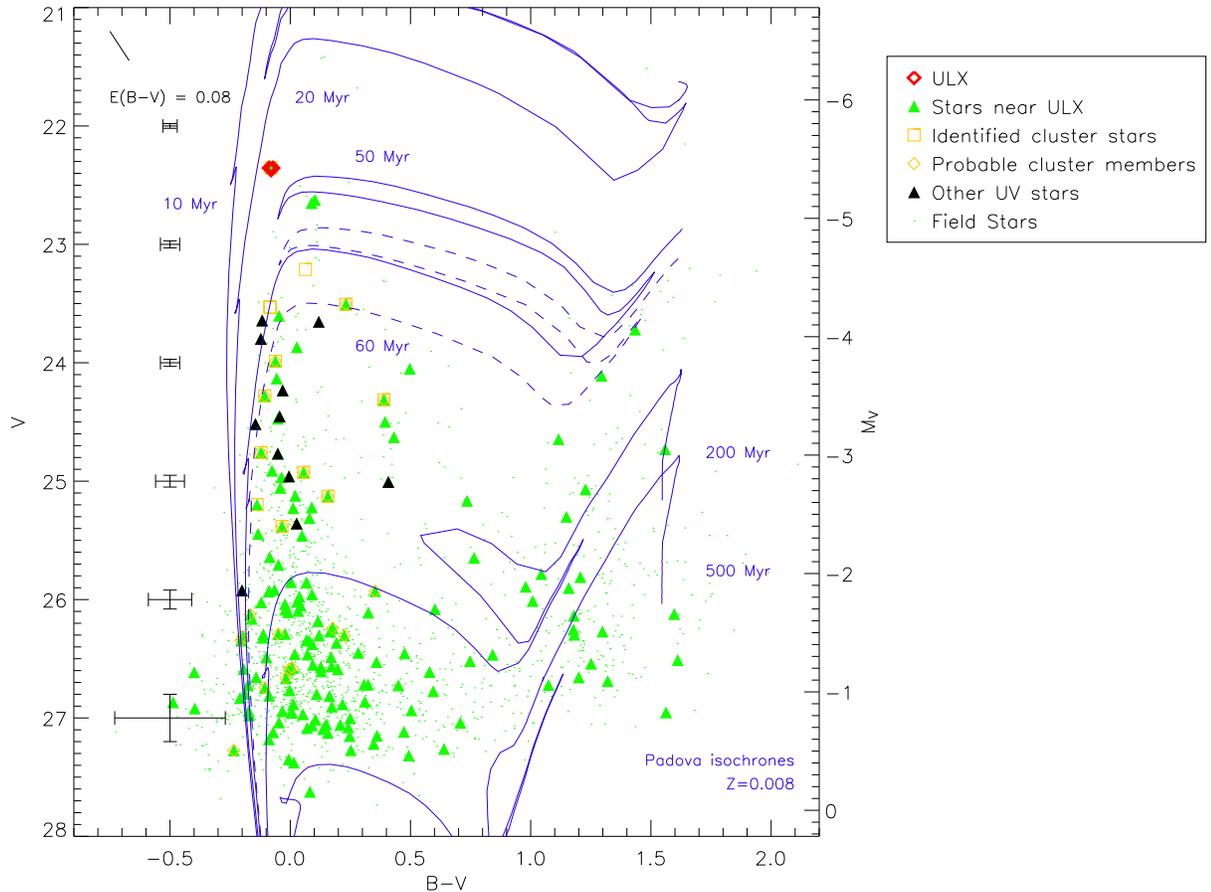


FIG. IV.10 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système  $(B,V)$  pour le champ stellaire autour de l'ULX. Les étoiles proches de l'ULX sont les étoiles qui ne se situent pas à l'intérieur de la nébuleuse vues en  $H_\alpha$  et qui sont à moins de  $\sim 25''$  de la position de l'ULX. Les étoiles identifiées comme appartenant à l'amas sont celles qui se situent à l'intérieur de la nébuleuse et qui sont détectées dans l'image UV. Les étoiles appartenant probablement à l'amas sont celles qui se situent à l'intérieur de la nébuleuse, qui ne sont pas détectées dans l'image UV mais qui ont une couleur  $(B - V) < 0.5$ . Les étoiles "UV autres" sont les étoiles détectées en UV se trouvant en dehors de la nébuleuse. Enfin, les étoiles de champ sont les objets ne répondant à aucun de ces critères. Pour le reste, la légende est la même que pour la figure IV.9.

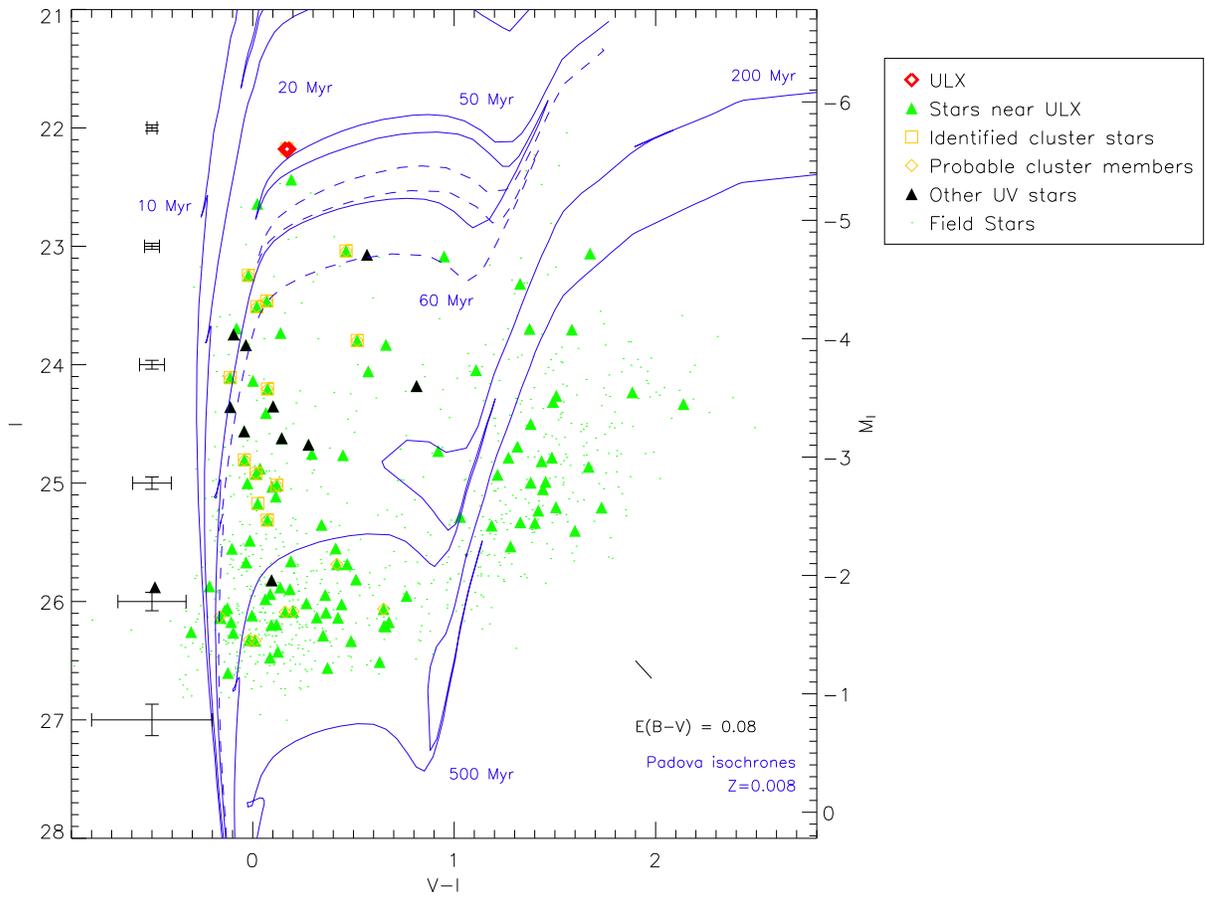


FIG. IV.11 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système  $(V, I)$  pour le champ stellaire autour de l'ULX. La légende est la même que pour la figure IV.10.

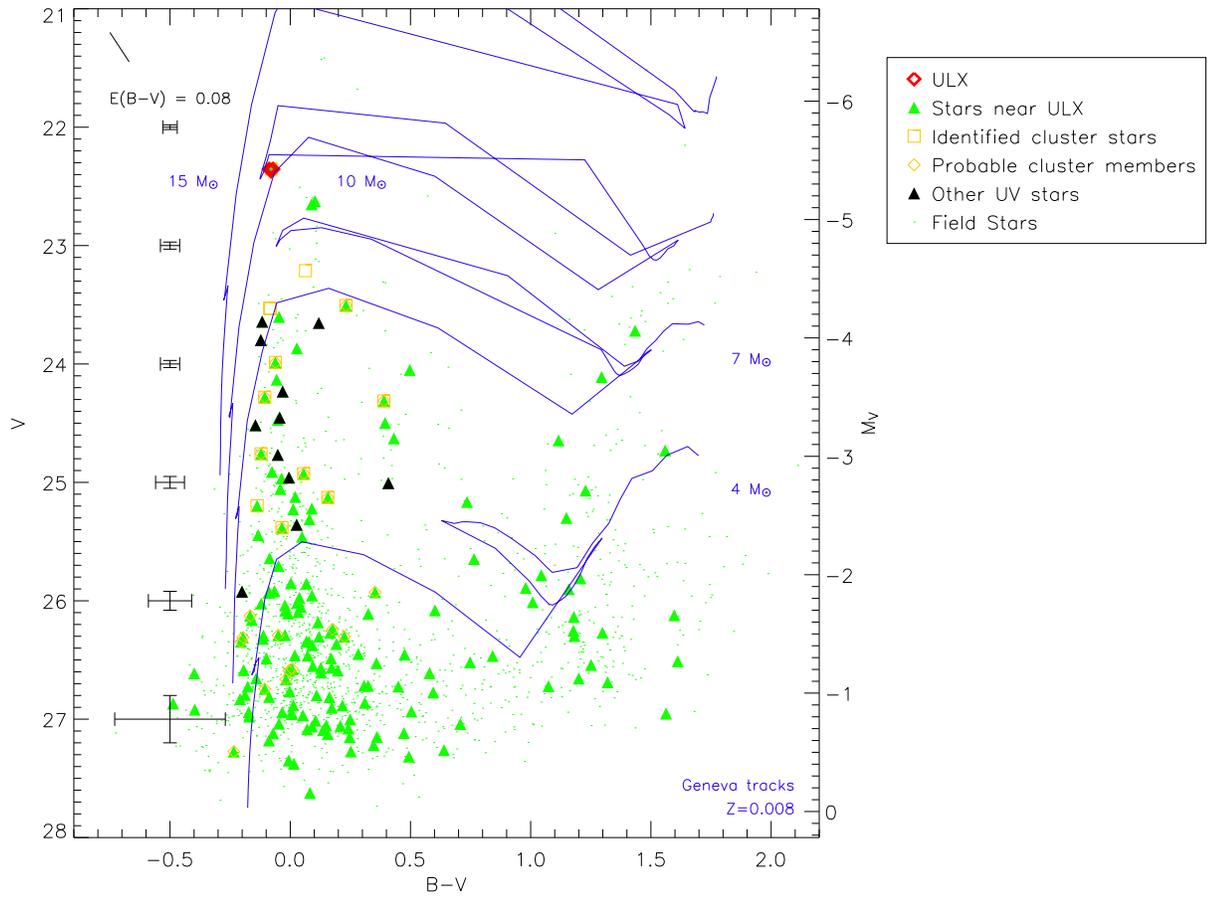


FIG. IV.12 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (B,V) avec des chemins évolutifs de Genève pour des étoiles de différentes masses initiales (4, 7, 10 et 15  $M_{\odot}$ ) avec  $Z = 0.008$ .

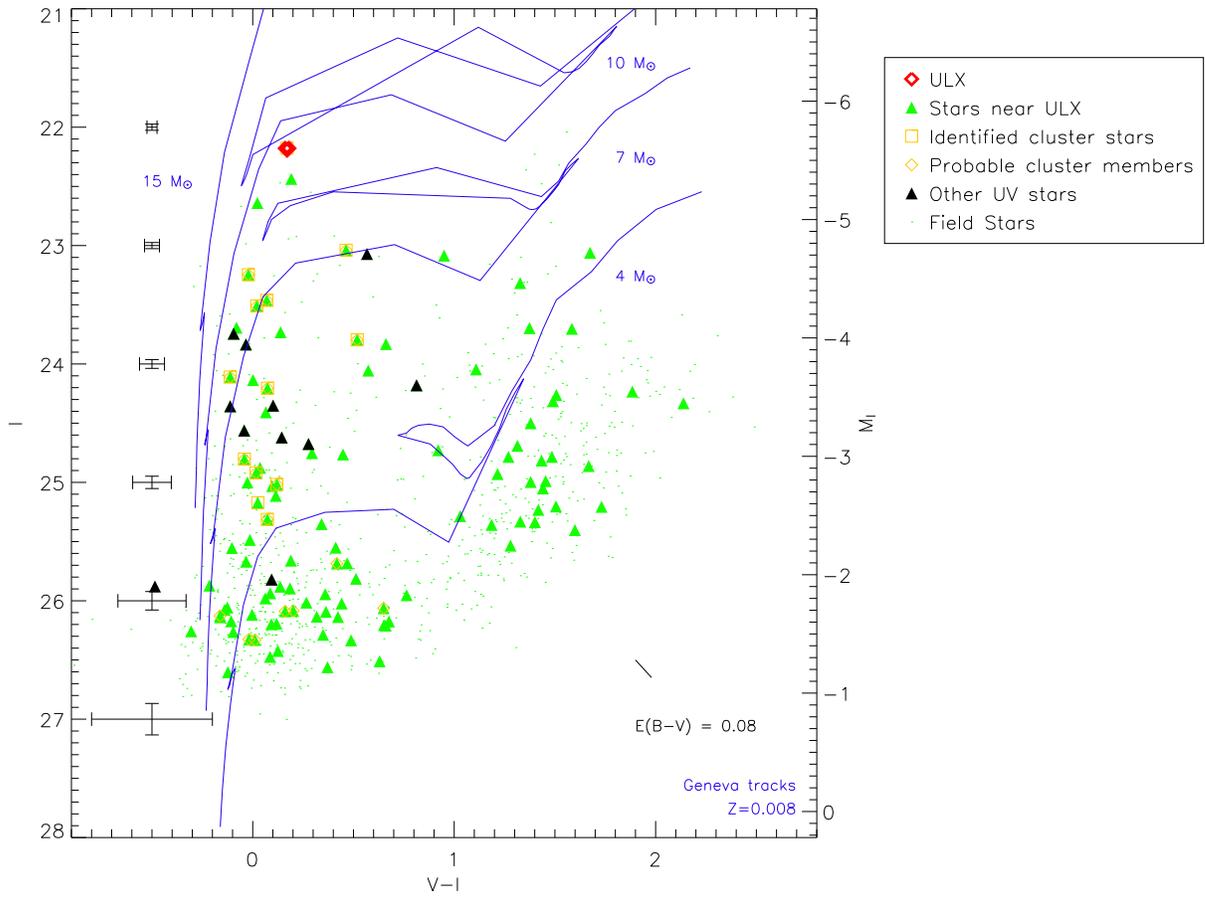


FIG. IV.13 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système  $(V, I)$  avec des chemins évolutifs de Genève pour des étoiles de différentes masses initiales ( $4, 7, 10$  et  $15 M_{\odot}$ ) avec  $Z = 0.008$ .

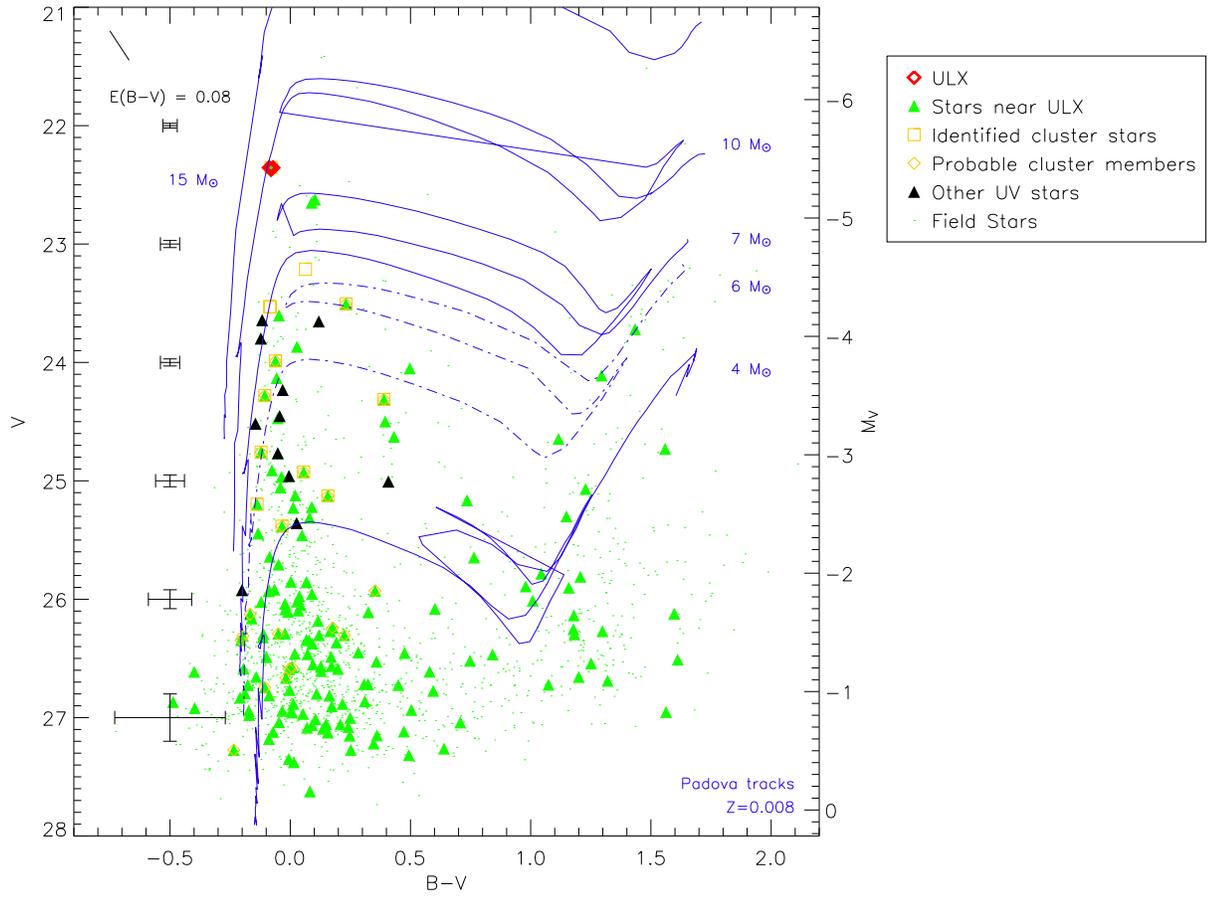


FIG. IV.14 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système  $(B,V)$  avec des chemins évolutifs de Padoue pour des étoiles de différentes masses initiales ( $4, 6, 7, 10$  et  $15 M_{\odot}$ ) avec  $Z = 0.008$ .

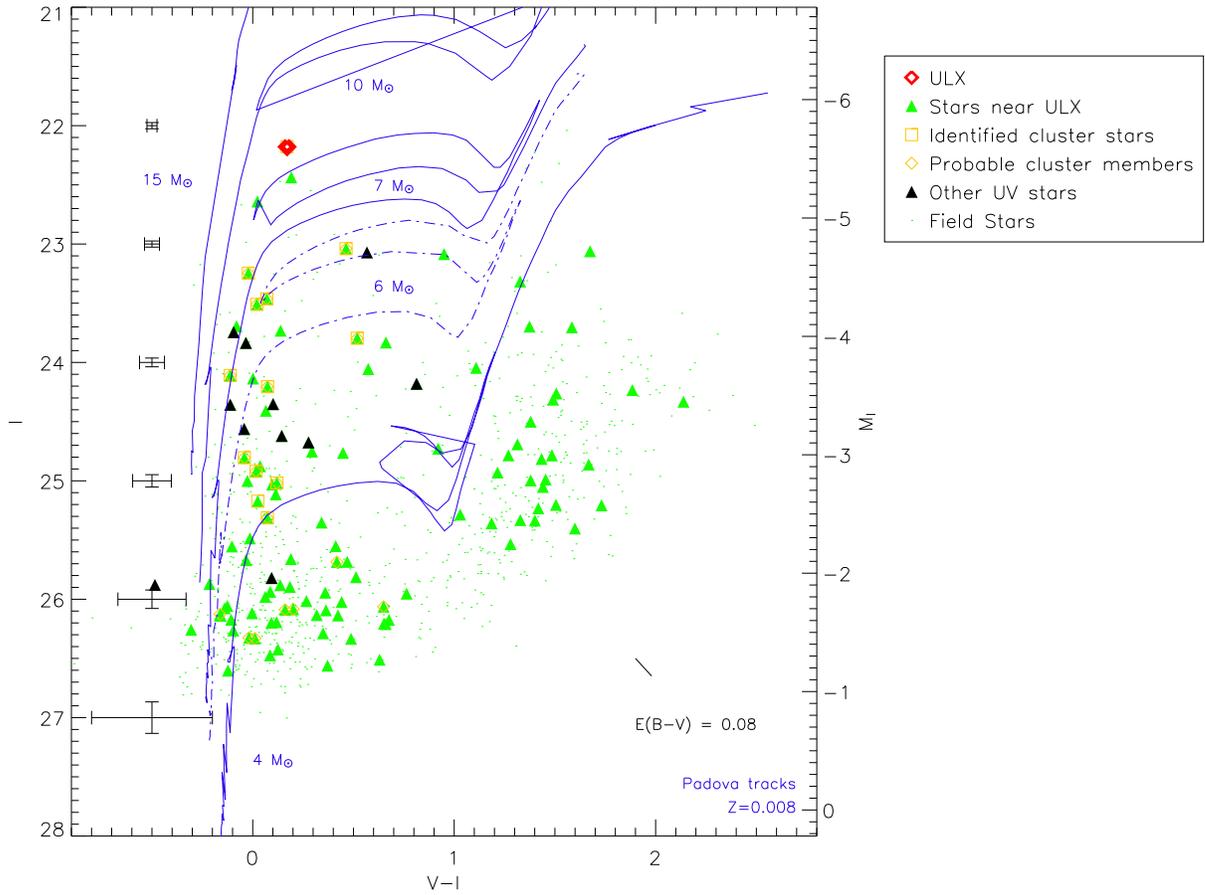


FIG. IV.15 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système  $(V, I)$  avec des chemins évolutifs de Padoue pour des étoiles de différentes masses initiales ( $4, 6, 7, 10$  et  $15 M_{\odot}$ ) avec  $Z = 0.008$ .

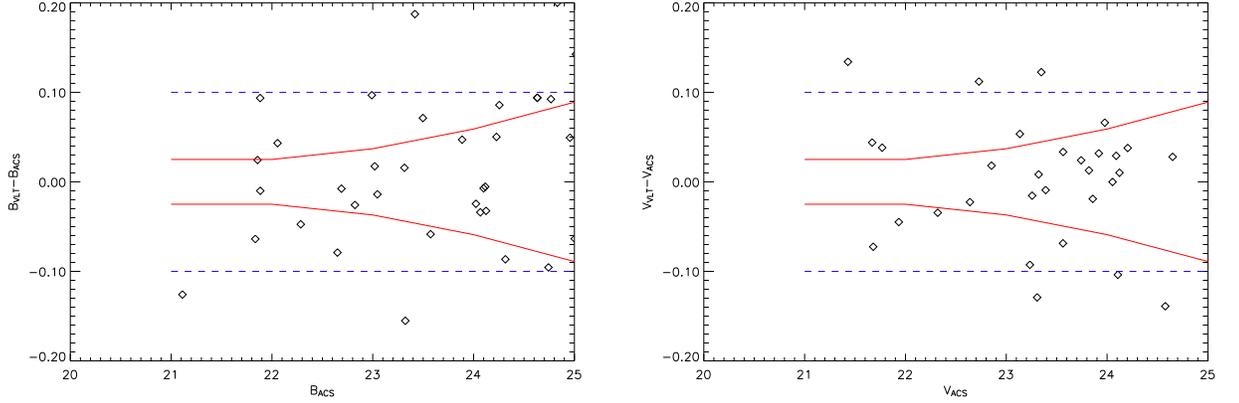


FIG. IV.16 – Erreur entre la photométrie SUBARU/FOCAS et HST/ACS, dans la bande  $B$  (à gauche) et  $V$  (à droite). Pour cette comparaison, nous avons utilisé des étoiles brillantes et les plus isolées possible. Nous trouvons que 50% d'entre elles sont compatibles avec les erreurs photométriques combinées des observations HST et VLT (lignes solides rouges), et pour la plupart des autres la différence est seulement  $\leq 0.1$  mag (lignes bleues pointillées).

TAB. IV.4 – Luminosités de la contrepartie ULX dans différents filtres, à partir de nos observations SUBARU/FOCAS.

Filtre	Temps d'exposition (s)	Date	Magnitude	Magnitude absolue
B	300	2003 Jan. 26	$22.72 \pm 0.04$	-5.4
V	300	2003 Jan. 26	$22.71 \pm 0.04$	-5.3
R	300	2003 Jan. 26	$22.64 \pm 0.02$	-5.3

dans l'étude liée à NGC 1313 X-2. On remarquera quand même ici que le nombre d'étoiles mises en jeu est plus important malgré le champ de vue en commun nettement plus faible et qu'encore une fois, les déviations de l'ordre du dixième de magnitude peuvent naturellement se comprendre en réalisant qu'une étoile de magnitude 23 qui serait "blendée" avec une étoile de magnitude 26 perdrait pratiquement 0.1 mag.

L'étude photométrique de la contrepartie ULX avec le SUBARU (Table IV.4) a été réalisée le 26 janvier 2003 avec trois observations dans les 3 bandes photométriques B, V et R prises d'affilée, limitant très fortement le risque de variabilité intrinsèque qui pourrait fausser l'estimation des couleurs. D'ailleurs, en comparant avec les données HST (Table IV.3), on remarque un excellent accord entre les couleurs (B-V), les différences de magnitude propre pouvant s'expliquer par de la variabilité.

## 5. Nature de la contrepartie optique de l'ULX

### 5.1. CONTRAINTES PROVENANT DE LA PHOTOMÉTRIE

Dans la section 4.2.1., nous avons montré que la population d'étoiles associée avec l'ULX avait un âge de  $50^{+10}_{-20}$  Myr et une masse limite individuelle de  $7 \pm 1 M_{\odot}$ . Contrairement à l'ULX NGC 1313 X-2, l'ULX a ici une contrepartie plus brillante que le reste de étoiles de l'association stellaire auquel il appartient, par  $\sim 1$  mag pratiquement. Si la contrepartie est une étoile normale (contrairement au cas où le disque d'accrétion jouerait un rôle prépondérant dans l'émission optique), sa magnitude  $M_V \sim -5.4$  est cohérente avec une étoile O6-O7 sur la séquence principale ou alors avec une étoile B1-B5 de type plus évolué. Par contre, ses couleurs  $((B - V)_0 \sim -0.08, (V - I)_0 \sim 0.16)$  sont difficilement réconciliables avec une telle interprétation. En effet, la contrepartie ULX présente un excès "rouge" assez significatif, puisque sa couleur  $(V - I)$  correspond plutôt à celle d'une étoile A. Mais ce n'est pas la seule particularité photométrique de la contrepartie : en effet, elle présente également un excès significatif en ultraviolet (comparé aux autres étoiles de l'association stellaire) comme le montre le diagramme couleur magnitude  $((U - B)_{\text{synthétique}} \text{ vs. } B_{\text{synthétique}})$  (Figure IV.17). Ce diagramme est uniquement illustratif de cet excès puisque les magnitudes et couleurs U, B et (U-B) HST/ACS ne sont pas comparables avec les chemins évolutifs et autres isochrones disponibles actuellement.

Dans tous les cas, les excès ultraviolet et infrarouge peuvent suggérer une nature non stellaire pour la contrepartie ULX. On pourra remarquer que si on fait l'hypothèse d'un disque d'accrétion aussi brillant en optique que l'étoile secondaire, alors la position de la contrepartie dans les diagrammes couleur-magnitude serait celle d'une étoile de  $\sim 50$  Myr en train de quitter la séquence principale et donc serait simplement une des étoiles les plus brillantes de l'association serrée. Une autre façon de comprendre la luminosité accrue de cet objet serait de considérer un effet de rajeunissement lié à l'évolution de la binaire en terme de transfert de masse. Cet effet, assez incertain dans notre cas, dépend du moment où le système binaire est devenu lié et dépend également de la quantité de masse transférée entre le précurseur du trou noir et l'étoile compagnon. Enfin, tout comme pour NGC 1313 X-2, la magnitude absolue  $M_V$  de la contrepartie est complètement compatible avec le diagramme de van Paradijs & McClintock (1994) (Figure III.13, chapitre III), en considérant une période orbitale de 1–6 jours, une masse totale de  $20 M_{\odot}$  pour le système et une luminosité  $L_X \sim 10^{40}$  erg/s.

### 5.2. VARIABILITÉ PHOTOMÉTRIQUE

Nous avons également cherché à caractériser une éventuelle variabilité. Pour cela, nous disposons de 4 images Subaru dans la bande V, mais dont seulement 2 ont un seeing suffisamment faible pour séparer (grâce à la photométrie PSF) la contrepartie brillante de l'objet plus faible qui contamine l'émission optique. Dans ces deux images, la contrepartie a une magnitude V constante aux erreurs photométriques près ( $22.71 \pm 0.04, 22.67 \pm 0.04$ ).

Par contre, les deux images HST/ACS dans la bande V montrent une variabilité  $\Delta V = 0.136 \pm 0.027$  clairement significative à  $5\sigma$ . L'amplitude de cette variabilité est du même ordre que celle dans NGC 1313 X-2 et pose donc la question de l'origine de cette modulation (disque d'accrétion, modulation ellipsoïdale?). Evidemment, en l'absence de données plus précises, la conclusion reste

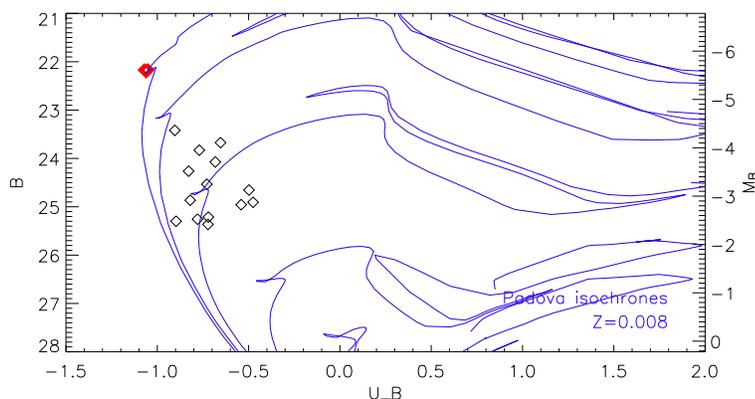


FIG. IV.17 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (U,B) uniquement à titre illustratif. On peut y voir (sans se préoccuper des valeurs absolues de magnitudes et couleurs) que la contrepartie ULX (losange rouge) apparaît nettement plus bleue que les autres étoiles de l'association stellaire, suggérant une nature non stellaire pour celle-ci.

très incertaine.

Les données SUBARU ne permettent donc pas d'étudier sans ambiguïté la variabilité intrinsèque de l'ULX mais par contre nous pouvons constater que la magnitude V ( $22.71 \pm 0.038$ ) du 2003 Jan. 26 est totalement compatible avec l'intervalle de variabilité vu avec le HST. Par ailleurs, on peut également noter que la couleur observée (B-V) est également cohérente entre les observations des deux télescopes (Tables IV.4 et IV.3) confortant notre interprétation de variabilité. Enfin, nous pouvons aussi comparer la magnitude totale de la contrepartie et de son objet très proche entre les deux observatoires pour toutes les observations (Table IV.5) : l'accord est très bon entre nos mesures SUBARU (où on peut résoudre la contrepartie de son proche compagnon) et les observations HST. La deuxième observation SUBARU du 2003 Jan. 26 ne permet pas de mesurer la magnitude de l'objet faible même si la magnitude mesurée ( $V = 22.68 \pm 0.015$ ) suggère qu'on ne voit que la contrepartie ULX. La conclusion sur la variabilité dans les observations SUBARU est donc incertaine en raison de la contamination photométrique de cet objet plus faible. Néanmoins, toutes les valeurs sont totalement compatibles avec l'intervalle de luminosité vu par le HST et nous voyons donc certainement une variabilité similaire à celle du HST mais qui est noyée dans une dispersion importante dont on a donné la nature plus haut.

TAB. IV.5 – Magnitudes de la contrepartie ULX et de son proche compagnon dans le filtre V dérivées à partir des observations SUBARU/FOCAS et HST/ACS. Les magnitudes sont exprimées dans le système Johnson-Cousins (UBVI).

Télescope	Date	$V_{\text{ULX}}$	$V_{\text{objet proche}}$	$V_{\text{total}}$
SUBARU/FOCAS	2003 Jan. 25	/	/	$22.62 \pm 0.02$
SUBARU/FOCAS	2003 Jan. 26	$22.71 \pm 0.037$	$24.81 \pm 0.26$	$22.56 \pm 0.26$
SUBARU/FOCAS	2003 Jan. 26	$22.68 \pm 0.015$	/	/
SUBARU/FOCAS	2003 Fev. 09	$22.67 \pm 0.025$	$24.49 \pm 0.12$	$22.48 \pm 0.12$
HST/ACS	2004 Fev. 04	$22.609 \pm 0.024$	$24.54 \pm 0.03$	$22.44 \pm 0.04$
HST/ACS	2004 Mar. 25	$22.745 \pm 0.013$	$24.50 \pm 0.02$	$22.55 \pm 0.02$

### 5.3. CONTRAINTES PROVENANT DE LA SPECTROSCOPIE ET DE L'IMAGERIE À FILTRES ÉTROITS

#### 5.3.1. Spectroscopie

##### a. Extraction du spectre 1D de la contrepartie

Le continuum de la contrepartie d'HoIX X-1 est très peu contaminé par les raies nébulaires. Malgré tout, on a soustrait un "fond de ciel nébulaire" très proche de l'ULX qui correspond grossièrement à l'émission de la nébuleuse se trouvant au niveau de l'ULX.

##### b. Nature de la raie d'HeII $\lambda$ 4686

Tout comme dans NGC 1313 X-2, le spectre 1D de la contrepartie montre peu de détails, même si la contamination par l'émission de la nébuleuse est très faible. On note une émission résiduelle de certaines raies comme [OIII] $\lambda$ 5007 et  $H_{\alpha}$ , suggérant là encore une émission liée à l'ULX soit via ionisation supplémentaire de son environnement local, soit une émission provenant du système lui-même (disque d'accrétion et/ou région photoionisée). On remarquera par contre que le profil de la nébuleuse (Figure IV.25) semble plus difficile à interpréter au voisinage direct de l'ULX (section 6.2.e.).

La raie d'HeII est la particularité du spectre de l'ULX (Figure IV.18) : elle n'est pas résolue spectralement et sa largeur équivalente est  $12 \pm 3 \text{ \AA}$ . Une contribution nébulaire de cette raie dans la partie est à priori possible (Table IV.6) mais il semble néanmoins évident que l'émission d'HeII au niveau de la contrepartie soit de nature stellaire, tout comme dans NGC 1313 X-2.

Malheureusement, nous n'avons pas à notre disposition plusieurs spectres pris à différents jours d'intervalle pour vérifier un éventuel déplacement de la raie d'HeII ce qui constituerait une suggestion de mouvement orbital du système binaire. Tout ce qu'on peut dire avec les données disponibles est que la longueur d'onde centrale de la raie est compatible avec la vitesse radiale systémique de la nébuleuse.

#### 5.3.2. Imagerie à filtres étroits

Les images  $H_{\alpha}$  et [OIII] auxquelles on a soustrait le continu stellaire (Figure IV.20) ne montrent pas d'excès d'émission au niveau de la contrepartie. Ne possédant pas de calibration photométrique

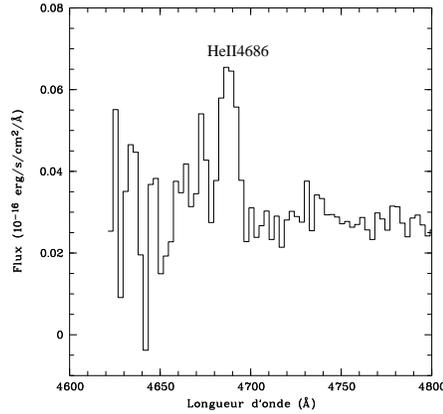


FIG. IV.18 – Zoom sur la raie d’HeII4686 de la contrepartie optique de X-1.

absolue dans ces filtres, on se réfèrera aux luminosités tirées de la spectroscopie :  $L_{H\alpha} \lesssim 3.1 \times 10^{34}$  erg/s et  $L_{[OIII]} \lesssim 1.1 \times 10^{34}$  erg/s et des largeurs équivalentes correspondantes à  $EW_{H\alpha} \lesssim 18$  Å et  $EW_{[OIII]} \lesssim 3$  Å. On notera que les flux sont très similaires à ceux de la contrepartie de NGC 1313 X-2. Mais ici encore, discriminer entre l’émission de l’étoile secondaire, du disque d’accrétion et d’une contribution nébulaire est très difficile avec ces données uniquement.

## 6. Nébuleuse entourant Holmberg IX X-1

### 6.1. PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES

#### 6.1.1. Imagerie dans les filtres étroits

La figure IV.19 présente une image composite de la nébuleuse autour de Holmberg IX X-1 dans les filtres étroits  $H\alpha$  et [OIII], superposés sur le continu stellaire pris dans la bande V. La nébuleuse qu’on peut y voir a été détectée originellement par Miller (1995) comme étant 3 régions nommées MH9/10/11.

Le contour de l’émission  $H\alpha$  définit parfaitement les bords externes de la nébuleuse MH9/10 dont la dimension (en utilisant l’isophote à 10%) est  $17'' \times 27''$ , soit  $300 \times 470$  pc à la distance de 3.6 Mpc. L’émission principale provient en fait d’une région en forme de "U" entourant la contrepartie optique de l’ULX. D’ailleurs, la contrepartie ne se situe pas au centre de la structure principale mais occupe par contre la position centrale de la structure délimitée par le contour à 20% d’une taille de  $260 \times 260$  pc. Enfin, la contrepartie est quasiment coïncidente avec le minimum en  $H\alpha$  présent au sein de la nébuleuse.

L’émission en [OIII] suit l’émission en  $H\alpha$  et on retrouve notamment la structure en forme de

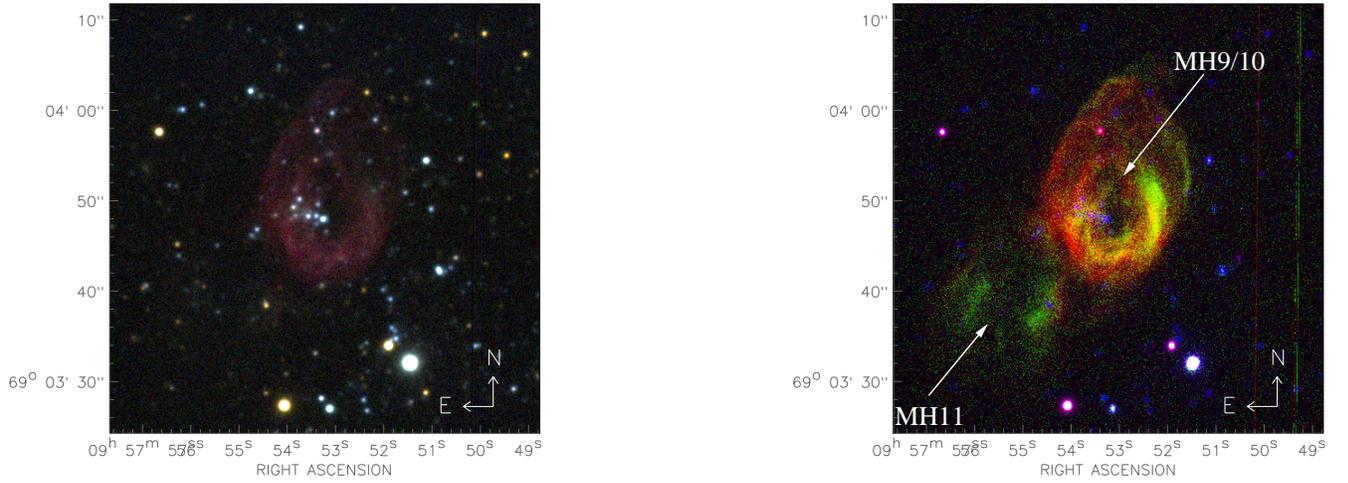


FIG. IV.19 – Images composite du SUBARU centrées sur la contrepartie optique de l'ULX. *A gauche* : image R (rouge) + V (vert) + B (bleu).; *A droite* : image constituée des raies d'émission nébulaire ( $H_{\alpha}$ -continu - rouge, [OIII]-continu - vert) sur laquelle est superposée l'émission stellaire provenant de la bande V (bleu).

"U" bien qu'une émission plus intense se dégage dans la partie ouest. On peut néanmoins noter une structure secondaire au sud-est de la nébuleuse en  $H_{\alpha}$  qui correspond à la nébuleuse MH11 et qui a globalement la même taille que la nébuleuse "principale".

On pourra remarquer enfin qu'une émission nébulaire ne se dégage pas particulièrement de l'amas stellaire proche de l'ULX. Soit l'émission de celui-ci est très faible ou alors elle est noyée dans l'émission principale de la nébuleuse.

### 6.1.2. Spectroscopie longue-fente

Le spectre que l'on dispose est celui issu d'une fente placée selon un axe est-ouest et qui passe par la contrepartie optique. La figure IV.5 montre le spectre 2D total de l'environnement proche à l'ULX. On peut y noter la présence de nombreuses raies nébulaire telles que  $H_{\beta}$ , [OIII], [OI], [NII],  $H_{\alpha}$  et [SII]. Les continus sont ceux des étoiles de l'association stellaire proche de l'ULX, le premier d'entre eux étant celui de la contrepartie.

Les figures IV.21 et IV.22 présentent le spectre 1D total de la nébuleuse du côté est et du côté ouest (par rapport à la position de l'ULX). Le tableau IV.6 liste les flux des raies en émission. Contrairement au cas de NGC 1313 X-2, on ne note pas une grande différence en terme de structure d'ionisation si ce n'est une zone un peu plus ionisée à l'ouest ( $[OIII]/H_{\beta} = 1.67$  vs. 1.34 pour la partie est) comme le montrait l'imagerie.

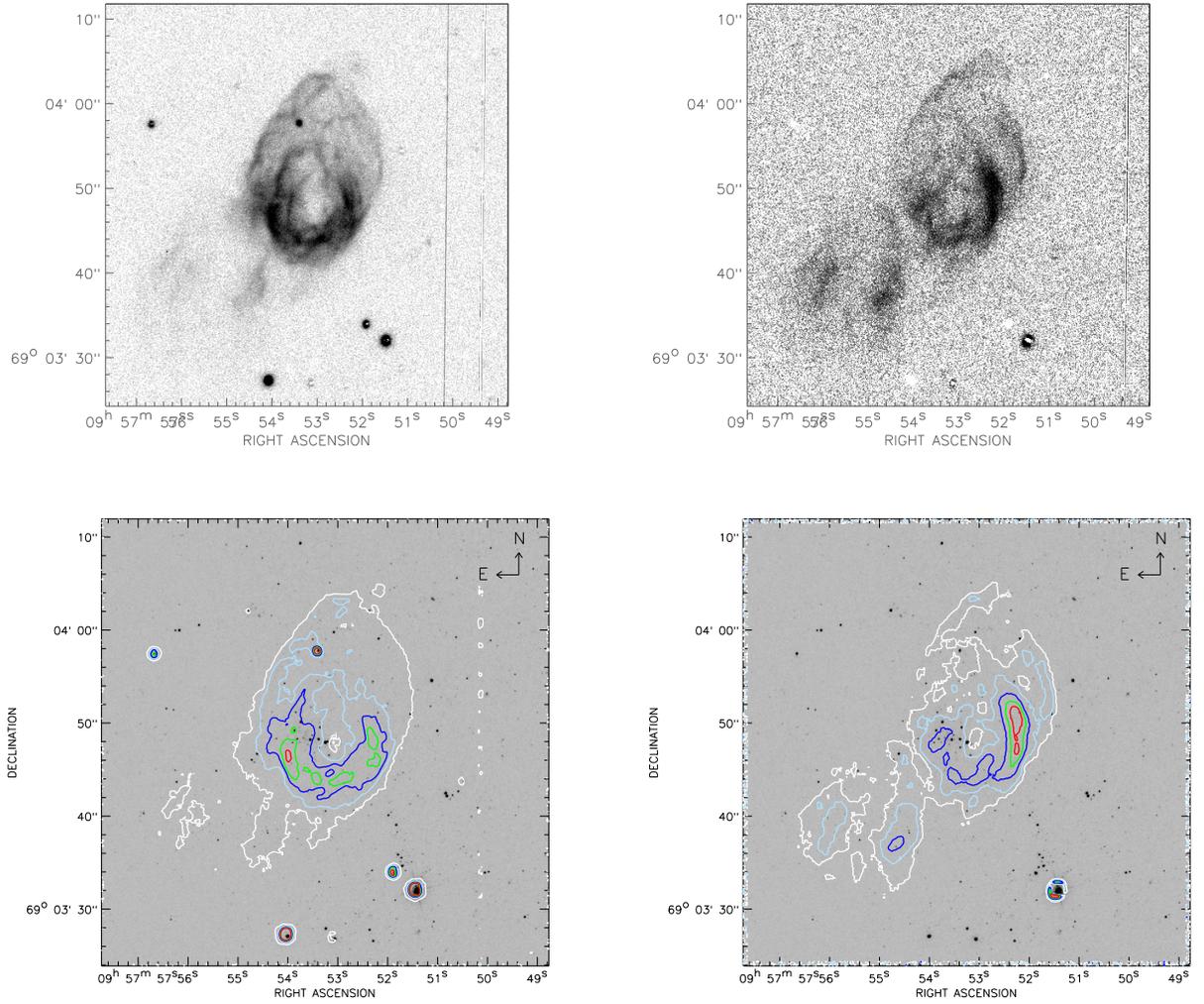


FIG. IV.20 – *En haut*, images  $H_\alpha$ -continuum (à gauche) et  $[OIII]$ -continuum (à droite) du SUBARU centrée sur la contrepartie optique de l'ULX. *En bas*, image F435W du HST/ACS centrée sur la contrepartie optique de l'ULX sur laquelle sont superposées différents contours nébulaires provenant des observations SUBARU/FOCAS. *A gauche* : contours  $H_\alpha$  ; *A droite* : contours  $[OIII]$ . Les contours dessinés sont aux niveaux 10, 20, 40, 60 et 80% au-dessus de l'arrière-plan.

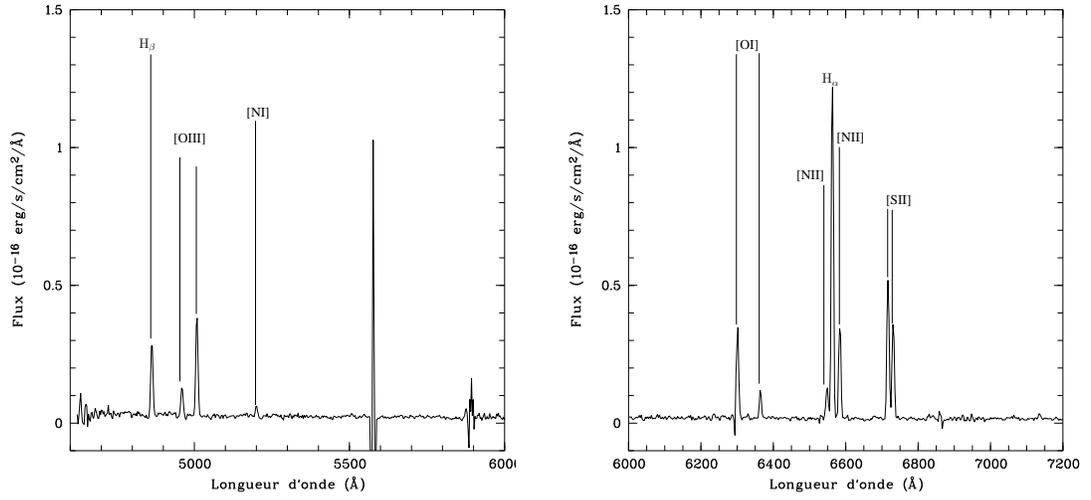


FIG. IV.21 – Spectre 1D du côté est de la nébuleuse entourant l’ULX. *A gauche* : de 4600 Å à 6000 Å ; *à droite* : de 6000 Å à 7200 Å.

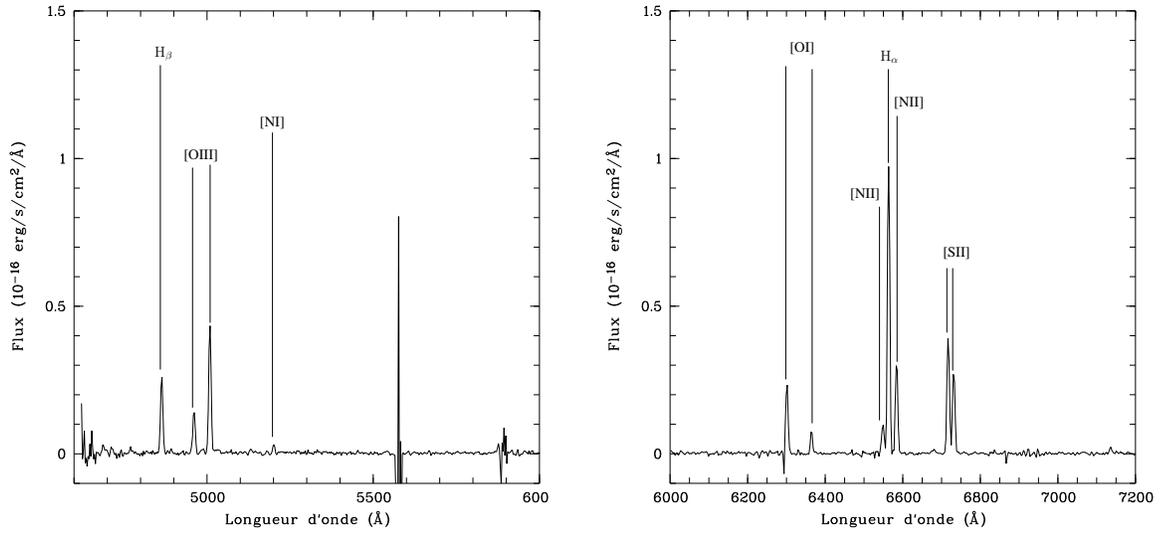


FIG. IV.22 – Spectre 1D du côté ouest de la nébuleuse entourant l’ULX. *A gauche* : de 4600 Å à 6000 Å ; *à droite* : de 6000 Å à 7200 Å.

TAB. IV.6 – Spectre optique de la nébuleuse entourant la source Holmberg IX X-1. Les flux indiqués (en unités de  $10^{-16}$  erg/s/cm<sup>2</sup>/Å<sup>-1</sup>) sont les flux intégrés le long d’une fente de 0.6" pour différentes parties de la nébuleuse dont la position est indiquée par rapport à la contrepartie optique. Les intensités  $I/I_{H\beta}$  ont été dérougées en prenant en compte un rougissement  $E(B - V) = 0.08$  et sont calculées par rapport à l’intensité de la raie  $H\beta$ , fixée à 1.0 ici. Pour information, le flux de la partie ouest de la nébuleuse a été intégré sur 40 pixels (8"), la partie est sur 67 pixels (6.8") et la partie où l’émission de la raie HeII est présente sur 4 pixels (0.8"). Cette dernière zone contient la contrepartie ULX.

Elément $\lambda_0$	Flux <sub>ouest</sub>	Flux <sub>est</sub>	Flux <sub>regionHeII</sub>	$(I/I_{H\beta})_{\text{ouest}}$	$(I/I_{H\beta})_{\text{est}}$	$(I/I_{H\beta})_{\text{HeII}}$
HeII $\lambda$ 4686	–	0.13 $\pm$ 0.03	0.28 $\pm$ 0.03	–	0.06	5.67
HeI $\lambda$ 4713	–	–	–	–	–	–
$H\beta$ $\lambda$ 4861	2.19 $\pm$ 0.05	2.31 $\pm$ 0.04	0.05 $\pm$ 0.01	1.0	1.0	1.0
HeI $\lambda$ 4922	–	–	–	–	–	–
[OIII] $\lambda$ 4959	1.27 $\pm$ 0.03	0.93 $\pm$ 0.04	0.04 $\pm$ 0.01	0.58	0.40	0.80
[OIII] $\lambda$ 5007	3.68 $\pm$ 0.03	3.11 $\pm$ 0.03	0.20 $\pm$ 0.02	1.67	1.34	3.97
[NI] $\lambda$ 5200	0.18 $\pm$ 0.02	0.27 $\pm$ 0.03	—	0.08	0.11	–
HeI $\lambda$ 5412	–	–	–	–	–	–
HeI $\lambda$ 5876	—	–	–	–	–	–
[OI] $\lambda$ 6300	1.67 $\pm$ 0.2	2.47 $\pm$ 0.2	0.13 $\pm$ 0.04	0.71	0.99	2.58
[SIII] $\lambda$ 6310	–	—	–	–	–	–
[OI] $\lambda$ 6364	0.53 $\pm$ 0.05	0.65 $\pm$ 0.05	0.03 $\pm$ 0.01	0.22	0.26	0.56
[NII] $\lambda$ 6548	0.63 $\pm$ 0.05	0.77 $\pm$ 0.05	0.03 $\pm$ 0.01	0.26	0.31	0.55
$H\alpha$ $\lambda$ 6563	7.22 $\pm$ 0.2	9.07 $\pm$ 0.2	0.32 $\pm$ 0.03	3.02	3.60	5.87
[NII] $\lambda$ 6583	2.13 $\pm$ 0.1	2.47 $\pm$ 0.1	0.08 $\pm$ 0.01	0.89	0.98	1.47
HeI $\lambda$ 6678	0.13 $\pm$ 0.02	–	0.02 $\pm$ 0.005	0.05	–	0.36
[SII] $\lambda$ 6717	2.98 $\pm$ 0.1	3.84 $\pm$ 0.1	0.11 $\pm$ 0.02	1.24	1.51	2.0
[SII] $\lambda$ 6731	2.05 $\pm$ 0.1	2.60 $\pm$ 0.1	0.07 $\pm$ 0.01	0.85	1.02	1.27
[OIII] $\lambda$ 5007/ $H\alpha$	—	—	—	0.55 $\pm$ 0.01	0.37 $\pm$ 0.01	0.68 $\pm$ 0.06
[OI]/ $H\alpha$	—	—	—	0.24 $\pm$ 0.03	0.28 $\pm$ 0.02	0.44 $\pm$ 0.13
[SII] <sub>total</sub> / $H\alpha$	—	—	—	0.69 $\pm$ 0.03	0.64 $\pm$ 0.02	0.56 $\pm$ 0.09
[SII] $\lambda$ 6717/[SII] $\lambda$ 6731	—	—	—	1.46 $\pm$ 0.05	1.48 $\pm$ 0.07	1.57 $\pm$ 0.36

### 6.1.3. Propriétés physiques

#### a. Vitesse radiale

Le décalage en longueur d’onde des raies d’émission nébulaire les plus brillantes donnent une vitesse héliocentrique pour la nébuleuse de  $v = 57 \pm 20$ km/s, une valeur cohérente avec celle du gaz HI dans Holmberg IX ( $v \sim 50$ km/s) dérivée par Boyce *et al.* (2001). Ce résultat suggère fortement que X-1 est bien associé à la galaxie Holmberg IX, en dépit de sa position excentrée.

### b. Extinction interstellaire

L'extinction interstellaire est un critère très important, comme on a pu le voir dans les études des populations stellaires autour des ULX. Dans le tableau de flux des raies d'émission de la nébuleuse (table IV.6), on a considéré un rougissement total  $E(B-V)$  de 0.08 mag, de façon à ce que les études photométriques et spectroscopiques soient comparables. Néanmoins, les rapports  $H_\alpha/H_\beta$  observés (3.30 et 3.93) pour les parties ouest et est sont compatibles avec un rougissement de 0.09 et 0.26 mag, en utilisant un rapport théorique de 3.0 pour les nébuleuses choquées.

La différence de mesure suggère éventuellement une extinction différentielle, bien que la mesure la plus grande soit contaminée par les différents continus stellaires présents dans cette partie du spectre. Dans tous les cas et en l'absence d'autres arguments, nous utiliserons un rougissement  $E(B-V) = 0.08$  mag pour le reste de cette étude.

### c. Température et densité électroniques

La température électronique n'est pas directement mesurable avec nos données, en l'absence de couverture de la raie d'oxygène à 4363 Å. Mais si on se réfère à l'étude spectroscopique de Abolmasov *et al.* (2007), on arrive à une limite inférieure  $T_e \geq 10000$  K, le manque de précision relevant de l'erreur importante sur la mesure de la raie en question ( $F_{[\text{OIII}]4363} = 0.13 \pm 0.15 \times F_{H_\beta}$ ).

En considérant cette température électronique, le rapport des raies de [SII] nous montre que la densité est extrêmement faible au voisinage de l'ULX puisqu'on se trouve dans la limite de faible densité et donc  $n_e < 10\text{cm}^3$ .

On retrouve des valeurs voisines de celles qu'on avait mesuré pour NGC 1313 X-2.

## 6.2. ORIGINE DE L'ÉMISSION NÉBULAIRE

De la même façon que pour NGC 1313 X-2, la présence d'espèces faiblement et hautement ionisées au sein de la nébuleuse montrent que nous n'avons pas affaire à une région HII classique. Le rapport  $[SII]/H_\alpha \sim 0.6-0.7$  suggère fortement la présence de chocs. Notre spectre ne permet pas de vérifier directement cette hypothèse mais certaines données de plus haute résolution spatiale publiées dans la littérature (Ramsey *et al.* 2006, Abolmasov *et al.* 2007) montrent effectivement une expansion asymétrique de la bulle de l'ordre de  $-20/+70$  km/s.

### d. Rapports de raie et chocs

Les diagnostics liés aux chocs sont présentés dans les diagrammes IV.23 et IV.24. Le premier constat qu'on peut faire, contrairement à la bulle entourant NGC 1313 X-2, est que les trois diagrammes dont nous disposons sont cohérents entre eux, à savoir qu'on ne note pas de différence entre les espèces [OI], [SII] et [NII]. On ne dispose malheureusement pas de confirmation avec des éléments encore plus ionisés puisque le doublet de [OII] n'est pas présent dans notre spectre et le flux de la raie d'HeII nébulaire détectée reste sujet à caution en raison du bruit important dans cette partie du spectre.

Le deuxième point important est que les diagnostics sont cohérents avec une métallicité d'ordre solaire. Ceci est relativement inattendu, puisque c'est d'une part contraire à ce qu'on attends d'une population jeune issue d'une galaxie naine de marée (Weisz *et al.* 2008). De plus, une métallicité solaire a clairement été mesurée via les régions HII de Holmberg IX (Makarova *et al.* 2002) et enfin, les diagrammes couleur-magnitude centrés sur cette galaxie sont également cohérents avec cette

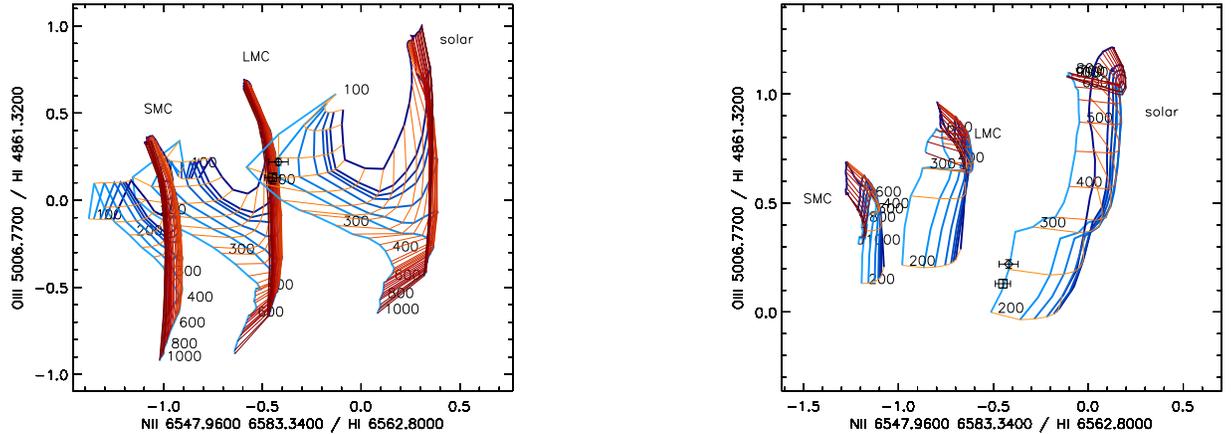


FIG. IV.23 – Grilles de modèle de chocs (sans précurseur, à gauche; avec précurseur, à droite) pour trois abondances différentes (SMC, LMC, solaire) pour le diagramme  $[OIII]/H_{\beta}$  vs.  $[NII]/H_{\alpha}$ . La grille comprend des lignes de paramètre magnétique constant (en bleu) et des lignes de vitesse de choc constante (en rouge) avec des valeurs croissantes fonction de l'intensité de la couleur. Les vitesses sont comprises entre 100 et 1000 km/s par pas de 25 km/s pour les grilles sans précurseur et entre 200 et 1000 km/s par pas de 50 km/s pour les grilles avec précurseur. La densité considérée ici est  $n = 1 \text{ cm}^3$ . Sont tracés par dessus deux points correspondant à la valeur dans la partie ouest (le losange) et dans la partie est (le carré) de la nébuleuse. Ces grilles sont tirées de l'outil *Shockplot* sous IDL provenant de Allen *et al.* (2008).

métallicité (Sabbi *et al.* 2008, Davidge 2008). Malgré tout, cela semble être confirmé par l'étude de Abolmasov & Moiseev (2008) qui trouve également une métallicité solaire correspondant aux propriétés observationnelles de MH11.

Concernant les diagnostics eux-mêmes, il faut ici faire appel à des chocs de 200–250 km/s pour expliquer l'émission nébulaire des principales raies d'émission, ce qui est incohérent avec la vitesse mesurée à partir de la spectroscopie. De nouveau, il faut certainement faire appel à une autre forme d'ionisation en supplément pour expliquer les différents rapports de raie. La photoionisation X/UV peut certainement contribuer de façon au moins équivalente aux chocs. L'intensité importante des raies neutres comme  $[OI]$  (par rapport à  $H_{\alpha}$ ) et qui semble de plus homogène dans la nébuleuse est un point commun avec NGC 1313 X-2. Ceci suggère certainement une source d'excitation mixte dans la nébuleuse et nous suggérons que des modèles composites pourront certainement mieux nous faire comprendre à l'avenir la nature et la balance chocs/photoionisation dans cette nébuleuse.

### e. Structure de la nébuleuse

L'imagerie  $H_{\alpha}$  et  $[OIII]$  (Figure IV.20) ainsi que le profil spatial de différentes raies d'émission le long de la fente (Figures IV.25 et IV.26) sont les éléments dont nous disposons.

Les profils des raies montrent un profil globalement symétrique par rapport au centre de la nébuleuse ce qui est une différence par rapport à NGC 1313 X-2. Le rapport des raies est donc globalement constant dans la partie de la nébuleuse étudiée, ce qui était déjà vu avec le tableau de flux IV.6, cela

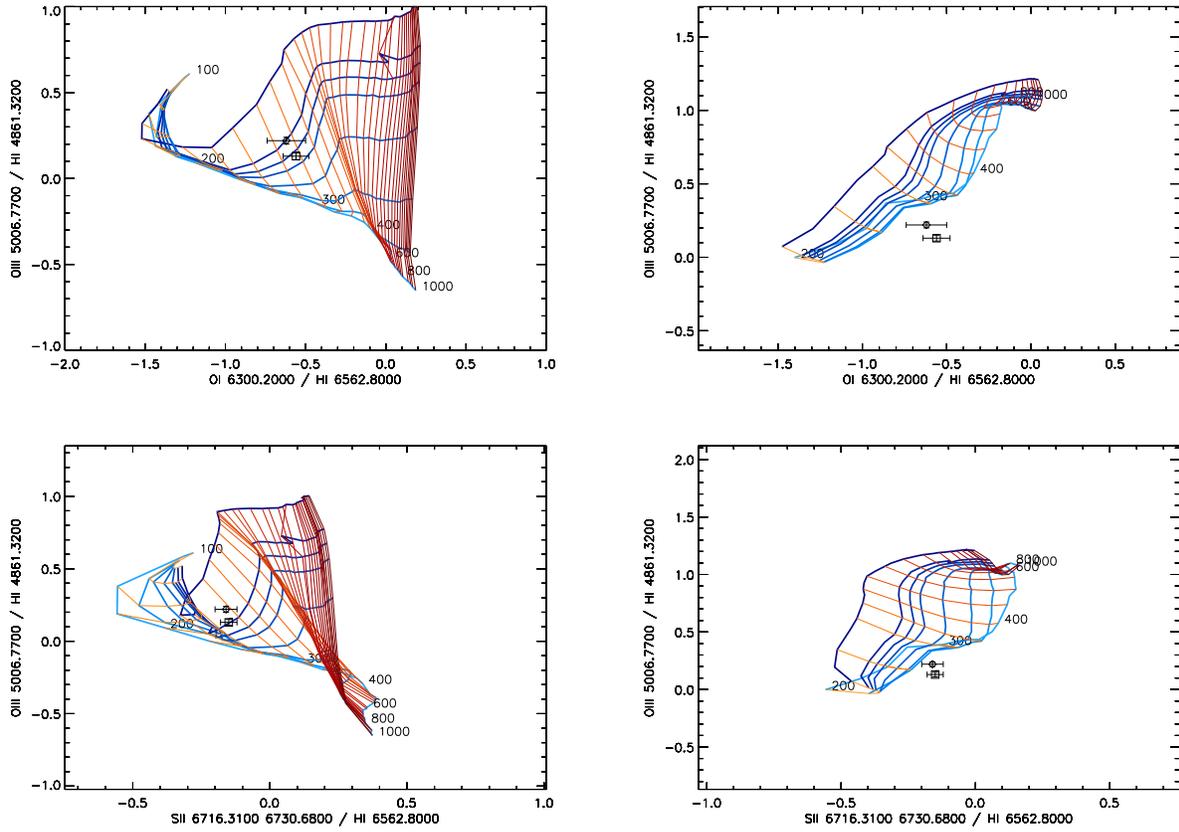


FIG. IV.24 – Grilles de modèle de chocs (sans précurseur, à gauche; avec précurseur, à droite) pour une abondances de type solaire pour les diagrammes  $[OIII]/H_{\beta}$  vs.  $[OI]/H_{\alpha}$  et  $[OIII]/H_{\beta}$  vs.  $[SII]/H_{\alpha}$ . La densité considérée ici est  $n = 1 \text{ cm}^3$ . Sont tracés par dessus deux points correspondant à la valeur dans la partie ouest (le losange) et dans la partie est (le carré) de la nébuleuse. Ces grilles sont tirées de l'outil *Shockplot* sous IDL provenant de Allen *et al.* (2008). La légende est la même que pour la figure IV.23.

signifiant donc que les conditions physiques sont les mêmes dans cette région. On peut noter par contre une queue de distribution au bord est de la nébuleuse où le rapport des raies est différent avec notamment un flux en [OIII] beaucoup plus faible suggérant une zone faiblement ionisée. En fait, si on compare l'origine de cette émission (Figure IV.20) avec les données cinématiques de (Ramsey *et al.* 2006), on se rends compte que cette émission provient de la partie redshiftée de la nébuleuse et que cette structure n'est pas reliée directement à l'émission provenant des régions centrales (le "U") qui elle provient de l'émission blueshiftée, même si les données plus détaillées de Abolmasov & Moiseev (2008) montrent une situation plus complexe.

Par ailleurs, on peut également noter que la position de la contrepartie ULX (cohérente avec l'émission en HeII) se trouve dans une zone où le flux nébulaire dans toutes les raies chute drastiquement, proche du minimum qui forme en fait une zone centrale d'une taille de  $\sim 1.5''$  ou 26 pc à la distance de la nébuleuse. Si on pense que l'ULX est une source photoionisante intense, on devrait peut-être détecter une zone photoionisée : hors il se trouve que l'émission en [OIII] qui pourrait refléter une telle zone chute de la même façon que les autres raies. Même l'émission en HeII n'est que coïncidente avec la contrepartie et on ne note pas d'excès dans cette zone centrale. Pour l'instant, nous n'avons trouvé aucune explication satisfaisante à ce phénomène.

Tout ce dont on vient de parler s'applique à la nébuleuse MH9/10. Par contre, l'extension MH11 au sud-est semble d'une nature différente. En effet, comme on peut le voir sur la figure IV.20, cette région est dominée par une émission en [OIII] alors que l'émission en  $H_\alpha$  est beaucoup plus faible que dans MH9/10 avec un rapport  $[OIII]/H_\alpha \sim 1.6$  soit 4 fois plus important. Un tel rapport serait cohérent avec un choc d'une vitesse de 400 km/s. Une façon de comprendre ce phénomène serait de faire appel à un choc incomplet : en effet, si on considère un milieu pré-ionisé dans lequel une onde de choc se propage et qu'en même temps le rayonnement ionisant de la source X illumine ce milieu alors il n'y a plus la possibilité pour le gaz de se recombiner et on observe alors uniquement des éléments très ionisés comme [OIII] (e.g Dufour 1989). Cette hypothèse est néanmoins remise en compte par les observations de Abolmasov & Moiseev (2008) qui montrent que la dispersion de vitesse dans MH11 est négligeable et que la vitesse sur la ligne de visée ne change pratiquement pas, ce qui est effectivement incohérent avec une onde de choc se propageant dans un milieu inhomogène. En l'absence d'autres moyens de ioniser MH11 (il n'y a par exemple aucune formation stellaire dans cette nébuleuse), il faut invoquer une contribution photoionisante X/UV provenant de l'ULX, même s'il est certain que l'interaction entre MH9/10 et l'ULX d'un côté et MH11 et l'ULX de l'autre n'est pas claire et demande plus d'investigation.

### 6.2.1. Contraintes énergétiques sur la bulle

Si on considère que la nébuleuse principale MH9/10 est au moins ionisée en partie par les chocs, on peut appliquer la même procédure que pour NGC 1313 X-2 (section 6.2.2. du chapitre III) pour déterminer la luminosité totale de la bulle et sa densité pré-choc. En considérant une vitesse d'expansion moyenne de 50 km/s (Abolmasov & Moiseev 2008), un rayon de 200 pc et une luminosité  $H_\beta$  observée de l'ordre de  $4 \times 10^{37}$  erg/s (Table IV.7), on arrive à une luminosité totale de  $10^{40}$ – $10^{41}$  erg/s selon la densité utilisée ( $0.1$ – $1$  cm $^{-3}$ ).

On peut contraindre alors la densité pré-choc à partir de la luminosité  $H_\alpha$  et on trouve  $n_0 \sim 6$  cm $^{-3}$ , ce qui est une densité plutôt élevée, et en tout cas 10 fois plus grande que celle dans la bulle autour de 1313 X-2.

Si on s'intéresse maintenant au budget ionisant de la nébuleuse, on peut clairement négliger la contribution dûe aux supernovae ainsi que la contribution ionisante provenant de l'amas stellaire.

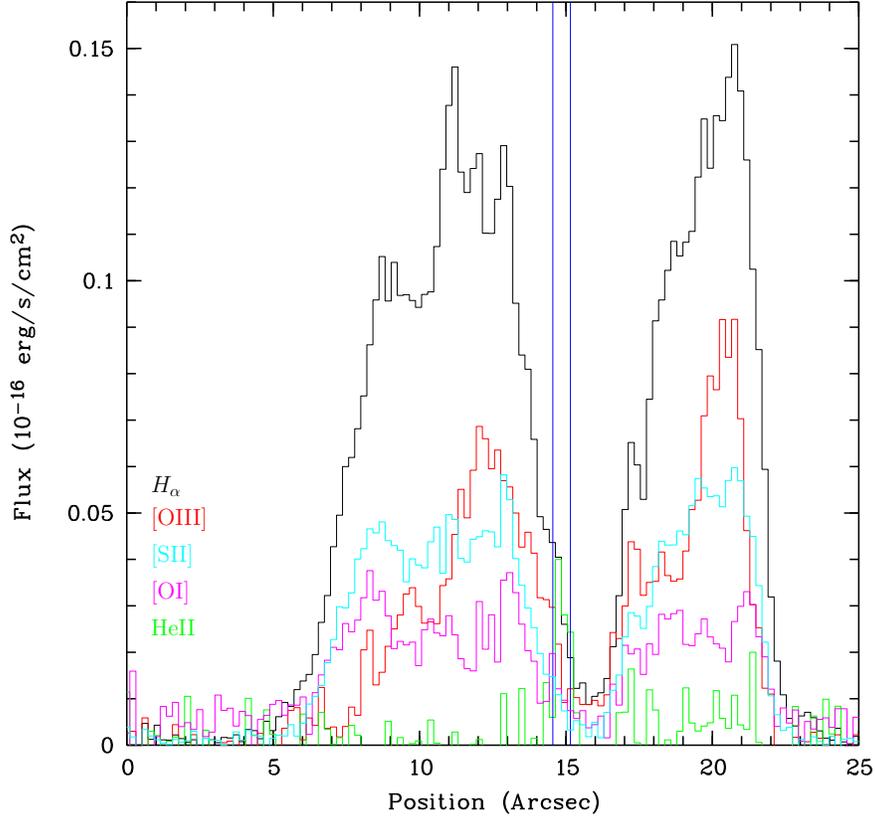


FIG. IV.25 – Variations du flux des raies d’émission les plus brillantes le long de la fente est-ouest. La position signalée par deux lignes verticales bleues correspond à celle de la contrepartie ULX. Le graphique montre la totalité de la nébuleuse.

En effet, étant donné l’âge de la population stellaire ( $\sim 50$  Myr), 1 supernovae peut contribuer à l’énergie injectée dans la nébuleuse. Quant à la population stellaire, sa luminosité  $H_\alpha$  intégrée de  $10^{36}$  ergs/s équivaut au flux ionisant d’une seule étoile B0V. Au total, l’influence stellaire sur la nébuleuse se quantifie avec une luminosité ionisante maximum en  $H_\alpha$  de  $2 \times 10^{36}$  erg/s soit 2% de la luminosité totale de la nébuleuse.

Si on considère à présent que le moteur ionisant principal de la nébuleuse est un jet/vent provenant de l’ULX, on peut calculer de la même façon que pour NGC 1313 X-2 le temps caractéristique et la luminosité mécanique pour former une telle structure (voir équation III.16, section 6.2.2.d., chapitre III). On arrive à un âge de 1.6 Myr et une luminosité mécanique impressionnante de  $\sim 5 \times 10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>.

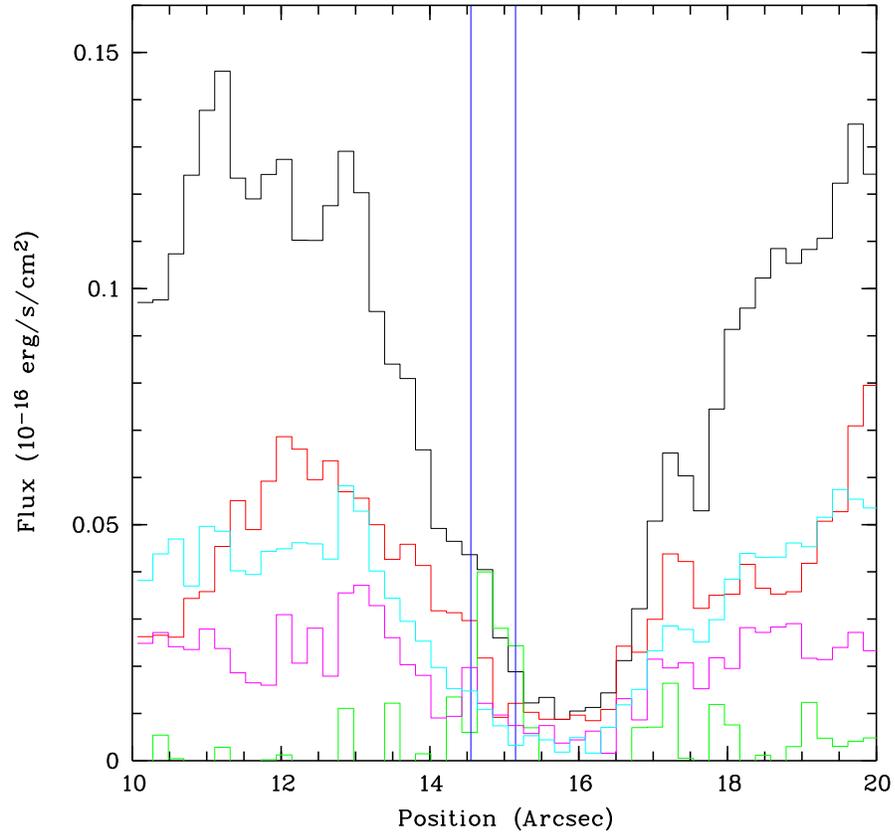


FIG. IV.26 – Variations du flux des raies d'émission les plus brillantes le long de la fente est-ouest. La position signalée par deux lignes verticales bleues correspond à celle de la contrepartie ULX. Le graphique montre une vue zoomée sur la position de la contrepartie. La légende colorée est la même que celle de la Figure IV.25.

### 6.2.2. Métallicité

La métallicité est calculée grâce aux modèles de Dopita *et al.* (1984) comme expliqué dans la section 6.2.3. du chapitre III. On trouve une valeur quasiment solaire,  $12 + \log(O/H) \sim 8.4-8.5$ , ce qui est cohérent avec ce qu'on avait déjà vu grâce aux diagrammes de chocs de Allen *et al.* (2008).

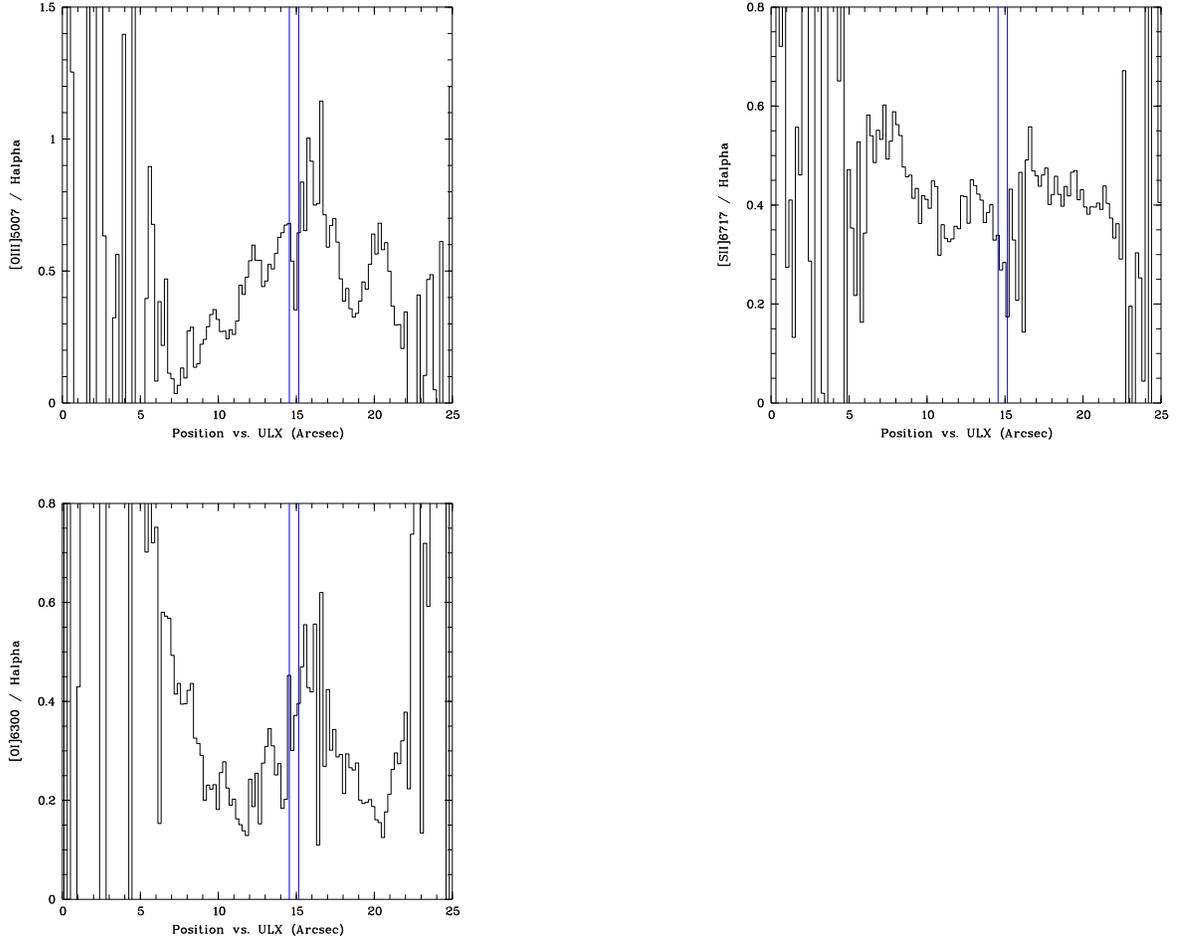


FIG. IV.27 – Variations du flux de plusieurs rapports de raies d’émission le long de la fente est-ouest. La position signalée par deux lignes verticales bleues correspond à celle de la contrepartie ULX. *En haut à gauche* : rapport  $[OIII]\lambda 5007/H_{\alpha}$ . *En haut à droite* : rapport  $[SII]\lambda 6717/H_{\alpha}$ . *En bas à gauche* : rapport  $[OI]\lambda 6300/H_{\alpha}$ .

## 7. Conclusions

Nous avons utilisé la grande sensibilité du SUBARU/FOCAS et la grande résolution spatiale du HST/ACS pour effectuer une analyse photométrique détaillée de la contrepartie optique de l’ULX X-1 et de son environnement immédiat.

Proche de l’ULX, nous avons mis en évidence un groupe de quelques jeunes étoiles, dispersées sur environ 100 pc, et qui ressemblent à une association OB plutôt qu’à un amas lié. Elles s’insèrent relativement bien en terme de luminosité et de couleurs par rapport à la population jeune qui les

TAB. IV.7 – Flux et luminosités  $H_\alpha$  et [OIII] dérivés pour la nébuleuse MH9/10 et MH11. Les valeurs sont affublées d’une erreur de l’ordre de 20% puisqu’on ne dispose pas de calibration absolue dans ces filtres. Un rougissement E(B-V) de 0.08 mag a été pris en compte.

	$F_{H_\alpha}$ (erg/s)	$F_{[OIII]}$ (erg/s)	$L_{H_\alpha}$ (erg/s)	$L_{[OIII]}$ (erg/s)	[OIII]/ $H_\alpha$
MH9/10	$7.6 \times 10^{-14}$	$2.9 \times 10^{-14}$	$1.2 \times 10^{38}$	$4.4 \times 10^{37}$	0.4
MH11	$7.5 \times 10^{-15}$	$1.2 \times 10^{-14}$	$1.2 \times 10^{37}$	$1.9 \times 10^{37}$	1.6

entoure. Mais si la population environnante est jeune, cet amas se situe quand même à 1 kpc des zones de formation dense en étoiles de Holmberg IX. Cet épisode récent et localisé de formation d’étoiles est certainement relié à l’interaction passée entre M81 et M82, tout comme Holmberg IX et les autres structures qui se sont formées au niveau des surdensités en HI.

Nous avons estimé que l’association de jeunes étoiles reliée à l’ULX a un âge d’environ 50 Myr et une masse stellaire de l’ordre de  $2 \times 10^3 M_\odot$ . La contrepartie optique de l’ULX apparaît comme étant l’objet le plus brillant dans cette association, montrant un excès infrarouge et surtout ultraviolet par rapport à la population environnante, ce qui pose la question de la nature stellaire de l’objet. En utilisant les chemins d’évolution stellaire, nous avons contraint sa masse  $\lesssim 10 M_\odot$  ou même moins, si le disque d’accrétion contribue significativement à la luminosité de la source. Notre estimation en terme de masse est plus faible que celle rapportée dans un travail précédent (Ramsey *et al.* 2006), et en liaison nous avons estimé des âges plutôt avancés pour les jeunes étoiles. Nous justifions ce résultat par en partie la divergence entre les isochrones de Padoue dans le système VEGAMAG du HST/ACS et ceux dans le système Johnson-Cousins comme évoqué précédemment, et également en partie par l’extinction dérivée qui ne montre pas significativement une valeur plus grande que la valeur galactique. Néanmoins, nous ne pouvons exclure une extinction différentielle au voisinage de l’amas. Un résultat intéressant de ce travail est également la variabilité de la contrepartie ULX, par  $\approx 0.15$  mag. Ceci est détecté dans le jeu de données HST/ACS et marginalement dans le jeu SUBARU/FOCAS. Mais en l’absence d’étude précise, il est impossible de préciser si cette variabilité provient de variations ellipsoïdales ou si elle est causée par une contribution stochastiquement variable du disque d’accrétion et par l’irradiation X variable de l’étoile donneuse.

La nature de la nébuleuse autour de X-1 est complexe : la bulle principale dans laquelle l’ULX se trouve est certainement ionisée à la fois par les chocs et par une contribution photoionisante, sans que l’on puisse réellement discriminer les deux composantes. La nébuleuse secondaire située au sud-est est clairement d’une nature différente : en effet, elle est dominée par une émission en [OIII] qui semble suggérer au vu de nos résultats et ceux de la littérature récente que les chocs n’y jouent peut-être aucun rôle. En l’absence de toute autre source ionisante coïncidente avec MH11, le seul moyen est de faire appel à une contribution photoionisante de l’ULX. Maintenant, le lien entre MH9/10, MH11 et l’ULX semble complexe au point où il faudra certainement des données supplémentaires et une modélisation à plusieurs composantes pour comprendre l’interaction entre ces trois objets.

## 8. Annexe Holmberg IX X-1

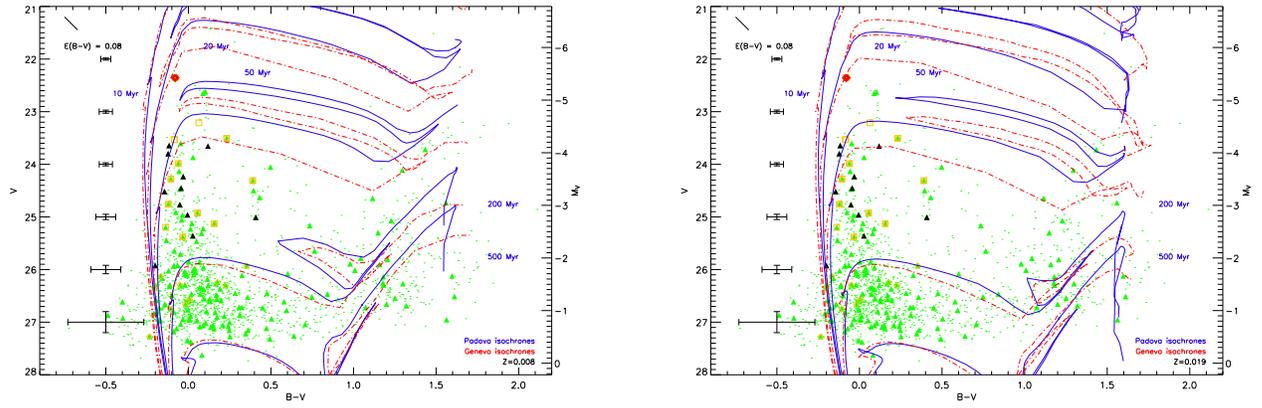


FIG. IV.28 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l'ULX dans le système (B,V). Les isochrones de Padoue et ceux de Genève à différents âges ont été tracés pour comparaison, à une métallicité sous-solaire (à gauche) et solaire (à droite). La légende est la même que pour la figure IV.10.

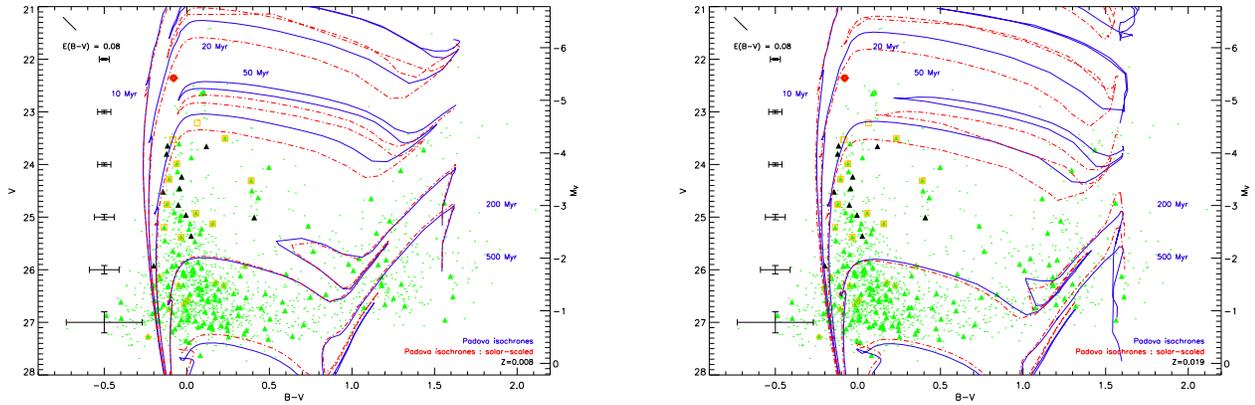


FIG. IV.29 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l’ULX dans le système (B,V). Deux jeux d’isochrones de Padoue à différents âges ont été tracés pour comparaison, à une métallicité sous-solaire (*à gauche*) et solaire (*à droite*). La légende est la même que pour la figure IV.10.

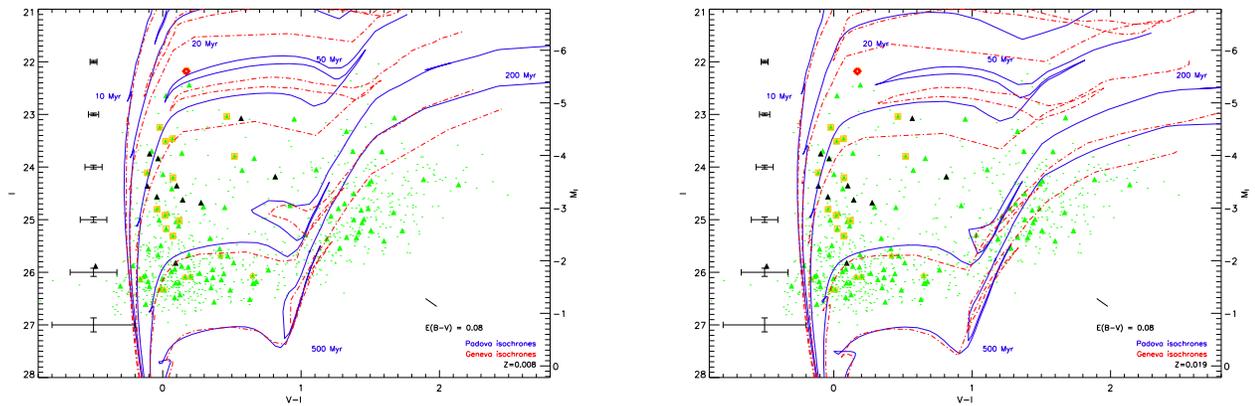


FIG. IV.30 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l’ULX dans le système (V,I). Les isochrones de Padoue et ceux de Genève à différents âges ont été tracés pour comparaison, à une métallicité sous-solaire (*à gauche*) et solaire (*à droite*). La légende est la même que pour la figure IV.10.

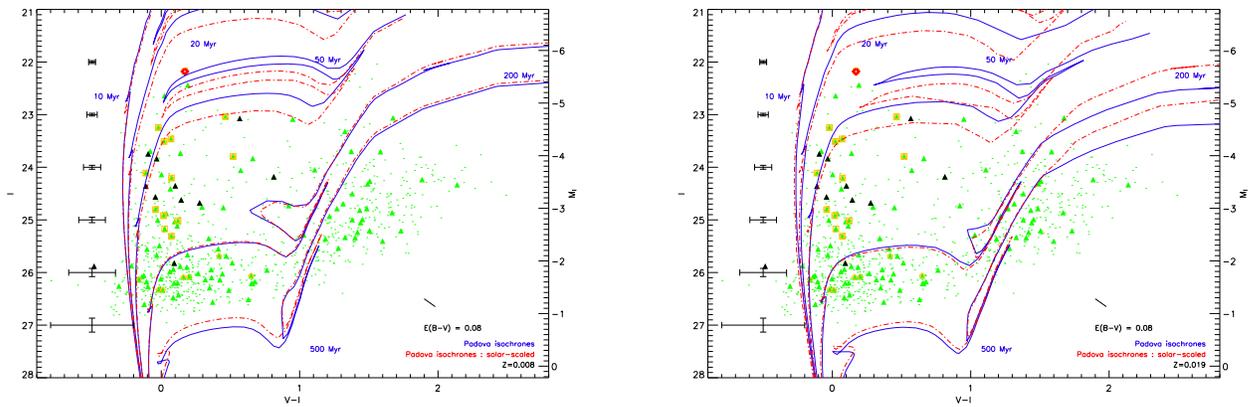


FIG. IV.31 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS pour le champ stellaire autour de l’ULX dans le système (V,I). Deux jeux d’isochrones de Padoue à différents âges ont été tracés pour comparaison, à une métallicité sous-solaire (à gauche) et solaire (à droite). La légende est la même que pour la figure IV.10.

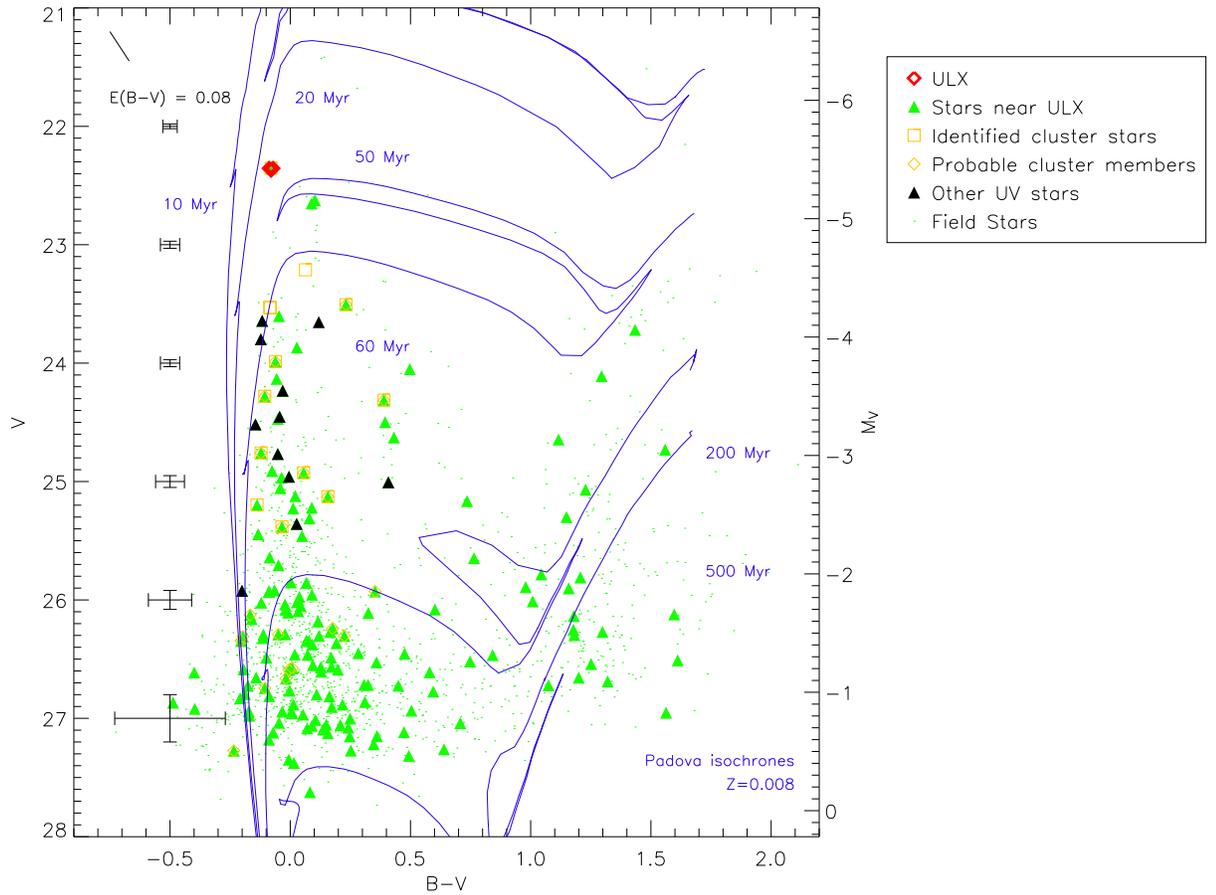


FIG. IV.32 – Diagramme couleur-magnitude HST/ACS dans le système  $(B, V)$  pour le champ stellaire autour de l'ULX. Les isochrones de Padoue (dans leur version la plus récente, Marigo *et al.* 2008) à différents âges ont été également tracés. La légende est la même que pour la figure IV.10.

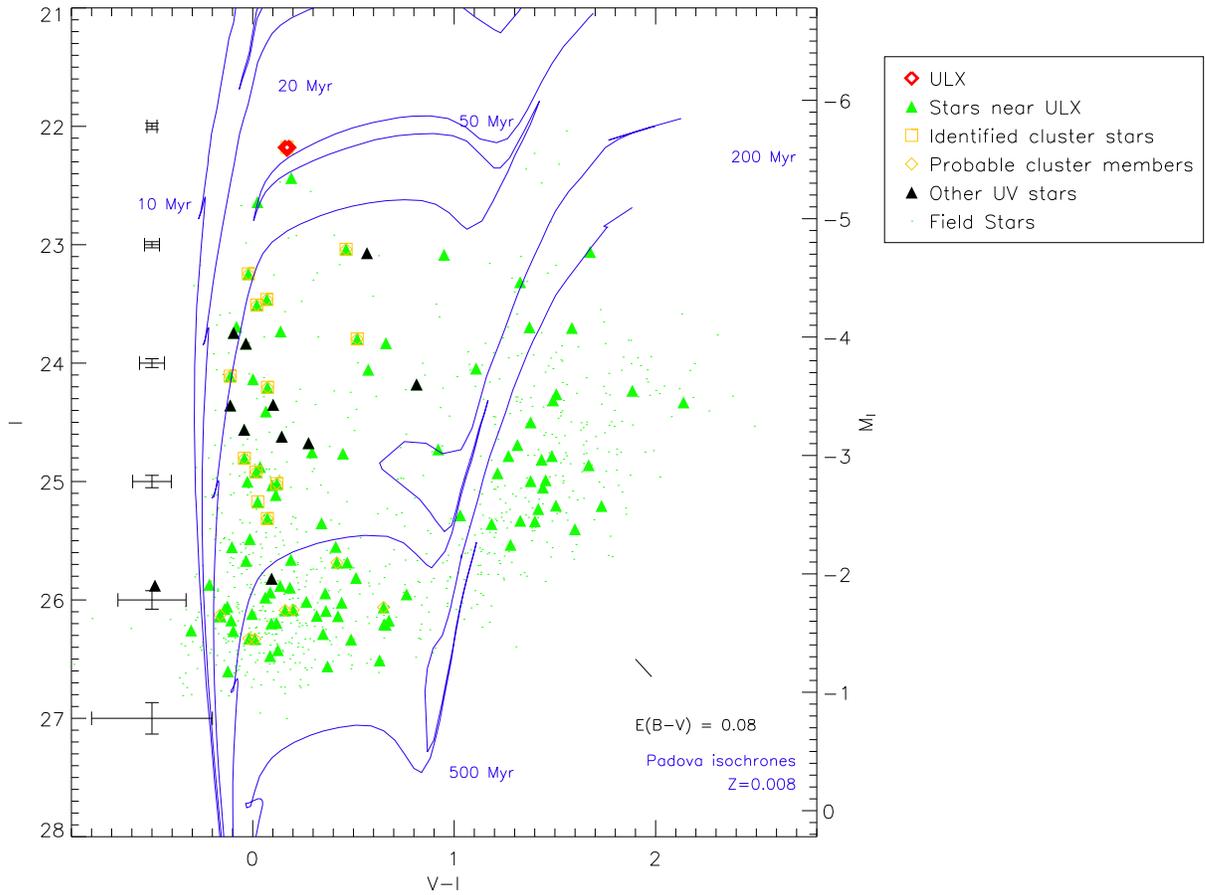


FIG. IV.33 – Diagrammes couleur-magnitude HST/ACS dans le système (V,I) pour le champ stellaire autour de l'ULX. Les isochrones de Padoue (dans leur version la plus récente, Marigo *et al.* 2008) à différents âges ont été également tracés. La légende est la même que pour la figure IV.10.



## Références

- ABOLMASOV, P., FABRIKA, S., SHOLUKHOVA, O. & AFANASIEV, V., 2007; *Spectroscopy of optical counterparts of ultraluminous X-ray sources*. *Astrophysical Bulletin*, **62**, 36
- ABOLMASOV, P. & MOISEEV, A. V., 2008; *Kinematics of the Nebular Complex MH9/10/11 Associated with HoIX X-1*. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica*, **44**, 301
- ALLEN, M. G., GROVES, B. A., DOPITA, M. A., SUTHERLAND, R. S. & KEWLEY, L. J., 2008; *The MAPPINGS III Library of Fast Radiative Shock Models*. *ArXiv e-prints*, **805**
- APPLETON, P. N., DAVIES, R. D. & STEPHENSON, R. J., 1981; *The neutral hydrogen content of the M81/M82 group of galaxies. I - The observations*. *MNRAS*, **195**, 327
- BI, H. G., ARP, H. & ZIMMERMANN, H. U., 1994; *X-ray observations of NGC 3077*. *A&A*, **282**, 386
- BOYCE, P. J., MINCHIN, R. F., KILBORN, V. A., DISNEY, M. J., LANG, R. H., JORDAN, C. A., GROSSI, M., LYNE, A. G., COHEN, R. J., MORISON, I. M. & PHILLIPPS, S., 2001; *A Blind H I Survey of the M81 Group*. *ApJ*, **560**, L127
- BROUILLET, N., HENKEL, C. & BAUDRY, A., 1992; *Detection of an intergalactic molecular complex?* *A&A*, **262**, L5
- DAVIDGE, T. J., 2008; *The Identification of New Stellar Groupings in the M81 Debris Field*. *ArXiv e-prints*
- DEWANGAN, G. C., GRIFFITHS, R. E. & RAO, A. R., 2006; *Quasi-periodic Oscillations and Strongly Comptonized X-Ray Emission from Holmberg IX X-1*. *ApJ*, **641**, L125
- DOPITA, M. A., BINETTE, L., DODORICO, S. & BENVENUTI, P., 1984; *Radiative shock-wave theory. I - Chemical abundance diagnostics and galactic abundance gradients*. *ApJ*, **276**, 653
- DUFOUR, R. J., 1989; *Shell nebulae around luminous evolved stars*. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica*, vol. 18, **18**, 87
- FABBIANO, G., 1988; *The X-ray emission of M81 and its nucleus*. *ApJ*, **325**, 544
- FREEDMAN, W. L., HUGHES, S. M., MADORE, B. F., MOULD, J. R., LEE, M. G., STETSON, P., KENNICUTT, R. C., TURNER, A., FERRARESE, L., FORD, H., GRAHAM, J. A., HILL, R., HOESSEL, J. G., HUCHRA, J. & ILLINGWORTH, G. D., 1994; *The Hubble Space Telescope Extragalactic Distance Scale Key Project. 1 : The discovery of Cepheids and a new distance to M81*. *ApJ*, **427**, 628
- GIOMMI, P., TAGLIAFERRI, G., BEUERMANN, K., BRANDUARDI-RAYMONT, G., BRISSENDEN, R., GRASER, U., MASON, K. O., MITTAZ, J. D. P., MURDIN, P., POOLEY, G., THOMAS, H.-C. & TUOHY, I., 1991; *The EXOSAT high Galactic latitude survey*. *ApJ*, **378**, 77
- GIRARDI, L., BERTELLI, G., BRESSAN, A., CHIOSI, C., GROENEWEGEN, M. A. T., MARIGO, P., SALASNICH, B. & WEISS, A., 2002; *Theoretical isochrones in several photometric systems. I. Johnson-Cousins-Glass, HST/WFPC2, HST/NICMOS, Washington, and ESO Imaging Survey filter sets*. *A&A*, **391**, 195
- GOAD, M. R., ROBERTS, T. P., KNIGGE, C. & LIRA, P., 2002; *The optical counterpart of the ultraluminous X-ray source NGC 5204 X-1*. *MNRAS*, **335**, L67
- GOTTESMAN, S. T. & WELIACHEW, L., 1975; *A high-resolution neutral-hydrogen study of the galaxy M81*. *ApJ*, **195**, 23

- HOLMBERG, E. B., LAUBERTS, A., SCHUSTER, H.-E. & WEST, R. M., 1974; *The ESO/Uppsala survey of the ESO (B) atlas of the southern sky. I.* A&AS, **18**, 463
- KOEKEMOER, A. M., FRUCHTER, A. S., HOOK, R. N. & HACK, W., 2002; *MultiDrizzle: An Integrated Pyraf Script for Registering, Cleaning and Combining Images.* Dans *The 2002 HST Calibration Workshop: Hubble after the Installation of the ACS and the NICMOS Cooling System*, S. Arribas, A. Koekemoer & B. Whitmore, réds.
- KUNTZ, K. D., GRUENDL, R. A., CHU, Y.-H., CHEN, C.-H. R., STILL, M., MUKAI, K. & MUSHOTZKY, R. F., 2005; *The Optical Counterpart of M101 ULX-1.* ApJ, **620**, L31
- LANGER, N. & MAEDER, A., 1995; *The problem of the blue-to-red supergiant ratio in galaxies.* A&A, **295**, 685
- LEITHERER, C., SCHAEERER, D., GOLDADER, J. D., DELGADO, R. M. G., ROBERT, C., KUNE, D. F., DE MELLO, D. F., DEVOST, D. & HECKMAN, T. M., 1999; *Starburst99: Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation.* ApJS, **123**, 3
- LEJEUNE, T. & SCHAEERER, D., 2001; *Database of Geneva stellar evolution tracks and isochrones for (UBV)<sub>J</sub>(RI)<sub>C</sub> JHKLL'M, HST-WFPC2- Geneva and Washington photometric systems.* A&A, **366**, 538
- LIU, J.-F., BREGMAN, J., MILLER, J. & KAARET, P., 2007; *Optical Studies of the Ultraluminous X-Ray Source NGC 1313 X-2.* ApJ, **661**, 165
- LIU, J.-F., BREGMAN, J. N. & SEITZER, P., 2002; *The Optical Counterpart of an Ultraluminous X-Ray Object in M81.* ApJ, **580**, L31
- , 2004; *The Optical Counterpart of an Ultraluminous X-Ray Source in NGC 5204.* ApJ, **602**, 249
- MAKAROVA, L. N., GREBEL, E. K., KARACHENTSEV, I. D., DOLPHIN, A. E., KARACHENTSEVA, V. E., SHARINA, M. E., GEISLER, D., GUHATHAKURTA, P., HODGE, P. W., SARAJEDINI, A. & SEITZER, P., 2002; *Tidal dwarfs in the M81 group: The second generation?* A&A, **396**, 473
- MARIGO, P., GIRARDI, L., BRESSAN, A., GROENEWEGEN, M. A. T., SILVA, L. & GRANATO, G. L., 2008; *Evolution of asymptotic giant branch stars. II. Optical to far-infrared isochrones with improved TP-AGB models.* A&A, **482**, 883
- MILLER, B. W., 1995; *The Optical Counterpart to the Extremely Luminous X-Ray Source near Holmberg IX: A Possible Supershell in a Tidal Tail.* ApJ, **446**, L75+
- MILLER, B. W. & HODGE, P., 1994; *H II regions in M81 group dwarf galaxies.* ApJ, **427**, 656
- MILLER, J. M., FABIAN, A. C. & MILLER, M. C., 2004; *Revealing a Cool Accretion Disk in the Ultraluminous X-Ray Source M81 X-9 (Holmberg IX X-1): Evidence for an Intermediate-Mass Black Hole.* ApJ, **607**, 931
- RAMSEY, C. J., WILLIAMS, R. M., GRUENDL, R. A., CHEN, C.-H. R., CHU, Y.-H. & WANG, Q. D., 2006; *An Optical Study of Stellar and Interstellar Environments of Seven Luminous and Ultraluminous X-Ray Sources.* ApJ, **641**, 241
- SABBI, E., GALLAGHER, J. S., SMITH, L. J., DE MELLO, D. F. & MOUNTAIN, M., 2008; *Holmberg IX: The Nearest Young Galaxy.* ArXiv e-prints, **802**
- SALASNICH, B., GIRARDI, L., WEISS, A. & CHIOSI, C., 2000; *Evolutionary tracks and isochrones for alpha-enhanced stars.* A&A, **361**, 1023
- SCHLEGEL, D. J., FINKBEINER, D. P. & DAVIS, M., 1998; *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds.* ApJ, **500**, 525
- STOBART, A.-M., ROBERTS, T. P. & WILMS, J., 2006; *XMM-Newton observations of the brightest ultraluminous X-ray sources.* MNRAS, **368**, 397
- TSUNODA, N., KUBOTA, A., NAMIKI, M., SUGIHO, M., KAWABATA, K. & MAKISHIMA, K., 2006; *Detailed Spectral Study of an Ultra-Luminous Compact X-Ray Source, M81 X-9, in the Disk-Dominated State.* PASJ, **58**, 1081
- VAN PARADIJS, J. & McCLINTOCK, J. E., 1994; *Absolute visual magnitudes of low-mass X-ray binaries.* A&A, **290**, 133

- WEISZ, D. R., SKILLMAN, E. D., CANNON, J. M., DOLPHIN, A. E., KENNICUTT, JR., R. C., LEE, J. & WALTER, F., 2008; *The Recent Star Formation Histories of M81 Group Dwarf Irregular Galaxies*. ArXiv e-prints
- YUN, M. S., HO, P. T. P. & LO, K. Y., 1994; *A High-Resolution Image of Atomic Hydrogen in the M81 Group of Galaxies*. *Nature*, **372**, 530

# Conclusion & perspectives

Quelle est la nature exacte des ULXs ? Si la réponse définitive ne se trouve pas dans cette thèse, certains résultats apportent un nouvel éclairage sur la nature de ces sources.

Au travers d'une étude photométrique et spectroscopique détaillée de deux des ULXs les plus brillants dans le ciel X, nous avons pu mettre en évidence leurs contreparties optiques qui font partie d'associations stellaires jeunes peu massives situées hors de toute zone de formation stellaire à grande échelle. L'empreinte des ULXs sur le milieu interstellaire est très nette, avec la présence de nébuleuses de la taille des superbulles centrées sur ces objets.

## CONCLUSION

### *Associations stellaires*

Une découverte issue de nos observations est la détection de groupes d'étoiles isolés associés aux ULXs. Autour de NGC 1313 X-2, nous avons mis en évidence deux associations stellaires dispersées sur environ 200 pc ressemblant à deux associations OB. Elles se distinguent clairement de la population environnante ancienne ( $> 1$  Gyr) et surtout cet épisode récent de formation stellaire semble très localisé dans cette partie externe de la galaxie (à 7 kpc du centre). Proche de Holmberg IX X-1, une association stellaire jeune a également été mise en évidence dont la taille est environ 90 pc. Ces groupes d'étoiles autour des ULXs sont peu massifs, quelques  $10^3 M_{\odot}$  et relativement jeunes - 20 et 50 Myr - respectivement pour 1313 X-2 et HoIX X-1 impliquant des masses limites pour les étoiles de 12 et 7  $M_{\odot}$ . Nos estimations d'âge se sont révélées nettement plus importantes que celles publiées dans la littérature en raison d'un problème que nous imputons aux chemins évolutifs et isochrones calculés dans le système photométrique Vegamag du HST/ACS qui semblent en partie incohérents avec ceux calculés dans le système photométrique traditionnel Johnson-Cousins.

### *Contreparties optiques*

Les contreparties optiques des deux ULXs étudiées dans cette thèse sont des objets brillants dont la magnitude absolue est voisine de -5 mag, et qui arborent des couleurs relativement bleues ( $B - V \sim -0.1$ ), ce qui reste cohérent avec le peu de contreparties optiques connues actuellement. Dans un cas (NGC 1313 X-2), ses magnitude et couleurs optiques ne sont pas différentes de celles des étoiles les plus brillantes de l'association stellaire à laquelle elle appartient. Nous avons estimé une masse pour l'étoile donneuse  $M \lesssim 12 M_{\odot}$  ou même moins, si le disque d'accrétion contribue significativement à la luminosité de la source (voir ci-dessous). Dans le cas de Holmberg IX X-1 par contre, on note un excès rouge et ultraviolet qui est difficilement réconciliable avec les couleurs

d'une étoile secondaire, qu'elle se situe sur la séquence principale ou qu'elle en soit déjà au stade supergéante bleue. Cela pose la question de la contribution que peut avoir le disque d'accrétion ainsi que l'hémisphère chauffé du compagnon sur la luminosité optique des secondaires. Effectivement, si on suppose que le disque d'accrétion et l'étoile secondaire ont la même luminosité optique, cela peut faire artificiellement augmenter la luminosité de l'étoile et donc sa masse, et la faire paraître d'un type spectral plus précoce si on interprète directement les données photométriques en terme uniquement de contribution stellaire. Il faut d'ailleurs faire remarquer ici que quelques modèles prévoyant l'émission optique des ULXs ont vu le jour récemment dans la littérature, mais leurs conclusions ne sont pas unanimes. Copperwheat *et al.* (2005, 2007) montrent que l'émission optique d'un système binaire ULX doit être dominé par le disque d'accrétion uniquement si le trou noir est de masse intermédiaire ( $\gtrsim 100M_{\odot}$ ). Par contre, ils notent aussi que pour un système composé d'un trou noir de masse stellaire et d'une étoile séquence principale de type OB, sa luminosité peut-être équivalente à  $M_V \sim -4-5$  mag. En considérant les magnitudes absolues de NGC 1313 X-2 et HoIX X-1, une luminosité équivalente entre le disque et la secondaire est donc totalement possible. Rappaport *et al.* (2005) concluent à partir de modèles similaires qu'une étoile de la séquence principale plus massive que  $10 M_{\odot}$  est suffisante pour "nourrir" le trou noir et expliquer les luminosités X des ULXs. Leurs résultats invoquent également une contribution optique du disque d'accrétion non négligeable par rapport à l'étoile compagnon, du même ordre de grandeur que Copperwheat *et al.* (2005, 2007). Madhusudhan *et al.* (2007) au contraire, trouvent que leurs modèles suggèrent fortement que les ULXs sont des systèmes où un IMBH est présent. Ils notent par ailleurs que la contribution au flux optique du disque d'accrétion dans le cas du trou noir de masse stellaire est faible. Enfin, Patruno & Zampieri (2008) se sont surtout attardés à modéliser l'évolution des secondaires modifiées par le transfert de masse dans le système et irradiées par le flux X. Leurs résultats ne posent pas de contraintes importantes sur la masse du trou noir, mais par contre restreignent assez fortement l'intervalle de masse des étoiles compagnons par rapport à leurs paramètres photométriques. C'est d'ailleurs un des points communs entre tous ces modèles, à savoir qu'il est nécessaire que l'étoile compagnon soit relativement massive pour que le taux d'accrétion soit stable dans le système et permette d'atteindre des flux X de  $10^{40}$  ergs/s. Mais là encore, quelques différences apparaissent entre les modèles : si Copperwheat *et al.* (2005, 2007), Rappaport *et al.* (2005), Patruno & Zampieri (2008) donne une limite correspondant à  $M_{\text{donneur}} \gtrsim 10M_{\odot}$ , Madhusudhan *et al.* (2007) trouve au contraire qu'une limite inférieure de  $25M_{\odot}$  est plus probable vu leurs modèles, ce qui va de paire avec un trou noir nettement plus massif. Toujours à propos de ces modèles, et quand une comparaison avec les observations est donnée, les estimations pour l'étoile donneuse dans NGC 1313 X-2 sont de l'ordre de 5 à  $25 M_{\odot}$  (Copperwheat *et al.* 2007) avec parfois des estimations plus restrictives ( $10-15 M_{\odot}$  pour Patruno & Zampieri (2008)) sans que la dégénérescence sur la masse du trou noir ne soit réellement levée. On peut faire néanmoins deux remarques principales sur ces modèles : la première est que la plupart des prédictions optiques quantitatives sont seulement faites dans les bandes B et V (Rappaport *et al.* 2005, Madhusudhan *et al.* 2007, Patruno & Zampieri 2008) ce qui paraît être une contrainte relativement faible, sachant qu'elle est en général non-suffisante pour classer correctement une étoile seule (non irradiée) en prenant en compte les erreurs photométriques auxquelles nous sommes confrontés. Dans ce cadre, le modèle de Copperwheat *et al.* (2005, 2007) a le mérite d'étendre ses prédictions aux magnitudes infrarouges. La deuxième remarque vient du fait que la plupart des modélisations de l'émission optique provenant du disque d'accrétion sont basées sur le disque standard Shakura & Syunyaev (1973). Or, les observations X suggèrent de plus en plus que ce n'est peut-être pas le cas (hypothèse du *slim disk* par exemple) surtout si on considère une accrétion super-Eddington qui va modifier les propriétés physiques du disque et peut-être sa

géométrie. Du coup, l'émission optique d'un tel disque peut être nettement différente.

En vue de cette interprétation, nous avons d'ailleurs montré dans cette thèse la courbe de lumière optique la plus détaillée pour un ULX. La contrepartie optique de NGC 1313 X-2 montre une variabilité avec une amplitude de l'ordre de 0.2 mag, sur des échelles de temps allant de quelques heures à quelques jours. Sans période évidente, nous ne pouvons pas la relier aux variations ellipsoïdales du système et en conséquence suggérons que l'irradiation X de l'étoile compagnon et une contribution variable du disque d'accrétion doivent en être la cause. Une variabilité du même ordre de grandeur dans HoIX X-1 a été découverte entre deux observations HST même si dans ce cas le manque de données ne permet pas de conclure sur la nature de ces variations.

Un des points cruciaux de nos études est la détection d'une raie d'HeII $\lambda$ 4686 en émission dans le spectre des objets stellaires les plus brillants coïncidents avec le cercle d'erreur de la position X. En effet, cette raie est la caractéristique des binaires X et associe donc sans ambiguïté l'objet stellaire vu dans les images optiques à la source X. Dans HoIX X-1, la raie n'est pas résolue. Par contre, dans le cas de 1313 X-2, cette raie est résolue ( $FWHM \sim 640$  km/s) et montre en plus une variation dans sa vitesse radiale de  $\sim 380$  km/s en l'espace de trois semaines. Si l'hypothèse que cette raie se forme au niveau du disque d'accrétion est correcte, nous avons une évidence que le trou noir est d'une masse  $\lesssim 50M_{\odot}$ , ce qui infirmerait définitivement la présence d'un trou noir de masse intermédiaire ( $> 100 M_{\odot}$ ) dans ce système. On note aussi que la largeur équivalente de cette raie dans les deux systèmes étudiés est de l'ordre de  $10 \text{ \AA}$  ce qui pourrait être compris comme l'influence d'une source X 10 fois plus lumineuse que dans les binaires X de grande masse. Cela pourrait donc traduire la plus grande contribution optique du disque d'accrétion dans les ULXs, comme suggéré un peu plus haut.

De fait, et si les ULXs (ou du moins, la plupart) étaient des binaires X de grande masse accrétant de manière continue à des taux super-Eddington? Cette idée commence en fait à émerger aussi bien d'un point de vue X que optique : en effet, comme décrit dans l'introduction de cette thèse, les spectres X des ULXs ayant suffisamment de photons semblent pouvoir être décrit par un tel modèle qui se prête tout aussi bien aux rares binaires X galactiques se trouvant (de manière transitoire) dans l'état très haut. Nos résultats semblent également pointer que les ULXs d'un point de vue optique ne sont pas des systèmes très différents des binaires X galactiques : le donneur de masse par exemple n'a pas besoin d'être un objet extraordinairement massif, une étoile B précoce étant compatible avec les observations. Le disque d'accrétion pourrait être aussi lumineux que le donneur de masse ce qui est également cohérent avec des taux d'accrétion élevés et donc une luminosité X importante. Par ailleurs, si l'idée des IMBHs est séduisante, il faut avouer que former un tel objet nécessite des conditions extrêmes. La masse stellaire dans les associations autour des deux ULXs étudiés n'est que de quelques  $10^3 M_{\odot}$  et il semble donc impossible de former un IMBH comme dans les scénarios d'effondrement et de collisions d'étoiles O dans les amas stellaires massifs. Donc nous proposons ici qu'il ne s'agit pas d'IMBHs et que les trous noirs dans ces ULXs sont d'une masse  $\lesssim 50 M_{\odot}$ .

### ***Nébuleuses***

Les nébuleuses entourant les deux ULXs de notre étude sont d'une nature relativement complexe. L'énergie requise pour expliquer leur émission est réellement colossale, de l'ordre de  $10^{53}$  erg/s soit l'équivalent d'une centaine de supernovae. Si effectivement les chocs jouent un rôle certainement prépondérant - ce qu'on peut voir à travers l'élargissement des raies d'émission et également grâce aux diagnostics de chocs - les rapports de raies impliquant des éléments faiblement ionisés ne sont pas en accord avec cette théorie. Une contribution photoionisante semble requise en complément

pour expliquer ces différences, même si pour cela une modélisation plus poussée est nécessaire. Notons ici que les contributions photoionisantes liées aux amas stellaires sont faibles (NGC 1313 X-2) ou même négligeables (HoIX X-1). Cette contribution provient donc certainement de l'ULX lui-même à travers un jet/vent, la position centrale de l'ULX dans les nébuleuses étant un élément en soi assez convaincant. C'est d'ailleurs la nébuleuse dans sa globalité qui doit être façonnée par un tel jet/vent, une nature de reste de supernova/hypernova étant quasiment écartée par notre étude. D'un point de vue plus spécifique, la nébuleuse entourant NGC 1313 X-2 semble être d'une double nature : la partie à l'ouest de l'ULX est homogène et les rapports de raies cohérents avec une émission choquée d'une vitesse de l'ordre de 100 km/s. Par contre, nous avons mis en évidence une structure secondaire dans la partie est de la nébuleuse où très clairement un choc similaire ne peut plus complètement expliquer les rapports de raie d'émission. Nous avons pu montrer marginalement que cette zone avait une cinématique différente avec deux régions en  $H_\alpha$  ayant une contrepartie en [OIII] et une contrepartie en [OI] qui pourraient se déplacer dans deux directions opposées. La bulle entourant Holmberg IX X-1 est au moins aussi complexe : l'ULX se situe au centre d'une zone très émissive en  $H_\alpha$  et [OIII] qui se déplace dans notre direction tandis qu'une autre partie uniquement détectée en  $H_\alpha$  se déplace dans une direction opposée. Plus intrigant encore, une bulle de même taille que la principale est très brillante en [OIII] où une étude récente dans la littérature suggère une émission photoionisée et non choquée.

## PERSPECTIVES

Le principal résultat que nous attendons pour confirmer la nature des ULXs est une mesure dynamique de la masse du système binaire et du trou noir en particulier. Si dans cette thèse, nous avons une suggestion assez forte qu'au moins dans un cas, le trou noir doit être d'une masse de quelques dizaines de masses solaires tout au plus, il est nécessaire d'obtenir une courbe de vitesse radiale pour déterminer sans ambiguïté cette valeur. Nous écartons ici volontairement l'utilisation de courbes de lumière photométriques car nous avons montré dans le cas de NGC 1313 X-2 que la période orbitale (qui pourrait donner au moins une contrainte sur la fonction de masse du système) doit être certainement masquée par des variations aléatoires liées à l'hémisphère du compagnon chauffé et plus probablement par l'émission du disque d'accrétion. Néanmoins, nous suggérons quand même d'essayer cette méthode sur d'autres ULXs (qui est peu coûteuse en temps d'observation), comme Holmberg IX X-1 où nous avons détecté une variabilité photométrique. En effet, il est aussi possible que la non-détection d'une période dans le premier ULX soit un effet lié à la géométrie du système ou alors à des conditions particulières lors de l'observation puisque nous avons vu que notre étude optique de NGC 1313 X-2 était quasi-simultanée avec un pic d'émission en rayons X. D'un autre côté, la détermination d'une courbe de vitesse radiale n'est à priori pas si simple que ce qu'on pourrait croire. Tout d'abord, cette méthode nécessite quelques dizaines d'heures d'observations puisque l'obtention d'un seul point de mesure équivaut à environ une heure d'intégration spectroscopique. Par ailleurs, notre étude VLT (dont les observations ont été réalisées entre octobre 2007 et avril 2008) tendant à déterminer cette courbe de vitesse radiale pour NGC 1313 X-2 montre de façon préliminaire que la raie d'HeII $\lambda$ 4686 a très largement diminué en terme de flux et de largeur équivalente comparé aux mesures présentées dans cette thèse, ce qui pourrait être un obstacle dans l'obtention d'un résultat probant.

Les perspectives concernant les nébuleuses sont également très intéressantes. En effet, celles-ci jouent réellement le rôle de calorimètre par rapport à l'ULX et permettent de connaître l'énergie

injectée par ce dernier. Néanmoins, la balance entre chocs et photoionisation n'est pas encore bien définie. Pour clarifier ce point, il est nécessaire de construire des modèles impliquant à la fois une ionisation par les chocs et une photoionisation X/UV. Par ailleurs, une extension de ce genre d'étude dans les longueurs d'onde voisines de l'optique comme l'ultraviolet ou l'infrarouge pourrait permettre de mieux discriminer les différentes contributions. En effet, ces domaines de longueur d'onde contiennent des raies d'émission d'éléments plus ionisés comme CIII, CIV, [OIV], [NeV] ou [OVI] qui permettraient de placer des contraintes plus importantes sur la nature des chocs. Malheureusement, l'accès à ces longueurs d'onde est difficile voir impossible depuis la Terre et les satellites permettant d'y accéder (FUSE, Spitzer) ont des résolutions spatiales et surtout des surfaces collectrices limitées pour l'étude de ce genre d'objets extragalactiques. Il est à noter également que les études de la cinématique des nébuleuses peuvent révéler des détails importants sur la nature même de l'ionisation (e.g Abolmasov & Moiseev 2008 pour HoIX X-1) et nous suggérons de faire de même pour NGC 1313 X-2 où nous avons mis en évidence une structure secondaire qui nécessite une étude approfondie pour comprendre son interaction avec l'ULX.

Enfin, la multiplication de ce genre d'études pourra certainement permettre de mieux comprendre statistiquement la nature des ULXs et peut-être de dégager différentes populations d'ULXs ou au contraire de les unifier. Le principal frein à ceci est la distance des ULXs qui ne peuvent être étudiés en détails que pour les plus proches ( $< 10Mpc$ ) et les plus isolés. De plus, comme on l'a vu dans cette thèse, la résolution spatiale est réellement cruciale pour résoudre les amas stellaires dont font partie les ULXs, et seul le télescope spatial HST le permet à l'heure actuelle (en attendant l'optique adaptative dans les longueurs d'onde optique).



## Références

- ABOLMASOV, P. & MOISEEV, A. V., 2008; *Kinematics of the Nebular Complex MH9/10/11 Associated with HoIX X-1*. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, **44**, 301
- COPPERWHEAT, C., CROPPER, M., SORIA, R. & WU, K., 2005; *Optical and infrared signatures of ultra-luminous X-ray sources*. *MNRAS*, **362**, 79
- , 2007; *Irradiation models for ULXs and fits to optical data*. *MNRAS*, **376**, 1407
- MADHUSUDHAN, N., RAPPAPORT, S., PODSIADLOWSKI, P. & NELSON, L., 2007; *Models for the Observable System Parameters of Ultraluminous X-ray Sources*. ArXiv e-prints, **710.3854**
- PATRUNO, A. & ZAMPIERI, L., 2008; *Optical emission from massive donors in ultraluminous X-ray source binary systems*. *MNRAS*, **386**, 543
- RAPPAPORT, S. A., PODSIADLOWSKI, P. & PFAHL, E., 2005; *Stellar-mass black hole binaries as ultraluminous X-ray sources*. *MNRAS*, **356**, 401
- SHAKURA, N. I. & SYUNYAEV, R. A., 1973; *Black holes in binary systems. Observational appearance*. *A&A*, **24**, 337



# Annexes



**Annexe A : Article de conférence :  
"The Ultraluminous X-ray Source  
IC 342 X-1 and its Environment"**



Annexe B : Article de revue : "The  
ultraluminous X-ray source  
NGC 1313 X-2. Its optical  
counterpart and environment"



Références